



# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 1(28)

1978

Сборник «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы» с 1978 г. будет издаваться четырьмя выпусками по следующей тематике:

— «Нейтронные данные в области энергий 0,0001 эВ — 20 МэВ»;

— «Нейтронные данные: константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций».

В сборнике будут публиковаться экспериментальные, теоретические, обзорные, компиляционные работы, описания алгоритмов и программ расчета и обработки ядерных данных, планирования ядерного эксперимента и т. п.

Ежегодный тираж определяется заявками, поступившими от советских и зарубежных организаций в ЦНИИАтоминформ.

Главный редактор В. А. КУЗНЕЦОВ

Редакционная коллегия: А. А. Абагян, А. Ф. Алябьев, Б. Г. Дубовский, В. Г. Заграфов, Ю. С. Замятин, О. Д. Казачковский, Д. А. Кардашев (ответственный секретарь), И. Г. Морозов, В. И. Мостовой, П. Э. Немировский, М. Н. Николаев, В. В. Орлов, К. А. Петржак, С. И. Сухоручкин, Л. Н. Усачев (заместитель главного редактора).

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1978

## ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 1 (28)

МОСКВА 1978

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ  
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

## СОДЕРЖАНИЕ

Коваленко В.В., Колдобский А.Б., В.М.Колобашкин О распределении ядерного заряда между изомерными состояниями продуктов деления .....	2
Бычков В.М., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения реакции $(n,p)$ при энергии 14,5 МэВ для стабильных ядер с $Z \geq 20$ .....	5
Исаев В.И., Ковалев В.П. К расчету выходов фотонейтронов.....	14
Коломвец В.М. Однотельная диссипация коллективной энергии ядра в приближении линейного отклика.....	17
Добрынин Ю.Л., Микаэлян Л.А., Скорохватов М.Д. Расчет альbedo нейтронов от слоистых полубесконечных сред .....	38
Голубев В.И., Исачин С.И., Казанский Ю.А., Козловцев В.Г., Ланцов М.Н., Маркалов И.П., Цибуля А.М. Исследование характеристик размножающей среды из $^{235}\text{U}$ и нержавеющей стали .....	41
Кравченко И.В., Бобков Ю.Г. Программы планирования и обработки многофакторных экспериментов .....	47
Берзонис М.А., Бондарс Х.Я., Лапенас А.А. Библиотека нейтронных сечений для программы SAND-II и ее обслуживающая программа .....	49

УДК 539.173.8

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЯДЕРНОГО ЗАРЯДА  
МЕЖДУ ИЗОМЕРНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

В.В. Коваленко, А.Б. Колдобский, В.М. Колобашкин

ON THE NUCLEAR CHARGE DISTRIBUTION BETWEEN THE FISSION-PRODUCTS ISOMER STATES. The method of calculation of fission-products isomer ratio is suggested. The thermal-neutron-induced fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  is considered. A possibility to use this method for other fission processes is discussed.

Необходимые для решения ряда прикладных задач ядерной и радиационной физики значения независимых выходов продуктов деления (ПД) тяжелых ядер нейтронами различных энергий из-за недостатка соответствующей информации обычно находятся эмпирическими и полумпирическими методами. Однако использование этих методов не может обеспечить обоснованный прогноз разделения ядерного заряда между изомерными состояниями отдельных ПД. В то же время два изомерных состояния идентифицированы для 106 ПД, три — для 7, что вместе составляет около 1/4 всех известных ядер осколочного происхождения. Поэтому разработка методов определения изомерных отношений независимых выходов ПД представляется в настоящее время актуальной.

В работах [1-4] вероятность образования изомерного состояния со спином  $J$  для осколков деления (переходящих в ПД после эмиссии мгновенных нейтронов деления) определялась соотношением

$$P(J) \sim C(2J+1) \exp \left[ -J(J+1)/2B^2 \right], \quad (1)$$

где  $B$  и  $C$  — некоторые константы, не зависящие от спина. Сравнение полученных таким образом результатов с имеющимися экспериментальными данными о ПД производилось в работах [1-4] с использованием ряда теоретических моделей и допущений, значительно усложняющих расчеты и вносящих в окончательные результаты труднопрогнозируемые погрешности.

Нами была изучена возможность описания формулой (1) распределения ядерного заряда между изомерными состояниями ПД, а не осколков. Преобразуя соотношение (1), получаем

$$B_i = \sqrt{\frac{[J_B]_i ([J_B] + 1) - [J_M]_i ([J_M]_i + 1)}{2 \ln \frac{2 [J_B]_i + 1}{k_i (2 [J_M]_i + 1)}}}; \quad (2)$$

$$(\Delta B)_i = \frac{dB_i}{dk_i} \Delta k_i = \frac{B_i \Delta k_i}{2 k_i \ln \frac{2 [J_B]_i + 1}{k_i (2 [J_M]_i + 1)}}. \quad (3)$$

Здесь  $k \pm \Delta k$  — известны для ПД из экспериментов отношения независимых выходов изомерных состояний с большим спином (Б) к независимым выходам изомерных состояний с меньшим спином (М);  $i = 1, 2, \dots, n$ , где  $n$  — число значений  $k$  для рассматриваемого процесса деления.

Значения  $k$ , взятые из работ [1, 2, 4-8], а также значения  $B_{\text{ср}}$  с погрешностью  $(\Delta B)_{\text{ср}}$ , полученные усреднением  $B_i$  для каждого рассматриваемого процесса деления, приведены в таблице.

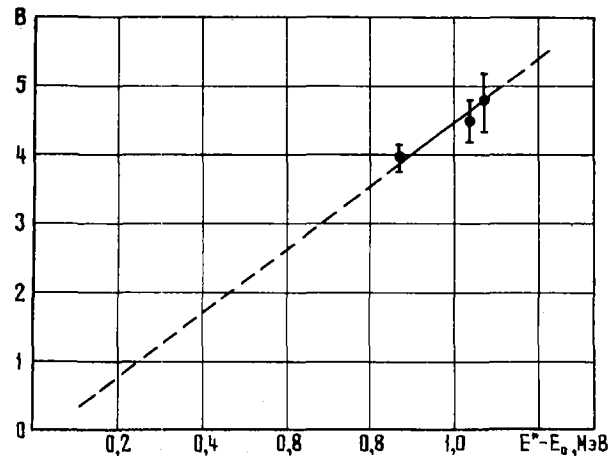
Полученные значения параметра  $V_{\text{ср}}$  позволяют, по-видимому, прогнозировать величины изомерных отношений независимых выходов ПД по крайней мере для процессов деления  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами с погрешностью

$$\Delta k = \frac{dk}{dV} \Delta V = [J_B(J_B+1) - J_M(J_M+1)] V^{-3} k \Delta V, \quad (4)$$

Построенная с использованием метода наименьших квадратов зависимость параметра  $V$  от значений величин  $E^* - E_\delta$  ( $E^*$  - энергия возбуждения компаунд-ядра [9],  $E_\delta$  - барьер его деления [10]) близка к линейной (см. рисунок):

$$V = a(E^* - E_\delta), \quad (5)$$

где  $a = 4,50 \pm 0,06 \text{ МэВ}^{-1}$ .



Зависимость  $V_{\text{ср}} = f(E^* - E_0)$

Отношения независимого выхода изомера с большим спином к независимому выходу изомера с меньшим спином  $k$  и результаты расчета  $V_{\text{ср}} \pm (\Delta V)_{\text{ср}}$

ПД	$J_B$	$J_M$	Процесс деления тепловыми нейтронами					
			$^{233}\text{U}$		$^{235}\text{U}$		$^{239}\text{Pu}$	
			$k \pm \Delta k$	Литература	$k \pm \Delta k$	Литература	$k \pm \Delta k$	Литература
$^{128}\text{Sb}$	8	5	$1,1 \pm 0,2$	[1]			$1,1 \pm 0,2$	[1]
$^{130}\text{Sb}$	8	5	$0,84 \pm 0,14$	[1]	$0,81 \pm 0,21$	[1]	$1,2 \pm 0,2$	[1]
					$0,68 \pm 0,20$	[1]		
					$0,24 \pm 0,13$	[5]		
$^{131}\text{Te}$	II/2	3/2	$1,9 \pm 0,2$	[1]	$1,9 \pm 0,4$	[1]	$2,1 \pm 0,2$	[1]
	I		$2,1 \pm 1,1$	[2]	$1,8 \pm 0,4$	[2]		
$^{132}\text{Sb}$	8	4	$0,86 \pm 0,10$		$0,23 \pm 0,06$	[1]	$0,48 \pm 0,11$	[1]
$^{133}\text{Te}$	II/2	3/2	$1,8 \pm 0,2$	[1]	$1,8 \pm 0,2$	[1]	$1,6 \pm 0,11$	[1]
					$1,55 \pm 0,50$	[2]		
					$1,06 \pm 0,16$	[6]		
$^{134}\text{Cs}$	8	4			$0,67 \pm 0,16$	[7]		
$^{135}\text{Xe}$	II/2	3/2			$1,27 \pm 0,31$	[8]		
$^{148}\text{Pm}$	6	I	$4,17 \pm 1,04$	[4]				
$V_{\text{ср}} \pm (\Delta V)_{\text{ср}}$			$4,52 \pm 0,33$		$3,92 \pm 0,19$		$4,79 \pm 0,47$	

Примечание. Значения параметра  $k$  для  $^{128}\text{Sb}$  [ $3,14 \pm 1,57$  ([5],  $^{235}\text{U}$ )] и для  $^{131}\text{Te}$  [ $3,4 \pm 1,7$  ([2],  $^{239}\text{Pu}$ )] не учтены в расчетах, так как для них логарифм в выражении (2) получается отрицательным и оно, это выражение, теряет смысл.

В принципе эта зависимость может быть использована для расчета изомерных отношений ПД при делении тяжелых ядер нейтронами с энергией, отличной от тепловой.

Следует отметить, что согласно выражению (5) при  $E^* \approx E_5$   $B \approx 0$ , т.е. при спонтанном делении образуются лишь изомерные состояния с меньшим спином. Однако отсутствие экспериментальной информации об изомерных отношениях независимых выходов при спонтанном делении и при энергиях возбуждения компаунд-ядер, больших тепловой, не позволяет сделать из этого факта каких-либо далеко идущих предположений.

#### Список литературы

1. Imanishi M., Fujiwara I., Nishi T. Independent isomer yields of Sb and Te isotopes in thermal-neutron fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$ . - "Nucl. Phys.", 1976, v. A263, p. 141-149.
2. Sarantites D.G., Gordon G.E., Coryell C.D. Ratios of Independent Yields of the Isomers  $^{131-131m}\text{Te}$  and  $^{133-133m}\text{Te}$  in Fission. - "Phys. Rev.", 1965, v. B138, p. 353-364.
3. Angular Momentum of Primary Products Formed in the Spontaneous Fission of  $^{252}\text{Cf}$ . - "Phys. Rev. C. Nucl. Phys.", 1972, v.5, p. 2041-2060. Auth.: J.B.Wilhelmy, E.Cheifetz, R.C.Yared, S.G.Thompson, H.R.Bowman.
4. Umezawa H. Independent isomeric yield ratio of  $^{148}\text{Pm}$  in the thermal-neutron induced fission of  $^{233}\text{U}$ . - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1973, v. 35, p. 353-359.
5. Fowler M.M., Wahl A.C. Yields and genetic histories of  $^{128}\text{Sb}$ ,  $^{129}\text{Sb}$  and  $^{130}\text{Sb}$  from thermal-induced fission of  $^{235}\text{U}$ . - Ibid., 1974, v. 36, p. 1201-1212.
6. Nuclear - Charge Distribution of Fission-Product Chains of Mass Numbers 131-133. - "Phys. Rev.", 1966, v. 144, p. 984-993. Auth.: P.O.Strom, D.L.Love, A.E.Greenale, A.A.Delucchi, D.Sam, N.E.Ballou.
7. Grouch E.A.C. Assessment of known independent yields and the calculation of those unknown in the fission of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$ . - Rep. AERE-R7680, 1974, p. 11.
8. Определение некоторых ядерно-физических констант  $^{138}\text{Xe}$  и  $^{135}\text{Xe}$ . - В кн.: Экспериментальные методы ядерной физики. Вып. I. М., Атомиздат, 1975, с. 3-9. Авт.: В.М.Колобашкин, А.А.Котляров, Н.С.Пивень, В.А.Христофоров.
9. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974, с.141.
10. Experimental fission barriers of actinide nuclei. Proc. of III IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fiss. Rochester, 1973. V. 1. Vienna, 1974, p. 3-23. Auth.: B.B.Back, Ole Hansen, H.C.Britt, J.D.Garrett, B.Leroux.

СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  $(n, p)$  ПРИ ЭНЕРГИИ 14,5 МэВ ДЛЯ СТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР С  $Z \geq 20$ 

В.М. Бичков, А.Б. Пащенко, В.И. Пляскин

REACTION  $(n, p)$  CROSS-SECTION FOR STABLE NUCLEI WITH  $Z \geq 20$  AT ENERGY OF 14,5 MeV. Simple dependence of reaction  $(n, p)$  cross-section on neutron and proton number in nucleus was obtained on basis of usual statistical relations for nuclear reaction cross-section and Weizsäcker formula for nuclear binding energy. It is shown that empirical dependence of reaction  $(n, p)$  cross-section on  $(N-Z)/A$  parameter results from exponential dependence of reaction cross-sections on proton binding energy in nucleus.  $\sigma_{n, p}$  values for all stable nuclei with  $Z \geq 20$  are calculated.

## Введение

Для оценки сечений реакций  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, t)$ ,  $(n, 2n)$  при энергии нейтрона 14–15 МэВ в настоящее время широко применяются эмпирические и полуэмпирические формулы, основанные на систематиках экспериментальных данных по этим сечениям. В таких формулах обычно используются некоторые, найденные опытным путем, общие закономерности в зависимости сечений от  $Z$  и  $A$  ядер [1–6]. Недостаток этого метода предсказания или оценки сечений заключается в отсутствии теоретического обоснования полученных формул, что может сказаться на точности оценки при выходе за пределы той области изменения переменных, в которой были подогнаны используемые параметры.

В данной работе проводится обоснование  $(N-Z)$  зависимости сечений реакции  $(n, p)$  при энергии около 15 МэВ, эмпирически найденной Левковским [5, 6]. На основании обычных статистических соотношений для сечения ядерной реакции и формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра получена простая зависимость сечения реакции  $(n, p)$  от числа протонов и нейтронов в ядре.

Показано, что  $(N-Z)$  зависимость Левковского является следствием экспоненциальной зависимости сечения реакции  $(n, p)$  от энергии связи протона в ядре.

С использованием полного набора экспериментальных данных по сечению реакции  $(n, p)$  определены оптимальные значения параметров полученной формулы. Результаты расчета сравниваются с систематикой Левковского. Рассчитаны сечения реакции  $(n, p)$  для стабильных ядер с  $Z \geq 20$ , для которых в настоящее время нет экспериментальных данных.

В 1962 г. Гарднер [1] заметил, что для изотопов одного элемента сечение реакции  $(n, p)$  при энергии 14–15 МэВ может быть описано простой зависимостью

$$\sigma_{n, p}(Z, A \pm 1) \approx \sigma_{n, p}(Z, A) 2^{\pm 1}, \quad (1)$$

т.е. сечение на каждом последующем изотопе примерно в два раза меньше предыдущего<sup>X</sup>. В последующей серии работ [1–4] он предложил эмпирическую зависимость абсолютного сечения реакции  $(n, p)$  от  $A$  и  $Z$ :

$$\sigma(Z, A) = \alpha_i B_i 2^{B_i - A} \left[ e^{b_i B_i - c_i (Z - d_i)} \right], \quad (2)$$

где параметры  $\alpha_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$ ,  $B_i$  зависят от  $Z$  и  $A$ .

Изотопическая зависимость выводилась на основании статистической модели ядерной реакции и имела вид

$$\frac{\sigma(Z, A+1)}{\sigma(Z, A)} = \exp \left\{ 2 \left[ (a E_m)_{A+1}^{1/2} - (a E_m)_A^{1/2} \right] \right\}, \quad (3)$$

<sup>X</sup> На самом деле эта тенденция не противоречит экспериментальным данным в силу их больших ошибок; действительная зависимость является более сложной.

где  $E_m = E_n + Q_{n,p} - \delta$  ;  
 $E_n$  - энергия падающего нейтрона;  
 $Q_{n,p}$  - энергия реакции (n, p);  
 $\delta$  - энергия спаривания нуклонов;  
 $\alpha$  - параметр плотности уровней.

В работах [1-4] отмечается так же отсутствие оболочечных эффектов в сечении реакции (n, p) при энергии 14-15 МэВ. Значение параметра  $\alpha$  в формуле (3) выбиралось как  $\frac{A}{20} - \frac{A}{25}$ , что ниже обычно используемых значений  $\alpha \sim \frac{A}{10} \div \frac{A}{7,5}$ . Такое расхождение может быть объяснено влиянием кулоновского барьера, учет которого, как отмечено в формуле (4), действует как уменьшение параметра  $\alpha$ .

Гарднер отмечает, что эта систематика хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные, за исключением области ядер с  $56 \leq Z \leq 60$ .

В 1964 г. В.Н.Левковский [5] вывел очень простую зависимость сечений реакции (n, p) при энергии  $E = 14$  МэВ от параметра  $(N - Z)/A$ . В работе [6] им были получены оптимальные параметры этой зависимости по экспериментальным данным для сечения реакции (n, p) на 113 ядрах (рис.1):

$$\sigma_{n,p} = 7,3 \sigma_n \exp \left\{ -33(N-Z)/A \right\} \text{ [мб]}, \quad (4)$$

где сечение поглощения нейтронов с энергией 14 МэВ дается зависимостью  $\sigma_n = \pi z_0^2 (A^{1/3} + 1)^2$ .

Здесь  $z_0 = 1,4 \cdot 10^{-3}$  см; A - атомный вес ядра.

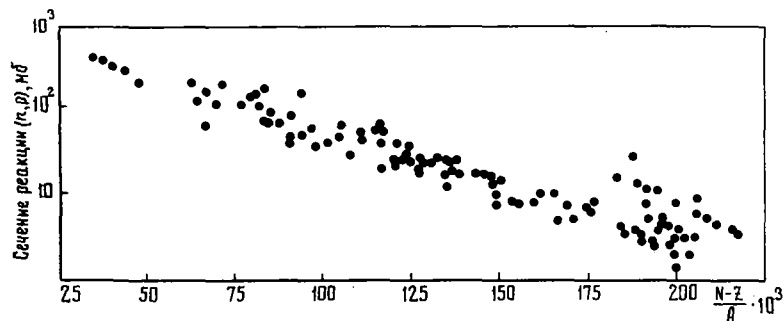


Рис.1. Зависимость экспериментальных сечений реакции (n, p) от параметра  $\frac{N-Z}{A}$

Обе зависимости Гарднера и Левковского удовлетворительно описывают примерно 70% всей экспериментальной информации. Однако нельзя не отметить простоту формулы Левковского, описывающей широкий круг данных при практически одном подогнанном параметре. Это наводит на мысль, что формула (4) правильно отражает основные физические законы, проявляющиеся в реакции (n, p) при рассматриваемой энергии  $E_n = 14$  МэВ.

В данной работе делается попытка получить простую зависимость для сечения реакции с вылетом заряженных частиц на основе общих физических представлений.

Сечение реакции (n, x) представим как

$$\sigma_{nx} = \sigma_{avs} W_{cx} \quad (5)$$

где  $\sigma_{avs}$  - сечение поглощения нейтрона ядром-мишенью;  
 $W_{cx}$  - вероятность распада полученного составного ядра с испусканием заряженной частицы.

Величину  $W_{cx}$  определим с помощью принципа детального равновесия:

$$W_{cx} = \frac{N_x}{N_c} W_{xc}^* \quad (6)$$



Здесь  $N_c, N_x$  - полное число состояний системы до и после распада;

$W_{xc}^*$  - вероятность обратного процесса, т.е. поглощения остаточным ядром заряженной частицы  $x$ .

Число состояний составного и остаточного ядер запишем через плотность уровней в модели ферми-газа.

Тогда

$$N_c(E)dE \approx \exp \left\{ 2\sqrt{a_c(E_0 - \delta_c)} \right\} dE, \quad (7)$$

где  $E_0 = E_n + B_n$ ;

$E_n$  - энергия падающего нейтрона;

$B_n$  - энергия связи падающего нейтрона в составном ядре;

$a, b$  - параметры плотности уровней;

$$N_x(\varepsilon)d\varepsilon \approx \exp \left\{ 2\sqrt{a_x(E_{max} - \varepsilon - \delta_x)} \right\} \omega_x(\varepsilon)d\varepsilon. \quad (8)$$

Здесь  $\omega_x(\varepsilon)$  - плотность состояний частицы  $x$  в непрерывном спектре

$$E_{max} = E_n + Q_{nx},$$

где  $Q_{nx}$  - энергия реакции ( $n, x$ );

$$\omega_x(\varepsilon) = \frac{V}{4\pi^2 \hbar^3} (2J_x + 1)(2\mu_x)^{3/2} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon. \quad (9)$$

Здесь  $J_x, \mu_x$  - спин и приведенная масса частицы соответственно.

Вероятность обратного процесса

$$W_{xc}^*(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{v_x \sigma_x(\varepsilon)}{V} = \left( \frac{2\varepsilon}{\mu} \right)^{1/2} \frac{\sigma_x(\varepsilon)}{V} d\varepsilon. \quad (10)$$

Подставляя выражения (7-10) в формулу (6), получаем соотношение для вероятности испускания частицы  $x$  с энергией  $\varepsilon$  в интервале  $d\varepsilon$ :

$$W_{cx}(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{(2S_x + 1)\mu\varepsilon\sigma_x(\varepsilon) \exp \left\{ 2\sqrt{a_x(E_{max} - \varepsilon - \delta_x)} - 2\sqrt{a_c(E_0 - \delta_c)} \right\} d\varepsilon}{4\pi^2 \hbar^3}. \quad (11)$$

Чтобы получить полную вероятность  $W_{cx}$ , нужно проинтегрировать выражение (11) от 0 до  $E_{max}$ . Для этого представим

$$\sigma_x(\varepsilon) = 1 - \frac{B_k}{\varepsilon}, \quad (12)$$

где  $B_k$  - высота кулоновского барьера для частицы  $x$ .

Выполнив интегрирование и опустив постоянные коэффициенты перед экспонентой, получим

$$W_{cx} \approx \frac{\exp \left\{ 2\sqrt{a_x(E_{max} - B_k - \delta_k)} \right\}}{\exp \left\{ 2\sqrt{a_c(E_0 - \delta_c)} \right\}} \approx \frac{\exp \left\{ 2\sqrt{a_x(E_n + Q_{nx} - B_k - \delta_k)} \right\}}{\exp \left\{ 2\sqrt{a_c(E_n + B_n - \delta_k)} \right\}}. \quad (13)$$

Считая, что  $Q_{nx} - B_k - \delta_k$  и  $B_n - \delta_c$  меньше  $E_n$  (что справедливо при  $E_n \sim 15$  МэВ), и полагая  $a_x \approx a_c = a$ , разложим в ряд радикалы

$$\begin{aligned} W_{cx} &\approx \frac{\exp \left\{ 2\sqrt{a_x E_n} \sqrt{1 + \frac{Q_{nx} - B_k - \delta_k}{E_n}} \right\}}{\exp \left\{ 2\sqrt{a_c E_n} \sqrt{1 + \frac{B_n - \delta_c}{E_n}} \right\}} \approx \\ &\approx \exp \left\{ 2\sqrt{a E_n} \left( \frac{-B_x - B_k + \delta'}{2E_n} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь использовано соотношение  $Q_{nx} = B_x - B_n$ ,  
где  $B_x$  — энергия связи частицы  $x$  в основном ядре;

$$\delta' = \delta_x - \delta_c .$$

Таким образом получено простое соотношение для сечения реакции  $(n, x)$ :

$$\sigma_{nx} \approx \sigma_{abs} \exp \left\{ \sqrt{\frac{a}{E_n}} (-B_x - B_k + \delta') \right\} . \quad (15)$$

Выражение (15) не зависит от типа вылетающей частицы  $x$  и может применяться для любых нейтронных реакций  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, d)$  и т.д.

На величину сечения наиболее существенно влияют два фактора: энергия связи частицы и высота кулоновского барьера. Энергию связи  $B_x$  можно оценить, пользуясь простыми модельными представлениями. Сделаем это для случая, когда вылетающей частицей является протон.

Энергию связи ядра по полуэмпирической формуле Вайцзеккера запишем как

$$W_{A,Z} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta , \quad (16)$$

где примерно значения параметров равны [7]:  $\alpha = 16$  МэВ,  $\beta = 18$  МэВ;  $\gamma = 0,7$  МэВ;  $\varepsilon = 95$  МэВ;

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{для чётно-чётных ядер,} \\ 0 & \text{для нечётных,} \\ -|\delta| & \text{для нечётно-нечётных ядер;} \end{cases}$$

$$|\delta| = 34A^{-3/4} .$$

Энергия связи протона в составном ядре

$$B_p = W_{A+1,Z} - W_{A,Z-1} = \alpha - \gamma \frac{2Z-1}{A^{1/3}} + \frac{\varepsilon}{2} \frac{A-2Z+1}{A} + \delta_p . \quad (17)$$

Кулоновский член в этой формуле имеет ту же зависимость, что и высота кулоновского барьера  $B_k$ , причем

$$\gamma \cdot \frac{2Z-1}{A^{1/3}} \approx 1,8 B_k . \quad (17a)$$

Подставляя выражение (17) с учетом формулы (17a) в формулу для сечения (15), получаем

$$\sigma_{np} \approx C \cdot \sigma_{abs} \exp \left\{ \sqrt{\frac{a}{E_n}} \left( -C_2 \frac{N-Z+1}{A} + C_3 \frac{Z-1}{A^{1/3}} - \Delta \right) \right\} [\text{мб}] . \quad (18)$$

В этой формуле все параметры имеют конкретный физический смысл и могут быть оценены следующим образом:

$$C_2 = \frac{\varepsilon}{2} \approx 50 \text{ МэВ}; \quad C_3 = 0,8\gamma \approx 0,56 \text{ МэВ}; \quad a \approx \frac{A}{10} \text{ МэВ}^{-1} .$$

Коэффициент  $\Delta$  оценить несколько сложнее, так как он меняется в зависимости от четности числа нуклонов в рассматриваемых ядрах и равен 10 МэВ. Коэффициент  $C_1$  в основном зависит от типа вылетающей частицы.

При сравнении формулы (18) с формулой Левковского (4) видно, что в последней правильно отражена зависимость энергии связи вылетающей частицы от параметра  $N - Z/A$ , благодаря чему применение ее для описания экспериментальных данных оказалось успешным.

Коэффициенты  $C_2$ ,  $C_3$  и  $\Delta$  могут несколько отличаться от приведенных выше из-за приближений, сделанных при выводе формулы (18). Поэтому была проведена подгонка параметров формулы с использованием полного набора экспериментальных данных по сечению реакции  $(n, p)$  при энергиях 14–15 МэВ. При этом была использована компиляция Левковского [6] и данные работ [8–10]. Оказалось, что подгонка практически не изменила параметров  $C_2$  и  $C_3$ , причем добавление новых данных по экспериментальным сечениям практически не меняет результатов подгонки.

Приведем полученные значения параметров:

$$\begin{aligned}
 C_1 &= 7,059; & \alpha &= A/10 \text{ МэВ}^{-1}; \\
 C_2 &= 49,97 \text{ МэВ}; & E_n &= 14,5 \text{ МэВ}; \\
 C_3 &= 0,584 \text{ МэВ}; & \Delta &= 3,258 \text{ МэВ}.
 \end{aligned}$$

Сечения поглощения нейтронов вычисляются через геометрическое поперечное сечение ядра как и в формуле Левковского:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\alpha\beta s} &= \pi z_0^2 (A^{1/3} + 1)^2; \\
 z_0 &= 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}.
 \end{aligned}$$

Формулы (4) и (18) имеют различную функциональную зависимость от  $N$  и  $Z$ . Интересно сравнить их предсказания и с имеющимися экспериментальными данными (рис.2 и 3, приложения).

В области ядер  $40 < A < 60$  предсказания обеих формул идентичны, поэтому качественного отличия в предсказаниях по этим формулам следует ожидать для тяжелых ядер. Как видно из рис.2 и 3, формула (18) более правильно отражает изотопическую зависимость сечений на тяжелых ядрах.

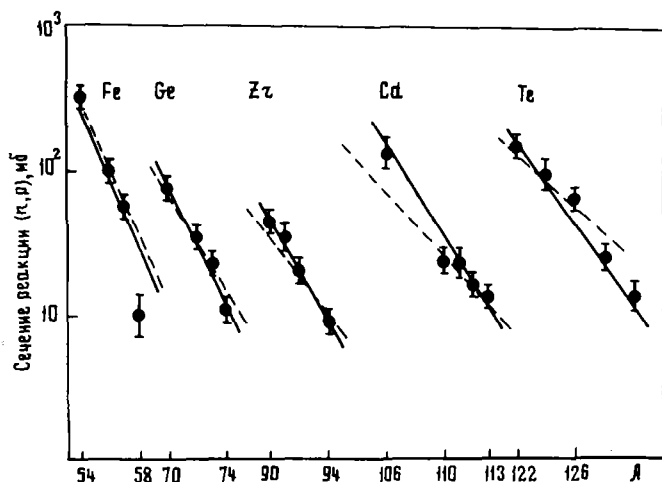


Рис.2. Изотопическая зависимость реакции  $(n, p)$ :  
 $\bullet$  - эксперимент; --- - расчет по формуле (4); — - расчет по формуле (18)

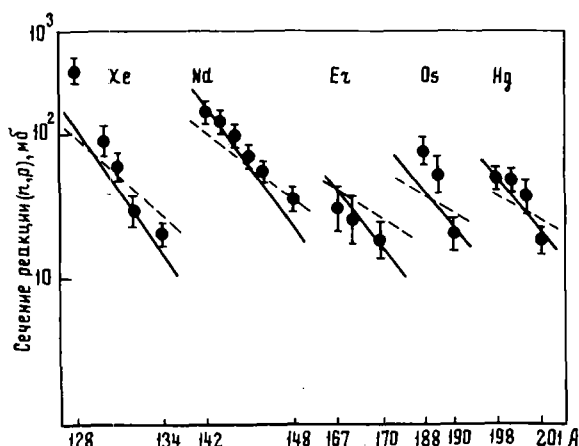


Рис.3. Изотопическая зависимость реакции  $(n, p)$ . Обозначения - см.рис.2

Из анализа зависимостей (15)-(18) можно сделать следующие выводы:

1. На основании простых физических соображений выведена зависимость сечения реакции  $(n, p)$  от  $N$  и  $Z$ .

2. Вывод формулы (15) не зависит от типа частиц, поэтому можно получить соотношения, аналогичные соотношению (18), и применять их для предсказания сечений даже таких реакций, где экспериментальная информация очень неполная [например,  $(n, t)$ ].

3. Формула (18) физически более обоснованна, чем формулы Гарднера и Левковского, и лучше описывает всю совокупность экспериментальных данных по сечениям  $(n, p)$ . Поэтому она может быть рекомендована в задачах оценки ядерных данных. В приложении 2 приведены сечения реакции  $(n, p)$  для стабильных ядер, рассчитанных по формуле (18). Экспериментальных данных по сечениям реакции  $(n, p)$  для этих ядер нет.

I. Сравнение расчетов по формулам (4) и (18) с экспериментальными данными

Изотоп	$\frac{N-Z}{A} \cdot 10^3$	$\sigma_{(n,p)}$		
		Экспериментальные данные	Расчет по формуле (18)	Расчет по формуле (4)
<sup>44</sup> Ca	90,9	40,0 ± 3,0	36,67	45,93
<sup>45</sup> Sc	66,6	57,0 ± 6,0	77,09	103,42
<sup>47</sup> Ti	63,8	110,0 ± 15,0	88,81	116,17
<sup>48</sup> Ti	83,3	60,0 ± 6,0	49,95	61,71
<sup>49</sup> Ti	102,0	30,0 ± 6,0	28,41	33,64
<sup>50</sup> Ti	120,0	16,0 ± 4,0	16,34	18,80
<sup>51</sup> V	98,0	32,0 ± 4,0	33,33	39,21
<sup>52</sup> Cr	76,9	90,0 ± 10,0	67,18	79,51
<sup>53</sup> Cr	94,3	46,0 ± 6,0	38,97	45,20
<sup>54</sup> Cr	111,1	18,0 ± 3,0	22,83	26,24
<sup>55</sup> Mn	90,9	36,0 ± 8,0	45,43	51,62
<sup>54</sup> Fe	37,0	330 ± 40,0	263,90	302,50
<sup>56</sup> Fe	71,4	110,0 ± 4,0	89,48	99,12
<sup>57</sup> Fe	87,7	57,0 ± 6,0	52,83	58,44
<sup>58</sup> Fe	103,4	10,0 ± 4,0	31,47	35,10
<sup>59</sup> Co	84,7	60,0 ± 3,0	61,29	65,66
<sup>58</sup> Ni	34,4	360 ± 4,0	336,83	341,77
<sup>60</sup> Ni	66,6	120,0 ± 4,0	118,26	120,31
<sup>61</sup> Ni	81,9	95,0 ± 2,0	70,96	73,25
<sup>62</sup> Ni	96,7	24,0 ± 3,0	42,92	45,32
<sup>63</sup> Cu	79,3	120,0 ± 2,0	82,00	81,20
<sup>65</sup> Cu	107,6	28,0 ± 7,0	30,65	32,42
<sup>64</sup> Zn	62,5	180 ± 30	155,33	142,86
<sup>66</sup> Zn	90,9	71,0 ± 2,0	58,02	56,87
<sup>67</sup> Zn	104,4	42,0 ± 10,0	35,84	36,63
<sup>68</sup> Zn	117,6	17,0 ± 6,0	22,29	23,91
<sup>69</sup> Ga	101,4	36,0 ± 3,0	41,82	41,13
<sup>71</sup> Ga	126,7	16,0 ± 3,0	16,48	18,11
<sup>70</sup> Ge	85,7	77,0 ± 10,0	77,88	69,67
<sup>117</sup> Sn	145,2	16,0 ± 4,0	15,51	12,90
<sup>119</sup> Sn	159,6	7,0 ± 2,0	7,68	8,10
<sup>120</sup> Sn	166,6	4,3 ± 0,70	5,427	6,46
<sup>123</sup> Sn	170,7	4,6 ± 1,3	4,57	5,73
<sup>122</sup> Te	147,5	14,0 ± 2,0	15,23	12,26
<sup>124</sup> Te	161,2	9,0 ± 2,0	7,65	7,86
<sup>126</sup> Te	174,6	6,1 ± 0,8	3,88	5,11
<sup>128</sup> Te	187,5	2,4 ± 0,4	1,9	3,86
<sup>130</sup> Te	200,0	1,3 ± 0,3	1,0	2,24

Изотоп	$\frac{N-Z}{A} \cdot 10^3$	$\sigma_{(n,p)}$		
		Экспериментальные данные	Расчет по формуле (18)	Расчет по формуле (4)
$^{127}\text{I}$	165,3	$9,1 \pm 1,6$	6,47	6,96
$^{128}\text{Xe}$	156,2	$27,0 \pm 4,0$	10,75	9,44
$^{130}\text{Xe}$	169,2	$9,0 \pm 2,0$	5,50	6,21
$^{131}\text{Xe}$	175,5	$6,0 \pm 1,0$	3,95	5,05
$^{132}\text{Xe}$	181,8	$8,0 \pm 0,7$	2,85	4,13
$^{134}\text{Xe}$	194,0	$2,0 \pm 0,8$	1,48	2,78
$^{136}\text{Ba}$	176,4	$8,0 \pm 3,0$	4,05	5,01
$^{138}\text{Ba}$	188,4	$3,1 \pm 0,5$	2,13	3,41
$^{139}\text{La}$	179,6	$4,8 \pm 0,4$	3,50	4,54
$^{140}\text{Ce}$	171,4	$7,0 \pm 1,0$	5,74	6,01
$^{142}\text{Ce}$	183,0	$4,0 \pm 1,0$	3,04	4,12
$^{141}\text{Pr}$	163,1	$10,0 \pm 2,0$	9,39	7,95
$^{142}\text{Nd}$	154,9	$14,0 \pm 2,0$	15,31	10,45
$^{143}\text{Nd}$	160,8	$12,0 \pm 2,0$	11,13	8,63
$^{144}\text{Nd}$	166,6	$9,8 \pm 1,5$	8,11	7,15
$^{145}\text{Nd}$	172,4	$6,9 \pm 1,2$	5,92	5,94
$^{146}\text{Nd}$	178,0	$5,3 \pm 0,5$	4,33	4,94
$^{148}\text{Nd}$	189,1	$3,5 \pm 0,7$	2,33	3,45
$^{151}\text{Sm}$	184,2	$3,7 \pm 0,4$	3,32	4,13
$^{154}\text{Sm}$	194,8	$3,5 \pm 0,4$	1,81	2,93
$^{153}\text{Eu}$	176,4	$7,4 \pm 0,7$	5,37	5,35
$^{163}\text{Dy}$	190,1	$3,0 \pm 1,0$	2,76	3,53
$^{167}\text{Er}$	185,6	$3,0 \pm 1,0$	3,93	4,16
$^{168}\text{Er}$	190,4	$2,5 \pm 1,0$	2,94	3,55
$^{170}\text{Er}$	200,0	$1,8 \pm 0,5$	1,66	2,61
$^{175}\text{Lu}$	188,5	$3,4 \pm 0,5$	3,77	3,87
$^{181}\text{Ta}$	193,3	$2,5 \pm 0,3$	3,07	3,37
$^{184}\text{W}$	195,6	$4,7 \pm 1,0$	2,79	3,15
$^{72}\text{Ge}$	111,1	$35,0 \pm 5,0$	30,66	30,59
$^{73}\text{Ge}$	123,2	$23,0 \pm 3,0$	19,41	20,62
$^{74}\text{Ge}$	135,1	$11,0 \pm 2,0$	12,36	14,05
$^{75}\text{As}$	120,0	$24,0 \pm 4,0$	22,82	23,32
$^{74}\text{Se}$	81,0	$140,0 \pm 20,0$	103,91	83,64
$^{76}\text{Se}$	105,2	$54,0 \pm 4,0$	41,34	38,20
$^{77}\text{Se}$	116,8	$36,0 \pm 10,0$	26,78	26,21
$^{78}\text{Se}$	128,2	$18,0 \pm 5,0$	17,23	18,17
$^{81}\text{Br}$	135,8	$21,0 \pm 5,0$	13,18	14,43
$^{82}\text{Kr}$	121,9	$23,0 \pm 3,0$	23,83	22,94
$^{87}\text{Rb}$	149,4	$9,0 \pm 1,4$	7,99	9,57
$^{84}\text{Sr}$	95,2	$96,0 \pm 5,0$	76,52	66,14
$^{86}\text{Sr}$	116,2	$46,0 \pm 2,0$	32,73	28,39
$^{88}\text{Sr}$	136,3	$15,0 \pm 1,0$	14,26	14,82
$^{89}\text{Y}$	123,5	$25,0 \pm 1,0$	25,32	22,72
$^{90}\text{Zr}$	111,1	$44,0 \pm 3,0$	44,71	34,52
$^{91}\text{Zr}$	120,8	$34,0 \pm 3,0$	29,69	25,16
$^{92}\text{Zr}$	130,4	$20,0 \pm 4,0$	19,80	18,46
$^{94}\text{Zr}$	148,0	$9,0 \pm 5,0$	8,91	10,14

Изотоп	$\frac{N-Z}{A} \cdot 10^3$	$\sigma_{(n,p)}$		
		Экспериментальные данные	Расчет по формуле (18)	Расчет по формуле (4)
<sup>95</sup> Mo	115,7	58,0 ± 15,0	40,66	30,46
<sup>96</sup> Mo	125,0	21,0 ± 2,0	27,32	22,61
<sup>97</sup> Mo	134,0	16,0 ± 2,0	18,43	16,88
<sup>96</sup> Ru	83,3	150,0 ± 20,0	183,02	89,43
<sup>104</sup> Ru	153,8	7,2 ± 2,0	8,16	9,12
<sup>102</sup> Rh	12,62	17,0 ± 3,0	29,91	22,57
<sup>104</sup> Pd	115,3	49,0 ± 12,0	51,28	32,45
<sup>105</sup> Pd	123,8	30,0 ± 4,0	35,06	24,70
<sup>106</sup> Rd	132,0	23,0 ± 6,0	24,05	18,90
<sup>109</sup> Ag	137,0	16,0 ± 2,0	19,51	15,99
<sup>106</sup> Cd	94,3	130,0 ± 30,0	148,97	65,67
<sup>110</sup> Cd	127,2	23,0 ± 4,0	33,16	22,60
<sup>111</sup> Cd	135,1	22,0 ± 5,0	22,96	17,52
<sup>112</sup> Cd	142,8	16,0 ± 2,0	15,95	13,65
<sup>113</sup> Cd	150,4	13,0 ± 2,0	11,11	10,68
<sup>115</sup> In	147,8	12,0 ± 2,0	18,14	11,75
<sup>116</sup> Sn	137,9	22,0 ± 6,0	22,15	16,37
W	204,3	2,8 ± 6,0	1,61	2,38
Re	197,8	4,0 ± 0,5	2,54	2,96
Os	191,4	7,4 ± 1,3	3,98	3,66
Os	195,7	5,0 ± 1,8	3,03	3,19
Os	200,0	2,0 ± 0,5	2,31	2,78
Ir	193,7	4,8 ± 0,8	3,23	3,43
Ir	202,0	4,0 ± 1,3	2,12	2,62
Pt	195,8	3,9 ± 0,4	3,31	3,22
Pt	200,0	2,9 ± 0,3	2,54	2,82
Au	197,9	2,5 ± 0,2	3,04	3,04
Hg	191,9	4,7 ± 0,3	4,73	3,72
Hg	195,9	4,6 ± 0,6	3,63	3,26
Hg	200,0	3,6 ± 1,0	2,79	2,86
Hg	203,9	1,8 ± 0,3	2,15	2,52
Te	201,9	4,2 ± 0,8	2,57	2,70
Te	209,7	1,9 ± 0,2	1,53	2,10
Pb	211,5	1,26 ± 0,2	1,42	2,00

2. Сечения реакции (n, p) для стабильных ядер, рассчитанные по формуле (18). Экспериментальных данных по сечениям реакции (n, p) для этих ядер нет.

Изотоп	$\sigma_{(n,p)}$	Изотоп	$\sigma_{(n,p)}$
<sup>44</sup> Ca	36	<sup>101</sup> Ru	25,4
<sup>40</sup> Ca	437,4	<sup>102</sup> Ru	17,3
<sup>46</sup> Ca	11,5	<sup>102</sup> Pd	110,8
<sup>48</sup> Ca	3,7	<sup>108</sup> Pd	11,4
<sup>50</sup> V	58,0	<sup>110</sup> Pd	5,5
<sup>54</sup> Cr	22,8	<sup>107</sup> Ag	41,0

Изотоп	$\sigma_{(n,p)}$	Изотоп	$\sigma_{(n,p)}$
58 Fe	31,4	108 Cd	69,8
64 Ni	16,0	114 Cd	7,7
70 Zn	8,7	116 Cd	3,8
76 Ge	5,1	118 In	27,0
80 Se	7,2	112 Sn	94,7
82 Se	3,1	114 Sn	45,5
79 Br	31,3	115 Sn	31,7
78 Kr	137,9	118 Sn	10,9
80 Kr	56,7	122 Sn	2,7
83 Kr	15,5	124 Sn	1,3
84 Kr	10,2	121 Sb	9,1
86 Kr	4,4	120 Te	30,6
85 Rb	18,3	123 Te	10,7
84 Sr	76,5	125 Te	5,4
87 Sr	21,5	124 Xe	42,2
96 Zr	4,0	126 Xe	21,1
93 Nb	34,7	128 Xe	10,7
92 Mo	137,8	129 Xe	7,6
94 Mo	60,7	132 Xe	2,8
98 Mo	12,4	136 Xe	0,7
100 Mo	5,7	133 Cs	4,7
98 Ru	82,2	130 Ba	29,3
99 Ru	55,4	132 Ba	15,0
100 Ru	37,5	134 Ba	7,7
135 Ba	5,6	173 Yb	3,1
137 Ba	2,9	174 Yb	2,3
138 La	4,8	176 Yb	1,3
136 Ce	20,9	176 Lu	2,8
138 Ce	10,9	174 Hf	10,5
150 Nd	1,2	176 Hf	5,9
144 Sm	40,3	177 Hf	4,5
147 Sm	15,6	178 Hf	3,4
148 Sm	11,4	179 Hf	2,5
149 Sm	8,3	180 Hf	1,9
150 Sm	6,1	180 Ta	4,0
151 Eu	9,9	180 W	8,4
154 Gd	8,6	182 W	4,8
155 Gd	6,3	183 W	3,6
156 Gd	4,7	185 Re	4,3
157 Gd	3,5	184 Os	11,9
158 Gd	2,5	186 Os	6,8
160 Gd	1,4	187 Os	5,2
159 Tb	4,1	189 Os	3,0
156 Dy	22,3	192 Os	1,3
158 Dy	12,1	191 Ir	3,6
160 Dy	6,69	190 Pt	9,7
161 Dy	4,97	192 Pt	5,6
162 Dy	3,7	196 Pt	1,9
164 Dy	2,0	198 Pt	1,1

Изотоп	$\sigma_{(n,p)}$	Изотоп	$\sigma_{(n,p)}$
$^{165}\text{Ho}$	3,2	$^{196}\text{Hg}$	8,0
$^{162}\text{Er}$	17,1	$^{202}\text{Hg}$	1,6
$^{164}\text{Er}$	9,4	$^{204}\text{Hg}$	0,9
$^{166}\text{Er}$	5,2	$^{208}\text{Tl}$	2,5
$^{169}\text{Tm}$	4,6	$^{205}\text{Tl}$	1,5
$^{168}\text{Yb}$	13,3	$^{204}\text{Pb}$	3,9
$^{170}\text{Yb}$	7,4	$^{206}\text{Pb}$	2,3
$^{171}\text{Yb}$	5,5	$^{207}\text{Pb}$	1,8
$^{172}\text{Yb}$	4,2	$^{208}\text{Bi}$	1,4
		$^{209}\text{Bi}$	2,2

## Список литературы

- Gardner D.G. - "Nucl. Phys.", 1962, v. 29, p. 373.
- Gardner D.G., Poularikas A.D. - Ibid., v. 35, p. 303.
- Gardner D.G., Yu - Wen - Yu. Ibid., 1964, v. 60, p. 49.
- Gardner D.G., Rosenblum S. - Ibid., 1967, v. A96, p. 121.
- Левковский В.Н. - "Журн. эксперим. теорет. физ.", 1964, т. 18, с. 213.
- Левковский В.Н. - "Ядерная физика", 1973, т. 18, с. 705.
- Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. М., Атомиздат, 1965.
- Sigg R.A., Kuroda P.K. - "Nucl. Sci. and Engng", 1976, v. 60, p. 235.
- Molla N.I., Qaim S.M. - "Nucl. Phys.", 1977, v. A283, p. 269.
- Маслов Г.Н., Насыров Ф., Пашкин Н.Ф. - "Ядерные константы". Вып.9, 1972, с. 50 (Атомиздат).

УДК 539.172.3

## К РАСЧЕТУ ВЫХОДОВ ФОТОНЕЙТРОНОВ

В.И. Исаев, В.П. Ковалев

ON CALCULATION OF PHOTONEUTRON YIELDS. An analytical expression for photon track length in region of giant resonance was obtained by summing of the thin target bremsstrahlung in form  $\sim 1/k$ . Calculated for checking this expression the neutron yields from thick targets of Cu and Pb are in a good agreement with experimental results obtained by Barber and George.

В работе [1] получено общее выражение для выхода  $Y$  фотонейтронов в зависимости от энергии электронов, толщины и атомного номера мишени, имеющее вид

$$Y(E_0, Z, T) = N_0^2 \int_{k_{\text{пор}}}^{E_0} \int_k^{E_0} \frac{\delta(E, Z, k) \cdot \sigma_{pn}(Z, k)}{dE/dx \cdot \mu(k)} \left[ 1 - \left( \frac{dE_0/dx}{dE/dx} \right)^{\frac{\mu(k)}{\beta}} e^{-\mu(k)T} \right] dE dk, \quad (I)$$



где  $E_0$  - энергия падающих электронов;  
 $Z$  - атомный номер мишени;  
 $T$  - толщина мишени;  
 $N_0$  - плотность атомов мишени на  $1 \text{ см}^2$ ;  
 $k$  - энергия фотона;  
 $s$  - спектр тормозного излучения для бесконечно тонкой мишени;  
 $dE/dx = \sigma + \beta E$  - удельная потеря энергии электроном;  
 $\sigma$  - отрезок оси ординат;  
 $\beta$  - наклон кривой дифференциальных потерь энергии электроном в зависимости от кинетической энергии;  
 $\mu(k)$  - коэффициент поглощения фотона с энергией  $k$ ;  
 $\sigma_{\gamma n}(Z, k)$  - сечение фотоядерной реакции с вылетом нейтрона.

Расчеты выходов фотонейтронов по формуле (1) были проведены для меди и свинца. Спектр тормозного излучения  $s(E, Z, k)$  (назовем его "элементарным") выбирался в форме, полученной Шиффом [2], сечение  $\sigma_{\gamma n}$  бралось из работы Миллера и др. [3]. Результаты расчетов на 15-20% отличаются от экспериментальных данных Барбера и Джорджа [4].

Расчеты по формуле (1) достаточно трудоемки и выполняются с помощью ЭВМ.

Чтобы упростить выражение (1), было исследовано влияние вида элементарного спектра  $s(E, Z, k)$  на величину и форму внутреннего интеграла в формуле (1), т.е. на величину длины треков тормозного излучения.

Были опробованы элементарные спектры в форме Бете-Гайтлера - простой (полное экранирование,  $E_0 \gg m_0 c^2$ ) [5] и модифицированной [6], в форме Шиффа [2] и спектр вида  $1/k$ .

Длина треков была рассчитана для энергии электронов 35 МэВ и мишени из свинца толщиной в один пробег электрона. Оказалось, что длины треков фотонов в зависимости от их энергии для разных элементарных спектров различаются по абсолютной величине не более чем на 30%, а по форме идентичны. Отсюда можно сделать нетривиальный вывод, что зависимость длины треков тормозного излучения от энергии нечувствительна к виду элементарного спектра. К такому же выводу пришли и авторы работы [7].

Основываясь на этом выводе, можно подобрать такой вид элементарного спектра, чтобы выражение для длины треков было интегрируемо в аналитических функциях, и, таким образом, свести выражение для выхода фотонейтронов к однократному интегралу.

Возьмем элементарный спектр в виде  $\text{const}/k$ . Подставляя его в выражение (1), получаем

$$Y(E_0, Z, T) = \frac{N_0^2}{\mu} \int_{k_{\text{пор}}}^{E_0} (A_1 - A_2 e^{-\mu(k)T}) \sigma_{\gamma n}(Z, k) dk, \quad (2)$$

где

$$A_1 = \frac{\text{const}}{k} \int_k^{E_0} \frac{dE}{\sigma + \beta E};$$

$$A_2 = \frac{\text{const}}{k} \int_k^{E_0} \left( \frac{\sigma + \beta E_0}{\sigma + \beta E} \right)^{\frac{\mu(k)}{\beta}} \frac{dE}{\sigma + \beta E}.$$

Интеграл  $A_1$  представляет собой спектр тормозного излучения, который образовался в мишени при полной потере энергии электроном в предположении, что фотоны не поглощаются. Величина  $A_2 e^{-\mu T}$  есть спектр тормозного излучения, выходящего из мишени. Константы в выражениях для  $A_1$  и  $A_2$  определим из следующих соображений: если  $A_1$  после интегрирования по  $E$  умножить на  $k$  и вновь проинтегрировать по  $k$  от нуля до  $E_0$ , то очевидно получим величину энергии, конвертируемую в тормозное излучение при полной остановке электрона:

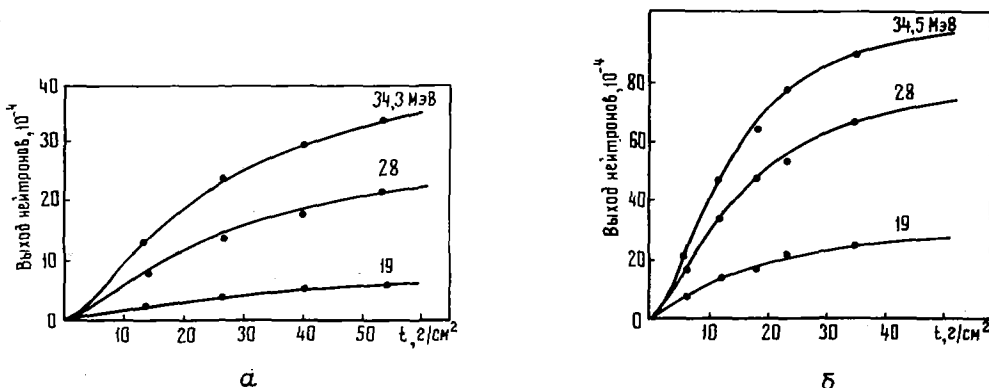
$$I = \frac{\text{const}}{\beta} \left[ E_0 - \frac{\sigma}{\beta} \ln \frac{\sigma + \beta E_0}{\sigma} \right]. \quad (3)$$

Сравнивая формулу (3) с выражением  $\varepsilon = \frac{c}{\beta} \left( 1 - \frac{\sigma}{\beta E_0} \ln \frac{\sigma + \beta E_0}{\sigma} \right)$  для доли  $\varepsilon$  энергии электрона, конвертируемой в тормозное излучение, полученным в работе [8], убеждаемся, что  $\text{const} = c$  - наклону радиационных потерь в зависимости от энергии электрона.

Проведя необходимые вычисления и подстановки, окончательно получаем

$$Y(E_0, Z, T) = \frac{c N_0}{\mu \beta} \int_{k_{\text{пор}}}^{E_0} \frac{1}{k} \left\{ \ln \frac{\sigma + \beta E_0}{\sigma + \beta k} - \frac{\beta}{\mu(k)} \left[ \left( \frac{\sigma + \beta E_0}{\sigma + \beta k} \right)^{\frac{\mu(k)}{\beta}} - 1 \right] e^{-\mu(k)T} \right\} \sigma_{\gamma n}(Z, k) dk. \quad (4)$$

Результаты расчетов выходов фотонейтронов для меди и свинца и экспериментальные данные Барбера и Джорджа [4] приведены на рисунке. Наблюдается согласие в пределах ошибок эксперимента. Лучшее согласие с экспериментом по сравнению с расчетами по формуле (1), в которых использовались абсолютные значения элементарного спектра типа Шиффа, обусловлено, по-видимому, введением нормировки на радиационные потери энергии электронам.



Выход фотонейтронов из меди (а) и свинца (в) в зависимости от энергии электронов и толщины мишени:

... - эксперимент [4]; — - расчет по формуле (4)

#### Список литературы

1. Ковалев В.П., Исаев В.И. - "Атомн. энергия", 1977, т.42, вып.6, с.467.
2. Shiff L. - "Phys. Rev.", 1951, v. 83, p. 252.
3. Miller I. e.a. - "Nucl. Phys.", 1962, v. 32, p. 236.
4. Barber W., George W. - "Phys. Rev.", 1959, v. 116, p. 1551.
5. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., Изд-во иностр.лит., 1956.
6. Hansen N., Fultz S. Cross section and spectra for negative electron bremsstrahlung. - UCRL-6099. 1960.
7. Жучко В.Е., Ципенюк Ю.М. - "Атомн. энергия", 1975, т. 39, с. 66.
8. "Атомн. энергия", 1974, т. 36, с. 400. Авт.: В.И.Исаев, В.П.Ковалев, В.П.Харин, В.П.Гордеев.

ОДНОТЕЛЬНОЕ ДИССИПАЦИЯ КОЛЛЕКТИВНОЙ ЭНЕРГИИ ЯДРА  
В ПРИБЛИЖЕНИИ ЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА

В.М. Коломиец

LINEAR RESPONSE APPROACH FOR ONE-BODY DISSIPATION OF COLLECTIVE ENERGY OF NUCLEI. The mechanism of the transformation of the collective energy of nuclear deformation into internal degrees of freedom is treated. The linear response function of the system in an external time dependent cranking field is derived. In this approach the friction coefficient and the relaxation time are estimated. The influence of the shell effects on the temperature dependence of the friction coefficient is considered.

## I. Введение

Полное описание ядерной динамики по отношению к произвольной коллективной переменной  $\sigma$  требует определения инерционных и диссипативных свойств ядра в зависящем от времени среднем поле ядра  $V(\sigma)$ . В адиабатическом пределе по скорости изменения коллективной переменной  $\sigma$  обычно ограничиваются учетом консервативного члена  $1/2 B \dot{\sigma}^2$ , отвечающего коллективной кинетической энергии ядра. Макроскопический параметр  $B$  (массовый коэффициент) в общем случае зависит от коллективной переменной  $\sigma$ . Он может быть связан с внутренними микроскопическими свойствами ядра и вычислен при подходящем выборе ядерной модели [1-4]. При таком подходе коллективная энергия ядра полностью определяется виртуальными внутренними возбуждениями, а уравнение движения для коллективной переменной, включающее помимо коллективной кинетической энергии также статическую энергию деформации  $U(\sigma)$  [5-7], обратимо во времени.

Однако если характерное время изменения величины  $\sigma$  сравнимо с характерным временем внутренних переходов в ядре  $\tau_{\text{внутр}} \approx (\Delta \bar{\epsilon})_F^{-1}$  [ $(\Delta \bar{\epsilon})_F$  - среднее расстояние между уровнями в окрестности границы Ферми], то становятся возможными реальные внутренние переходы в зависящем от времени среднем поле  $V(\sigma)$ . Это ведет к обмену энергией между коллективными и внутренними степенями свободы. Если в данном случае стараться сохранить прозрачное макроскопическое описание динамики ядра, то неадиабатические эффекты, связанные с таким обменом, могут быть учтены с помощью дополнительного макроскопического параметра-коэффициента трения  $\gamma$  [8,9], ответственного за необратимую во времени диссипацию коллективной энергии. Как и массовый коэффициент  $B$ , коэффициент трения  $\gamma$  в общем случае зависит от коллективной переменной  $\sigma$ .

Отметим, что использование макроскопических коллективных переменных для описания коллективной динамики ядра адекватно лишь при низких энергиях возбуждения. По мере роста энергии возбуждения системы растет неадиабатичность, которая при больших энергиях возбуждения не может быть учтена в последовательном микроскопическом подходе ввиду большого числа внутренних степеней свободы, включающихся при этом. Однако простое и наглядное описание ядерной динамики с помощью макроскопических коллективных переменных можно сохранить и при больших энергиях возбуждения, если отказаться от детального описания внутренних степеней свободы и использовать более грубый статистический подход. Связь между коллективными и внутренними степенями свободы в этом случае учитывается как процесс релаксации системы к состоянию термодинамического равновесия [10-13]. Макроскопические уравнения движения для коллективной переменной  $\sigma$  становятся при этом необратимыми во времени.

Одним из принципиальных вопросов теории диссипации коллективной энергии является вопрос об однозначном разделении полной энергии ядра на консервативную и диссипативную части [14,15]. В настоящее время такое однозначное разделение удается выполнить лишь в приближении линейного отклика [10-13,16,17]. В этом приближении предполагается, что система "помнит" начальные условия по изменению коллективной переменной  $\sigma$  в течение короткого интервала времени  $\tau_z$  ( $\tau_z$ -

время релаксации), такого, что  $\tau_z \ll \tau_{\text{колл}}$  ( $\tau_{\text{колл}}$  - характерное время изменения коллективной переменной  $\sigma$ ). Для времен  $t$ , превосходящих время релаксации  $\tau_z$ , коллективная динамика ядра может быть описана с помощью макроскопического уравнения движения с параметрами  $V$  и  $\gamma$ . Цель теории состоит в микроскопическом вычислении коэффициента трения  $\gamma$  при определенном выборе ядерной модели.

В этой работе мы ограничимся анализом механизма так называемой одностольной диссипации [18]. Предполагается, что вклад в  $\gamma$  дают реальные переходы только типа частица-дырка в зависящем от времени среднем поле ядра. Такой механизм диссипации присутствует всегда, в частности при выключенном взаимодействии между частицами. В классическом пределе, когда размеры системы значительно превосходят длину волны частиц, одностольная диссипация имеет простую природу. Она связана с обменом энергией между газом частиц и подвижными стенками, ограничивающими этот газ, при соударениях. Простое рассмотрение энергии диссипации в единицу времени  $\dot{E}_{\text{дисс}}$  в классическом ферми-газе, ограниченном потенциальной стенкой, движущейся со скоростью  $\dot{\sigma}$ , дает следующее выражение [16,18]:

$$\dot{E}_{\text{дисс}} = \rho \bar{v} \int ds (\dot{\sigma} \vec{n}). \quad (1.1)$$

Здесь  $\rho$  - пространственная плотность частиц;  
 $\bar{v} = \frac{3}{4} v_F$  - средняя скорость частиц;  
 $\vec{n}$  - единичный вектор нормали к поверхности  $s$ , ограничивающей газ.

Обобщение выражения (1.1) для энергии диссипации классическим ферми-газом в случае конечной системы с учетом многократных отражений частиц от потенциальной поверхности дано в работе [17]. В предлагаемой работе выполнен квазиклассический и квантовомеханический расчеты величины  $\gamma$  для произвольной мультипольной деформации сферического среднего поля ядра. Рассмотрены оболочечные эффекты и температурная зависимость для коэффициента трения  $\gamma$ , а также классический предел  $\gamma$  для системы больших размеров.

## 2. Общие соотношения теории линейного отклика

При низких температурах  $T \ll \epsilon_F$  ( $\epsilon_F$  - энергия Ферми) эффективное взаимодействие нуклонов в ядре ослаблено в силу принципа Паули, который выключает для рассеяния нуклонов фазовое пространство в окрестности границы Ферми. Это ведет к большим длинам свободного пробега нуклонов в ядре [19]. Далее предположим, что одночастичный механизм реакции ферми-системы на внешнее принудительное поле является доминирующим, и ограничимся при анализе эффектов диссипации простой газовой моделью ядра. Некоторым дополнительным оправданием такому допущению может быть то, что конечные результаты для энергии диссипации в нашем рассмотрении определяются состояниями в окрестности границы Ферми, где одночастичная оболочечная модель является хорошим приближением.

Полная информация о реакции системы на принудительное, зависящее от времени, поле  $V_{\text{ext}}(t)$  может быть получена, если известна функция отклика  $\chi(t-t')$  [10-13,20]. В частности, для изменения полной энергии системы в единицу времени имеем [13,20]

$$\dot{E}(t) = \frac{\partial}{\partial t} S_p(H\rho) = S_p(\dot{H}\rho) + S_p(H\dot{\rho}) = -2i \int_{t_0}^t \chi(t-t') \dot{\sigma}(t') \dot{\sigma}(t) dt'. \quad (2.1)$$

Здесь  $H$  - полный гамильтониан;  
 $\rho$  - одночастичная матрица плотности:

$$\dot{H} \equiv \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial V_{\text{ext}}(t)}{\partial t} = \dot{\sigma}(t) \hat{F}; \quad (2.2)$$

$V_{\text{ext}}(t)$  - зависящее от времени принудительное поле:

$$V_{\text{ext}}(t) = \dot{\sigma}(t) \hat{F}, \quad (2.3)$$

где  $\dot{\sigma}(t) = 0$  при  $t \leq t_0$ .

Здесь  $\mathcal{G}(t)$  - множитель Лагранжа. Он может быть исключен из конечного результата с помощью дополнительного условия для ожидания произвольного оператора с которым связываем интересующее нас коллективное движение ядра

$$F(t) = S_p(\hat{F}\rho) , \quad (2.4)$$

где  $\hat{F}$  - произвольный оператор, например оператор квадрупольного момента. Везде предполагаем, что в равновесии (при  $\mathcal{G}(t) = 0$ ) имеет место условие

$$F(t_0) = S_p(\hat{F}\rho_0) = 0 . \quad (2.5)$$

Здесь  $\rho_0$  - матрица плотности в равновесии, при  $\mathcal{G}(t) = 0$ .

Функция отклика  $\chi(t-t')$  в уравнении (2.1) в линейном приближении по возмущению  $V_{ext}(t)$  выражения (2.3) имеет следующий вид:

$$\chi(t-t') = \frac{1}{2} S_p \left( \left[ \hat{F}(t), \hat{F}(t') \right] \rho_0 \right) , \quad (2.6)$$

где  $\hat{F}(t)$  - оператор  $\hat{F}$ , записанный в представлении Гейзенберга:

$$\hat{F}(t) = e^{iH_0 t} \hat{F} e^{-iH_0 t} ; \quad (2.7)$$

$H_0$  - невозмущенный гамильтониан при  $\mathcal{G}(t) = 0$ :

$$[H_0, \rho_0] = 0 . \quad (2.8)$$

В общем случае матрица плотности  $\rho_0$  описывает статистическое равновесное распределение и зависит от температуры ядра T.

Использование линейного приближения (2.6) для описания процессов диссипации с помощью формализма функции отклика  $\chi(\tau)$  основано на следующих предположениях [10-12].

1. Время релаксации в системе  $\tau_z$ , в течение которого система "помнит" начальные условия, связанные с выключением принудительного поля  $V_{ext}(t)$ , мало по сравнению с характерным временем  $\tau_{coll}$  изменения самого поля  $V_{ext}(t)$ :

$$\tau_z \ll \tau_{coll} . \quad (2.9)$$

Это условие эквивалентно предположению, что функция отклика  $\chi(\tau)$  исчезающе мала при временах  $\tau \gg \tau_z$ .

2. В малом временном интервале  $\delta t \gg \tau_z$  в окрестности произвольного  $t_0$  реакция системы на возмущение  $V_{ext}(t)$  может быть описана линейным приближением (2.6) для функции отклика  $\chi(\tau)$ . Это условие может быть записано как

$$\frac{1}{\chi} \frac{\partial \chi}{\partial \mathcal{G}} \dot{\mathcal{G}} \tau_z \ll 1 . \quad (2.10)$$

Условия (2.9), (2.10) позволяют, в частности, рассматривать сильно нелинейное коллективное движение ядра при больших динамических деформациях (например, деление, столкновение тяжелых ионов) как движение быстрорелаксирующей системы, описываемой локально, в окрестности каждой последующей деформации линейным уравнением движения. При этом уравнение движения для коллективной переменной  $F(t)$  на всем временном интервале  $\tau_{coll}$  будет нелинейным. Малым параметром в таком подходе является величина  $\tau_z / \tau_{coll}$ . Традиционной адиабатической задаче о коллективном движении ядра отвечает предел  $\tau_z / \tau_{coll} \rightarrow 0$ ,  $\tau_{coll} \rightarrow \infty$ . В рассматриваемом случае принудительное поле  $V_{ext}(t)$  действует на конечном интервале времени  $\tau_{coll}$ . Это ведет к тому, что в отличие от адиабатической ситуации здесь становятся возможными реальные внутренние возбуждения в поле  $V_{ext}(t)$  и в макроскопическое уравнение движения для коллективной переменной  $F(t)$  включается диссипативный член, аналогичный силам трения в классической механике. В этом смысле развиваемый подход является уточнением адиабатического приближения с учетом поправок по малому параметру  $\tau_z / \tau_{coll}$ .

Если условие (2.9) выполнено, то, рассматривая поведение системы в окрестности точки  $t_0$  на интервале  $\delta t = t - t_0$ , удовлетворяющем условию  $\tau_z \lesssim \delta t \ll \tau_{coll}$ , можно переписать вы-

ражение (2.1) с заменой  $t_0 = -\infty$ . Отметим, что замена  $t_0 = -\infty$  законна, если система, стартуя в момент времени  $t_0$ , не "помнит" истории. Однако система может иметь конечное время возвращения к начальным условиям - время Пуанкаре  $\tau_p$ . Предположим, что  $\tau_p$  велико по сравнению со временем наблюдения системы:

$$\tau_p \gg \tau_{\text{колл}}. \quad (2.11)$$

Это условие можно формально учесть, введя в выражение (2.1) обрезанный фактор  $\exp(t/\tau_{\text{колл}})$ . Окончательно формула (2.1) примет вид

$$\dot{E}(t) = -2i \int_{-\infty}^t \chi(t-t') e^{t'/\tau_{\text{колл}}} \dot{\sigma}(t') \dot{\sigma}(t) dt'. \quad (2.12)$$

Для дальнейшего удобно ввести причинную функцию отклика

$$\tilde{\chi}(t-t') = 2i\theta(t-t')\chi(t-t') \quad (2.13)$$

и ее фурье-образ

$$\tilde{\chi}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \tilde{\chi}(\tau). \quad (2.14)$$

Функция отклика  $\tilde{\chi}(\omega)$  может быть легко вычислена для газа невзаимодействующих нуклонов, помещенных в среднее поле  $V_S$  модели оболочек при температуре  $T \neq 0$ . Из выражений (2.6) и (2.13), (2.14) имеем:

$$\tilde{\chi}(\omega) = \sum_{\alpha\beta} \frac{p_\alpha - p_\beta}{\omega - \varepsilon_\alpha + \varepsilon_\beta + i\delta} |\langle \alpha | \hat{F} | \beta \rangle|^2. \quad (2.15)$$

Здесь  $\varepsilon_\alpha$ ,  $|\alpha\rangle$  - одночастичные энергии и одночастичные волновые функции в среднем поле  $V_S$ ;  $p_\alpha$  - фермиевские числа заполнения:

$$p_\alpha = \left[ 1 + \exp \frac{\varepsilon_\alpha - \lambda}{T} \right]^{-1}; \quad (2.16)$$

$\lambda$  - химический потенциал.

Ограничимся случаем периодического принудительного поля  $V_{\text{ext}}(t)$  [см. выражение (2.3)] с частотой  $\Omega$ , хотя это предположение не существенно для нашего рассмотрения. В этом случае из выражений (2.12) и (2.15) следует, что

$$\dot{E}(t) = \dot{\sigma}(t)\dot{\sigma}(t)\tilde{\chi}'(\Omega + i\eta) - \frac{1}{\Omega} \dot{\sigma}^2(t)\tilde{\chi}''(\Omega + i\eta). \quad (2.17)$$

Здесь введены обозначения

$$\eta = \tau_{\text{колл}}^{-1}; \quad (2.18)$$

$$\tilde{\chi}'(z) = \text{Re } \tilde{\chi}(z), \quad \tilde{\chi}''(z) = \text{Im } \tilde{\chi}(z). \quad (2.19)$$

Отметим, что изменение полной энергии системы (2.17) определяется функцией отклика с комплексным аргументом  $\tilde{\chi}(\Omega + i\eta)$ . Формально - это следствие введения обрезанного фактора в формулу (2.12). Физическая причина состоит в том, что поскольку ядро испытывает принудительное воздействие в течение конечного интервала времени  $\tau_{\text{колл}}$ , то в силу принципа неопределенности во временной задаче невозможно следить за поведением уровней с точностью лучшей, чем  $\Delta\varepsilon \sim \tau_{\text{колл}}^{-1}$ . Смещение полюсов функции отклика  $\tilde{\chi}(z)$  в комплексную плоскость устраняет, в частности, трудность с квазипересечением уровней при больших динамических деформациях, которая существует в адиабатическом пределе  $\eta \rightarrow 0$ .

Выражение (2.17) для изменения энергии  $\dot{E}(t)$  содержит консервативную, обратимую во времени часть

$$\dot{E}_{\text{конс}}(t) = \tilde{\chi}'(\Omega + i\eta) \dot{\sigma}(t)\dot{\sigma}(t) \quad (2.20)$$

и диссипативную часть  $\dot{E}_{\text{дисс}}(t)$ , необратимую во времени,

$$\dot{E}_{\text{дисс}}(t) = -\frac{1}{\Omega} \tilde{\chi}''(\Omega + i\eta) \dot{\sigma}^2(t). \quad (2.21)$$

Вклад  $\dot{E}_{\text{конс}}(t)$  в изменение полной энергии выражения (2.17) обусловлен виртуальными переходами в зависящем от времени поле  $V_{\text{ext}}(t)$ . В адиабатическом пределе  $\eta \rightarrow 0$ ,  $\Omega \rightarrow 0$  из  $\dot{E}_{\text{конс}}(t)$  может быть выделена часть, отвечающая потенциальной коллективной энергии  $\sim \dot{\sigma}^2$ , и часть, отвечающая кинетической коллективной энергии  $\sim \dot{\sigma}^2$ , которые совпадают с соответствующим результатом традиционной кренкинг-модели [21]. Необратимая во времени энергия диссипации  $\dot{E}_{\text{дисс}}(t)$  обусловлена реальными переходами в поле  $V_{\text{ext}}(t)$ . Она подробно рассматривается в следующих разделах.

### 3. Квазиклассическое приближение для энергии диссипации

Ограничимся анализом однопольной диссипации, связанной с взаимодействием газовых частиц с подвижными потенциальными стенками. Этот случай отвечает приближению (2.15) для функции линейного отклика  $\tilde{\chi}(\omega)$ . Воспользуемся спектральным представлением для оболочечного среднего поля  $V_S$  одночастичной функции Грина:

$$G(\vec{z}, \vec{z}'; \varepsilon) = \sum_{\alpha} \frac{|\langle \alpha | < \alpha |}{\varepsilon - \varepsilon_{\alpha} + i\delta}, \quad \delta > 0. \quad (3.1)$$

Из формул (2.15), (3.1) для функции отклика имеем

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}(\omega) = & \frac{i}{\pi} \int_0^{\infty} d\varepsilon \rho(\varepsilon) \int d\vec{z}_1 \int d\vec{z}_2 \hat{F}(\vec{z}_1) \hat{F}(\vec{z}_2) \times \\ & \times \left[ G(\vec{z}_1, \vec{z}_2; \varepsilon - \omega) \text{Im} G(\vec{z}_2, \vec{z}_1; \varepsilon) + G(\vec{z}_1, \vec{z}_2; \varepsilon + \omega) \text{Im} G(\vec{z}_2, \vec{z}_1; \varepsilon) \right]. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь  $\rho(\varepsilon)$  - фермиевские числа заполнения (2.16) с непрерывным аргументом  $\varepsilon$ .

Поскольку цель состоит в описании динамики ядра с помощью макроскопических уравнений движения для коллективной переменной, то ограничимся адиабатическим пределом в выражении (3.2), предполагая, что частота  $\Omega$  принудительного поля  $V_{\text{ext}}(t)$  мала по сравнению с частотой столкновения частиц со стенками потенциала  $\tau_{\text{столкн}}^{-1}$ :

$$\tau_{\text{колл}} = \frac{2\pi}{\Omega} \gg \tau_{\text{столкн}} = \frac{2R}{\bar{v}} \approx 2\varepsilon_r^{-1} A^{1/3}, \quad (3.3)$$

где  $\bar{v}$  - средняя скорость частиц в ядре;  $\bar{v} = 3/4 v_F$ ;  
R - радиус ядра.

Ограничиваясь вторым порядком по  $\omega$ , из выражений (3.2) и (2.19) имеем

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}'(\omega) \approx & \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\varepsilon \rho(\varepsilon) \int d\vec{z}_1 \int d\vec{z}_2 \hat{F}(\vec{z}_1) \hat{F}(\vec{z}_2) \times \\ & \times \left[ \text{Re} G(\vec{z}_1, \vec{z}_2; \varepsilon) \text{Im} G(\vec{z}_2, \vec{z}_1; \varepsilon) + \frac{\omega^2}{2} \frac{\partial^2 G(\vec{z}_1, \vec{z}_2; \varepsilon)}{\partial \varepsilon^2} \text{Im} G(\vec{z}_2, \vec{z}_1; \varepsilon) \right]; \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\tilde{\chi}''(\omega) \approx \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\infty} d\varepsilon \rho(\varepsilon) \int d\vec{z}_1 \int d\vec{z}_2 \hat{F}(\vec{z}_1) \hat{F}(\vec{z}_2) \frac{\partial [\text{Im} G(\vec{z}_1, \vec{z}_2; \varepsilon)]^2}{\partial \varepsilon}. \quad (3.5)$$

Из определения консервативной части изменения полной энергии системы (2.20), условия периодичности принудительного поля  $\ddot{\sigma}(t) = -\Omega^2 \sigma(t)$  и выражения (3.4) для вещественной части функции линейного отклика следует, что в пределе  $\eta \rightarrow 0$  второе слагаемое в выражении (3.4) ответственно за коллективную кинетическую энергию ядра с массовым коэффициентом

$$B = -\frac{i}{\pi} \int_0^{\infty} d\varepsilon \rho(\varepsilon) \int d\vec{z}_1 \int d\vec{z}_2 \hat{F}(\vec{z}_1) \hat{F}(\vec{z}_2) \frac{\partial^2 \text{Re} G(\vec{z}_1, \vec{z}_2; \varepsilon)}{\partial \varepsilon^2} \text{Im} G(\vec{z}_2, \vec{z}_1; \varepsilon). \quad (3.6)$$

Мнимая часть функции отклика  $\tilde{\chi}''(\omega)$  выражения (3.5) совместно с выражением (2.21) определяет энергию диссипации

$$\dot{E}_{\text{дисс}}(t) = -\frac{2}{\pi} \dot{\sigma}^2(t) \int_0^\infty d\varepsilon \rho(\varepsilon) \int d\vec{z}_1 \int d\vec{z}_2 \hat{F}(\vec{z}_1) \hat{F}(\vec{z}_2) \times \\ \times \frac{\partial \text{Im} G(\vec{z}_1, \vec{z}_2; \varepsilon)}{\partial \varepsilon} \text{Im} G(\vec{z}_2, \vec{z}_1; \varepsilon). \quad (3.7)$$

По определению коэффициента трения  $\gamma$  имеем из выражения (3.7)

$$\dot{E}_{\text{дисс}}(t) = \gamma \dot{\sigma}^2(t); \quad (3.8)$$

$$\gamma = -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\varepsilon \rho(\varepsilon) \int d\vec{z}_1 \int d\vec{z}_2 \hat{F}(\vec{z}_1) \hat{F}(\vec{z}_2) \frac{\partial [\text{Im} G(\vec{z}_1, \vec{z}_2; \varepsilon)]^2}{\partial \varepsilon}. \quad (3.9)$$

Здесь использовано условие симметрии  $G(\vec{z}_1, \vec{z}_2; \varepsilon) = G(\vec{z}_2, \vec{z}_1; \varepsilon)$ , которое справедливо, если в представление (3.1) входят только связанные состояния.

Рассмотрим частный случай. Пусть среднее поле ядра представляет собой потенциальную яму глубиной  $V_0$  с нулевой диффузностью, которое совершает колебания около сферы радиуса  $R$ . Разлагая потенциал среднего поля  $V_S$  по малому безразмерному параметру деформации  $\alpha_{LM}(t)$ , получаем для принудительного, зависящего от времени поля  $V_{\text{ext}}(t)$  выражение

$$V_{\text{ext}}(t) = V_0 R \sum_{LM} \alpha_{LM}(t) Y_{LM}(\Omega) \delta(r - R), \quad (3.10)$$

где  $V_0$  - равновесное значение потенциала. Учитывая определение (2.3), подставим выражение (3.10) в выражение (3.7). При этом ограничимся случаем бесконечно глубокого потенциала  $V_0 \rightarrow \infty$  и воспользуемся соотношением, связывающим волновую функцию и ее первую производную на поверхности потенциала:

$$-(\vec{n} \cdot \vec{\nabla}) |\alpha\rangle \Big|_{\text{поверхн}} = \sqrt{2\mu V_0} |\alpha\rangle \Big|_{\text{поверхн}}, \quad V_0 \rightarrow \infty. \quad (3.11)$$

Здесь  $\vec{n}$  - единичный вектор нормали к поверхности потенциала;  
 $\mu$  - масса нуклона.

С учетом выражений (3.11) и (3.1) из формул (2.3), (3.7) и (3.10) получаем

$$\dot{E}_{\text{дисс}}(t) = \frac{1}{\pi(2\mu)^2} \int_0^\infty d\varepsilon \rho(\varepsilon) \int d\Omega_\alpha R^2 \int d\Omega_\beta R^2 \times \\ \times R^2 \sum_{L'L'MM'} \dot{\alpha}_{LM}(t) \dot{\alpha}_{L'M'}(t) Y_{LM}^*(\Omega_\alpha) Y_{L'M'}(\Omega_\beta) \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left| \text{Im} \tilde{G}(\Omega_\alpha, \Omega_\beta; \varepsilon) \right|^2. \quad (3.12)$$

Здесь введено обозначение

$$\tilde{G}(\Omega_\alpha, \Omega_\beta; \varepsilon) = (\vec{n}_\alpha \cdot \vec{\nabla}_\alpha)(\vec{n}_\beta \cdot \vec{\nabla}_\beta) G(\vec{z}_\alpha, \vec{z}_\beta; \varepsilon) \Big|_{\text{поверхн}}, \quad (3.13)$$

где  $\vec{n}_\alpha$  - единичный вектор нормали к поверхности потенциала в точке  $\alpha$ , направленный наружу.

Для дальнейшего удобно ввести диссипативное ядро

$$\gamma(a, b; \varepsilon) = \frac{1}{\pi(2\mu)^2} \left[ \text{Im} \tilde{G}(\Omega_\alpha, \Omega_\beta; \varepsilon) \right]^2. \quad (3.14)$$

Ниже будет показано, что ядро  $\gamma(a, b; \varepsilon)$  зависит только от угла между векторами  $\vec{n}_\alpha$  и  $\vec{n}_\beta$ . Это позволяет записать разложение

$$\gamma(a, b; \varepsilon) = \sum_{LM} \gamma_L(\varepsilon) Y_{LM}^*(\Omega_\alpha) Y_{LM}(\Omega_\beta) \quad (3.15)$$

и обратное преобразование

$$\gamma_L(\varepsilon) = \int d\Omega_{\alpha\beta} \gamma(a, b; \varepsilon) P_L(\cos \theta_{\alpha\beta}), \quad (3.16)$$



где  $\Omega_{\alpha\beta}$  - телесный угол между направлениями векторов  $\vec{n}_\alpha$  и  $\vec{n}_\beta$ . Используя выражения (3.14) и (3.15) из равенства (3.12) получаем

$$\dot{E}_{\text{дисс}}(t) = \sum_{LM} |\dot{\alpha}_{LM}(t)|^2 \int_0^\infty d\epsilon \rho(\epsilon) R^6 \frac{\partial \eta_L(\epsilon)}{\partial \epsilon}. \quad (3.17)$$

### 3.1. Функция Грина

Диссипативное ядро  $\gamma(\alpha, \beta; \epsilon)$  [см. выражение (3.14)] определяется одночастичной функцией Грина  $G(\vec{z}_\alpha, \vec{z}_\beta; \epsilon)$  с концами  $\vec{z}_\alpha, \vec{z}_\beta$ , лежащими на поверхности потенциала. По определению, функция Грина  $G(\vec{z}_\alpha, \vec{z}_\beta; \epsilon)$

$$G(\vec{z}_\alpha, \vec{z}_\beta; \epsilon) = G_0(\vec{z}_\alpha, \vec{z}_\beta; \epsilon) + \int d\vec{z}_1 G_0(\vec{z}_\alpha, \vec{z}_1; \epsilon) V_s(\vec{z}_1) G(\vec{z}_1, \vec{z}_\beta; \epsilon). \quad (3.18)$$

Здесь

$$G_0(\vec{z}_\alpha, \vec{z}_\beta; \epsilon) = -\frac{\mu}{2\pi} \frac{e^{ik|\vec{z}_\alpha - \vec{z}_\beta|}}{|\vec{z}_\alpha - \vec{z}_\beta|}; \quad (3.19)$$

$k$  - волновой вектор;  $\epsilon = \frac{k^2}{2\mu}$ ;  $V_s(\vec{z}_1)$  - потенциал среднего поля модели оболочек:  $V_s(\vec{z}_1) = V_0 \theta(\vec{z}_1 - R)$ .

Поддействуем оператором  $(\vec{n}_\alpha \vec{\nabla}_\alpha)(\vec{n}_\beta \vec{\nabla}_\beta)$  на левую и правую части уравнения (3.18); для бесконечного глубокого потенциала  $V_s(\vec{z}_1)$  из выражения (3.18) получим в пределе  $V_0 \rightarrow \infty$ :

$$G(\alpha, \beta) = \tilde{G}_0(\alpha, \beta) - \frac{1}{2\mu} \int d\Omega_1 (\vec{n}_\alpha \cdot \vec{\nabla}_\alpha) G_0(\alpha, 1) \tilde{G}(1, \beta). \quad (3.20)$$

Здесь для удобства введены следующие обозначения:

$$d\Omega_1 \equiv R^2 d\Omega_1; \quad \tilde{G}(\alpha, \beta) \equiv \tilde{G}(\Omega_\alpha, \Omega_\beta; \epsilon)$$

и

$$\tilde{G}_0(\alpha, \beta) = (\vec{n}_\alpha \vec{\nabla}_\alpha)(\vec{n}_\beta \vec{\nabla}_\beta) G_0(\vec{z}_\alpha, \vec{z}_\beta; \epsilon) \Big|_{\text{поверхни}}. \quad (3.21)$$

Уравнение (3.20) точное. Прежде чем его решать, отметим, что прямые вычисления с учетом определения (3.19) дают:

$$(\vec{n}_\alpha \vec{\nabla}_\alpha) G_0(\alpha, \beta) = -\frac{\mu}{2\pi} \left( ik - \frac{1}{s_{\alpha\beta}} \right) \frac{e^{iks_{\alpha\beta}}}{s_{\alpha\beta}} (\vec{n}_\alpha \hat{s}_{\alpha\beta}); \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} (\vec{n}_\alpha \vec{\nabla}_\alpha)(\vec{n}_\beta \vec{\nabla}_\beta) G_0(\alpha, \beta) = & \frac{\mu}{2\pi} k^2 \frac{e^{iks_{\alpha\beta}}}{s_{\alpha\beta}} \left\{ (\vec{n}_\alpha \vec{n}_\beta) \left[ \frac{i}{ks_{\alpha\beta}} - \frac{1}{(ks_{\alpha\beta})^2} \right] - \right. \\ & \left. - (\vec{n}_\alpha \hat{s}_{\alpha\beta})(\vec{n}_\beta \hat{s}_{\alpha\beta}) \left[ 1 + \frac{3i}{ks_{\alpha\beta}} - \frac{3}{(ks_{\alpha\beta})^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.22a)$$

Здесь

$$s_{\alpha\beta} = |\vec{z}_\alpha - \vec{z}_\beta| \Big|_{\text{поверхни}}, \quad \hat{s}_{\alpha\beta} = (\vec{z}_\alpha - \vec{z}_\beta) / |\vec{z}_\alpha - \vec{z}_\beta| \Big|_{\text{поверхни}}.$$

При вычислениях, из-за улучшенной сходимости итерационной процедуры, удобнее решать не уравнение (3.20), а эквивалентное ему уравнение [16]:

$$\tilde{G}(\alpha, \beta) = 2\tilde{G}_0(\alpha, \beta) + \int d\Omega_1 K(\alpha, 1) \tilde{G}(1, \beta). \quad (3.23)$$

Здесь  $K(\alpha, 1)$  - ядро интегрального уравнения:

$$K(\alpha, 1) = -\frac{1}{\mu} (\vec{n}_\alpha \vec{\nabla}_\alpha) G_0(\alpha, 1) - \delta(\alpha, 1). \quad (3.24)$$

Преимущество этого ядра состоит в том, что в интегральном уравнении (3.23) исключена область  $a \approx 1$  [см. уравнение (3.22) в пределе  $a \rightarrow b$ ].

Интегрируя уравнение (3.23), запишем его решение в виде разложения по многократным отражениям от поверхности потенциала аналогично работе [22]:

$$\tilde{G}(a, b) = 2\tilde{G}_0(a, b) + \sum_{p=1}^{\infty} \tilde{G}_p(a, b); \quad (3.25)$$

$$\tilde{G}_p(a, b) = \int da_1 \dots dp K(a, a_1) \dots K(p-1, p) 2\tilde{G}_0(p, b). \quad (3.26)$$

Отметим, что в отличие от работы [22] в нашем случае концы  $a, b$  функции Грина  $\tilde{G}(a, b)$  не обязательно совпадают. Поскольку по определению (3.24) ядро  $K(\ell, m)$  не содержит близких точек  $\ell \approx m$ , то в уравнении (3.26) ограничимся интегрированием по длинным траекториям:

$$k_F s_{\ell m} \gg 1, \quad (3.27)$$

где  $k_F$  - волновой вектор нутона на границе Ферми. Здесь мы воспользовались тем, что при низких температурах  $T \ll \epsilon_F$  вклад в энергию диссипации (3.17) дает окрестность поверхности Ферми  $\epsilon \approx \epsilon_F$ . Условие (3.27) может не удовлетворять крайняя точка  $p$  в интеграле (3.26). Это следует из того, что вклад области  $p \approx b$  в формуле (3.26) не подавлен за счет свойства локальности интегрального ядра  $K(\ell, m)$  уравнения (3.24). Детальное рассмотрение этого последнего случая дает [17]:

$$\tilde{G}_{p \approx b}(a, b) \approx \tilde{G}_{p-1}(a, b). \quad (3.28)$$

Таким образом, мы можем устранить точку  $p \approx b$  из интеграла (3.26), если удвоим каждое слагаемое в выражении (3.25). Исключение составляет лишь локальный случай  $a \approx b$ . В этом случае первое слагаемое в равенстве (3.25) не удваивается, что следует из обсуждавшихся выше свойств ядра  $K(a, 1)$  в уравнении (3.24). Окончательно запишем:

$$\tilde{G}(a, b) = 2\tilde{G}_0(a, b) + 4 \sum_{p=1}^{\infty} \int da_1 \dots dp K(a, a_1) \dots K(p-1, p) \tilde{G}_0(p, b), \quad a \approx b; \quad (3.29)$$

$$\tilde{G}(a, b) = 4\tilde{G}_0(a, b) + 4 \sum_{p=1}^{\infty} \int da_1 \dots dp K(a, a_1) \dots K(p-1, p) \tilde{G}_0(p, b); \quad k_F s_{ab} \gg 1. \quad (3.30)$$

Выражения (3.29) и (3.30) интегрируем по траекториям, удовлетворяющим условию (3.27). С учетом этого выражение (3.24) для ядра  $K(a, 1)$  можно переписать с помощью выражения (3.22) следующим образом:

$$K(a, 1) \approx \frac{1}{2\pi} i k_F^2 (\bar{n}_a \hat{s}_{a1}) \frac{e^{i k_F s_{a1}}}{k_F s_{a1}}, \quad k_F s_{a1} \gg 1. \quad (3.31)$$

Поскольку действие  $k_F s_{\ell m}$  в интегралах (3.29), (3.30) велико, можем воспользоваться при вычислении этих интегралов методом перевала [22]. Для этого предположим, что волновой вектор  $k_F$  в экспоненциальных функциях типа  $\exp(i k_F s_{\ell m})$  содержит малую мнимую добавку  $k_F = k_r + i k_i$ ,  $k_i > 0$ . Этого можно достичь, усреднив функцию Грина  $\tilde{G}(\vec{z}, \vec{z}'; \epsilon)$  по энергии на интервале  $\Delta \epsilon = \frac{1}{2\mu} k_i^2$ . Физическая оправданность такого усреднения состоит в том, что поскольку рассматривается отклик системы на принудительное поле  $V_{ext}(t)$ , действующее на конечном интервале времени  $\tau_{coll}$ , то из-за квантовомеханического принципа неопределенности невозможно следить за деталями спектра системы с точностью, превышающей  $\Delta \epsilon \approx \tau_{coll}^{-1}$  (см. разд. 2).

Рассмотрим интеграл  $I_p(a, b)$ , входящий в выражения (3.29) и (3.30):

$$I_p(a, b) = \int da_1 \dots dp K(a, a_1) \dots K(p-1, p) \tilde{G}_0(p, b). \quad (3.32)$$

Подставим в интеграл (3.22) выражение (3.31) и асимптотическое значение функции Грина  $\tilde{G}_0(p, b)$  [см. выражение (3.22a)]:

$$\tilde{G}_0(p, \beta) \approx -\frac{\mu}{2\pi} k_F^3 (\vec{n}_p \hat{s}_{p\beta})(\vec{n}_\beta \hat{s}_{p\beta}) \frac{e^{ik_F s_{p\beta}}}{k_F s_{p\beta}}, \quad k_F s_{p\beta} \gg 1. \quad (3.33)$$

Внесем затем за знак интеграла в формуле (3.32) все величины, которые изменяются плавно на фоне быстро осциллирующей экспоненциальной функции. В результате получим

$$I_p(\alpha, \beta) \approx \left(i \frac{k_F}{2\pi}\right)^p \left(-\frac{\mu k_F^2}{2\pi}\right) \left[ \frac{(\vec{n}_\alpha \hat{s}_{\alpha 1}) \dots (\vec{n}_p \hat{s}_{p\beta})(\vec{n}_\beta \hat{s}_{p\beta})}{s_{\alpha 1} \dots s_{p\beta}} \right]^* \int d\tau \dots d\rho e^{ik_F \ell(\alpha, \tau \dots p, \beta)}. \quad (3.34)$$

Здесь  $\ell(\alpha, \tau \dots p, \beta)$  - длина траектории, выходящей из точки  $\alpha$  и заканчивающейся в точке  $\beta$  и имеющей  $p$  промежуточных точек отражения от поверхности потенциала:

$$\ell(\alpha, \tau \dots p, \beta) = s_{\alpha 1} + \dots + s_{p-1, p} + s_{p\beta}; \quad (3.35)$$

символ  $\left[ \dots \right]^*$  означает, что соответствующее выражение берется в стационарной точке  $(\alpha, \tau \dots p, \beta)^*$ , которая определяется условием кратчайшей длины траектории  $\ell(\alpha, \tau \dots p, \beta)$ :

$$\left. \frac{\partial \ell(\alpha, \tau \dots p, \beta)}{\partial q_n} \right|_{(\alpha, \tau \dots p, \beta)^*} = 0; \quad q_n = \begin{cases} \theta_n, & \text{если } n = 1 \div p, \\ \varphi_n, & \text{если } n = p+1 \div 2p. \end{cases} \quad (3.36)$$

Поскольку  $k_F \ell(\alpha, \tau \dots p, \beta) \gg 1$  [см. формулы (3.27) и (3.35)], воспользуемся при вычислении интеграла в выражении (3.34) методом перевала. Имеем

$$I_p(\alpha, \beta) \approx (-1)^{p+1} \frac{\mu k_F^2}{2\pi} \left[ \frac{(\vec{n}_\alpha \hat{s}_{\alpha 1}) \dots (\vec{n}_p \hat{s}_{p\beta})(\vec{n}_\beta \hat{s}_{p\beta})}{s_{\alpha 1} \dots s_{p\beta}} \right]^* \frac{1}{\sqrt{D_p}} e^{ik_F \ell_p^*(\alpha, \beta)}. \quad (3.37)$$

Здесь  $\ell_p^*(\alpha, \beta)$  - длина кратчайшей траектории, соединяющей точки  $\alpha$  и  $\beta$  с  $p$ -промежуточными точками отражения от поверхности потенциала;  $D_p$  - детерминант:

$$D_p = \det \| D_{\ell_m} \|. \quad (3.38)$$

Матрица  $\| D_{\ell_m} \|$  имеет размерность  $2p \times 2p$  с матричными элементами [см. определение  $q_m$  в уравнении (3.36)]:

$$D_{\ell_m} = \left. \frac{\partial^2 \ell(\alpha, \tau \dots p, \beta)}{\partial q_\ell \partial q_m} \right|_{(\alpha, \tau \dots p, \beta)^*}. \quad (3.39)$$

Для сферы с зеркальными стенками простое геометрическое рассмотрение позволяет получить следующее соотношение, полезное при вычислении детерминанта  $D_p$  [17]:

$$\left| \frac{d\Omega_\alpha}{d\beta} \right| = \left[ \frac{(\vec{n}_1 \hat{s}_{12}) \dots (\vec{n}_p \hat{s}_{p\beta})}{s_{\alpha 1} \dots s_{p\beta}} \right]^* \frac{|(\vec{n}_\beta \hat{s}_{p\beta})|}{D_p}. \quad (3.40)$$

Здесь производная  $\frac{d\Omega_\alpha}{d\beta}$  определяет распространение луча из точки  $\alpha$  в точку  $\beta$  с  $p$ -промежуточными точками отражения от зеркальной поверхности сферы:

$$d\Omega_\alpha = \sin \theta_\alpha d\theta_\alpha d\varphi_\alpha, \quad d\beta = dx_\beta dy_\beta, \quad (3.41)$$

где  $x_\beta, y_\beta$  - ортогональные координаты на поверхности сферы в точке  $\beta$ .

Площадь  $d\beta = dx_\beta dy_\beta$  есть, по определению, площадь участка сферы, заполняемая лучом в окрестности точки  $\beta$  при его распространении из точки  $\alpha$  внутри телесного угла  $d\Omega_\alpha$ . Из соображений симметрии следует, что стационарная траектория, соединяющая точки  $\alpha$  и  $\beta$  с  $p$ -промежуточными точками отражения, содержит  $n = p+1$  отрезков равной длины. Пусть  $2\phi$  - угол, под которым видим такой отрезок из центра сферы, а  $\psi$  - аналогичный угол для дуги  $\alpha\beta$ :

$$\cos \psi = (\vec{n}_\alpha \vec{n}_\beta); \quad (3.42)$$

$$\ell_p^*(\alpha, \beta) = 2nR \sin \phi. \quad (3.42a)$$

Угол  $\Phi$  связан с  $\psi$  очевидным соотношением

$$2n\Phi = \psi + 2\pi |t|, \quad (3.42b)$$

где  $t$  - число оборотов вокруг центра при распределении луча из точки  $a$  в точку  $b$ . Принимая во внимание соотношения (3.42b), из геометрического построения, получаем:

$$d\Omega_a = \cos \Phi d\Phi d\varphi_a; \quad (3.43)$$

$$d\delta = 2nR^2 \sin \psi d\Phi d\varphi_a. \quad (3.43a)$$

С помощью соотношений (3.40), (3.42b) и (3.43) выражение (3.37) для интеграла  $I_p(a, \delta)$  переписывается следующим образом:

$$I_p(a, \delta) = -\frac{\mu k_F^2}{2\pi} (-1)^n \sin^{3/2} \Phi \frac{1}{RV 2n} \frac{\cos^{1/2} \Phi}{\sin^{1/2} \psi}. \quad (3.44)$$

При его выводе учитывалось, что для сферы имеет место свойство

$$\left[ \frac{(\vec{n}_a \hat{s}_{a1}) \cdots (\vec{n}_p \hat{s}_{p\delta}) (\vec{n}_\delta \hat{s}_{p\delta})}{s_{a1} \cdots s_{p\delta}} \right]^* < 0.$$

Отметим, что при определении функции Грина  $\tilde{G}(a, \delta)$  выражения (3.29) и (3.30) могут быть объединены, если из соотношений (3.34), (3.33) следует

$$I_0(a, \delta) = -\frac{\mu k_F^2}{2\pi} \frac{(\vec{n}_a \hat{s}_{a\delta}) (\vec{n}_\delta \hat{s}_{a\delta})}{s_{a\delta}} e^{ik_F s_{a\delta}} \approx \begin{cases} \tilde{G}_0(a, \delta), & \text{если } k_F s_{a\delta} \gg 1, \\ 0, & \text{если } k_F s_{a\delta} \ll 1. \end{cases} \quad (3.45)$$

С помощью соотношения (3.45) и определения (3.32) выражения (3.29) и (3.30) для функции Грина  $\tilde{G}(a, \delta)$  переписываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{G}(a, \delta) \approx & \frac{\mu k_F^2}{\pi} \frac{\exp(ik_z s_{a\delta})}{s_{a\delta}} \left( \frac{i}{k_F s_{a\delta}} - \frac{1}{(k_F s_{a\delta})^2} \right) [(\vec{n}_a \vec{n}_\delta) - 3(\vec{n}_a \hat{s}_{a\delta})(\vec{n}_\delta \hat{s}_{a\delta})] e^{-k_i s_{a\delta}} + \\ & + 4 \sum_{p=0}^{\infty} I_p(a, \delta) \exp(-k_i \ell_p^*(a, \delta)). \end{aligned} \quad (3.46)$$

В зависимости от величины сглаживающего фактора  $k_i = \sqrt{2\mu \Delta \varepsilon}$  основной вклад в выражение (3.46) будут давать стационарные траектории различной длины  $\ell_p^*(a, \delta)$ .

### 3.2. Мультипольный коэффициент трения

Рассмотрим случай нулевой температуры ядра  $T=0$ . Используя выражения (3.17) и (3.8) для энергии диссипации, определим коэффициент трения  $\gamma_L$ , отвечающий деформации поверхности ядра с мультипольностью  $L$ :

$$\gamma_L = R^6 \gamma_L(\varepsilon_F). \quad (3.46a)$$

Здесь учтено, что  $\text{Im} \tilde{G}(\Omega_a, \Omega_\delta; \varepsilon=0) = 0$ , поскольку мнимая часть функции Грина определяет пространственную плотность нуклонов с энергией  $\varepsilon$  [23],

Для диссипативного ядра  $\gamma(a, \delta; \varepsilon_F)$  из выражений (3.14), (3.46) имеем

$$\begin{aligned} \gamma(\psi) \equiv \gamma(a, \delta; \varepsilon_F) = & \frac{k_F^4}{8\pi^3} \frac{4}{R^2 |\sin \psi|} \left[ \frac{\cos \psi - 3}{4t g^{1/2} \frac{\psi}{2}} j_1 \left( 2k_F R \sin \frac{\psi}{2} \right) e^{-2k_i R \sin \frac{\psi}{2}} - \right. \\ & \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{t=-n+1}^{n-1} \frac{(-1)^n}{\sqrt{n}} \sin^{3/2} \Phi \cos^{1/2} \Phi \sin X_F(n, t) e^{-\frac{k_i}{k_F} X_F(n, t)} \right]^2 \end{aligned} \quad (3.47)$$

При этом использовано обозначение

$$X_F(n,t) = 2k_F R n \sin\left(\frac{\psi}{2\pi} + \pi \frac{|t|}{n}\right). \quad (3.48)$$

Для большой системы  $k_F R \gg 1$  выражение (3.47) позволяет получить классический предел. В этом случае пренебрегаем интерференционным вкладом в выражении (3.47) от различных траекторий и заменяем осциллирующую функцию  $\sin^2 X_F(n,t)$  на ее среднее значение  $\sin^2 X_F(n,t) = 1/2$ . С учетом того, что из-за асимптотических свойств сферической функции Бесселя  $j_1(x)$  основной вклад в первое слагаемое выражения (3.47) при  $k_F R \gg 1$  дает область  $\psi \approx 0$ , запишем в классическом пределе ядро  $\gamma(\psi)$  выражения (3.47) в виде

$$\gamma_{\text{класс}}(\psi) = \frac{k_F^4}{8\pi^2} \frac{1}{R^2} \left[ \delta^{(2)}(\psi) + \frac{2}{\pi \sin \psi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{t=-n+1}^{n-1} \frac{1}{n} \sin^3 \Phi \cos \Phi e^{-\frac{2k_F}{k_F} X_F(n,t)} \right]. \quad (3.49)$$

При выводе равенства (3.49) использовано асимптотическое выражение

$$\lim_{k_F R \rightarrow \infty} \frac{j_1^2\left(2k_F R \sin \frac{\psi}{2}\right)}{\left(2k_F R \sin \frac{\psi}{2}\right)^2} = \frac{1}{(k_F R)^2} \delta^{(2)}(\psi). \quad (3.50)$$

Здесь  $\delta^{(2)}(\psi)$  - двумерная  $\delta$ -функция;  $\int \delta^{(2)}(\psi) d\Omega = 1$ .

Выражение (3.49) совпадает с аналогичным выражением для диссипативного ядра в классической механике [17].

Первое слагаемое  $\gamma^{\text{ЛОК}}(\psi)$  в уравнениях (3.47) и (3.49) определяется локальным вкладом в энергию диссипации от траекторий исчезающей длины  $\psi \approx 0$ . Это слагаемое не содержит эффектов отражения частиц от потенциальной поверхности и качественно подобно вкладу "томас-фермиевского члена" в одночастичную плотность уровней [22]. Слагаемое  $\gamma^{\text{ЛОК}}(\psi)$ , в частности, не содержит оболочечных эффектов и является плавной функцией массового числа (рис.1).

Соотношения (3.16), (3.16a) и (3.47) позволяют определить ядерный коэффициент трения для L-мультипольной деформации

$$\gamma_L = R^6 \int d\Omega P_L(\cos \psi) \gamma(\psi). \quad (3.51)$$

На рис.1 приведены результаты квазиклассического расчета величины  $\gamma_L$  с помощью уравнений (3.51) и (3.47) в зависимости от числа нуклонов в ядре. Расчет выполнен для октупольной деформации  $L = 3$ . В качестве безразмерного параметра затухания использовалась величина  $\frac{k_L}{k_F} = 0,04$ . Эта величина соответствует параметру усреднения по энергии  $\Delta \epsilon \approx 3,2$  МэВ. В приведенном расчете учитывался вклад траекторий с числом точек отражения от потенциальной поверхности  $p \leq p_{\text{max}} = 10$ . (Учет более сложных траекторий с  $p > 10$  слабо изменяет результат.) На рис.1 пунктиром нанесен результат расчета "локального" коэффициента трения  $\gamma_L^{\text{ЛОК}}$ , связанного с первым слагаемым в выражении (3.47). Как и следовало ожидать (см. выше), величина  $\gamma_L^{\text{ЛОК}}$  является плавной функцией числа нуклонов в ядре, т.е. не содержит оболочечных эффектов. Оболочечные

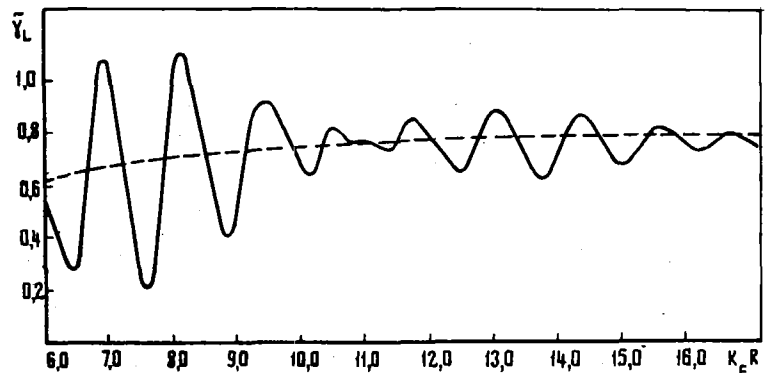


Рис.1. Квазиклассический расчет коэффициента трения  $\gamma_L$ . Коэффициент  $\gamma_L$  нормирован на классический локальный коэффициент трения

$\gamma_{\text{класс}}^{\text{ЛОК}} = \frac{k_F^4}{8\pi^2}$ ;  $\tilde{\gamma}_L = \gamma_L / \gamma_{\text{класс}}^{\text{ЛОК}}$ . Расчет выполнен для холодного ядра с  $T = 0$

осцилляции в коэффициенте трения  $\gamma_L$  возникают при учете вклада траекторий с отражением от потенциальной поверхности (сплошная кривая на рис. I). По мере роста размеров системы  $R$  оболочечные эффекты в величине  $\gamma_L$  ослабевают. Это связано с возрастанием плотности одночастичных уровней в окрестности границы Ферми и с использованием процедуры усреднения по энергии на интервале  $\Delta\varepsilon = \text{const}$ . Небольшое различие в асимптотических значениях  $\gamma_L$  и  $\gamma_L^{\text{ЛОК}}$ , которое можно заметить на рис. I, связано с вкладом в  $\gamma_L$  уравнения (3.47) от траекторий с многократными отражениями.

#### 4. Однотельная диссипация. Квантовомеханический расчет

В данном разделе выполнен квантовомеханический расчет мультипольного коэффициента трения  $\gamma_L$  для ферми-газа в сферическом среднем поле и оценено время релаксации  $\tau_z$ . Перепишем выражение (3.10) для возмущения  $V_{\text{ext}}(t)$  следующим образом:

$$V_{\text{ext}}(t) = \sum_{LM} \hat{F}_{LM} \alpha_{LM}(t), \quad (4.1)$$

где введен оператор

$$\hat{F}_{LM} = V_0 R Y_{LM}(\Omega) \delta(z-R). \quad (4.2)$$

Изменение энергии ядра в зависящем от времени поле  $V_{\text{ext}}(t)$  (4.1) принимает вид [см. выражение (2.12)]

$$E(t) = -2i \int_{-\infty}^t \sum_{LL'MM'} \chi_{LM,L'M'}(t-t') e^{t'/\tau_{\text{канал}}} \alpha_{LM}(t') \alpha'_{L'M'}(t) dt'. \quad (4.3)$$

Здесь введена мультипольная функция отклика [см. выражение (2.6)]

$$\chi_{LM,L'M'}(t-t') = \frac{1}{2} s_p \left( \left[ \hat{F}_{LM}(t), \hat{F}'_{L'M'}(t') \right] \rho_0 \right). \quad (4.4)$$

Прикидая во внимание равенство (2.7), в собственном представлении оператора  $\rho_0$ , из выражения (4.4) получаем

$$\chi_{LM,L'M'}(t-t') = i \sum_{nlm n'l'm'} P_{nl} \langle n\ell m | \hat{F}_{LM} | n'\ell'm' \rangle \langle n'\ell'm' | \hat{F}'_{L'M'} | n\ell m \rangle \sin \omega_{n\ell, n'\ell'}(t-t'). \quad (4.5)$$

Здесь введено обозначение

$$\omega_{n\ell, n'\ell'} = \varepsilon_{n\ell} - \varepsilon_{n'\ell'}, \quad (4.6)$$

где  $\varepsilon_{n\ell}$  - одночастичные энергии в сферическом среднем ядерном поле;

$|n\ell m\rangle$  - соответствующие одночастичные волновые функции:

$$|n\ell m\rangle = C_{n\ell} Y_{\ell m}(\Omega) U_{n\ell}(z). \quad (4.7)$$

В пределе  $V_0 \rightarrow \infty$  имеем

$$U_{n\ell}(z) = j_{\ell}(k_{n\ell} z); \quad C_{n\ell}^2 = \left[ \frac{1}{2} R^3 j_{\ell+1}^2(k_{n\ell} R) \right]^{-1}. \quad (4.8)$$

Здесь  $k_{n\ell} R$  - нули сферической функции Бесселя  $j_{\ell}(k_{n\ell} R) = 0$ . Из требования непрерывности волновой функции  $U_{n\ell}(z)$  на границе потенциала в пределе  $V_0 \rightarrow \infty$  запишем

$$\lim_{V_0 \rightarrow \infty} \sqrt{2\mu V_0} U_{n\ell}(z) \Big|_{z=R} = -k_{n\ell} j'_{\ell}(k_{n\ell} R). \quad (4.9)$$

Используя определение (4.2) и соотношения (4.7)-(4.9) для матричных элементов, входящих в равенство (4.5), после простых преобразований получаем

$$\langle n\ell m | \hat{F}_{LM} | n'\ell'm' \rangle = \frac{1}{\mu} k_{n\ell} k_{n'\ell'} \left[ \frac{(2\ell'+1)(2L+1)}{4\pi(2\ell+1)} \right]^{1/2} \langle L\ell' 0 0 | \ell 0 \rangle \langle L\ell' M m' | \ell m \rangle. \quad (4.10)$$

Окончательно для временной функции отклика  $\chi_{LM,L'M'}(\tau)$  из выражений (4.5), (4.10) получим

$$\chi_{LM,L'M'}(t-t') = \frac{i}{\mu^2} \frac{1}{4\pi} \sum_{nl n'\ell'} P_{nl} k_{n\ell}^2 k_{n'\ell'}^2 (2\ell+1)(2\ell'+1) \begin{pmatrix} \ell \ell' L \\ 0 0 0 \end{pmatrix}^2 \sin \omega_{n\ell, n'\ell'}(t-t') \delta_{LL'} \delta_{MM'} \equiv \chi_L(\tau) \delta_{LL'} \delta_{MM'} \quad (4.11)$$

Здесь определена функция отклика

$$\chi_L(\tau) \equiv \text{Im} \chi_{L_0, L_0}(t-t') \quad (4.12)$$

На рис.2 приведен результат расчета временной функции отклика  $\chi_L(\tau)$  для квадрупольной деформации  $L = 2$  сферического ядра при  $k_F R = 13,3$  (магическое ядро при выключенной спин-орбитальной связи). При вычислении  $\chi_L(\tau)$  в выражении (4.11) учитывались состояния  $k_{n\ell} R \leq 32$ .

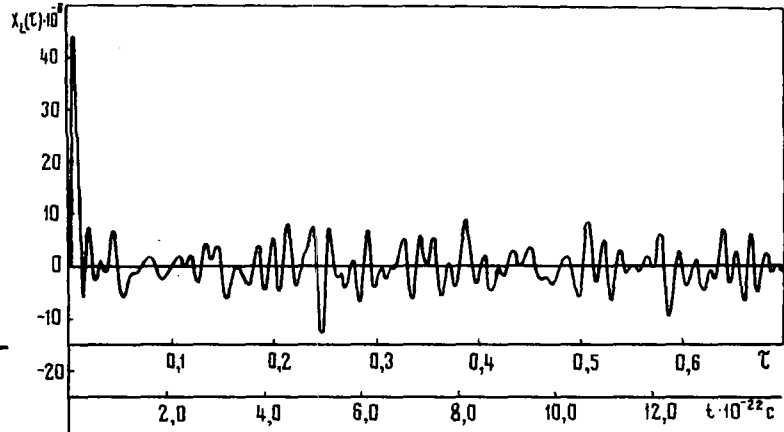


Рис.2. Зависимость от времени функции отклика  $\chi_L(\tau)$ ,  $L = 2$ , для сферически-симметричного потенциала с бесконечно высокими стенками

Характерной особенностью функции  $\chi_L(\tau)$  является резкий "всплеск" при малых временах  $\tau \leq \tau_z \approx 10^{-22}$  с. Такое поведение функции отклика связано с тем, что только в начальный момент времени все  $A$ -частицы в ядре реагируют на возмущение  $V_{ext}(t)$  когерентно. По истечении времени  $\tau_z$  ( $\tau_z$  - время релаксации), из-за различия в фазовых условиях для движения отдельных частиц, их результирующий вклад в функцию отклика ослабляется. Как уже отмечалось выше, предположение о малости времени  $\tau_z$  по сравнению с характерным временем  $\tau_{coll}$  изменения коллективной переменной  $\mathcal{B}(t)$  является фундаментальным для применимости теории линейного отклика к процессам диссипации в ядре.

Выполним фурье преобразование (2.14) функции отклика  $\chi_{L_M, L'_M}(t-t')$  и перепишем выражение для диссипативной части изменения полной энергии ядра в периодическом поле  $V_{ext}(t)$  следующим образом [см. выражения (2.12), (2.21) и (4.3)]:

$$\dot{E}_{diss}(t) = -\frac{i}{\Omega} \sum_{L_M, L'_M} \tilde{\chi}''_{L_M, L'_M}(\Omega + i\eta) \dot{\alpha}_{L_M}(t) \dot{\alpha}_{L'_M}(t) \quad (4.13)$$

Здесь  $\tilde{\chi}''_{L_M, L'_M}(\Omega + i\eta)$  - мнимая часть фурье-образа (2.14) временной функции отклика (4.11). Ограничимся адиабатическим пределом по частоте  $\Omega$ . В этом случае из выражений (2.14), (4.11) и (4.13) получаем

$$\dot{E}_{diss}(t) = \sum_{L_M} \gamma_L |\dot{\alpha}_{L_M}(t)|^2 \quad (4.14)$$

Здесь мультипольный коэффициент трения

$$\gamma_L = -\frac{16}{\pi} \sum_{n\ell n'\ell'} \rho_{n\ell} x_{n\ell}^2 x_{n'\ell'}^2 (2\ell+1)(2\ell'+1) \begin{pmatrix} \ell & \ell' & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \frac{x^2(x_{n\ell}^2 - x_{n'\ell'}^2)}{[(x_{n\ell}^2 - x_{n'\ell'}^2)^2 + x^4]^2} \quad (4.15)$$

В равенстве (4.15) введены безразмерные величины:

$$x_{n\ell} = k_{n\ell} R, \quad x^2 = 2\mu\eta R^2 = \frac{x_F^2}{\epsilon_F} \Delta\epsilon, \quad x_F = k_F R \quad (4.16)$$

Температурная зависимость  $\gamma_L$  обусловлена фермиевскими числами заполнения (2.16)

$$\rho_{n\ell} = \left[ 1 + \exp \frac{\epsilon_{n\ell} - \lambda}{T} \right]^{-1} \quad (4.17)$$

Аналогичное рассмотрение консервативной части изменения полной энергии (2.20) дает для коллективной кинетической энергии выражение

$$E_{кин} = \frac{i}{2} \sum_{L_M} B_L |\dot{\alpha}_{L_M}(t)|^2 \quad (4.18)$$

Здесь массовый коэффициент

$$B_L = -24\pi \rho_\mu R^5 x_F^{-3} \sum_{nl, n'l'} P_{nl}(2l+1)(2l'+1) \left( \frac{l'l'l}{000} \right)^2 \frac{x_{nl}^2 x_{n'l'}^2}{(x_{nl}^2 - x_{n'l'}^2)^3}; \quad (4.19)$$

плотность массы

$$\rho_\mu = \mu \frac{A}{V};$$

$V$  - объем ядра.

Если возмущение  $V_{ext}(t)$  включается адиабатически медленно:  $\varepsilon \rightarrow 0$ , то в системе отсутствуют реальные переходы и коэффициент трения  $\gamma_L$  (4.15) равен нулю. С ростом  $\varepsilon$  или, что то же самое, с уменьшением характерного времени  $\tau_{coll}$  воздействия принудительного поля на ядро, коэффициент трения  $\gamma_L$  и энергия диссипации (4.14) возрастают. Однако можно ожидать, что если параметр  $\Delta\varepsilon$  [см. обозначения (4.16)] превзойдет характерную для данной мультипольности  $L$  энергию частично-дырочных переходов  $\omega_{nl, n'l'}$  в поле  $V_{ext}(t)$ , то  $\gamma_L$  станет слабо чувствительной к изменению  $\varepsilon^2$ . На рис. 3 приведены результаты расчета величины  $\tilde{\gamma}_L = \frac{\varepsilon}{2L+1} \gamma_L$  с помощью выражения (4.15) для холодного ядра при  $T=0$ ,  $k_F R = 13,3$  в зависимости от параметра усреднения  $\varepsilon^2$ . Возрастание коэффициента трения  $\gamma_L$  на интервале  $0 \leq \varepsilon^2 \leq 18$  связано с включением новых частично-дырочных переходов, дающих вклад в выражение (4.15) при увеличении  $\Delta\varepsilon$ .

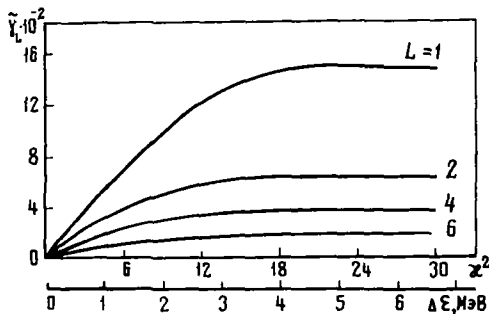


Рис. 3. Квантовомеханический расчет зависимости коэффициента трения  $\gamma_L$  от величины  $\Delta\varepsilon \sim \varepsilon^2$ , характеризующей скорость изменения параметра деформации  $\delta$ :  $\Delta\varepsilon = \tau_{coll}^{-1}$  (расчет выполнен для ферми-газа, помещенного в сферически-симметричную прямоугольную потенциальную яму с бесконечно высокими стенками)

Однако при  $\varepsilon^2 \geq 18$  ( $\Delta\varepsilon \geq 4$  МэВ) наступает насыщение и  $\gamma_L$  практически не зависит от величины  $\Delta\varepsilon$  при всех  $L$ . Небольшое уменьшение  $\gamma_L$  при  $\varepsilon^2 \geq 30$  связано с дефицитом одночастичных уровней над границей Ферми, вызванным обрезанием в сумме (4.15) при  $k_{nl} R = 32$ .

Возникновение области плато у величины  $\gamma_L(\varepsilon^2)$  на рис. 3 имеет простое физическое объяснение. Оценим характерное время  $\tau_{coll}$  изменения поля  $V_{ext}(t)$ , связанное с энергией усреднения  $\Delta\varepsilon \geq 4$  МэВ соотношением неопределенности

$$\tau_{coll} = \frac{1}{\Delta\varepsilon} \approx 1,5 \cdot 10^{-22} \text{ с при } \Delta\varepsilon \geq 4 \text{ МэВ.} \quad (4.20)$$

С другой стороны, время между двумя последующими отражениями частицы, имеющей скорость  $v_F$ , от противоположных стенок потенциала

$$\tau_{отраж} = \frac{2R}{v_F} = \frac{x_F}{\varepsilon_F} \approx 1,8 \cdot 10^{-22} \text{ с.} \quad (4.21)$$

Таким образом, для параметра усреднения  $\Delta\varepsilon \geq 4$  МэВ характерное время  $\tau_{coll}$  (4.20) в течение которого ядро испытывает воздействие принудительного поля  $V_{ext}(t)$  меньше времени между двумя последующими отражениями нуклонов от стенок потенциала (4.21). В результате диссипативные свойства конечной системы в этом случае подобны свойствам полубесконечной сферы, что объясняет возникновение плато у кривых  $\gamma_L(\varepsilon^2)$  на рис. 3.

При низких температурах  $T \ll \varepsilon_F$  коэффициент трения (4.15) определяется узкой областью частично-дырочных возбуждений в окрестности границы Ферми. По этой причине величина  $\gamma_L$  должна быть чувствительна к распределению одночастичных состояний вблизи  $\varepsilon_F$  и должна заметно меняться от ядра к ядру. Для выявления такого рода оболочечных эффектов в коэффициенте трения  $\gamma_L$  выполним расчет коэффициента  $\gamma_L$  для различных значений числа нуклонов в ядре  $A$  при фиксированном параметре  $\Delta\varepsilon$ . Это отвечает физической ситуации типа деления или столкновения ионов, где время процесса  $\tau_{coll} = (\Delta\varepsilon)^{-1}$  считается постоянным  $\tau_{coll} \approx 10^{-21}$  с. Результаты такого расчета величины  $\gamma_L$  (4.15) для  $L=3$  и  $L=2$  при  $\Delta\varepsilon = 2$  МэВ приведены на рис. 4 и 5. Здесь отложена зависимость безразмерного коэффициента трения  $\tilde{\gamma}_L$ , нормированного на классическое значение  $\gamma_{класс} = \rho \bar{v} R^4 \sqrt{16}$ ,

$$\tilde{\gamma}_L = \gamma_L / \gamma_{класс} \quad (4.22)$$



от величины  $k_F R = k_F r_0 A^{1/3}$ . На тех же рисунках приведены результаты квазиклассического расчета [22] нерегулярной компоненты одночастичной плотности уровней  $g_{osc}(\epsilon_F)$  в окрестности границы Ферми  $\epsilon \approx \epsilon_F$  для сферического потенциала с бесконечно высокими стенками.

Минимумы кривой  $g_{osc}(\epsilon_F)$  коррелируют с минимумами оболочечной поправки к энергии связи ядра [22] и отвечают положению магических ядер. Из рис. 4 и 5 видно, что существует качественная корреляция также между плотностью уровней  $g_{osc}(\epsilon_F)$  и мультипольными коэффициентами трения  $\tilde{\gamma}_L$  как функциями параметра  $k_F R$ . То есть, диссипативные свойства ядер ослаблены вблизи магических чисел  $A$  (минимумы  $\tilde{\gamma}_L$  и  $g_{osc}(\epsilon_F)$ ) и усилены вдали от них. Осцилляции кривой  $\tilde{\gamma}_L$  рис. 4 и 5 являются следствием существования больших оболочек в ядрах. Они ослаблены по мере роста температуры ядра (см. рис. 4). Отметим, однако, что критическая температура, при которой следует ожидать исчезновения оболочечных эффектов в величине  $\tilde{\gamma}_L$ , больше критической температуры  $T_{крит} \approx 2 + 2$  МэВ, при которой исчезают оболочечные эффекты в энергии связи и, в частности, оболочечный барьер деления [24]. Это связано с тем, что оболочечные эффекты в коэффициенте трения (4.15) заметно усилены за счет правил отбора в матричных элементах типа (4.10).

Рис. 4. Зависимость октупольного коэффициента трения  $\tilde{\gamma}_L$  для жесткой сферы (см. рис. 3) от размеров ядра (числа нуклонов в ядре). Расчет выполнен для  $T = 1$  МэВ и  $T = 4$  МэВ при  $\Delta\epsilon = 2$  МэВ. Нормировка  $\tilde{\gamma}_L$  та же, что и на рис. 1. На нижней части рисунка приведен расчет осциллирующей (оболочечной) компоненты плотности уровней  $g_{osc}(\epsilon_F)$  на границе Ферми. Расчет  $g_{osc}(\epsilon_F)$  выполнен квазиклассически для того же среднего поля, что и  $\tilde{\gamma}_L$ .

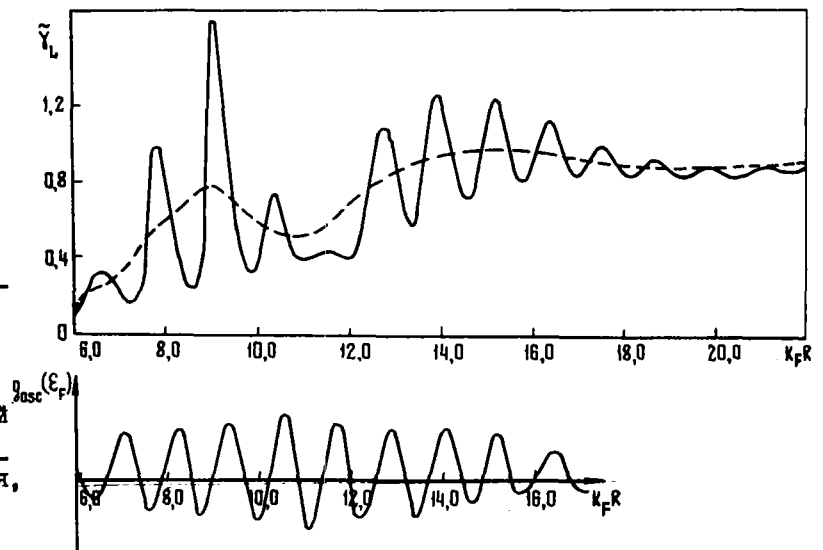
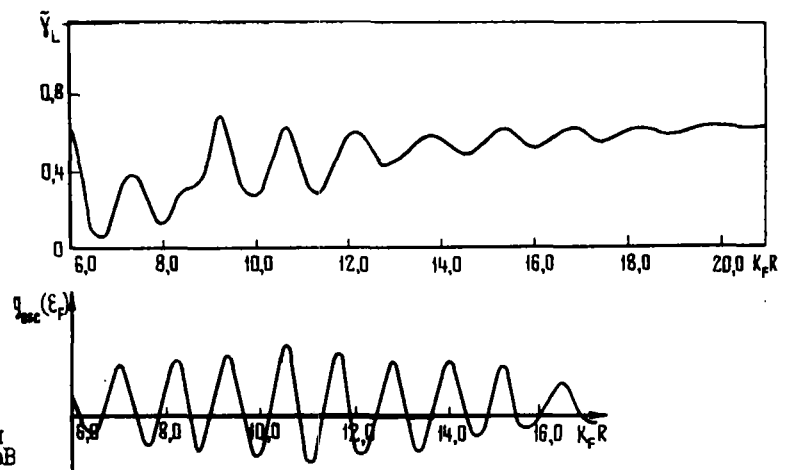


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для квадрупольной деформации и  $T=1$  МэВ



По мере роста размеров системы  $k_F R \sim A^{1/3}$  оболочечные эффекты в величине  $\gamma_L$  ослабевают (см. рис. 4 и 5). Это результат выбора параметра  $\Delta \varepsilon = \text{const}$  и роста плотности одночастичных уровней в окрестности границы Ферми при увеличении  $k_F R$ . В пределе  $k_F R \gg 1$ , когда длина волны нуклонов вблизи  $\varepsilon_F$  мала по сравнению с размерами ядра, квантовомеханический результат для  $\gamma_F$  (см. рис. 4 и 5), как и квазиклассический (см. рис. 1), выходит на асимптотический классический предел  $\gamma_L^{\text{класс}} = \lim_{k_F R \rightarrow \infty} \gamma_L$ . Отметим, что всегда  $\gamma_L^{\text{класс}} < \gamma^{\text{класс}} = \rho \nu R^4$  (см. рис. 4 и 5). Это связано отчасти с вкладом в  $\gamma_L^{\text{класс}}$  эффектов кривизны поверхности потенциала, которые не учитываются в  $\gamma^{\text{класс}}$  [16]. Из асимптотического поведения кривых  $\gamma_L$  при различных температурах  $T=1$  МэВ и  $T=4$  МэВ (см. рис. 4) видно, что с ростом температуры коэффициент трения ферми-газа возрастает. Анализ показывает, что температурная зависимость  $\gamma_L$  содержит фактор  $\sim (T/\varepsilon_F)^2$  и его можно пренебречь в реальных задачах при  $T \ll \varepsilon_F$ .

## 5. Альтернативные подходы к механизму ядерной диссипации.

Некоторые экспериментальные данные

Альтернативная точка зрения на механизм ядерной диссипации состоит в предположении, что за переход коллективной энергии деформации во внутреннюю энергию возбуждения ядра ответственно остаточное нуклон-нуклонное взаимодействие. При деформации ядра происходит многократное квазипересечение одночастичных уровней модели оболочек. Если скорость деформации  $\dot{\sigma}$  конечна, то при каждом квазипересечении возможен переход нуклона с нижнего уровня  $\alpha$  на верхний уровень  $\beta$  с вероятностью  $P_{\alpha\beta}$ , которая определяется соотношением Ландау-Зенера [25, 26]

$$\ln P_{\alpha\beta} \sim -\frac{1}{\dot{\sigma}}. \quad (5.1)$$

Эффект Ландау-Зенера приводит к необратимости процесса деформации ядра во времени. Действительно, пусть при деформации ядро стартует из "чистой" конфигурации (вакуум квазичастиц), отвечающей основному состоянию ядра при равновесной деформации  $\sigma_0$ . Предположим, что, дойдя до деформации  $\sigma_{\text{max}}$ , ядро возвращается к начальной деформации  $\sigma_0$ . Благодаря переходам (5.1) при  $\dot{\sigma} \neq 0$  в точке  $\sigma = \sigma_{\text{max}}$  ядро будет находиться во внутреннем возбужденном состоянии, т.е. в состоянии, отличном от "чистой" конфигурации с минимальной энергией, отвечающей деформации  $\sigma_{\text{max}}$ . Поскольку такое возбужденное состояние ядра в точке  $\sigma = \sigma_{\text{max}}$  определяет начальные условия для обратного движения от  $\sigma_{\text{max}}$  к  $\sigma_0$ , то вернувшись к исходной деформации  $\sigma_0$  ядро окажется, вообще говоря, в возбужденном состоянии. Таким образом, частично энергия возбуждения  $E_{\text{ex}}$ , связанная с реальными переходами в ядре (5.1), может быть отождествлена с необратимой энергией диссипации.

Отметим, что эффект Ландау-Зенера (5.1) имитирует в конечной среде столкновительный механизм диссипации, который в неограниченной ферми-жидкости приводит к эффектам вязкости [27]. Коэффициент вязкости  $\mu$  характеризует перенос импульса от участков жидкости с большей скоростью к участкам с меньшей скоростью. Он пропорционален длине свободного пробега квазичастиц. Это ведет к тому, что в ферми-жидкости вязкость убывает с ростом температуры системы  $T$  [28]:

$$\mu \sim T^{-2}. \quad (5.2)$$

Таким образом, энергия диссипации, вызванная двухчастичным столкновительным механизмом, должна убывать по мере роста внутренней энергии возбуждения ядра. Напомним, что в отсутствие оболочечных эффектов относительная диссипация возрастает с ростом температуры ядра  $\sim T^2$  (см. рис. 4 и обсуждение в разд. 4).

Трудным вопросом для двухчастичной теории диссипации является вопрос об однозначном разделении коллективной кинетической энергии  $E_{\text{кин}}$  и энергии диссипации  $E_{\text{дисс}}$ . Обычно для этого приходится рассматривать процесс принудительной деформации ядра от равновесной деформации  $\sigma_0$  до некоторой произвольной деформации  $\sigma_{\text{max}}$  и обратно. Избыточная внутренняя энергия возбуждения ядра, которая остается в результате такого цикла, отождествляется с удвоенной энергией диссипации [15]. На рис. 6 приведены результаты расчетов для ядра  $^{238}\text{U}$  [15]. Здесь в качестве коллективной переменной  $\sigma$  использовано отношение полуосей эллипсоида деформации  $\alpha$  при  $\alpha_0 = 1,8$  и  $\alpha_{\text{max}} = 2$ .

Другой способ разделения  $E_{кин}$  и  $E_{дисс}$  был предложен в работе [14]. Здесь в расчетах использовалось самосогла-сованное приближение Хартри-Фока-Боголюбова (ХФБ) с упрощенным нуклон-нуклонным взаимодействием. В приближении ХФБ эффект Ландау-Зенера обусловлен корреляционным спаривательным взаимодействием. При этом он учитывается автоматически благодаря вариационным условиям по числам заполнения  $u, v$ , содержащимся в приближении ХФБ. Разделение обратимой  $E_{кин}$  и необратимой  $E_{дисс}$  энергий достигается тем, что в уравнениях движения ХФБ опускается ряд членов, которые ответственны за виртуальные переходы в ядре и дают вклад в  $E_{кин}$ .

Схема расчета  $E_{дисс}$  в целом самосогласована и состоит в следующем:

1. При заданном феноменологическом параметре вязкости определяется последовательность форм  $\mathcal{B}$  ядра в гидродинамической модели при спуске от седловой точки до точки разрыва (рис.7) [29].

2. После расчета изменения формы ядра  $\mathcal{B}(t)$  во времени решают временные уравнения движения приближения ХФБ, которые зависят от  $\mathcal{B}$  как от параметра.

3. Из решения уравнений ХФБ определяется изменение полной энергии ядра и выделяется энергия диссипации  $E_{дисс}$ .

Самосогласование между микроскопическими расчетами приближений ХФБ и гидродинамическим расчетом форм ядра  $\mathcal{B}$  достигается при значении коэффициента вязкости  $\mu$ , при котором совпадают энергия диссипации  $E_{дисс}$ , вычисленная микроскопически, и  $E_{дисс}$ , вычисленная гидродинамически. На рис.8 иллюстрируются результаты такого самосогласованного расчета параметра вязкости и энергии диссипации для ядра  $^{236}\text{U}$  [14].

Отметим, что самосогласование в таких расчетах достигается с необходимостью. Это обусловлено тем, что с одной стороны, с ростом коэффициента вязкости  $\mu$  гидродинамическая энергия диссипации возрастает (см.рис.8). Однако с ростом вязкости скорость  $\dot{\mathcal{B}}$  спуска ядра с барьера убывает, а значит убывает и микроскопическая энергия диссипации  $E_{дисс}$ , обусловленная эффектом Ландау-Зенера (5.1). Следовательно, кривые для гидродинамической и микроскопической энергии диссипации, отложенные в зависимости от коэффициента вязкости  $\mu$ , обязательно пересекаются, что обеспечивает условие самосогласования.

Из приведенных на рис.8 результатов расчета для  $^{236}\text{U}$  можно найти величину коэффициента ядерной вязкости  $\mu = 0,04$  ТП (терапуаз). Полная энергия диссипации при спуске от седловой точки до точки разрыва составляет при этом  $E_{дисс} = 34$  МэВ. Это примерно в два раза превышает значение  $E_{дисс} \approx 18$  МэВ, которое следует из анализа с помощью гидродинамической модели экспериментальных данных по кинетическим энергиям осколков деления ядра  $^{236}\text{U}$  [29].

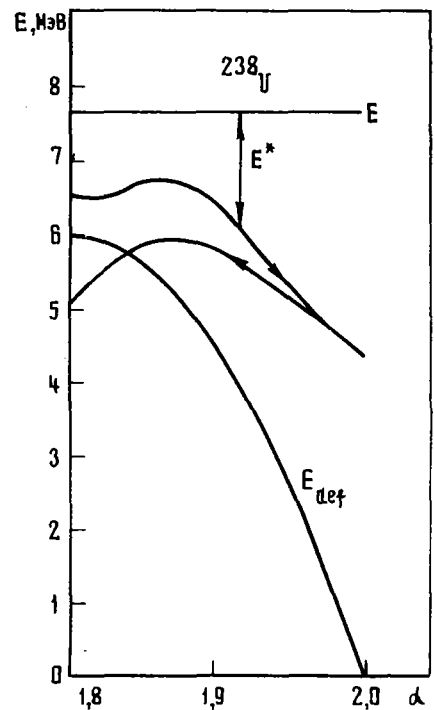


Рис.6. Иллюстрация необратимости во времени, связанной с эффектом Ландау-Зенера, при вычислении энергии возбуждения ядра  $E = E_{ex}$  в зависящем от времени среднем поле ядра. Расчет выполнен при постоянной полной энергии ядра  $E(E_{def}$  - статическая энергия деформации, которая использовалась в расчете  $E_{ex}$ )

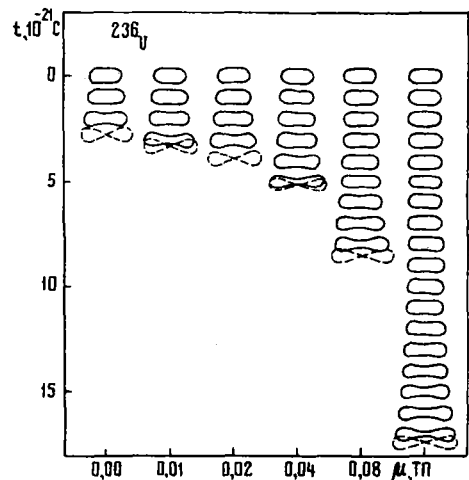


Рис.7. Расчет последовательности форм ядра в гидродинамической модели при спуске с седловой точки до точки разрыва для различных значений коэффициента вязкости. Расчет для ядра  $^{236}\text{U}$  при начальной кинетической энергии в направлении оси деления ядра, равной 1 МэВ

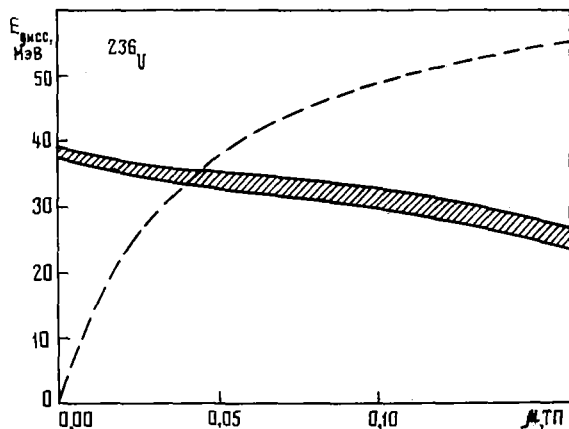


Рис.8. Самосогласованный расчет энергии диссипации и коэффициента вязкости при делении ядра  $^{236}\text{U}$ :

--- - расчет по гидродинамической модели; - расчет в приближении ХФБ для различных параметров сил спаривания G

Коллективной кинетической энергии носит резонансный характер в области низких энергий столкновения  $E/A$  (см.рис.9), что связано с резонансным образованием составного ядра при столкновении ядер в этой области энергий.

В настоящее время можно считать экспериментально установленным наличие сильных эффектов диссипации при столкновении тяжелых ионов в "глубоко неупругих процессах" [31]. Экспериментальная информация о наличии аналогичных эффектов в делении ядер, например, при спуске от седловой точки разрыва менее надежна. Ниже приведены некоторые экспериментальные данные, имеющие отношение к проблеме обмена энергией между коллективными и внутренними степенями свободы в процессах деления ядер.

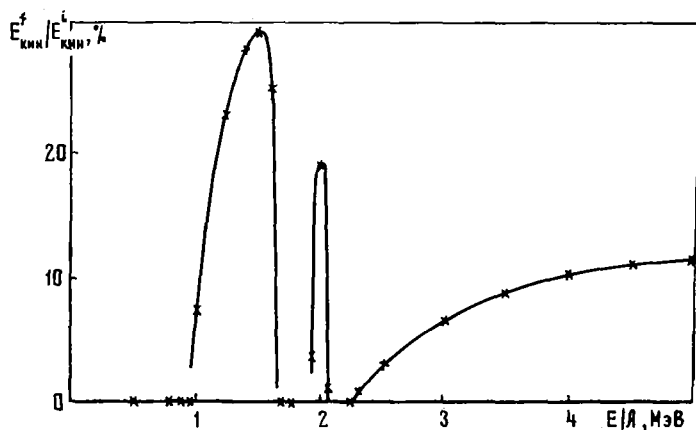


Рис.9. Расчет перераспределения кинетической энергии сталкивающихся ядер во входном  $E_{кин}^i$  и выходном  $E_{кин}^f$  каналах в зависимости от кинетической энергии относительного движения ядер в системе центра масс  $E/A$  (расчет выполнен в приближении Хартри-Фока, зависящем от времени)

I. Экспериментально обнаружено (см., например, работу [29]), что в широком интервале изменения массового числа  $A$  делящегося ядра средняя полная кинетическая энергия осколков ТКЕ (суммарная кинетическая энергия двух осколков) приблизительно подчиняется линейному закону в зависимости от параметра  $Z_1 Z_2 / A^{1/3}$ . Это может служить указанием на сильное затухание предразрывного коллективного движения ядра, в результате чего ТКЕ определяется только кулоновской энергией осколков в момент разрыва  $V_c \sim Z_1 Z_2 / A^{1/3}$ . На рис.10 экспериментальные данные в области актиноидов сравниваются с расчетами по моделям одностельной и столкновительной диссипацией. В обоих случаях предполагалось предельно сильное затухание предразрывного коллективного движения, т.е.  $E_{кин} \ll E_{дисс}$  и член  $1/2 V \dot{b}$  в уравнениях движения для коллективной координаты  $b$  опус-

Общим недостатком одностельной и столкновительной теории диссипации в ядре является предположение об адиабатичности и использование теории возмущений по скорости деформации  $\dot{b}$ . В последние годы делаются попытки обойти эту трудность путем точного решения соответствующим образом сформулированной задачи в рамках приближения Хартри-Фока, зависящего от времени. Решение этой задачи в техническом отношении крайне сложно, и здесь получены результаты лишь в простейших моделях.

На рис.9 приведены результаты точного решения уравнений приближения Хартри-Фока, зависящего от времени с нуклон-нуклонным взаимодействием в виде сил Скирма для столкновения двух ядерных слоев, неограниченных в  $xy$ -плоскости и движущихся вдоль оси  $z$  с кинетической энергией в системе центра масс, равной  $E/A$ , МэВ/нуклон [30]. Из рисунка видно, что большая часть кинетической энергии столкновения переходит во внутреннюю энергию возбуждения ядер после их разлета. Такой процесс диссипации

кадо. Из анализа данных рис.10 видно, что модель столкновительной диссипации ведет к переоценке величины  $E_{\text{дисс}} / 18$ , тогда как результаты теории, основанной на представлении об одностольном механизме диссипации, хорошо согласуются с данными эксперимента.

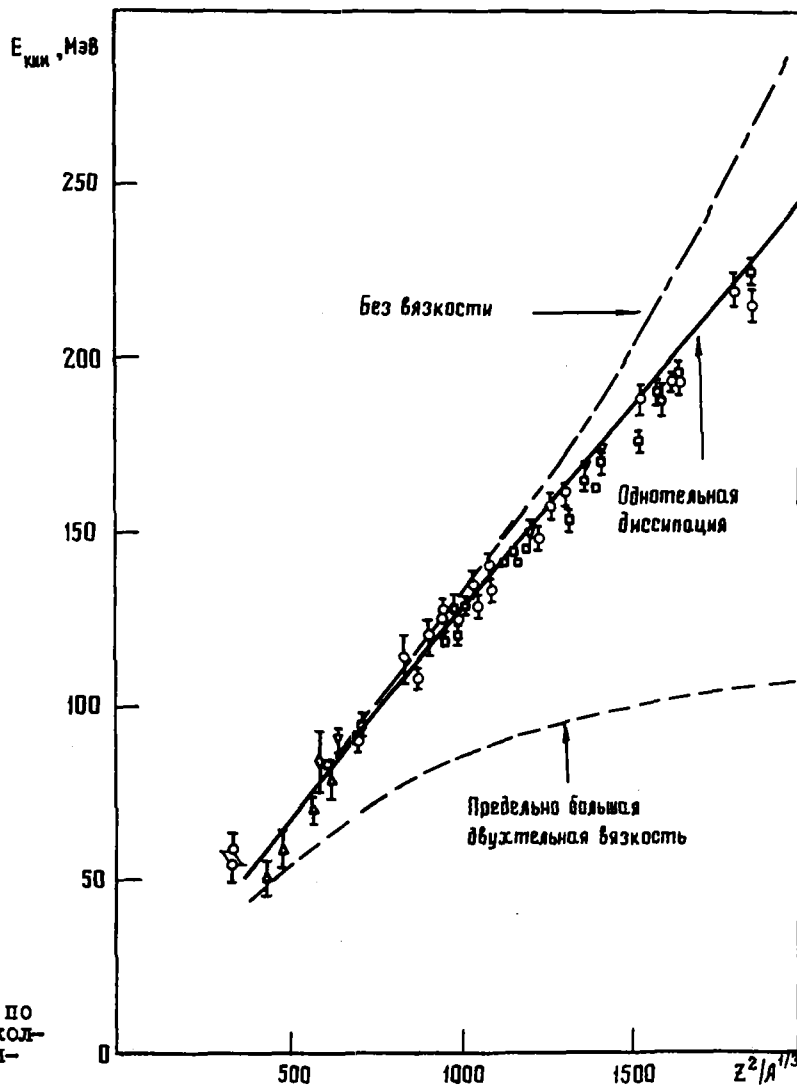


Рис.10. Экспериментальные данные по средним кинетическим энергиям осколков деления в зависимости от делительного параметра  $Z^2/A^{1/3}$

2. Установлено, что при спонтанном делении и при низких энергиях возбуждения  $E_{\text{ex}}$  в вынужденном делении, например в реакциях  $(d, pf)$ ,  $\overline{\text{ТКЕ}}$  осколков деления слабо чувствительна к изменению  $E_{\text{ex}}$ . Однако с ростом  $E_{\text{ex}}$  в  $(n, f)$ -реакциях  $\overline{\text{ТКЕ}}$  убывает линейно при увеличении  $E_{\text{ex}}$  [32-35]. Такое поведение  $\overline{\text{ТКЕ}}$  можно объяснить наличием конкуренции между одностольным и столкновительными механизмами диссипации при малых  $E_{\text{ex}}$  с постепенным переходом к преимущественно одностольному механизму диссипации при больших  $E_{\text{ex}}$  (рис.11). При этом, как отмечалось выше,  $E_{\text{дисс}} \sim E_{\text{ex}}$  ( $E_{\text{ex}} \sim T^2$ ), что обеспечивает необходимый линейный закон убывания коллективной кинетической энергии осколков  $\overline{\text{ТКЕ}}$  с ростом  $E_{\text{ex}}$ . Возможно альтернативное объяснение такой закономерности в поведении  $\overline{\text{ТКЕ}}$ . С ростом  $E_{\text{ex}}$  ослабляется стабилизирующее действие оболочечной поправки на энергию деформации. Это приводит к уменьшению жесткости по отношению к деформации ядра в точке разрыва  $\sigma_{\text{max}}$  и, как следствие, к уменьшению кулоновской энергии отталкивания осколков в точке  $\sigma_{\text{max}}$  и уменьшению  $\overline{\text{ТКЕ}}$ . Неясным при этом остается вопрос о зависимости  $\overline{\text{ТКЕ}}$  от энергии возбуждения ядра  $E_{\text{ex}}$ .

3. Полный эксперимент по проверке выводов теории диссипации в делении ядер может состоять в одновременном анализе  $\overline{\text{ТКЕ}}$  и нейтронов эмиссии  $\overline{\nu}_n$  с выделением из  $\overline{\nu}_n$  вклада от предразрыв-

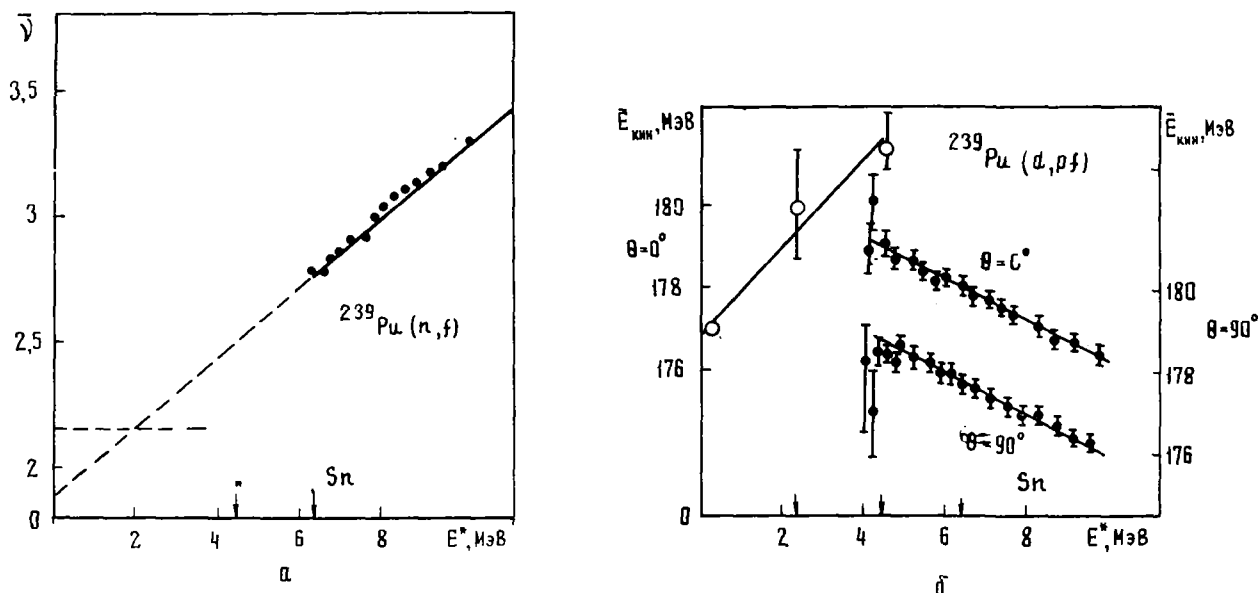


Рис.11. Экспериментальные данные по вынужденному делению ядра  $^{240}\text{Pu}$ :  
 а - среднее число нейтронов эмиссии в зависимости от  $E^*$ ; б - зависимость ТКЕ от энергии возбуждения ядра  $E^* = E_{\text{ex}}$  при различных углах разлета осколков

ной компоненты из неускоренных осколков. Пока такие данные отсутствуют. На рис.11,а приведены экспериментальные данные для полного числа нейтронов эмиссии  $\bar{\nu}_n$  в  $(n, f)$ -реакции на  $^{239}\text{Pu}$ . Число нейтронов  $\bar{\nu}_n$  растет линейно с ростом энергии возбуждения  $E_{\text{ex}}$ , что коррелирует с зависимостью  $E_{\text{дисс}}$  от  $E_{\text{ex}}$  при однотельном механизме диссипации (см. выше). Если экстраполировать прямую  $\bar{\nu}_n$  к нулю  $E_{\text{ex}}$ , то из рисунка видно, что  $\bar{\nu}_n$  в спонтанном делении несколько превышает результат экстраполяции. (Величина  $\bar{\nu}_n$  для спонтанного деления изображена на рис.11,а горизонтальной пунктирной линией.) Это можно объяснить тем, что при низких энергиях возбуждения  $E_{\text{ex}}$  энергия диссипации  $E_{\text{дисс}}$  определяется конкуренцией однотельного и столкновительного механизмов диссипации и в результате кривая  $\bar{\nu}_n$  при малых  $E_{\text{ex}}$  растет медленнее линейной функции.

4. Детальные измерения кинетической энергии тяжелого осколка  $E_{\text{кин}}^{(T)}$  [32-35] указывают на существование оболочечных эффектов в зависимости  $E_{\text{кин}}^{(T)}$  от энергии возбуждения ядра  $E_{\text{ex}}$ . В частности, величина  $dE_{\text{кин}}^{(T)}/dE_{\text{ex}}$  отрицательна и максимальна по абсолютной величине в области магических масс осколков. Это может быть объяснено в рамках однотельного механизма диссипации. Действительно, с ростом энергии возбуждения  $E_{\text{ex}}$  оболочечные эффекты в ядре ослабевают и сплошная кривая для коэффициента трения  $\tilde{\gamma}_L$  на рис.4 сглаживается. Из этого рисунка легко видеть, что в области магических ядер (минимумы кривой  $\tilde{\gamma}_L$ ) величина  $\tilde{\gamma}_L$ , а значит и энергия диссипации, возрастают наиболее быстро с ростом  $E_{\text{ex}}$  (температуры  $T$ ). Это ведет к соответствующему убыванию кинетической энергии разлетающихся осколков.

5. Для проверки внутренней непротиворечивости представлений о ядерной диссипации полезно связать коэффициент трения  $\gamma$  с различными процессами в ядре. Выше было рассмотрено деление ядер. Аналогичное значение имеют эффекты диссипации и ядерного трения в реакциях с тяжелыми ионами [36]. Представляет интерес связать эти явления с качественно другим объектом - ширинами гигантских резонансов. Из изложенного в предыдущих разделах следует, что представление о ядерной диссипации тесно связано с выделением макроскопических коллективных переменных. Наиболее изученным примером гигантского резонанса в ядре, допускающем простое описание в макроскопических моделях, является гигантский изовекторный дипольный резонанс [37]. Его можно рассматривать как относительное движение протонных и нейтронных пространственных распределений [38]. По представлениям, развитым в предыдущих разделах, можно считать, что протоны создают принудительное возвращающее поле  $V_{\text{ext}}(t)$  для нейтронов и наоборот. В этом случае, изложенный выше подход к ядерному трению становится адекватным также для описания затухания гигантского дипольно-

го резонанса [39]. Для связи между шириной резонанса  $\Gamma$  (декрементом затухания коллективного периодического движения) и коэффициентом трения  $\gamma$  можно воспользоваться классическим соотношением [40]

$$\Gamma = h \frac{\gamma}{B_1}, \quad (5.2)$$

где  $B_1$  - массовый коэффициент для изовекторных дипольных колебаний в ядре.

На рис.12 сравниваются данные различных экспериментов для  $\Gamma$  с результатами расчета  $\Gamma$  с помощью соотношения (5.2) и простейшего классического выражения для коэффициента трения  $\gamma$ , которое можно получить из выражений (1.1) и (3.8) [39]. Наблюдается хорошее количественное согласие приведенных результатов [39]. Небольшое расхождение между экспериментальными и расчетными значениями  $\Gamma$  может быть устранено, если выполнить более реалистичские расчеты величины  $\gamma$  (см. разд.3,4), в частности, если учесть поправки в  $\gamma$ , возникающие от многократных отражений частиц от потенциальной поверхности и от оболочечных эффектов (см.рис.4,5).

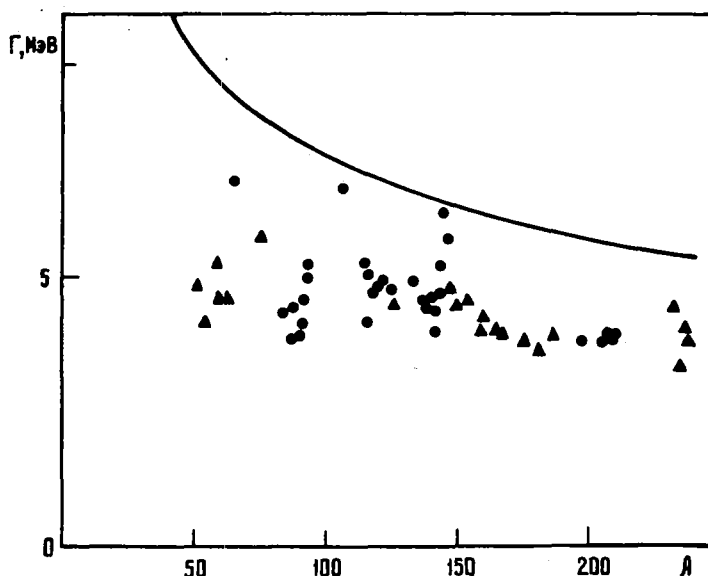


Рис.12. Сравнение экспериментальных данных по ширинам  $\Gamma$  гигантских дипольных резонансов в различных ядрах с результатами расчета (сплошная линия)  $\Gamma$  с помощью теории, основанной на относительно механизме диссипации

#### Список литературы

1. Вагангер М., Кумар К. - "Nucl. Phys.", 1968, v. A110, p. 490, 529; v. A122, p. 241, 273.
2. Haff P.K., Wilets L. - "Phys. Rev.", 1970, v. C10, p. 353.
3. Ledergerber T., Pauli H. - "Nucl. Phys.", 1973, v. A207, p. 1.
4. Pauli H. - "Phys. Scripta", 1974, v. 10A, p. 127.
5. Strutinsky V. - "Nucl. Phys.", 1968, v. A122, p. 1.
6. Brack M., Damgaard J. e.a. - "Rev. Mod. Phys.", 1972, v. 44, p. 320.
7. Flocard H., Quentin P. e.a. - "Nucl. Phys.", 1973, v. A203, p. 433.
8. Schirmer J., Knaak S., Süssmann G. - Ibid., 1973, v. A199, p.31.
9. Gross D. - Ibid., 1975, v. A240, p. 472.
10. Hofmann H., Siemens P. - Ibid., 1976, v. A257, p. 165.
11. Ibid., 1977, v. A275, p. 464.
12. Hofmann H. - "Phys. Lett.", 1976, v. 61B, p. 423.
13. Kolomiets V.M., Siemens P. - NBI - Preprint. Copenhagen, 1977.
14. Koornin S. - "J. Nix. Phys. Rev.", 1975, v. C13, p. 209.
15. Schütte G., Wilets L. - "Nucl. Phys.", 1975, v. A252, p. 21.

16. Koonin S., Hatch R., Randrup J. - "Nucl. Phys.", 1977.
17. Koonin S., Randrup J. - "Nucl. Phys.", 1977.
18. Swiatecki W.J. - Preprint. LBL-4296. Berkley, 1975.
19. Wegmann G. - "Phys. Lett.", 1974, v. 50B, p. 327.
- 20-21. Ishigara A. Statistical Physics. N-Y. Acad. Press., 1971.
22. Valian R., Bloch C. - "Ann. of Phys.", 1972, v. 69, p. 76.
23. Вонше Р. - "Nucl. Phys.", 1972, v. A191, p. 609.
24. Струтинский В.М., Коломиец В.М. Материалы 8-й зимней школы. ЛИЯФ. Ч.2. 1973.
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963.
26. Zener C. - "Proc. Roy. Soc.", 1932, v. A137, p. 696.
27. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. М., Мир, 1967.
28. Абрикосов А.А., Халатников И.М. - "Успехи физ. наук", 1958, т. 66, с. 177.
29. Davies K., Sierk A., Nix J.R. - "Phys. Rev.", 1976, v. 13C, p. 2385.
30. Вонше Р., Кoonin S., Negelle J. - Ibid., 1976, v. 13C, p. 1226.
31. Волков В.В. - "ЭЧАЯ", 1975, v. 6, p. 1040.
32. Michaudon A. - Conf. on Nucl. Cross Sect. and Techn., Washington, 1975.
33. Lachkar S., Patian Y., Sigaud J. - "J. de Phys.", 1975, v. 36.
34. Кузьминов Б.Д., Сергачев А.И. - "Ядерная физика", 1973, т. 25, с. 43.
35. "Ядерная физика", 1972, т. 16, с. 475. Авт.: А.И.Сергачев, Н.П.Дьяченко, А.М.Ковалев, Б.Д.Кузьминов.
36. Swiatecki W.J., Birnholm S. - "Phys. Rev.", 1972, v. 4C, p. 325.
37. Борзов И.Н., Камерджиев С.П. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1977, т.41, с.4.
38. Steinwedel H., Jensen J. - "Z. Naturforsch.", 1950, v. 5a, p. 413.
39. Muers W.D., Swiatecki W.J. e.a. - Preprint. Berkeley, 1977.
40. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М., Физматгиз, 1958.

УДК 621.039.512.4

#### РАСЧЕТ АЛЬБЕДО НЕЙТРОНОВ ОТ СЛОИСТЫХ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ СРЕД

Ю.Д. Добрынин, Л.А. Микаэлян, М.Д. Скорохватов

CALCULATION OF NEUTRON ALBEDO FROM LAMINATED SEMIINFINITE MEDIA. Results of the Monte-Carlo calculation of the integral numerical current albedo for neutrons falling normally on the semiinfinite multilayer media are presented. Results of the calculations are of interest for measuring external neutron fluxes and particularly for neutron detection by gamma-quanta due to neutron capture.

Решение ряда научно-исследовательских и практических задач методом нейтронной физики зависит от возможности увеличения эффективности регистрации нейтронов. Часто чувствительность нейтронного детектора к внешнему излучению оказывается тесно связанной с величиной обратного рассеяния (альbedo) нейтронов, и вопрос повышения эффективности регистрации является вопросом снижения альbedo. Примером служит получивший широкое распространение



класс детекторов с замедлением нейтронов до тепловых энергий и с последующей регистрацией тепловых нейтронов чувствительными элементами.

При использовании этой методики, являющейся предметом дальнейшего обсуждения, существуют следующие пути снижения альbedo: во-первых, уменьшение длины диффузии нейтронов в замедлителе; во-вторых, покрытие поверхности детектора веществами, чувствительными к нейтронам промежуточных энергий. В первом случае одним из способов достижения цели является введение в замедлитель веществ с большим сечением захвата тепловых нейтронов, что используется многими авторами, например, для изготовления нейтронных детекторов на основе гадолинизированного сцинтиллирующего водородсодержащего замедлителя. Регистрация производится по  $\gamma$ -квантам от захвата нейтронов гадолинием. В этой связи представляется интересным изучить альbedo нейтронов от водородсодержащих сред с различным содержанием поглотителя, а также сравнить поглощение нейтронов различными компонентами среды. Во втором случае поверхностный слой вещества захватывает нейтроны промежуточных энергий, вылетающих из замедлителя. Этот метод, насколько известно, широко не используется, хотя, как показано ниже, позволяет значительно снизить число нейтронов, рассеянных назад. При выборе материала поверхностного слоя следует обратить внимание на удобство регистрации нейтронных захватов. Так, в приведенном выше примере могут быть использованы элементы, на которых идет  $(n, \gamma)$ -реакция при взаимодействии с нейтронами промежуточных энергий.

В настоящей работе дан анализ указанных возможностей увеличения эффективности нейтронных детекторов и приведены результаты расчетов методом Монте-Карло альbedo нейтронов для геометрической модели, показанной на рис.1.

Моноэнергетические нейтроны, энергия которых варьировалась в пределах 0,1 эВ - 10 МэВ, падали нормально ( $\theta_0 = 0$ ) на поверхность полубесконечной среды, состоящей из двух зон. Первая зона представляла собой внешний слой поглощающего вещества толщиной 0,5 см, в качестве которого была выбрана окись европия (в  $n, \gamma$ -реакции  $^{152}_{63}\text{Eu}$  образуется 3,5-3,8  $\gamma$ -квантов со средней энергией 2 МэВ [1]). Второй зоной являлся замедлитель - вода с содержащейся в ней солью гадолиния, концентрация которого измерялась от 0 до 8 г/л.

В расчетах использовались ядерные константы взаимодействия, взятые из работ [2-4].

В рассматриваемой задаче удобно использовать интегральное числовое токовое альbedo (ИЧТА). Его величина

$$\alpha(E_0, \theta_0 = 0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \frac{N_2}{N_1} \sin\theta d\theta,$$

где  $N_1$  - количество нейтронов в секунду, падающих нормально ( $\theta_0 = 0$ ) на единичную площадку поверхности, а  $N_2$  - покидающих ее в направлении  $(\theta, \varphi)$ .

Результаты расчета зависимости  $\alpha(E_0)$  от энергии падающих нейтронов при отсутствии первой зоны показаны на рис.2.

Кривая 1 соответствует концентрации 2 г/л гадолиния в замедлителе. Для сравнения на том же рисунке приведено значение альbedo нейтронов от воды, не содержащей гадолиния (кривая 2). Как и ожидали, растворение в замедлителе поглотителя позволяет значительно уменьшить долю обратно рассеянных нейтронов, особенно в области мягких энергий. Следует отметить, что данные для воды несколько отличаются от результатов расчета авторов работы [5]. В то же время получение точной информации в этом случае представляет большой интерес, в частности, для таких областей ядерной техники, как физика защиты, дозиметрия, радиационная техника и др.

Как показали расчеты, существенная зависимость альbedo от концентрации гадолиния в воде в области энергий более 1 эВ, сильно влияет на общую эффективность поглощения нейтронов в замедлителе. Поэтому на рис.3, где приведены функции  $\alpha(E_0)$  при различном содержании гадолиния (1, 2, 4, 8 г/л), демонстрируется только эта область энергий.

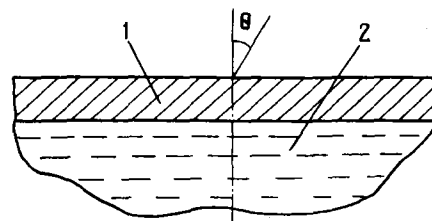


Рис.1. Геометрическая модель задачи:

1 - слой окиси европия  $\text{Eu}_2\text{O}_3$ ;  
2 - гадолинизированный замедлитель ( $\text{H}_2\text{O} + \text{Gd}$ )

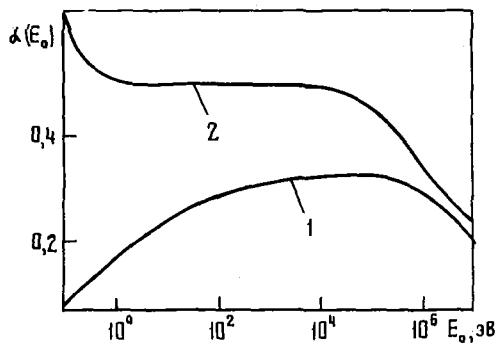


Рис.2. Энергетическая зависимость ИЧТА от полубесконечной среды:  
1 -  $H_2O + Gd$  ; 2 -  $H_2O$

В другом варианте расчетов рассматривалось влияние слоя окиси европия, помещенного над поверхностью замедлителя, на величину ИЧТА. В качестве замедлителя также использовалась вода как с содержанием гадолиния (2 г/л), так и без него. Соответствующие кривые (1 и 2) показаны на рис.4.

Как видно из рисунка, кривые мало отличаются друг от друга. Однако применение гадолинизированного замедлителя позволяет существенно перераспределить поглощение нейтронов компонентами среды. Преимущественная часть нейтронов в замедлителе захватывается гадолинием, что является более желательным с точки зрения их регистрации в  $(n,\gamma)$ -реакции.

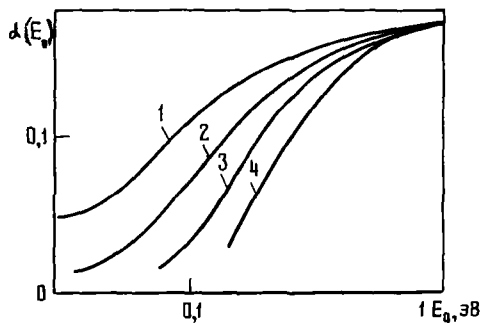


Рис.3. Энергетическая зависимость ИЧТА от полубесконечной среды с различным содержанием гадолиния:  
1 - 1 г/л; 2 - 2 г/л; 3 - 4 г/л;  
4 - 8 г/л

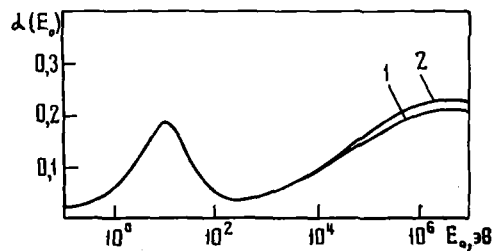


Рис.4. Энергетическая зависимость ИЧТА от полубесконечной среды:  
1)  $Eu + H_2O + Gd$ ; 2)  $Eu + H_2O$

Данные о распределении поглощения нейтронов для всех рассмотренных выше вариантов приведены в таблице.

$E_0$	$H_2O + Gd$ (2 г/л)		$Eu + H_2O$		$Eu + H_2O + Gd$ (2 г/л)		
	H	Gd	Eu	H	Eu	H	Gd
0,0253	0,031	0,540	0,98	0	0,975	0	0
0,1	0,044	0,778	0,98	0	0,977	0	0
1	0,050	0,776	0,929	0,006	0,943	0	0,003
$10^0$	0,044	0,772	0,805	0,104	0,781	0	0,001
$10^2$	0,051	0,631	0,843	0,129	0,788	0,012	0,171
$10^3$	0,043	0,666	0,703	0,240	0,565	0,023	0,357
$10^4$	0,038	0,642	0,508	0,400	0,413	0,03	0,462
$10^5$	0,051	0,642	0,391	0,461	0,334	0,038	0,470
$10^6$	0,054	0,632	0,205	0,563	0,178	0,034	0,513
$10^7$	0,046	0,746	0,070	0,728	0,039	0,021	0,373

В заключение заметим, что точность выполненных расчетов составляет 7%.

## Список литературы

1. К е ч к е м е т и И., К и ш Д. - "Ядерная физика", 1969, т.18, вып.5.
2. P a r k e t K. The Aldermaston Nuclear Data Library AWRE. O-70, 1963.
3. Ядерные данные. Т.1-3, М., Атомиздат, 1969-1970.
4. Г р о м е в Л.В., Д е м и д о в А.М., Г о в о р Л.И. Атлас спектров лучей радиационного захвата тепловых нейтронов, 1966.
5. Альbedo нейтронов. М., Атомиздат, 1973.

УДК 621.039.512

### ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗМНОЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ ИЗ $^{235}\text{U}$ И НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

Ч а с т ь I. Коэффициенты размножения бесконечной среды и  
коэффициенты реактивности Fe, Ni, Cr

В.И. Г о л у б е в, С.И. И с а ч и н, Ю.А. К а з а н с к и й, В.Г. К о з л о в ц е в,  
М.Н. Л а н ц о в, И.П. М а р к е л о в, А.М. Ц и б у л я

THE STUDY OF CHARACTERISTICS OF MULTIPLYING COMPOSITION OF  $^{235}\text{U}$  AND STAINLESS STEEL. PART I. MULTIPLYING COEFFICIENTS OF INFINITE MEDIA AND REACTIVITY COEFFICIENTS OF IRON, NICKEL AND CHROMIUM. The Infinite Media multiplying factors and the reactivity coefficients of iron, nickel and chromium were measured for three compositions of  $^{235}\text{U}$  and stainless steel. It is shown that disagreements between the experimental and calculation results can be reduced by increasing the capture cross sections of iron, nickel and chromium in the resonance energy region.

#### Введение

Известно, что групповые сечения основного конструкционного материала быстрых реакторов - нержавеющей стали, особенно в области резонансных энергий, имеют значительные неопределенности, которые вносят дополнительные погрешности при расчете нейтронно-физических характеристик. Для проверки этих констант были изучены интегральные параметры (такие, как  $K_{\infty}$ , отношения сечений и коэффициентов реактивности, спектр нейтронов) на критической сборке КБР-3, содержащей вставку из обогащенного урана и нержавеющей стали с  $K_{\infty} \sim 1$ . Измеренные данные в сочетании с небольшими расчетными поправками могут быть использованы для получения интегральных характеристик бесконечно-протяженной среды, которая описывается расчетом с минимальными модельными погрешностями.

В композиции, состоящей из урана и нержавеющей стали (при  $K_{\infty} \sim 1$ ), примерно 1/3 поглощений обусловлена радиационным захватом на ядрах стали, поэтому неопределенности в групповых константах компонент стали могут существенно проявиться в балансе нейтронов и, следовательно, в величине коэффициента размножения.

В данной работе приводятся результаты измерений величины  $K^+$  и центральных коэффициентов реактивности компонент нержавеющей стали для трех вариантов уран-стальной композиции.

## Конструкция исследованных сборок

Быстрая критическая сборка КБР-3 представляла собой многозонную систему, состоящую из центральной уран-стальной исследуемой зоны, стального буферного слоя и запальной зоны, обеспечивающей критичность всей сборки. В работе исследовались три варианта сборки, различающиеся концентрацией стали и  $^{235}\text{U}$  в центральной зоне. Состав и размеры центральных зон в этих вариантах приведены в табл. I.

Таблица I

Состав и размеры исследуемых зон трех вариантов сборки КБР-3 ( $10^{24}$  ядро/см<sup>3</sup>)

Элемент	КБР-3-1	КБР-3-2	КБР-3-3
$^{235}\text{U}$	0,0002089	0,0002913	0,0003611
$^{238}\text{U}$	0,0000245	0,0000342	0,0000424
Fe	0,04906	0,04891	0,04879
Ni	0,00680	0,00671	0,00670
Cr	0,01271	0,01266	0,01233
Al	0,000234	0,000327	0,000405
Mn	0,000851	0,000849	0,000846

Рис. зоны, см      30,0      25,4      24,6

Все исследованные сборки были смонтированы в форме многозонных сферических систем. Центральная уран-стальная зона собиралась из блоков  $^{235}\text{U}$  (обогащение 90%) толщиной 0,3 мм, очехлованных алюминием толщиной 0,1 мм и из блочков нержавеющей стали типа Х18Н10Т толщиной 9,93 и 1,02 мм. Требуемое соотношение концентраций стали и  $^{235}\text{U}$  в элементарной ячейке этой зоны осуществлялось путем вариации количества стальных блочков этих двух размеров.

Исследуемая зона окружалась сферическим буферным слоем, также составленным из блочков стали Х18Н10Т толщиной 9,93 мм.

Отражателем критической сборки служил толстый слой из окиси урана.

Конструкция элементарных ячеек исследуемой зоны трех вариантов сборки показана на рис. I. Наборы ячеек всех зон в определенной последовательности, обеспечивающей квазисферическую геометрию системы, загружались в конструкционные трубы из нержавеющей стали диаметром 50 мм и толщиной стенки 1 мм.

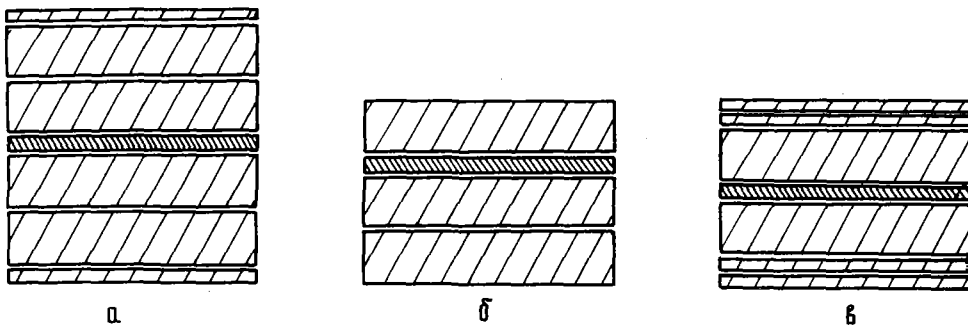


Рис. I. Три варианта конструкций элементарных уран-стальных композиций: а - КБР-3-1; б - КБР-3-2; в - КБР-3-3; - Х18Н10Т; - уран (обогащение 90%)

## Теоретические основы определения $K^+$

Задачей эксперимента было определение величины

$$K^+ = \frac{\iint \varphi(E) \nu(E) \Sigma_f(E) \chi(E') \varphi^+(E') dE dE'}{\int \varphi(E) \Sigma_a(E) \varphi^+(E) dE + \iint \varphi(E) \Sigma_s(E \rightarrow E') [\varphi^+(E) - \varphi^+(E')] dE dE'} \quad (I)$$

являющейся коэффициентом размножения бесконечной среды для основной гармоники потока ( $\varphi$ ) и ценности ( $\varphi^+$ ) нейтронов. В этой формуле  $\nu(E)$  - число вторичных нейтронов на акт деления;  $\chi(E)$  - спектр нейтронов деления;  $\Sigma_f$  и  $\Sigma_a$  - макроскопические сечения деления и поглощения в среде;  $\Sigma_s$  - сечение упругого и неупругого замедления.

Выражение (1) можно представить в операторной форме

$$K^+ = \frac{\varphi^+ F \varphi}{\varphi^+ A \varphi}, \quad (2)$$

где  $F$  - оператор генерации нейтронов;  $A$  - оператор поглощения, учитывающий упругое и неупругое замедление.

Поскольку реальная центральная зона не является бесконечной и окружена буфером и запальной зоной, то спектр потока и ценности нейтронов в центре зоны ( $\Phi, \Phi^+$ ) могут отличаться от соответствующих параметров основной гармоники бесконечной среды ( $\varphi, \varphi^+$ ), и это различие требует введения расчетной поправки в экспериментально измеряемые величины.

Как следует из равенства (2), величина  $K^+$  характеризует баланс реактивности в системе и может быть определена путем измерения коэффициентов реактивности входящих в систему элементов. Такой метод был использован при исследовании критических сборок с центральной урановой вставкой, для которой  $K_\infty \sim 1$  (SCHERZO [1]), а также при измерениях на урановых и плутониевых системах с  $K_\infty > 1$  [2].

В этом методе основной измеряемой величиной является отношение реактивности элементарной ячейки в центре исследуемой зоны  $\rho_{яч}$  к реактивности делящегося элемента в этой ячейке, в нашем случае реактивности блока  $^{235}\text{U}$   $\rho_5$ . Это отношение связано с величиной  $K^+$  следующей зависимостью:

$$K_{эф}^+ = \frac{1 + \varepsilon}{\frac{1}{K_{эф}} - \left(\frac{\rho_{яч}}{\rho_5}\right) f}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  - поправочный член, учитывающий вышеупомянутое различие характеристик реальной и бесконечной сред с композицией исследуемой зоны:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\varphi^+ F \varphi}{\varphi^+ A \varphi} \cdot \frac{\Phi^+ A \Phi}{\Phi^+ F \Phi}. \quad (4)$$

Другой расчетный коэффициент  $f$  представляет собой нормировочный функционал, связывающий измеряемые реактивности с интегральными характеристиками среды

$$f = 1 - \frac{\Phi^+ A_5 \Phi}{\Phi^+ F \Phi}, \quad (5)$$

где  $A_5$  - оператор поглощения только в  $^{235}\text{U}$ .

Эффективный коэффициент размножения всей сборки  $K_{эф}$  на практике обычно равен 1.

#### Методика эксперимента и расчета

Реактивность центральной ячейки уран-стальной исследуемой зоны и блока  $^{235}\text{U}$  измерялась с помощью реакторного осциллятора. Осцилляторный канал по всей рабочей длине был заполнен ячейками такой же композиции, что и в исследуемой зоне. Загруженные в канал блокки стали и  $^{235}\text{U}$  подбирались так, чтобы свести к минимуму фон, обусловленный возможным разбросом весов этих блокков.

При измерениях из канала извлекалась либо ячейка целиком, либо один блок  $^{235}\text{U}$ , соответствующий центру исследуемой зоны в одном из крайних положений осцилляторного канала. В полученные значения реактивности ячейки вводилась поправка на эффект стенок трубы канала, оставшихся в зоне после извлечения ячейки.

Реактивность  $^{235}\text{U}$  определялась по измеренной реактивности блокка обогащенного урана после учета реактивности содержащегося в блокке  $^{238}\text{U}$  и оболочке.

Кроме экспериментально определяемого отношения  $\rho_{\text{яч}}/\rho_5$  для получения величины  $K^+$  исследуемой среды необходимо вычислить значения параметров  $\epsilon$  и  $f$ . С этой целью для каждого варианта сборки были проведены многогрупповые расчеты потока нейтронов и ценности в реальной многозонной системе ( $\Phi, \Phi^+$ ) и в бесконечной среде исследуемого состава ( $\varphi, \varphi^+$ ).

Все расчеты производились в  $P_1$ -приближении по программе М-26.

При вычислении функционалов  $\Phi^+ A \Phi$  и  $\varphi^+ A \varphi$  учитывалось упругое и неупругое замедление нейтронов на элементах, составляющих ячейку исследуемой зоны.

Из-за большого содержания стали относительно  $^{235}\text{U}$  и малой толщины урановых таблеток система рассматривалась во всех расчетах как гомогенная.

### Результаты эксперимента и расчета

Расчеты уран-стальных систем по системе констант БНАБ (сечения компонентов стали брались из библиотеки БНАБ-64 [3], а сечения  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  из более поздней оценки [4]) показали, что условие  $K_\infty \approx 1$  достигается при отношении концентраций ядер стали и  $^{235}\text{U}$  ( $n_{\text{ст}}/n_5$ ), равном примерно 330. Такое соотношение было реализовано в исследуемой зоне первого варианта сборки (КБР-3-1). Однако экспериментальное значение  $K_0^+$  для данной композиции оказалось примерно на 20% ниже расчетного, а критическое отношение  $n_{\text{ст}}/n_5$ , т.е. такое отношение, при котором  $\rho_{\text{яч}}/\rho_5 = 0$ , равным 191. Эта величина была получена путем измерения реактивности ячеек из стали и  $^{235}\text{U}$  с различным содержанием в них стали. На рис.2 показана зависимость  $\rho_{\text{яч}}/\rho_5$  от соотношения  $n_{\text{ст}}/n_5$  в ячейке, измеренная в центре сборки КБР-3-1.

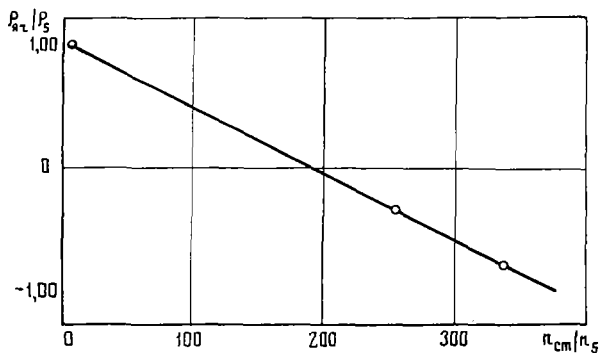


Рис.2. Зависимость  $\rho_{\text{яч}}/\rho_5$  от  $n_{\text{ст}}/n_5$  в ячейке, измеренная в центре сборки КБР-3-1

В последующих вариантах сборки (КБР-3-2 и КБР-3-3) отношение  $n_{\text{ст}}/n_5$  в ячейке исследуемых зон было равно соответственно 238 и 191.

Измеренные коэффициенты реактивности центральных ячеек, блочков  $^{235}\text{U}$  и стали для трех вариантов сборки показаны в табл.2. Табл.3 содержит расчетные параметры  $1+\epsilon$  и  $f$ , а также экспериментальные и расчетные значения  $K^+$ .

Таблица 2

Реактивности ячеек в трех вариантах сборки и реактивности отдельных элементов этих ячеек (в центах)

Элемент	КБР-3-1	КБР-3-2	КБР-3-3
Ячейка	-0,1257±0,0008	-0,0336±0,0008	+0,0107±0,0008
Блочок обогащенного урана	+0,1712±0,0007	+0,1406±0,0007	+0,1693±0,0007
Сталь в ячейке	-0,2712±0,0007	-0,1591±0,0007	-0,1447±0,0007
Труба на длине ячейки	-0,0258±0,0003	-0,0152±0,0003	-0,0139±0,0003
Оболочка блочка урана и $^{238}\text{U}$	-0,0013±0,0003	-0,0008±0,0008	-0,0010±0,0003
Ячейка (по сумме компонентов)	-0,1271 ±0,0012	-0,0345 ±0,0011	+0,0107 ±0,0011

Таблица 3

Экспериментальные и расчетные параметры исследованных систем

Показатель	КБР-3-1		КБР-3-2		КБР-3-3		
$\rho_{яч} / \rho_5$ $K_3^+$	$-0,729 \pm 0,006$ $0,750 \pm 0,010$		$-0,238 \pm 0,007$ $0,907 \pm 0,004$		$+0,0627 \pm 0,0051$ $1,010 \pm 0,013$		
	БНАБ		БНАБ		БНАБ		
$1+\varepsilon$	1,011	1,028	1,006	1,010	0,970	0,994	0,965
$f$	0,482	0,507	0,452	0,481	0,425	0,455	0,473
$K_{расч}^+$	0,922	0,782	1,061	0,910	1,149	1,000	1,020
$K_{расч}^+ / K_3^+$	1,229	1,042	1,170	1,003	1,138	0,990	1,010

$K_3^+$  рассчитано при параметрах  $(1+\varepsilon)$  и  $f$ , средних из двух расчетов (по константам систем БНАБ и ENDF). Ошибка  $K_3^+$  соответствует разбросу этих параметров в двух расчетах.

Основным фактором, определяющим точность величины  $K_3^+$ , является в данном случае неопределенность поправочного члена  $\varepsilon$ , который, как видно из табл.3, достигает довольно большой величины (до  $\pm 0,03$ ).

Для каждого варианта сборки погрешность величины  $\varepsilon$  принималась равной разбросу значений этого параметра, вычисленных по разным системам констант.

Данные, приведенные в табл.3, показывают, что расчетные значения  $K^+$ , полученные по системе констант БНАБ, для всех вариантов сборки на 14-23% превышают соответствующие результаты эксперимента. Наиболее вероятной причиной такого расхождения, далеко выходящего за пределы ошибок эксперимента, может быть существенная недооценка сечений радиационного захвата Fe, Ni и Cr в системе констант БНАБ, в основном, в области резонансных энергий (выше 1 кэВ сосредоточено около 80% полного поглощения в стали).

Возможные погрешности сечений замедления, по-видимому, не могут оказать столь заметного влияния на результаты расчета, так как из-за слабой энергетической зависимости функции ценности нейтронов в центральной части сборок, максимальный вклад члена, учитывающего упругое и неупругое замедление в знаменателе формулы (1), составляет около 12%.

Для проверки предположения о неточности сечений захвата был выполнен расчет исследованныхборок с привлечением групповых сечений захвата Fe, Ni и Cr (и соответствующих коэффициентов резонансной экранировки), составленных на основе системы ENDF /B-III [5]. При этом сечения захвата в группах, где нет резонансной экранировки, а также сечения других процессов на этих элементах, как и прежде, брались из системы БНАБ.

Кроме этого, третий вариант сборки (КБР-3-3) был рассчитан полностью по константам КФК [6].

Как следует из табл.3, где собраны результаты всех расчетов, данные, полученные по константам ENDF и КФК в отличие от системы БНАБ хорошо согласуются с экспериментом для всех вариантов сборки. Максимальное расхождение в  $K^+$  составляет около 4%.

Тем не менее сближение расчетных и экспериментальных значений такой интегральной характеристики как  $K^+$  не может служить еще достаточным критерием оптимальности той или иной системы констант. Поэтому для получения дополнительной информации сравнивали экспериментальные и расчетные значения центральных коэффициентов реактивности отдельных элементов, составляющих нержавеющую сталь (табл.4). Было показано, что наилучшее согласование расчета и эксперимента как для стали в целом, так и для отдельных ее компонентов, достигается в случае использования сечений захвата Fe, Ni и Cr из системы ENDF. Константы системы КФК также дают лучшую, чем система БНАБ, согласованность коэффициентов реактивности стали в целом, но оставляют еще довольно большие расхождения для отдельных ее составляющих.

Кроме отмеченной "константной" составляющей в наблюдаемом расхождении расчетных и экспериментальных величин может проявиться и погрешность расчета нейтронного спектра. В спектральных

Относительные коэффициенты реактивности  $\rho_i / \rho_5$  нержавеющей стали и ее компонентов в центре сборки КБР-3-3

Материал	Эксперимент	Расчет/эксперимент			Экспериментальный спектр констант ENDF / В-III
		БНАБ	ENDF/В-III	КФК	
Fe	$-0,00340 \pm 0,00008$	0,577	1,049	1,267	0,994
Ni	$-0,00875 \pm 0,00011$	0,716	1,077	0,865	0,887
Cr	$-0,00572 \pm 0,00009$	0,559	1,098	0,762	1,028
Mn	$-0,0397 \pm 0,00011$	0,800	0,625	0,780	0,846
X18Ni10T <sup>x</sup>	$-0,00488 \pm 0,00009$	0,611	1,002	1,127	-
X28 <sup>x</sup>	$-0,00398 \pm 0,00009$	0,607	1,102	1,122	-

<sup>x</sup> Относительные коэффициенты реактивности для сталей X18Ni10T и X28, полученные по реактивностям составляющих их элементов, равны соответственно 0,00479 и 0,00417.

измерениях, выполненных А.В.Шапарем, В.Ф.Ефименко и др., методом времени пролета было обнаружено, что спектр в исследуемой зоне сборки КБР-3-3 отличается от расчетного заметно большей относительной долей как медленных (ниже 4 кэВ), так и быстрых (выше 1 МэВ) нейтронов. Однако и это различие спектров не позволяет объяснить наблюдаемые расхождения величин  $K^+$  и коэффициентов реактивности без соответственного увеличения сечений захвата компонентов стали. Например, величина  $K^+$  для композиции КБР-3-3, рассчитанная по экспериментальному спектру и константам системы БНАБ (ценность бралась из расчета по системе БНАБ), оказалась равной 1,15, в то время как соответствующая оценка по константам системы ENDF привела к значению 1,03. В последней колонке табл.4 показаны расчетные значения относительных коэффициентов реактивности компонентов стали, полученные по сечениям системы ENDF с использованием экспериментально измеренного спектра.

#### Заключение

Проведенные сравнения расчетных и экспериментальных величин коэффициентов размножения бесконечной среды из обогащенного урана и нержавеющей стали показали, что групповые сечения поглощения стали в системе БНАБ существенно занижены. Использование сечений захвата компонент стали из библиотеки ENDF / В-III позволило более удовлетворительно описать измеренные значения  $K^+$  и отношения коэффициентов реактивности.

Оценки показали, что такая замена групповых сечений стали приводит к следующим смещениям основных характеристик быстрого реактора (типа БН-350): 0,2% в  $K_{эф}$  и 1% в коэффициенте конверсии.

#### Список литературы

1. Chaudat I.P., Darrouzet M., Fischer E.A. Experiments in Pure Uranium Sattices with Unit  $K_{\infty}$ . - КФК-1865, 1974.
2. Nakano M., Iyima T. Interpretation of the Central Cell Reactivity Worth and Experimental Determination of a Characteristics Value of the Reactor Cell Composition  $K_m^+$ . - "J. Nucl. Sci. and Technol.", 1973, v. 10, N 2, p. 69.
3. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт.: Л.П.Абагян, Н.О.Базазян, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.
4. Орлов В.В. и др. - Препринт ФЭИ - 306. 1972.
5. Takano H., Ishiguro V. Comparison of Effective Capture Cross Sections and Doppler Coefficients for Structural Material Calculated by Three Evaluated Nuclear Data Files. - КФК-2046, 1973, p. 317.
6. Nuschke H. - КФК-770, 1968.



## ПРОГРАММЫ ПЛАНИРОВАНИЯ И ОБРАБОТКИ МНОГОФАКТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

И.В.Кравченко, Д.Г.Бобков

PROGRAMS OF PLANNING AND EVALUATION OF POLYFACTOR EXPERIMENTS. The algorithm and program of planning and evaluation of polyfactor experiments is described in this paper.

## Обозначения

$\bar{\xi}_k$  - точка многофакторного пространства;  
 $y_k$  - результат измерения исследуемой величины в точке  $\bar{\xi}_k$  ;  
 $\eta(\bar{\theta}, \bar{\xi})$  - модель измеряемого процесса;  
 $\bar{\theta}$  - вектор параметров;  
 $\lambda(\bar{\xi}_k)$  - функция эффективности эксперимента в точке  $\bar{\xi}_k$  ;  
 $\omega_k$  - вес измерения в точке  $\bar{\xi}_k$  ;  
 $T_k$  - затраты на эксперимент в точке  $\bar{\xi}_k$  (например, время, в течение которого измерения проводятся в точке  $\bar{\xi}_k$  ).  
 Величины  $\lambda(\bar{\xi}_k)$  и  $\omega_k$  связаны соотношением  $\omega_k = \lambda(\bar{\xi}_k) T_k$  (или  $\omega_k = \lambda(\bar{\xi}_k) N_k$  , где  $N_k$  - число измерений, проведенных в точке  $\bar{\xi}_k$  ).

## Назначение комплекса

Данный комплекс программ предназначается для планирования и обработки многофакторных экспериментов, проводимых в целях:

- определения или уточнения оценок неизвестных параметров некоторой, произвольным образом зависящей от этих параметров модели  $\eta(\bar{\theta}, \bar{\xi})$  ;
- дискриминации моделей, т.е. выбора из набора моделей наилучшей для описания данного процесса.

В пределах комплекса могут решаться задачи как статического, так и динамического планирования. Статическое планирование возможно только для линейных по параметрам моделей.

Под динамическим планированием понимается нахождение на основе предшествующих измерений или другой априорной информации относительно параметров  $\bar{\theta}$  такой точки  $\bar{\xi}_{n+1}$  многофакторного пространства, проведение эксперимента в которой несет максимум информации в смысле выбранного заранее критерия оптимальности эксперимента.

Результат измерения в рассчитанной таким образом точке используется для вычисления новых оценок неизвестных параметров  $\bar{\theta}$  , а следовательно, и  $\eta(\bar{\theta}, \bar{\xi})$  , после чего описанный процесс повторяется.

## Постановка задачи

В нашем случае в качестве упомянутого выше критерия оптимальности эксперимента используется критерий, позволяющий выбрать точку, в которой следует проводить измерение, как точку, где дисперсия модели  $\eta(\bar{\theta}, \bar{\xi})$  максимальна. В терминах теории планирования экспериментов такие планы называются минимальными. Таким образом комплекс решает две основные задачи.

Первая:

$$\varphi(\bar{\theta}) = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \omega_i (y_i - \eta(\bar{\theta}, \bar{\xi}_i))^2} \rightarrow \min_{\bar{\theta}} \quad (I)$$

или

$$\varphi_1(\bar{\theta}) = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \left( \frac{y_i - \eta(\bar{\theta}, \bar{\xi}_i)}{y_i} \right)^2} \rightarrow \min_{\bar{\theta}} \quad (Ia)$$

В результате решения данной задачи получаем точку минимума  $\bar{\theta}_0$  и  $\varphi(\bar{\theta}_0)$  (или  $\varphi_1(\bar{\theta}_0)$ ):

$$d(\bar{\varepsilon}) = f^T(\bar{\varepsilon}) D(\bar{\theta}_0) f(\bar{\varepsilon}) \rightarrow \frac{\max}{\bar{\varepsilon}} \quad (16)$$

при ограничениях:

$$\begin{aligned} a_1 &\leq \varepsilon_1 \leq b_1 \\ a_2 &\leq \varepsilon_2 \leq b_2 \\ \dots &\dots \dots \dots \\ a_z &\leq \varepsilon_z \leq b_z \end{aligned}$$

В случае линейной зависимости модели от параметров имеем  $\eta(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon}) = f^T(\bar{\varepsilon}) \theta$ . Для случая нелинейной параметризации:

$$f^T(\bar{\varepsilon}) = \left\| \frac{\partial \eta(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon})}{\partial \theta_1}, \frac{\partial \eta(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon})}{\partial \theta_2}, \dots, \frac{\partial \eta(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon})}{\partial \theta_p} \right\|_{\bar{\theta} = \bar{\theta}_0}$$

$$D(\bar{\theta}_0) = M^{-1}(\bar{\theta}_0) = \left\| \sum_{i=1}^m \lambda(\bar{\varepsilon}_i) T_i f(\bar{\varepsilon}_i) f^T(\bar{\varepsilon}_i) \right\|^{-1}$$

- дисперсионная матрица параметров модели, также зависящая от величин  $\bar{\theta}_0$ . В процессе решения задачи (16) находится точка  $\bar{\varepsilon}^*$ , проведение эксперимента в которой дает максимум информации в смысле выбранного критерия оптимальности. Алгоритм решения данной задачи подробно разработан в работах [1, 2].

Вторая:

$$D_k^n = \sum_{i=1}^{m^*} \sum_{j=i+1}^{m^*} P_i^{n-1} P_j^{n-1} (E_j \ln L_{ij}^{-1} + E_i \ln L_{ij}) \rightarrow \frac{\max}{\bar{\varepsilon}}$$

Обозначения, примененные в формуле, см. в работе [2], с. 246. В результате решения задачи получаем точку  $\bar{\varepsilon}_0$ , измерение в которой дает максимум информации относительно уменьшения важности одних моделей и увеличения важности других.

Отметим в заключение, что программы написаны с учетом возможности наличия ошибок в определении контролируемых переменных  $\bar{\varepsilon}$ .

#### Реализация программ

Комплекс оформлен в виде процедур, объединенных общим блоком. В него входят следующие процедуры:

- а) вычисление  $D(\bar{\theta})$ ;
- б) вычисление минимизируемых функций;
- в) оптимизация;
- г) корректировка данных с учетом неточности в определении контролируемых переменных  $\bar{\varepsilon}$ .

Программы поставлены на ЭВМ-М-222 в ЦЯД на языке АЛГОЛ-60, применительно к транслятору ТА-ИМ.

#### Тестовые расчеты

Программы оптимизации, использованные в комплексе, проверялись на тестовых функциях из работы [3]. Процедура решения задачи Ia проверялась на линейных по параметрам  $\bar{\theta}$  функциях, а также на функции модели, зависящей от параметров  $\bar{\theta}$  следующим образом:

$$\eta(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon}) = K \varepsilon_1^\alpha + \theta_1 \sqrt{\varepsilon_2} e^{-(\theta_2 + \theta_3 e^{\theta_4 \sqrt{\varepsilon_2}}) \sqrt{\varepsilon_3}}$$

а также на некоторых других функциях. Решение задач планирования эксперимента проверялось на примере из работы [1], с. 217 для следующего вида функции модели

$$\eta(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon}) = \frac{\theta_3 \theta_1 \varepsilon_1}{1 + \theta_1 \varepsilon_1 + \theta_2 \varepsilon_2}$$

Решение задач дискриминации моделей проверялось на примере из работы [2], с.247, для следующего вида функции:

$$\eta_1(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon}) = \exp \left\{ -\theta_{11} \varepsilon_1 e^{-\theta_{12}/\varepsilon_2} \right\};$$

$$\eta_3(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon}) = \frac{1}{\left(1 + 2\theta_{31} \varepsilon_1 e^{-\theta_{32}/\varepsilon_2}\right)^{1/2}};$$

$$\eta_2(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon}) = \frac{1}{1 + \theta_{21} \varepsilon_1 e^{-\theta_{22}/\varepsilon_2}};$$

$$\eta_4(\bar{\theta}, \bar{\varepsilon}) = \frac{1}{\left(1 + 3\theta_{41} \varepsilon_1 e^{-\theta_{42}/\varepsilon_2}\right)^{1/3}}.$$

#### Эксплуатация комплекса

Для того чтобы воспользоваться комплексом, необходимо иметь процедуру, определяющую вид конкретной функции-модели, знание  $y_1, y_2, \dots, y_l$ , полученных из затравочного эксперимента или из других предшествующих измерений, а также знание точек  $\bar{\varepsilon}_1, \bar{\varepsilon}_2, \dots, \bar{\varepsilon}_l$ , в которых проводились эти затравочные или прочие эксперименты, знание границ допустимой области измерений  $\alpha_i$  и  $\beta_i$  ( $i = \overline{1, l}$ ), диагональных членов матрицы ошибок контролируемых переменных  $\bar{\varepsilon}$  и функции эффективности эксперимента или знание веса измерений в различных точках. Как частный случай, могут решаться задачи с постоянной функцией эффективности эксперимента.

#### Список литературы

1. Ф е д о р о в В.В. Теория оптимального эксперимента. М., "Наука", 1971.
2. Новые идеи планирования эксперимента. Под ред. В.В.Нахимова. М., "Наука", 1969.
3. П о л а к Э. Численные методы оптимизации. М., "Мир", 1974.

УДК 539.172.4

#### БИБЛИОТЕКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ПРОГРАММЫ SAND-II И ЕЕ ОБСЛУЖИВАЮЩАЯ ПРОГРАММА

М.А.Б е р з о н и с, Х.Я.Б о н д а р с, А.А.Л а п е н а с

NEUTRON CROSS-SECTION LIBRARY FOR SAND-II PROGRAM AND SERVICE PROGRAM. In the present paper a logical structure the neutron cross-section library of the activation detectors for using in the SAND-II program complex and the service program have been described.

Восстановление спектров нейтронов по скоростям реакций приводит к необходимости решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода [1], суть ядра которого - нейтронные сечения, обычно представляемые таблично. Повышение требований к нейтронным сечениям (разделение сечения на большое число групп, использование большого набора сечений, использование разных наборов сечений из разных библиотек и т.п.) приводит к необходимости уделять проблеме создания и обслуживания библиотек нейтронных сечений на внешних носителях ЭВМ особое внимание. Авторами статьи создана программа, позволяющая создавать библиотеки нейтронных сечений на внешних носителях ЕС ЭВМ, работающих под управлением ОС ЕС, и проводить с ними некоторые манипуляции.

Набор данных, содержащий библиотеку нейтронных сечений, организуется в виде последовательного набора данных на магнитном диске или магнитной ленте. Этот набор данных возможно использо-

вать для расчетов по программе SAND-II [2], так как набор данных логически организован соответственно требованиям этой программы. Библиотека сечений создается и обслуживается независимо от какой-либо расчетной программы и ее можно использовать в любой другой программе.

Работа проводилась на ЕС 1030, в качестве языка программирования использовался FORTRAN IV уровня G [3].

Рассмотрим структуру набора данных сечений, которая используется в SAND-II. Набор данных имеет последовательную организацию данных. Он состоит из записей, где:

первая запись - число значений энергий;

вторая запись - значения энергий;

третья запись - число поглотителей (NCOV);

$NCOV \times \begin{cases} \text{запись - период полураспада поглотителя;} \\ \text{запись - сечения соответствующего поглотителя;} \end{cases}$

$2+2 \times NCOV$ -я запись - число детекторов, сечения которых представлены в наборе данных (NLIV);

$NLIV \times \begin{cases} \text{запись - полное и сокращенное название реакции;} \\ \text{запись - период полураспада реакции в с}^{-1}; \\ \text{запись - сечения реакции в барнах.} \end{cases}$

Запись числа значений энергий задает число групп, по которым разбиваются сечения. Сечения пишутся соответственно энергетическим группам записи значения энергии.

Число поглотителей ограничено тремя и их последовательность фиксирована. В табл. I поясняется принцип написания сокращенного и полного названий реакций.

Запись названия реакции

Таблица I

Тип реакции	Полное имя реакции	Сокращенное имя реакции
$^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$	NA23(N,G)NA24	NA23G
$^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$	IN115(N,N)IN115M	IN115M
$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$	S32(N,P)P32	S32P
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	AL27(N,A)NA24	AL27A
$^{127}\text{I}(n, 2n)^{126}\text{I}$	I127(N,2N)I126	I1272

Как видно из таблицы, тип реакций  $(n, \gamma)$ ,  $(n, n')$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, 2n)$  идентифицируется в сокращенной записи символами G, N, P, A, 2N соответственно.

С помощью созданной программы DSIG01 составлены две библиотеки сечений на МД.

Первый набор данных с физическим именем BONE.ZACRSS содержит повторно нами оцененные сечения ранее опубликованных реакций [4,5]. В этот набор данных входят сечения следующих реакций:

$^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$ ,	$^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$ ,	$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ ,
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ ,	$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ ,	$^{46}\text{Tl}(n, p)^{46}\text{Se}$ ,
$^{47}\text{Tl}(n, p)^{47}\text{Se}$ ,	$^{48}\text{Tl}(n, p)^{48}\text{Se}$ ,	$^{55}\text{Mn}(n, 2n)^{54}\text{Mn}$ ,
$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ ,	$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ ,	$^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ ,
$^{58}\text{Ni}(n, 2n)^{57}\text{Ni}$ ,	$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ ,	$^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$ ,
$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ ,	$^{65}\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}$ ,	$^{64}\text{Zn}(n, 2n)^{63}\text{Zn}$ ,
$^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$ ,	$^{90}\text{Zr}(n, p)^{90}\text{Y}$ ,	$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$ ,
$^{103}\text{Rh}(n, n')^{103m}\text{Rh}$ ,	$^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ ,	$^{232}\text{Th}(n, 2n)^{231}\text{Th}$ ,
$^{232}\text{Th}(n, f)$ ,	$^{238}\text{U}(n, f)$ ,	$^{237}\text{Np}(n, f)$ .

Второй набор данных с физическим именем BONE-ENDF /B-IV содержит сечения из библиотеки ENDF /B-IV. В наборе данных имеются сечения следующих реакций:

$^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ ,	$^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ ,	$^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ,
$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ ,	$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ ,	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ ,
$^{47}\text{Tl}(n, p)^{47}\text{Se}$ ,	$^{45}\text{Sc}(n, \gamma)^{46}\text{Sc}$ .	$^{46}\text{Tl}(n, p)^{46}\text{Se}$ ,

$^{48}\text{Tl}(n, np)$	$^{47}\text{Sc}$ ,	$^{47}\text{Tl}(n, np)$	$^{46}\text{Sc}$ ,	$^{48}\text{Tl}(n, p)$	$^{48}\text{Sc}$ ,
$^{56}\text{Fe}(n, p)$	$^{56}\text{Mn}$ ,	$^{55}\text{Mn}(n, 2n)$	$^{54}\text{Mn}$ ,	$^{54}\text{Fe}(n, p)$	$^{54}\text{Mn}$ ,
$^{59}\text{Co}(n, \gamma)$	$^{60}\text{Co}$ ,	$^{58}\text{Fe}(n, \gamma)$	$^{59}\text{Fe}$ ,	$^{59}\text{Co}(n, 2n)$	$^{58}\text{Co}$ ,
$^{58}\text{Ni}(n, p)$	$^{58}\text{Co}$ ,	$^{59}\text{Co}(n, \alpha)$	$^{56}\text{Mn}$ ,	$^{58}\text{Ni}(n, 2n)$	$^{57}\text{Ni}$ ,
$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)$	$^{60}\text{Co}$ ,	$^{60}\text{Ni}(n, p)$	$^{60}\text{Co}$ ,	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$	$^{64}\text{Cu}$ ,
$^{115}\text{In}(n, \gamma)$	$^{116}\text{In}$ ,	$^{65}\text{Cu}(n, 2n)$	$^{64}\text{Cu}$ ,	$^{115}\text{In}(n, n')$	$^{115}\text{In}$ ,
$^{232}\text{Th}(n, f)$ ,		$^{127}\text{J}(n, 2n)$	$^{126}\text{J}$ ,	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	$^{198}\text{Au}$ ,
$^{238}\text{U}(n, f)$ ,		$^{232}\text{Th}(n, \gamma)$	$^{233}\text{Th}$ ,	$^{235}\text{U}(n, f)$ ,	
$^{239}\text{Pu}(n, f)$		$^{238}\text{U}(n, f)$	$^{237}\text{U}$ ,	$^{237}\text{Np}(n, f)$ .	

В обоих случаях используется один и тот же комплект поглотителей:  $\text{Cd}$ ,  $^{10}\text{B}$  и  $^{197}\text{Au}$ , которые перечислены в порядке следования в наборе данных библиотеки нейтронных сечений. В массиве значений энергий задано 62I значение, что соответствует обычному 620-групповому делению сечений [2].

Действия, выполняемые программой DSIG01, создающей и обслуживающей библиотеки нейтронных сечений, определяются управляющими операторами, набор которых перечислен в табл.2.

Таблица 2

Действия программы DSIG01

№ п/п	Оператор	Используемые ссылочные номера набора данных	Исключающие операторы	Функции
1	CNDS	1,2,5,6,8	ACDS, CHNG CHCC, ENER	Создает новую библиотеку сечений
2	ACDS	1,2,5,6,8	CNDS, CHNG CHCC, ENER	Дополняет данные сечений
3	CHNG	1,2,5,6,8	ACDS, CNDS CHCC, ENER	Проводит корректировку сечений
4	CHCC	1,2,5,6,8	ACDS, CNDS CHNG, ENER	Проводит корректировку значений поглотителей
5	ENER	1,2,5,6,8	ACDS, CNDS CHNG, CHCC	Проводит корректировку значений энергии
6	ZERO	1,2,6,8		Удаляет последние нули из значений сечений и соответственно передвигает сечения
7	DRCT	1,6,8		Распечатывает названия реакций, содержащихся в библиотеке
8	PRNT	1,6,8		Распечатывает всю библиотеку
9	PNCH	1,6-8		Перфорирует всю библиотеку сечений
10	RENM	1,2,6,8		Изменяет название реакции в библиотеке

Для работы программы необходимо определить несколько наборов данных. Их ссылочные номера, название и внешние устройства, на которых они могут располагаться, указаны в табл.3. Управляющие операторы располагаются по одному в записи набора данных с ссылочным номером I в формате A4. Кроме того, в наборе данных с ссылочным номером I (в некоторых случаях) должны за записями, содержащими операторы, следовать данные:

1) CNDS, следующая за ним запись должна содержать число, указывающее число поглотителей в формате I-3;

2) CHCC, следующая за ним запись должна содержать порядковый номер поглотителя, который должен быть откорректирован, в формате I-3;

3) RENM, следующая за ним запись должна содержать название реакции, которая будет записана под новым именем в формате 2A4, и далее - запись с сокращенным и полным названиями, которые присваиваются корректируемой записи в формате 6A4 (у не сокращенного названия - 2A4, для полного названия - 4A4).

Структура набора данных с ссылочным номером 5 зависит от управляющих операторов. Если в управляющем операторе указано, что будет проводиться корректировка энергии, т.е. ввод новых зна-

чений энергии (оператор ENER), то первая запись игнорируется, а последующие 125 записей содержат значения энергии в формате 5 E I3.6.

Если предполагается, что будет проводиться дополнение данных сечений или корректировка сечений (соответственно операторы ACDS, CHNG), то первая запись содержит сокращенное и полное название реакции в формате 6A4 (сокращенное имя в формате 2A4, полное в формате 4A4), вторая запись - число значений сечений в формате I-3, третья запись - период полураспада в формате E I3.6 и остальные записи значения сечений в формате 5 E I3.6. В данной версии программы число значений сечений не должно превышать 620. Если библиотека сечений создается (оператор CNDS), то записи содержат информацию, организованную, как описано отдельно при корректировке значений энергии, поглотителей и сечений.

Таблица 3

Ссылочные номера, назначения и внешние устройства набора данных

Ссылочный номер набора данных	Назначение набора данных	Тип устройств для набора данных
1	Входной набор данных, состоящий из управляющих операторов и в некоторых случаях из данных	SYSSQ, 6010
2	Временный набор данных, используемый при корректировке	SYSSQ
5	Входной набор данных, содержащий сечения и (или) энергии	SYSSQ, 6010
6	Выходной набор данных для сообщений программы и распечатки констант	SYSSQ, 7030 (SYSOUT=A)
7	Выходной набор данных, предназначенный для перфорации констант	7010, SYSSQ (SYSOUT=B)
8	Набор данных, содержащий библиотеку сечений	SYSDA

За одно прохождение программы может быть проведено несколько видов работы. Взаимно исключающие виды работы приведены в табл.2.

Подробная организация программы дает возможность в качестве входного набора данных определить набор данных, созданный другой программой, например, написанной на языке ПЛ/И. Это особенно удобно в том случае, если заранее трудно определить формат входных данных или они имеют нестандартное кодирование, например, перфокарты с числами для БЭСМ-4. Для последнего случая нами написана отдельная программа на языке ПЛ/И, в которой в качестве входного набора данных служат перфокарты с числами, пробитыми для БЭСМ-4, а выходной набор данных содержит преобразованные данные и может быть использован как входной набор данных программой DSIG01.

#### Список литературы

1. Л а п е н а с А.А., Б о н д а р с Х.Я. Определение спектров нейтронов на реакторе ИРТ-2000 АН Латвийской ССР. - "Изв.АН БССР. Сер.физ.-энерг.наук", 1971, т.1, с.29-37.
2. М е л р о у W.N., В а r r a l l R.C., Е w i n g D. An Advanced Foil Activation Method of Determining Neutron Flux Spectra for Radiation Effects Studies. - AFWL-TR-65-34. V.1. 1965.
3. Системное математическое обеспечение ЕС ЭВМ. Под ред.А.М.Ларионова. М., "Статистика", 1974.
4. Б о н д а р с Х.Я., В е й н б е р г Я.К., Л а п е н а с А.А. Сечения активации некоторых пороговых реакций. - "Вопросы атомной науки и техники". Серия: "Ядерные константы", 1974, вып.15, с.63-91.
5. Л а п е н а с А.А. Измерение спектров нейтронов активационным методом. Рига, "Зинатне", 1975, с.35-86.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СБОРНИКА  
 "ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ", 1978, вып. I(28),  
 В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИДЛА

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (EV)	REFERENCE: DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
MANY	NP	FBI	14.7	15.7	YK 1(28)5 78	BYCHKOV+CALCULATIONS TBLS $Z \geq 10$
U-233	CHG	MIF	THR		YK 1(28)2 78	KOVALENKO+YLD ISOMER TBLS
U-235	CHG	MIF	THR		YK 1(28)2 78	KOVALENKO+YLD
Fu-239	CHG	MIF	THR		YK 1(28)2 78	KOVALENKO+YLD

Редактор А.М.Кравцова  
Технический редактор С.И.Халиллулина  
Корректоры: Н.А.Козлова, Е.М.Спирidonова

---

Подписано в печать 16.03.78 Т 06010 Формат 60x84 1/8 Офсетн.печ.  
Усл.печ.л. 7,2 Уч.-изд.л. 6,1 Тираж 345 экз. Зак.тип.№ 337  
Цена 80 коп. Индекс 3619

---

Отпечатано в ЦНИИатсминформе  
119146, Москва, Г-146, ас/ящ 584



УДК 539.173.8

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЯДЕРНОГО ЗАРЯДА МЕЖДУ ИЗОМЕРНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ. Коваленко Б.В., Колдобский А.Б., Колобашкин В.М. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. 1(28), с.2-4.

На основе анализа имеющейся экспериментальной информации показана правомерность использования метода расчета изомерного отношения независимых выходов осколков деления для продуктов деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами. Обнаружена линейная зависимость не зависящего от спинов изомеров параметра распределения ядерного заряда от разности энергий возбуждения компаунд-ядра и барьера его деления. Обсуждается возможность использования предложенного метода для прогнозирования независимых выходов изомерных состояний продуктов деления тяжелых ядер нейтронами с энергией, отличной от тепловой (табл. 1, рис. 1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ (n, p) ПРИ ЭНЕРГИИ 14,5 МэВ ДЛЯ СТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР С  $Z \geq 20$ . Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. 1(28), с. 5-14.

На основании обычных статистических соотношений для сечения ядерной реакции и формулы Байцзеккера для энергии связи ядра получена простая зависимость сечения реакции (n, p) от числа нейтронов и протонов в ядре. Показано, что эмпирическая зависимость сечения реакции (n, p) от параметра  $(K-Z)/A$  является следствием экспоненциальной зависимости сечения реакции от энергии связи протона в ядре. Рассчитаны значения  $\sigma_{n,p}$  для всех стабильных ядер с  $Z \geq 20$  (рис.3, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.172.3

К РАСЧЕТУ ВЫХОДОВ ФОТОНЕЙТРОНОВ. Исаев Б.М., Ковалев В.П. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. 1(28), с. 14-16.

Получено простое аналитическое выражение для длин треков фотонов в области гигантского резонанса ядер с помощью суммирования сечения тормозного излучения из тонких слоев, взятого в форме  $1/k$ . Выходы фотонейтронов из толстых мишеней  $\text{Cu}$  и  $\text{Pb}$ , рассчитанные для проверки этого выражения, находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами Барбера и Джорджа (рис. 1, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.173

ОДНОТЕПЛЬНАЯ ДИССИПАЦИЯ КОЛЛЕКТИВНОЙ ЭНЕРГИИ ЯДРА В ПРИБЛИЖЕНИИ ЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА. Колосниц В.М. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. I(28), с. 17-38.

Рассмотрен механизм преобразования коллективной энергии ядра в нуклонные степени свободы. Определена функция линейного отклика системы, помещенной в зависящее от времени внешнее поле, и найдены коэффициент трения и время релаксации, характеризующие реакцию системы. Изучено влияние оболочечных эффектов на температурную зависимость коэффициента трения (рис. 12, список лит. - 40 назв.).

УДК 621.039.512.4

РАСЧЕТ АЛЬБЕДО НЕЙТРОНОВ ОТ СЛОИСТЫХ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ СРЕД. Добрынин Ю.Л., Микаэлян Л.А., Скорохватов М.Д. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. I(28), с.38-41.

Приведены результаты расчетов методом Монте-Карло интегрального числового токового альbedo для нормального падения нейтронов на полубесконечные слоистые среды. Результаты расчетов представляют интерес при создании многослойных детекторов для измерения внешних нейтронных потоков, в частности для регистрации нейтронов по гамма-квантам от захвата нейтронов. (рис. 4, список лит. - 5 назв.).

УДК 621.039.512

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗМНОЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ ИЗ  $^{235}\text{U}$  И НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ. Ч. I. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. I(28), с.41-46. Авт.: В.И.Голубев, С.И.Исачин, Ю.А.Казанский, В.Г.Козловцев, М.Н.Ланцов, И.П.Маркелов, А.М.Цибуля.

Излагаются результаты эксперимента по исследованию характеристик уран-стальной размножающей системы. Эксперимент выполнен на стенде КОБРА.

Приведены значения коэффициентов размножения бесконечной среды для трех рассмотренных композиций, а также относительные коэффициенты реактивности для компонент нержавеющей стали (Fe, Ni, Cr, Mn).

Показано, что расчетные величины, полученные по константам системы БНАБ, существенно отличаются от экспериментальных. Лучшая согласованность данных может быть достигнута при заметном увеличении сечений резонансного захвата Fe, Ni, Cr в резонансной области (табл.4, рис.2, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.1.

ПРОГРАММЫ ПЛАНИРОВАНИЯ И ОБРАБОТКИ МНОГОФАКТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ. Кравченко И.В., Бобков Ю.Г. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. 1(28), с.47-49.

Описываются алгоритмы программы планирования и обработки многофакторных экспериментов. Программы составлены с учетом ошибок в определении контролируемых переменных. Оптимизационные процедуры проверены на тестовых функциях.

УДК 539.172.4

БИБЛИОТЕКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ПРОГРАММЫ SAND-II И ЕЕ ОБСЛУЖИВАЮЩАЯ ПРОГРАММА. Берзонис М.А., Бондарс Х.Я., Лапенас А.А. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. 1(28), с.49-52.

Описана программа, обслуживающая библиотеку сечений активационных детекторов, созданную на ЕС ЭВМ 1030 и предназначенную для дозиметрических исследований активационным методом. В библиотеке имеются экспериментальные значения 27 пороговых реакций типа  $(n,f)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,d)$  и  $(n,2n)$ , а также оцененные сечения этих реакций. Библиотека включает также картотеку оцененных сечений ENDF/B-IV. Сечения представлены в 620-групповом разбиении, соответствующем формату SAND-II (табл. 3, список лит. - 5 назв.).

80 коп.

Индекс 3619

**Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные  
константы, вып. 1(28), 1978, 1—54.**