

# ИБР-30 и фундаментальная ядерная физика. Избранные главы

В.И. Фурман

Живой свидетель и немного участник

- **ВВЕДЕНИЕ**

- ИБР-30 - самый светосильный нейтронный источник в Европе и коллектив исследователей, настроенный на создание новых экспериментальных методик и получение оригинальных результатов.
- Нейтронные резонансы – уникальная лаборатория ядерной физики.

- **О ЧЕМ НЕ БУДЕМ ГОВОРИТЬ**

- Эффект Моссбауэра на  $^{67}\text{Zn}$  ; Открытие ультрахолодных нейтронов; Традиционная нейтронная спектроскопия – (n, $\gamma$ ), (n,f), (n,p) et al.

- **ЭКСПЕРИМЕНТЫ С НЕПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ**

- l-s- расщепление p-волновой нейтронной силовой функции
- Сильное смешивание по проекции спина K в нейтронных резонансах
- Альфа-распад нейтронных резонансов. Реакция  $^{143}\text{Nd}(n,\gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$
- Химический сдвиг нейтронных резонансов и деформация компаунд-состояний

- **ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ (НЕПОЛЯРИЗОВАННЫМИ) НЕЙТРОНАМИ И ВЫСТРОЕННЫМИ ИЛИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЯДРАМИ**

- Магнитные моменты компаунд-состояний
- Нарушение пространственной P-четности в полных сечениях (пропускании) поляризованных нейтронов
- P-четные и P-нечетные угловые корреляции в ядерном делении
- Квази T-нечетные угловые корреляции в ядрах- неоконченное

## Введение

- nTOF – удивительная возможность «увидеть мир» высоковозбужденных состояний ядер, образующихся после захвата ядром-мишенью медленного нейтрона, состояний компаунд-ядра.
- Возможность изучать свойства этих состояний, называемых часто нейтронными резонансами, наблюдать их интерференцию в дифференциальных и в полных сечениях ядерных реакций, вызванных медленными нейтронами.
- Медленные нейтроны с орбитальными моментами  $l=0$  и  $l=1$  s- и p-нейтронами. Изучаемые реакции  $(n,n)$ ,  $(n,n')$ ,  $(n,\gamma)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,f)$  и многие другие.
- Основные характеристики nTOF-спектрометров – интенсивность и временное (энергетическое) разрешение
- ИБР-30 + ЛУЭ-40 ( $4,5 \mu\text{s}$ ,  $3 \cdot 10^{14}$  n/s) был в свое время самым светосильным источников в Европе с умеренным разрешением. Завершил работу в 2001 году.
- Выполнено много работ по ЯФ и ФКС. Первоначальная научная программа формировалась под руководством Ф.Л.Шапиро, как из традиционных направлений нейтронной ядерной физики, так и из новых более фундаментальных («романтичных») задач.
- Будем вспоминать только избранные (на мой субъективный взгляд) результаты, которые были «прорывными» и положили начало дальнейшим исследованиям в других лабораториях или остались рекордными, не повторенными и ждущими новых исследователей.
- Не буду говорить об исследовании эффекта Моссбауэра на Zn с достигнутым энергетическим разрешением  $10^{-16}$  эВ или об открытии ультра холодных нейтронов на ИБР-30 в количестве 1 штука в 10 литрах и о многих других важных и интересных работах, выполненных в Отделе ядерной физики ЛНФ за прошедшие 65 лет. Это невозможно сделать в таком коротком мемориальном докладе.
- В любом случае, история нейтронной ядерной физики в ЛНФ - это история энтузиастов-исследователей, предлагавших перспективные, зачастую очень трудные задачи, создававших новые методики для их решения на базе ИБР-30 и с поддержкой инженерной инфраструктуры Лаборатории. Это были результаты вдохновенного упорного труда многих людей!

# Нейтронные силовые функции и спин-орбитальное ( $ls$ )-взаимодействие

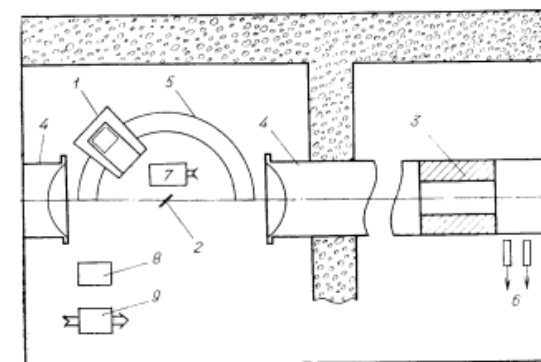
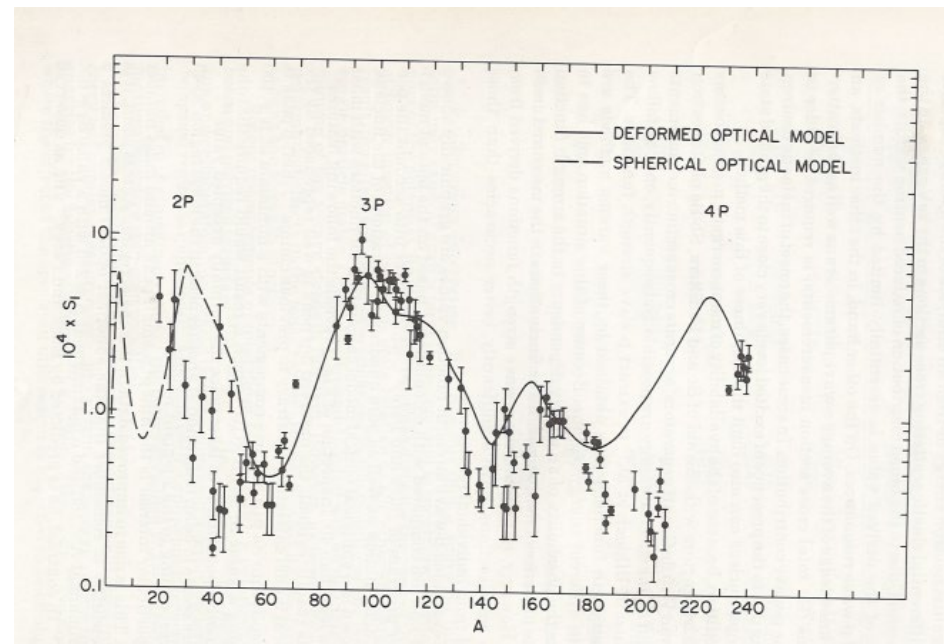
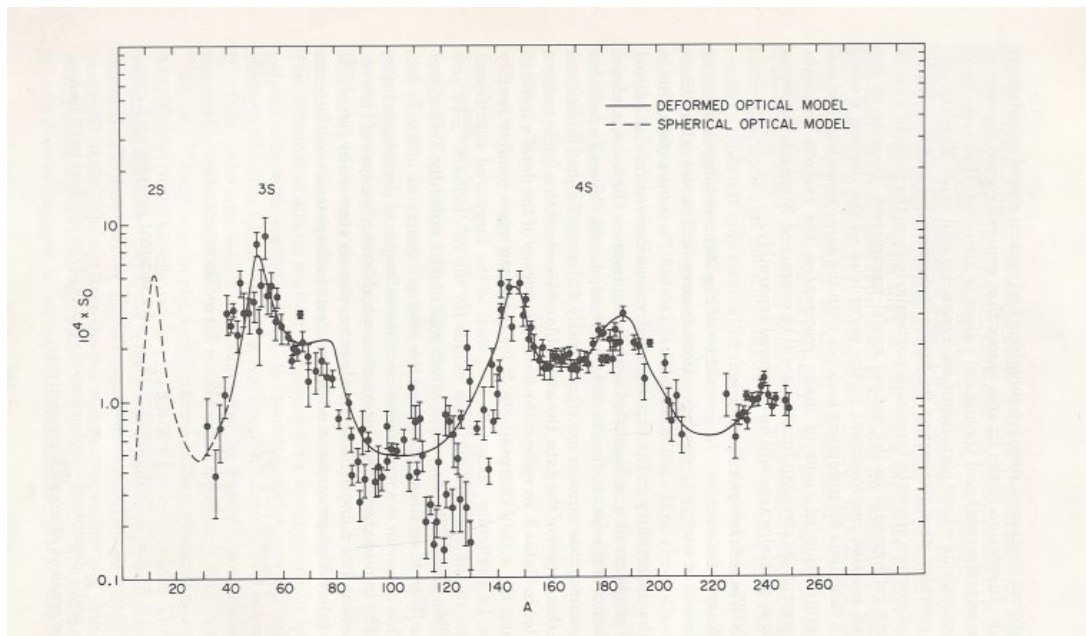


Рис. 5. Схема установки на базе 250 м:  
 1 — подвижный детектор нейтронов в защите; 2 — рассеиватель; 3 — коллиматор; 4 — вакуумированный нейтронвод; 5 — неподвижная платформа детектора; 6 — мониторные счетчики; 7 — электромеханический привод для перемещений детектора и рассеивателя; 8 — электронная аппаратура детектора; 9 — блок управления электроприводом [23]

# Нейтронные силовые функции и спин-орбитальное ( $ls$ )-взаимодействие

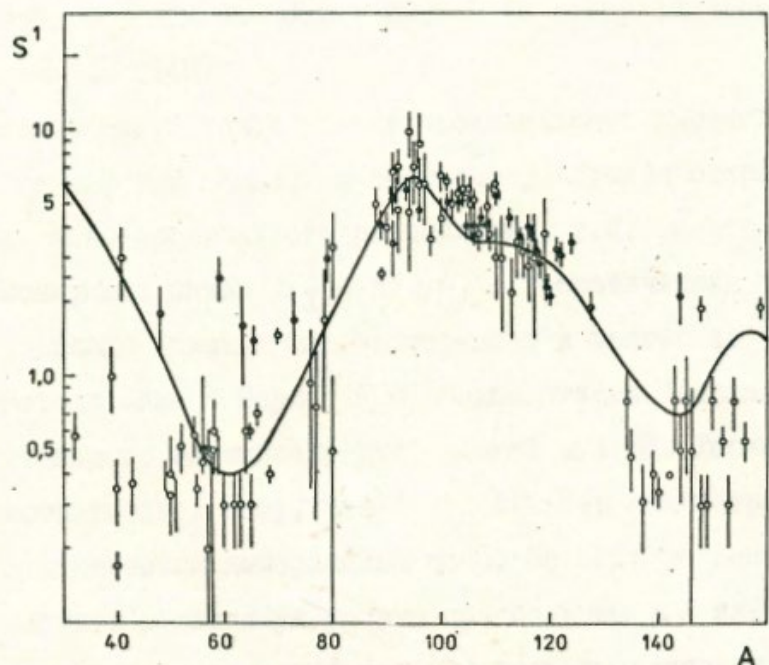


Рис. 21. Рекомендованные<sup>/55/</sup> значения  $S^1$  (светлые точки) и наши значения (темные точки). Кривая - расчет<sup>/56/</sup> по методу Бака и Пери<sup>/57/</sup>.

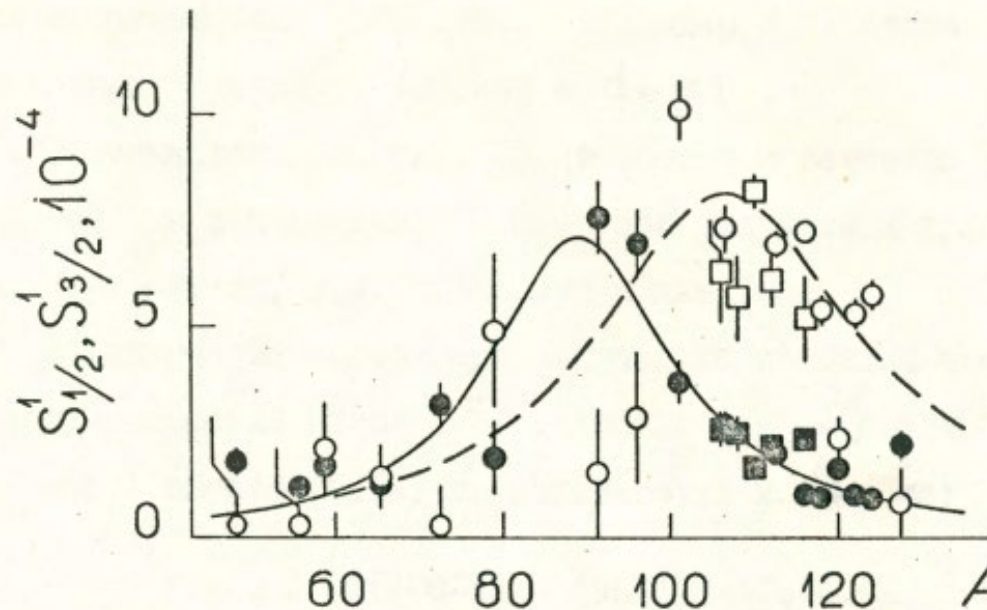


Рис. 24. Первое наблюдение спин-орбитального расщепления  $3p$ -максимума нейтронной силовой функции. Светлые точки -  $S_{1/2}^1$ , темные точки -  $S_{3/2}^1$ .

От идеи  $\bar{\sigma}(\theta) = B_0 + B_1 \cos \theta + B_2 P_2(\cos \theta)$

Александров Ю.А., Самосват Г.С., Сообщение ОИЯИ РЗ-4354, Дубна, 1969

до результата  $S_n^0, \delta_0, S_{n1/2}^1, S_{n3/2}^1, \delta_1$

Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С., Письма ЖЭТФ, 1983, т.38, с.304-306

# $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)$ и сильное смешивание по проекции $K$ спина нейтронного резонанса

$^{177}\text{Lu}^*$

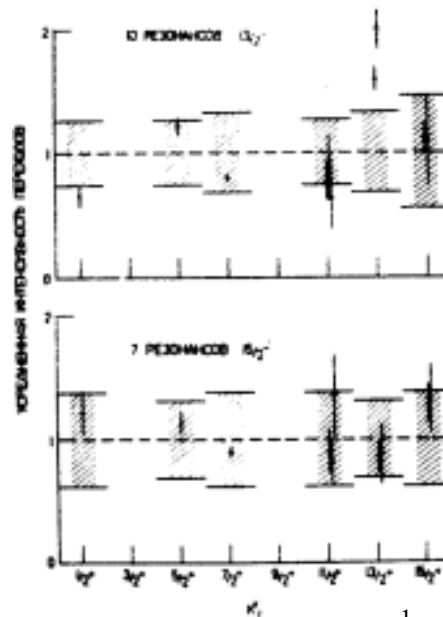
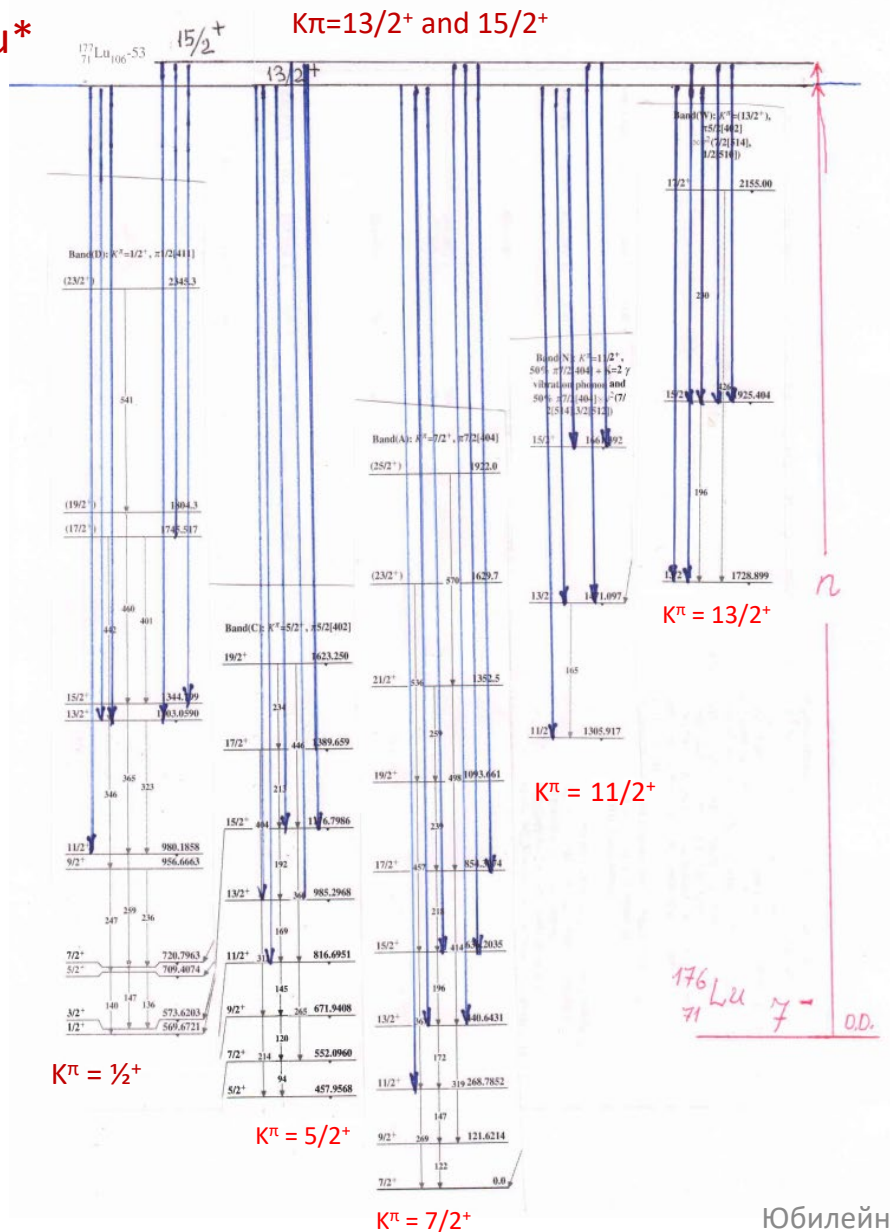


Рис.6

Зависимость усредненных интенсивностей (в относительных единицах) от квантового числа  $K$  конечных состояний в реакции  $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)^{177}\text{Lu}$ .

Интенсивности поправлены на зависимость  $E_\gamma^5$ . Заштрихованные полосы соответствуют ожидаемым величинам остаточных флуктуаций Портера-Томаса.

1. Бечварж Ф. Гамма-распад нейтронных резонансов // Труды II Школы по нейтронной физике, Алушта 1974, ОИЯИ D3-7991 (1974), с. 294.

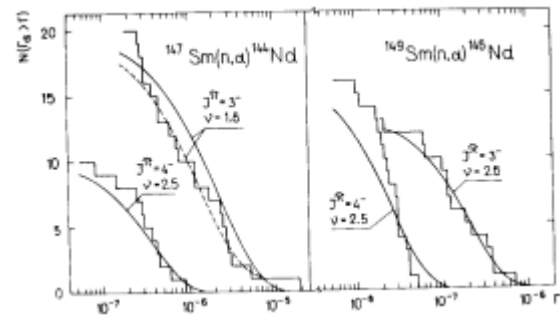
Для  $\gamma$ -переходов между низколежащими состояниями с определенными  $K$  запрет около порядка на каждое изменение  $\Delta K = 1$ .

**А для  $\gamma$ -переходов из нейтронных резонансов с  $\Delta K = (0 - 7)$  запрета практически нет!**

**Сильное смешивание по  $K$  из-за взаимодействия Кориолиса**

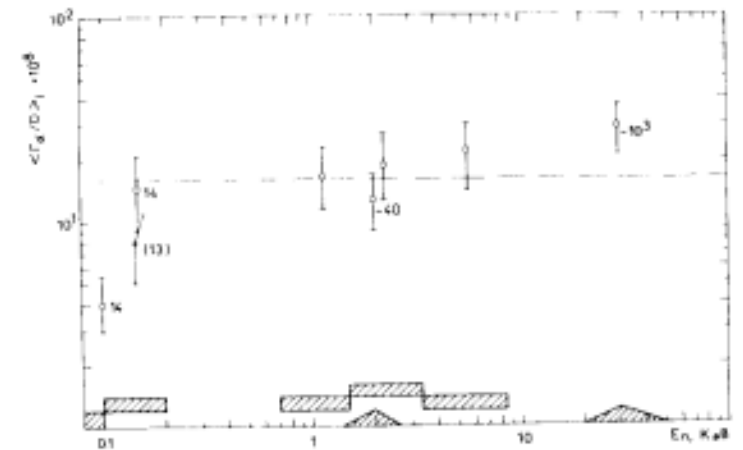
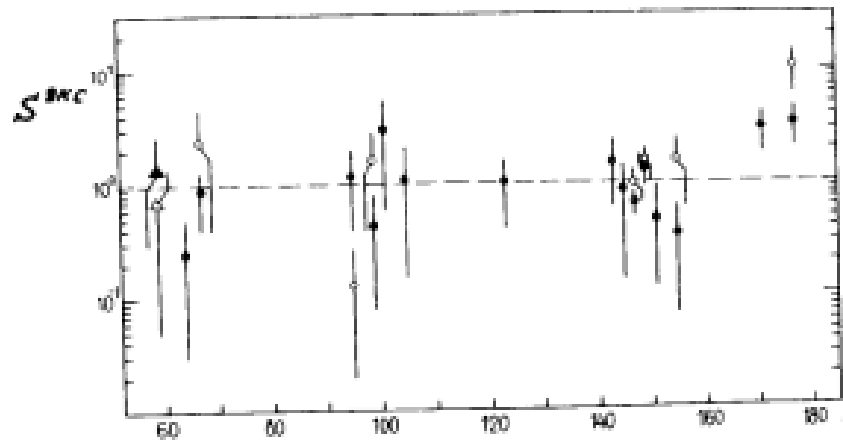
Kadmensky S.G., V.M. Markushev V.M., Furman W.I. Несохранение проекции спина на ось симметрии ядра в нейтронных резонансах и кориолисово смешивание // Phys. At. Nucl. 1982, V. 35, P. 300

# $\alpha$ -распад нейтронных резонансов и силовые функции $\alpha$ -частиц



$$\nu_{\text{эф}} = (\sum_c P_c)^2 / \sum_c P_c^2$$

$P_c(E_c)$  – коэффициенты проницаемости.

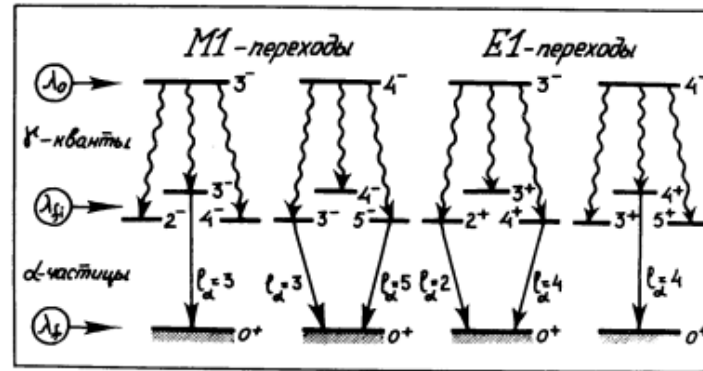
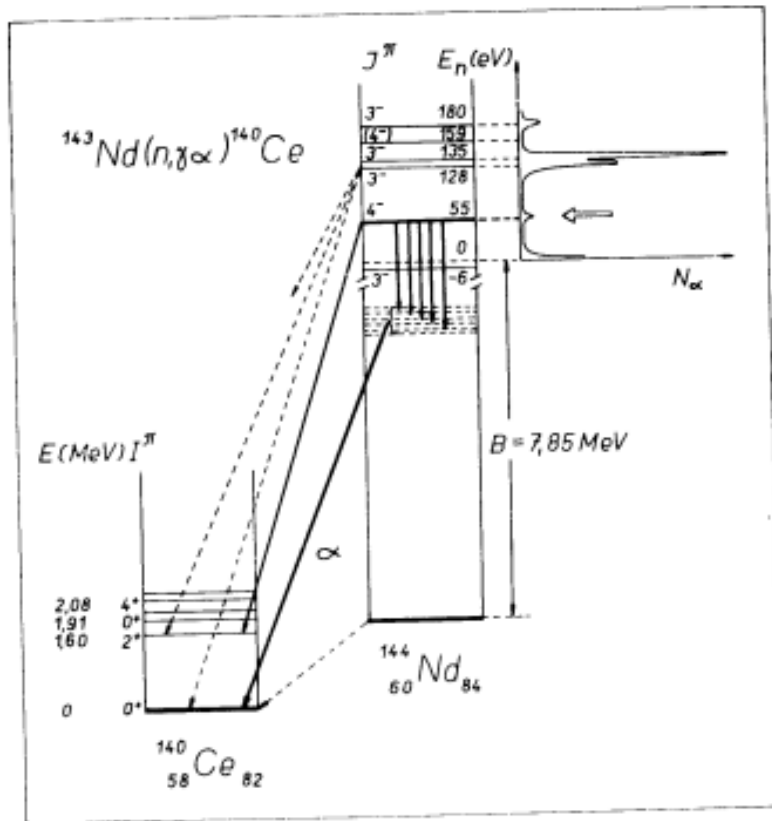


$$\frac{\sigma(n, \alpha)}{\sigma(n, \gamma)} \approx (10^{-4} \div 10^{-5})$$

$$S_c^{I^{\pi}} = \langle \Gamma_c^{I^{\pi}} \rangle / \Gamma_c^{K^{\Lambda}} \langle \mathcal{D}_{I^{\pi}} \rangle$$

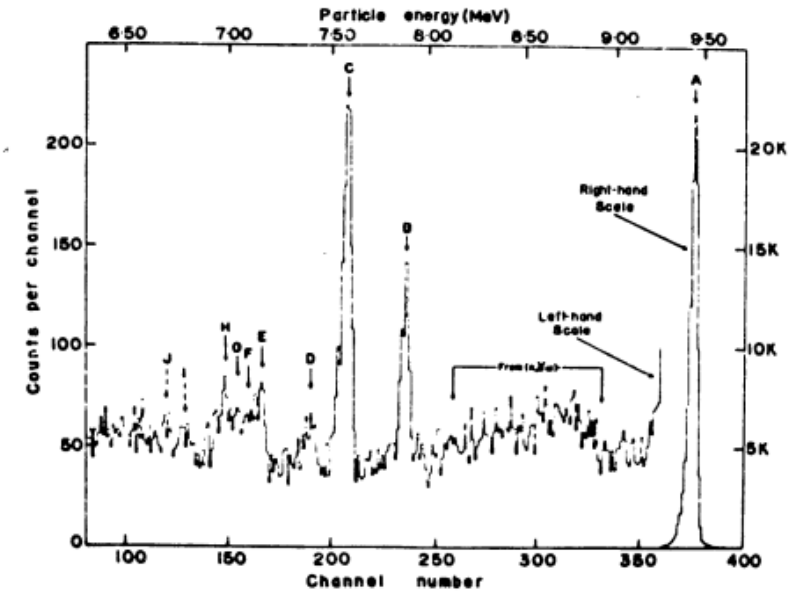
$$S_{\alpha}^{I^{\pi}} = \langle \sum_c \Gamma_c^{I^{\pi}} \rangle / \langle \mathcal{D}_{I^{\pi}} \rangle \sum_c \Gamma_c^{K^{\Lambda}}$$

# $^{143}\text{Nd}(n,\gamma\alpha)$ и фотонные силовые функции для $\gamma$ -переходов $C \rightarrow C'$



$$\omega(E1) = \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}(3^-)}{\Gamma_{\gamma\alpha}(4^-)} = \frac{T_{\alpha 2} + T_{\alpha 4}}{T_{\alpha 4}} \approx 5$$

$$\omega(M1) = \frac{T_{\alpha 3}}{T_{\alpha 3} + T_{\alpha 5}} \approx 0,8$$



$$\sigma(n,\gamma\alpha) \approx \frac{1}{70} \sigma(n,\alpha) \approx 10^{-6} \sigma(n,\gamma)$$

$$S_{\text{target}} = 1266 \text{ cm}^2$$

$$D = 2,25 \text{ мг/см}^2$$

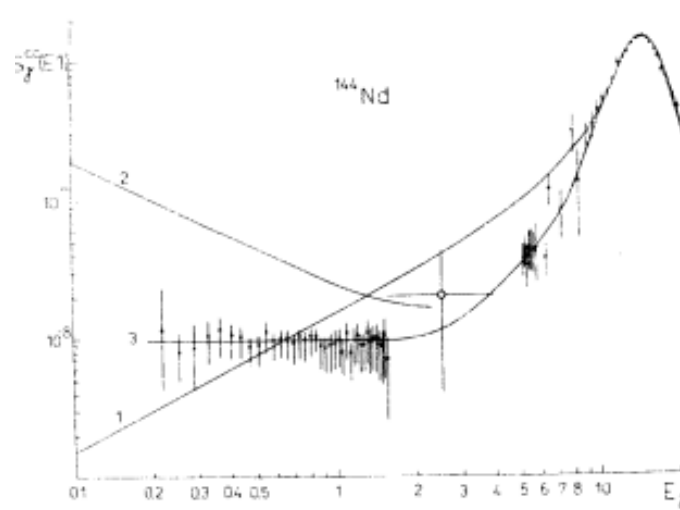
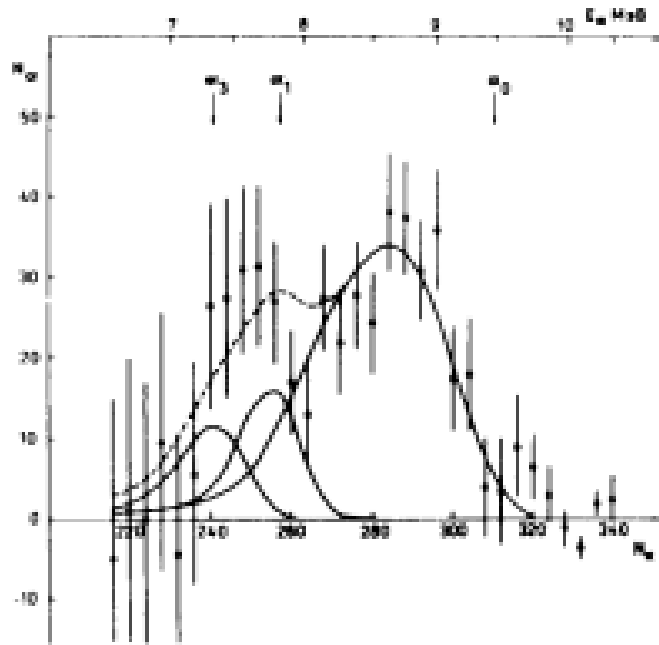
База 30м

$$0,3 \leq \omega_{\text{экс}} \leq 3$$

W. Furman, K. Niedziwiedzuk, Yu.P. Popov et al., Phys. Let.,B44, 465(1973)

# $^{143}\text{Nd}(n,\gamma)$ и фотонные силовые функции для $\gamma$ -переходов $C \rightarrow C'$

$S_{\text{target}} = 1266 \text{ cm}^2$   
 $d = 0,67 \text{ мг/см}^2$   
 База 30 м



n	0	1	1,8	2,2	Рекоменд.
$S_{\gamma}^{cc}(M1) \times 10^9$	8,6 $\pm$ 2,8	7,0 $\pm$ 2,3	6,0 $\pm$ 1,9	5,6 $\pm$ 1,8	7 $\pm$ 3
$S_{\gamma}^{cc}(E1) \times 10^9$	9,7 $\pm$ 3,3	7,9 $\pm$ 2,7	6,8 $\pm$ 2,3	6,2 $\pm$ 2,1	8 $\pm$ 3

$$S_{\gamma,if}^{cc}(E1) = 3 \cdot 10^{-6} \frac{NZ}{A} \frac{\Gamma_G(\omega^2 + 4\pi^2 T^2)}{\omega_G^2 (\omega^2 - \omega_G^2)^2}$$

Ю.Андреевски, Во Ким Тхань, В.А. Втюрин, Ю.П. Попов,  
Сообщение ОИЯИ РЗ-81-433, Дубна, 1981

S.G. Kadmsky, V. P. Markushev and W.I. Furman, Yad. Fiz. 37, 277(1983); Sov. J. Nucl. Phys. 37, 165 (1983)



# Химический сдвиг нейтронных резонансов

Открытие эффекта Мёссбауэра с его чрезвычайно высоким энергетическим разрешением дало толчок изучению эффектов сверхтонких взаимодействий. Почти сразу же появились первые работы по измерению изомерных химических сдвигов гамма-линий. Такие сдвиги наблюдаются при сравнении  $\gamma$ -переходов для одного и того же ядра, входящего в разные химические соединения, если форма ядра в основном и изомерном состояниях различна. Величина сдвига может быть приближенно записана в виде

$$\Delta E^{IS} \sim \Delta |\psi(0)|^2 \Delta \langle r^2 \rangle, \quad (21)$$

т.е. пропорциональна разности электронных плотностей на месте ядра у двух химических соединений и разности среднеквадратичных радиусов ядра в основном и возбужденном состояниях. Из выражения

Наблюдение мёссбауэровского спектра практически возможно для энергии гамма-переходов порядка и ниже 100 кэВ, поэтому измерение  $\Delta \langle r^2 \rangle$  проводилось только для низших возбужденных уровней в ядре. На возможность проведения аналогичных исследований для уровней, энергия возбуждения которых соответствует энергии связи нейтрона в ядре, было указано в работе Игнатович Останевича и Черы [24]. Проведенные ими оценки показали, что наблюдая с высокой точностью положение нейтронных резонансов в разных химических соединениях, можно по сдвигу резонансной энергии определить изменение  $\langle r^2 \rangle$  при захвате нейтрона. При

мы можем записать выражение для электрического монополярного взаимодействия, дающего основной вклад в сдвиг уровня:

$$U_0 = -e^2 \iint \frac{\rho_e(\vec{r}_e) \rho_p(\vec{r}_p)}{r_{ep}} d\tau_e d\tau_p. \quad (24)$$

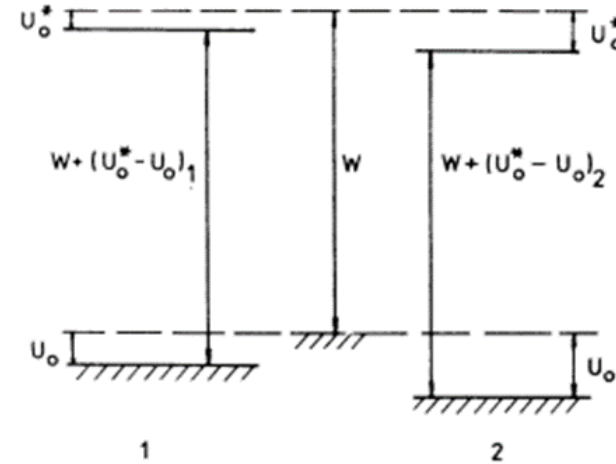


Рис. 4. Схема сдвига уровня в результате электростатического взаимодействия ядра с электронной оболочкой. Пунктиром показаны основной и возбужденный уровни "голого" ядра. 1 и 2 - соответствующие уровни в различных химических соединениях.

$$\Delta E_0 = (U_0^* - U_0)_1 - (U_0^* - U_0)_2.$$

$$\Delta E_0 = \frac{2}{3} \pi e^2 Z \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r_p^2 \rangle.$$

Игнатович В.К., Останевич Ю.М., Черы Л. Изомерный сдвиг и нейтронные резонансы. - ОИЯИ, Р4-7296, Дубна, 1973.

# Химический сдвиг нейтронных резонансов

Результаты измерений химического сдвига 6,67 эВ резонанса  $^{238}\text{U}$ .

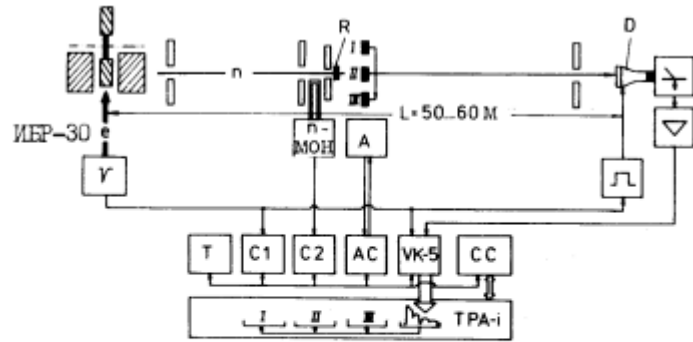


Рис. 5 Схема эксперимента по измерению химического сдвига нейтронного резонанса. I, II и III - образцы из разных соединений урана и соответствующие спектры в памяти ЭВМ ТРА-1, R - реперный образец ТВ

Пара образцов I - 2	$\Delta\rho_e(0)$ $10^{26}\text{см}^{-3}$	Толщина образцов $10^{21}\text{яд/см}^2$	$\langle\epsilon\rangle_{u1} - \langle\epsilon\rangle_{u2}$ $\frac{\text{кТ}}{\text{Т}}$ (T = 300 K)	$\Delta E_{ex}$ мкэВ	$\Delta E_{ev}$ мкэВ	$\Delta E_0$ мкэВ
$\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O} - \text{UO}_3$	$0,22 \pm 1,01$	0,440	0	$-74 \pm 87$	$-2 \pm 90$	$-72 \pm 126$
— " —	$0,22 \pm 1,01$	0,410	0	$+108 \pm 56$	$+24 \pm 16$	$+84 \pm 59$
— " —	$0,22 \pm 1,01$	1,190	0	$-44 \pm 51$	$+15 \pm 12$	$+29 \pm 53$
$\text{UF}_4 \cdot \text{H}_2\text{O} - \text{UO}_2$	$0,75 \pm 0,27$	0,552	$0,015 \pm 0,014 \%$	$-38 \pm 25$	$-69 \pm 11$	$+31 \pm 27$
— " —	$0,75 \pm 0,27$	1,000	$0,011 \pm 0,002$	$+266 \pm 50$	$+266 \pm 46$	$0 \pm 68$
$\text{UO}_3 - \text{U}_{мет}$	$6,55 \pm 2,95$	0,552	$0,065 \pm 0,010$	$+26 \pm 48$	$+214 \pm 86$	$-188 \pm 99$
— " —	$6,55 \pm 2,95$	0,552	$0,065 \pm 0,010$	$-48 \pm 44$	$+145 \pm 89$	$-193 \pm 99$
— " —	$6,55 \pm 2,95$	1,190	$0,065 \pm 0,011$	$+1069 \pm 39$	$+1525 \pm 205$	$-456 \pm 209$
$\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O} - \text{U}_{мет}$	$6,77 \pm 2,95$	1,190	$0,065 \pm 0,011$	$+1097 \pm 50$	$+1552 \pm 205$	$-455 \pm 210$
$\text{UO}_3 - \text{UF}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	$8,65 \pm 1,93$	0,552	$0,040 \pm 0,005$	$-90 \pm 36$	$+250 \pm 112$	$-340 \pm 117$
— " —	$8,65 \pm 1,93$	1,000	$0,046 \pm 0,007$	$+133 \pm 88$	$+579 \pm 121$	$-445 \pm 150$
$\text{UO}_3 - \text{UO}_2$	$9,40 \pm 1,96$	1,000	$0,057 \pm 0,006$	$+348 \pm 80$	$+793 \pm 106$	$-445 \pm 132$

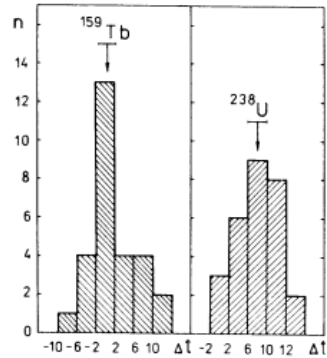


Рис. 7 Распределение экспериментальных значений сдвигов резонанса 6,67 эВ  $^{238}\text{U}$  для пары образцов  $\text{UO}_2 - \text{UF}_4$  и резонанса 24,5 эВ  $^{159}\text{Tb}$  в тех же спектрах. Сдвиг  $\Delta t$  в  $10^{-3}$  канала.

$$\Delta E_{ex} = \Delta E_0 + \Delta E_{ev} \quad (35)$$

Здесь  $\Delta E_0$  - искомый химический сдвиг резонанса,  $\Delta E_{ev}$  - поправка, связанная с колебаниями решетки. Описанная процедура определения поправки  $\Delta E_{ev}$  проводилась для каждой сравниваемой пары

$$\Delta E_0 = \frac{2}{3} \pi e^2 Z \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r_p^2 \rangle.$$

$$\Delta \langle r_p^2 \rangle = - \left( 1,7 \begin{matrix} +1,2 \\ -0,2 \end{matrix} \right) \text{Fm}^2$$

$$\Delta \langle r_p^2 \rangle / \langle r_p^2 \rangle = -0,05$$

$$\Delta E_0 = \frac{2}{3} \pi e^2 Z \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r_p^2 \rangle.$$

Meister A., Pabst D., Piek

Chemical Neutron Resonance Shifts.-Intern.Conf.on Nuclear Physics (Berkeley, USA, Aug.24-30, 1980.)

Бунатян Г.Г. О статистическом описании свойств компаунд-состояний. - Ядерная физика, 1979, т. 29, вып. I, с. 10-21.

## Магнитные моменты нейтронных резонансов

Впервые на возможность измерения магнитных моментов нейтронных резонансов указал Ф.Л.Шаширо<sup>/16/</sup>. Им было предложено использовать для определения магнитных моментов энергетический сдвиг нейтронных резонансов, возникающий за счет сверхтонкого взаимодействия магнитного момента ядра с внутриатомным магнитным полем в экспериментах с поляризованными нейтронами или ядрами.

$$\Delta E_{m,m'} = -H \left( \mu_g \frac{m'}{J} - \mu_0 \frac{m}{I} \right).$$

$$\Delta E_0 = \sum_{m,m'} W(m) W(m') (I g m m' / J M) \Delta E_{m,m'} \quad (2)$$

Относительная заселенность уровня ядра-мишени с проекцией  $m$  может быть записана в виде

$$W(m) = c \cdot \exp\left(-\frac{\mu_0 H}{kT} \cdot \frac{m}{I}\right). \quad (3)$$

Связь  $W(m)$  с поляризацией ядер  $f_N$  выражается соотношением

$$\sum_m m W(m) = \langle m \rangle = I f_N. \quad (4)$$

$$\Delta E_0 = -f_N H (\mu_g - \mu_0), \quad g = I - \frac{1}{2} \quad (7)$$

$$\Delta E_0 = -f_N H \left\{ \left[ 1 - \frac{1}{(2I+1)(I+1)} \right] \mu_g - \mu_0 \right\}, \quad g = I + \frac{1}{2}.$$

Подставляя численные значения в оценку  $\Delta E_0 \approx H(\mu_g - \mu_0)$  получим при  $H = 10^6$  Э и  $\mu_g - \mu_0 = 1 \mu_N$  ( - ядерный магнетон)  $\Delta E_0 = 3 \cdot 10^{-6}$  эВ. Отсюда видно, что только внутренние поля на ядрах редкоземельных элементов, где  $H \approx (4 - 7) \cdot 10^6$  Э, могут обеспечить сдвиг, доступный измерению. Вторым

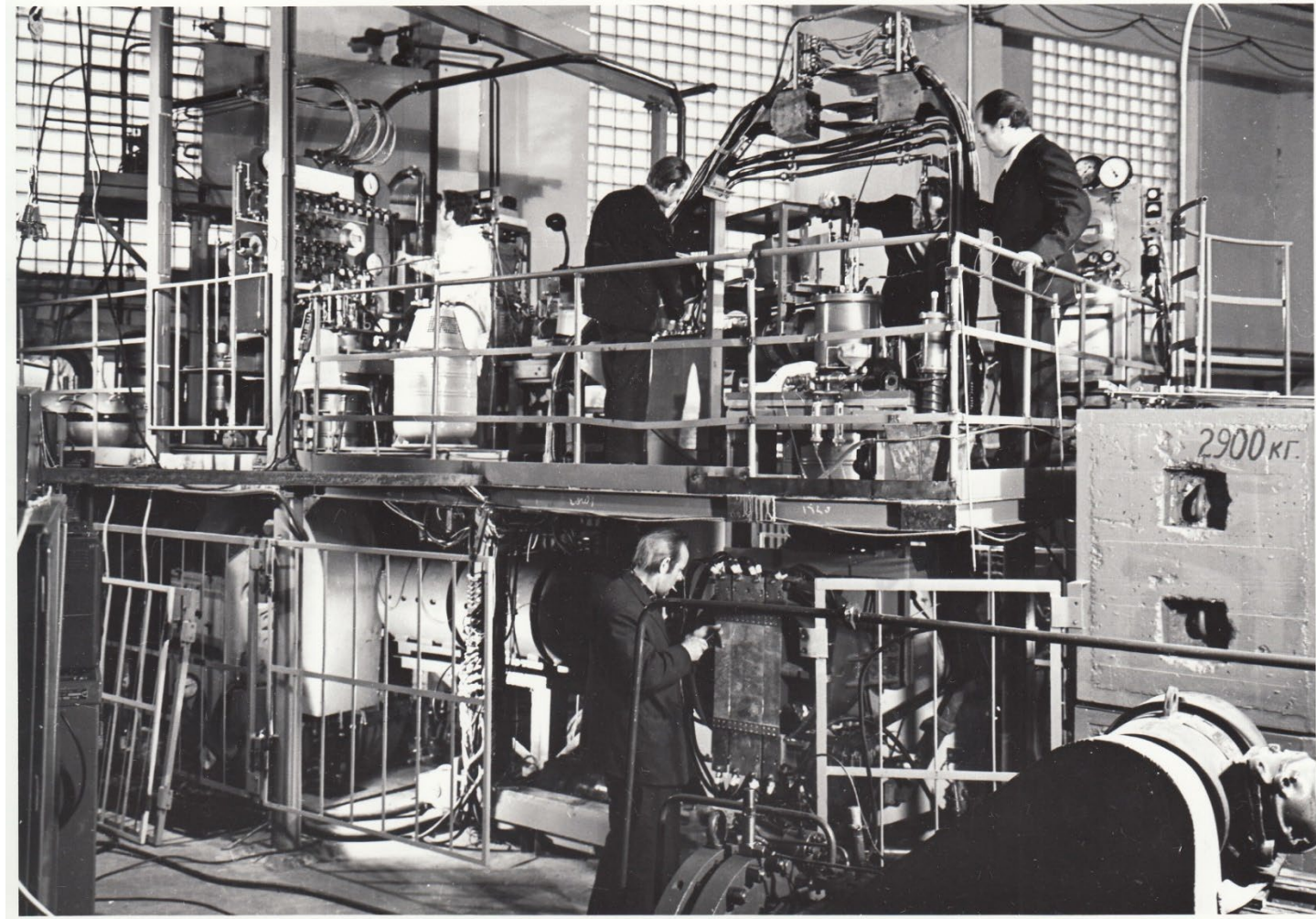
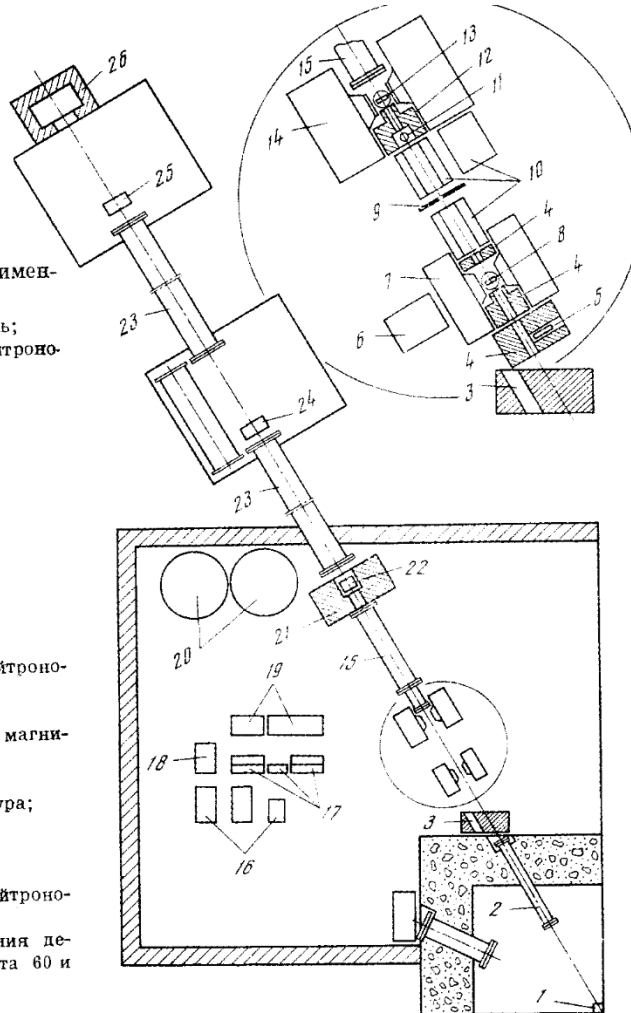
$$f_N = \frac{2I+1}{2I} \operatorname{cth}\left(\frac{2I+1}{2I} x\right) - \frac{1}{2I} \operatorname{cth}\left(\frac{1}{2I} x\right), \quad (9)$$

где  $x = \frac{\mu H}{kT}$ . Подставляя для оценки  $f_N$   $I = 3/2$  и  $x = 3$ , получим  $f_N = 0,90$ . Отсюда видно, что достаточно низкой температурой для получения такой поляризации при  $\mu H = 2 \cdot 10^{-5}$  эВ является  $T = 77$  мК. Такие температуры в стационарном режиме может обеспечить рефрижератор с растворением  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ . В нашем эксперименте использовался подобный рефрижератор, разработанный и изготовленный В.П.Алфименковым и О.Н.Овчинниковым<sup>/3/</sup> и обеспечивавший температуру около 30 мК на мишени.

# Магнитные моменты нейтронных резонансов. Установка ПОЛЯНА

Рис. 39. Схема экспериментальной установки

- 1 — реактор и замедлитель;
- 3 — вакуумированный нейтронвод;
- 3 — шибер;
- 4 — коллиматоры;
- 5 — первый монитор;
- 6 — паромасляный насос;
- 7 — магнит первой ППМ;
- 8 — первая ППМ;
- 9 — токовая фольга;
- 10 — спиновый ротатор;
- 11 — второй монитор;
- 12 — коллиматор;
- 13 — вторая ППМ;
- 14 — магнит;
- 15 — вакуумированный нейтронвод;
- 16 — насосная группа;
- 17 — пульты управления магнитами и насосами;
- 18 — компрессор;
- 19 — электронная аппаратура;
- 20 — газгольдеры;
- 21 — защита детектора;
- 22 — детектор;
- 23 — вакуумированный нейтронвод;
- 24, 25 — места расположения детекторов на базе пролета 60 и 120 м соответственно;
- 26 — ловушка нейтронов



# Магнитные моменты нейтронных резонансов

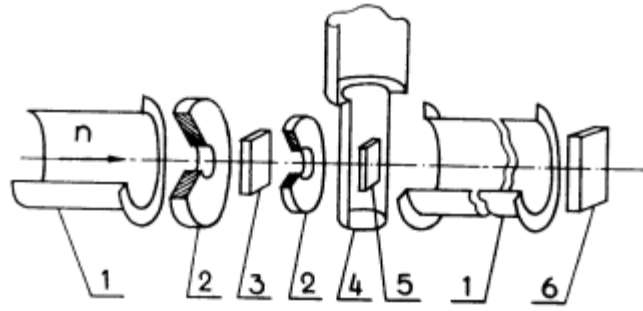
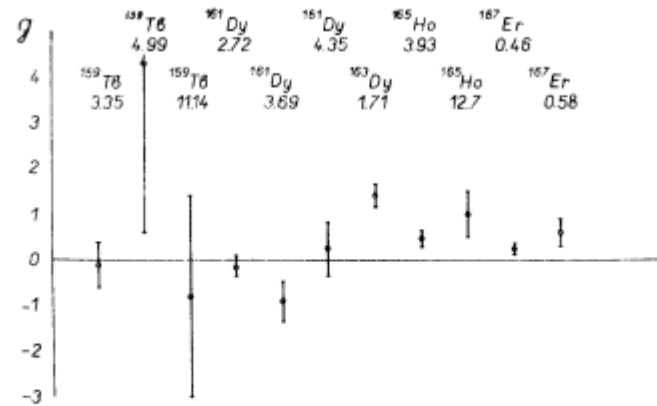


Рис. 1 Схема эксперимента по измерению магнитных моментов нейтронных резонансов. 1 - нейтроны, 2 - климаторы, 3 - реперная вспомогательная мишень, 4 - криостат с раствором  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ , 5 - исследуемая мишень, 6 - детектор нейтронов.



$$\bar{g} = \bar{\mu}_e / \bar{\mu}_n$$

$$\langle g \rangle = 0,34 \pm 0,22$$

$$\Delta g = 0,51 \pm 0,20$$

Рис. 3 Значения  $g$ -факторов для всех исследованных резонансов. Вверху указаны изотопная принадлежность и энергия резонанса в эВ.

Экспериментальные данные по магнитным моментам резонансов.

Исследуемый изотоп (% содер.)	$^{167}\text{Er}$ (23%)	$^{161}\text{Dy}$ (19%)	$^{163}\text{Dy}$ (25%)	$^{159}\text{Tb}$ (100%)	$^{165}\text{Ho}$ (100%)
Толщина (яд. изот/см <sup>2</sup> ), $10^{20}$	1,5	3,6	4,7	18	6
Точка Кюри, К	20	87	87	219	20
Поле на ядре $H$ , $10^6$ Э	7,0	5,2	5,2	3,1	7,3
$\mu_0/\mu_N$	-0,56	-0,47	+0,67	+2,0	+4,1
Поляризация $f_N$ при 30 мк	0,96	0,84	0,92	0,98	0,99

Компаунд-ядро	$E_0$ , эВ	$J$	$\langle \tau \rangle$ , нс	$\Delta E_0$ , $10^{-6}$ эВ	$\mu_e/\mu_N$	$g$
$^{160}\text{Tb}$	3,35	2	$-6,7 \pm 3,1$	$19 \pm 9$	$-0,2 \pm 1,0$	$-0,1 \pm 0,5$
	4,99	1	$3,8 \pm 6,2$	$-20 \pm 33$	$4,3 \pm 3,7$	$4,3 \pm 3,7$
	11,1	2	$-1,8 \pm 2,2$	$31 \pm 39$	$-1,7 \pm 4,4$	$-0,8 \pm 2,2$
$^{162}\text{Dy}$	2,72	3	$-0,6 \pm 4,2$	$1,3 \pm 8,9$	$-0,4 \pm 0,7$	$-0,13 \pm 0,23$
	3,69	2	$4,8 \pm 3,2$	$-16,1 \pm 10,7$	$-1,8 \pm 0,9$	$-0,90 \pm 0,45$
	4,35	2	$-2,7 \pm 3,4$	$11,4 \pm 14,8$	$0,5 \pm 1,2$	$0,25 \pm 0,60$
$^{164}\text{Dy}$	1,71	2	$26,6 \pm 5,5$	$-28,3 \pm 5,9$	$2,8 \pm 0,5$	$1,40 \pm 0,25$
$^{166}\text{Ho}$	3,93	4	$-9,7 \pm 3,2$	$36 \pm 12$	$1,8 \pm 0,7$	$0,45 \pm 0,17$
	12,7	4	$-0,2 \pm 1,4$	$4 \pm 30$	$3,9 \pm 1,9$	$0,98 \pm 0,47$
$^{168}\text{Er}$	0,46	4	$-183 \pm 47$	$27 \pm 7$	$0,9 \pm 0,4$	$0,22 \pm 0,10$
	0,58	3	$-210 \pm 76$	$44 \pm 16$	$1,8 \pm 0,9$	$0,6 \pm 0,3$

7. Alfimenkov V.P., Lason L., Mareev Yu.D., Ovchinnikov O.N., Pikelner L.B., Sharapov E.I. Magnetic Moments of Neutron Resonances in Rare-Earth Nuclei.- Nucl.Phys., 1976, v.A267, p.172-180.

## Нарушение пространственной четности в нейтронных резонансах

$$\psi_p^{\pm}(E) = \psi_p^{\pm}(E) + \alpha(E) \psi_s^{\pm}(E),$$

$$\alpha(E) = \frac{\langle S | H_w | P \rangle}{E - E_s}$$

$$\sigma_{\pm} = \sigma_p(E) [1 \pm P(E)]$$

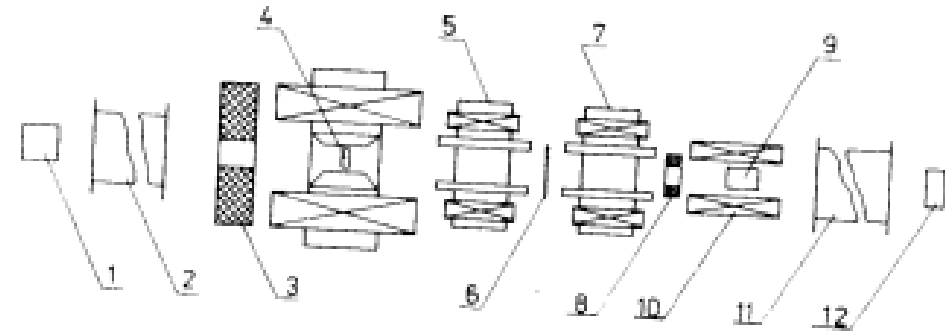
$$\Delta\sigma \approx 2P(E)\sigma_p(E)$$

где

$$P(E) = \frac{2W_{SP}}{E - E_s} \sqrt{\frac{\Gamma_s^h(E)}{\Gamma_p^h(E)} \frac{\Gamma_{p1/2}^h(E)}{\Gamma_p^h(E)}}$$

и  $\sigma_p(E)$  - обычное брейт-вигнеровское сечение в р-резонансе

$$\sigma_p(E) = \frac{\pi}{k^2} \frac{g \Gamma_p^h(E) \Gamma_p}{(E - E_p)^2 + \frac{\Gamma_p^2}{4}}$$



(57)

Рис.3. Схема установки в ЛИН ОИЯИ. 1 - реактор; 2, 11 - нейтронноводы; 3, 8 - коллиматоры; 4 - поляризованная протонная мишень; 5, 7 - электромагниты ведущего поля; 6 - токовая фольга; 9 - образец; 10 - соленоид; 12 - детектор.

$$\epsilon = \frac{1}{f_n} \frac{N_p - N_a}{N_p + N_a}$$

$$\epsilon \approx n P(E) \sigma_p'(E)$$

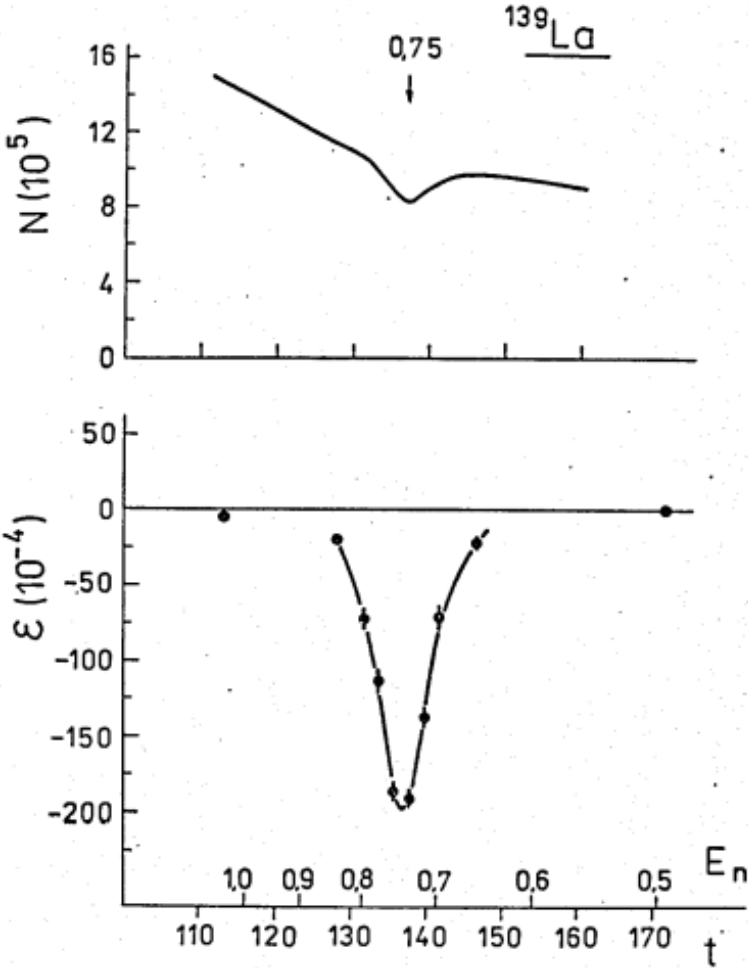
Алфименков В.П. Лекция на IV Нейтронной Школе, Алушта 1982

# Нарушение пространственной четности в нейтронных резонансах

$$P(E_p) = \Delta\sigma / 2\sigma_p(E_p)$$

Таблица 4. Результаты измерений P-нечётного дихроизма в слабых резонансах.

Ядро	$n$ яд/см <sup>2</sup> 10 <sup>23</sup>	$E_p$ эВ	$\Gamma_p$ 10 <sup>-3</sup> эВ	$g\Gamma_p^h$ 10 <sup>-8</sup> эВ	$E_s$ эВ	$g\Gamma_s^{h0}$ 10 <sup>-3</sup> эВ	$P(E_p)$ 10 <sup>-3</sup>	$ W_{sp} $ 10 <sup>-3</sup> эВ
<sup>81</sup> Br	I, I	0,88±0,01	190±20	5,8±0,3	101,0±0,1	9,7±0,7	24±4	3,0±0,5
<sup>111</sup> Cd	2,04	4,53±0,03 6,94±0,07	160±10 143±13	107±5 108±8	-4	0,95	-8,2±2,2 4,1±3,3	0,80±0,22 0,42±0,33
<sup>117</sup> Sn	I, 3	1,33±0,01	230±20	19±1,5	-29	5,5	4,5±1,3	0,35±0,10
<sup>127</sup> J	3,9	7,6±0,1 10,4±0,1 14,0±0,2	130±20 90±10 90±10	13±2 320±40 150±20	37,7±0,1	4,3±0,4	11,2±8,0 0,3±0,4 1,3±1,0	0,5±0,4 0,1±0,1 0,15±0,11
<sup>139</sup> La	I, 25	0,75±0,01	45±5	3,6±0,3	-48,6	84	73±5	1,28±0,12
<sup>238</sup> U	I, 5	4,41±0,01 11,32±0,02 19,50±0,02	(25) (25) (25)	11,1±0,2 35±6 140±70	6,67±0,02 20,9±0,1	0,59±0,01 1,9±0,5	3,7±3,7 -2,5±2,5 0±1	0,4±0,4 0,08±0,08 0±0,01



Алфименков В.П. и др., Письма ЖЭТФ, 1981, 34, с.308; Ibid. 1982, 35, с.42

# *P*-четные и *P*-нечетные угловые корреляции продуктов ядерного деления

На рис.1 показано схематическое расположение образцов и детекторов в экспериментах [11-12] с ядрами  $^{235}\text{U}$ , выстроенными за счет сверхтонкого взаимодействия электрического квадрупольного момента ядра урана с градиентом электрического поля ураниловой группы ( $\text{UO}_2$ ) монокристалла уранил-рубидиевого нитрата при его охлаждении до  $\sim 0.15\text{K}$ . И использованные кремниевые детекторы находились при температуре  $1\text{K}$ . Применялся рефрижератор с растворением  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  непрерывного действия.

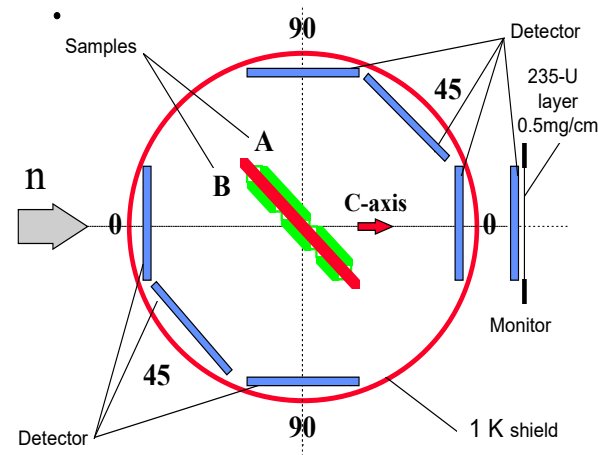


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению **анизотропии осколков при делении нейтронами выстроенных ядер  $^{235}\text{U}$ .**

$$N(E_n, T) = I(E_n, \Omega) [1 + A_2(E_n) f_2(T) P_2(\cos \theta)] \quad (1)$$

где  $I(E_n, \Omega)$  – нормировочный множитель, зависящий от интенсивности нейтронного пучка и телесного угла на *детектор*,  $f_2(T)$  – выстроенность спинов  $I$  ядер урана в мишени и

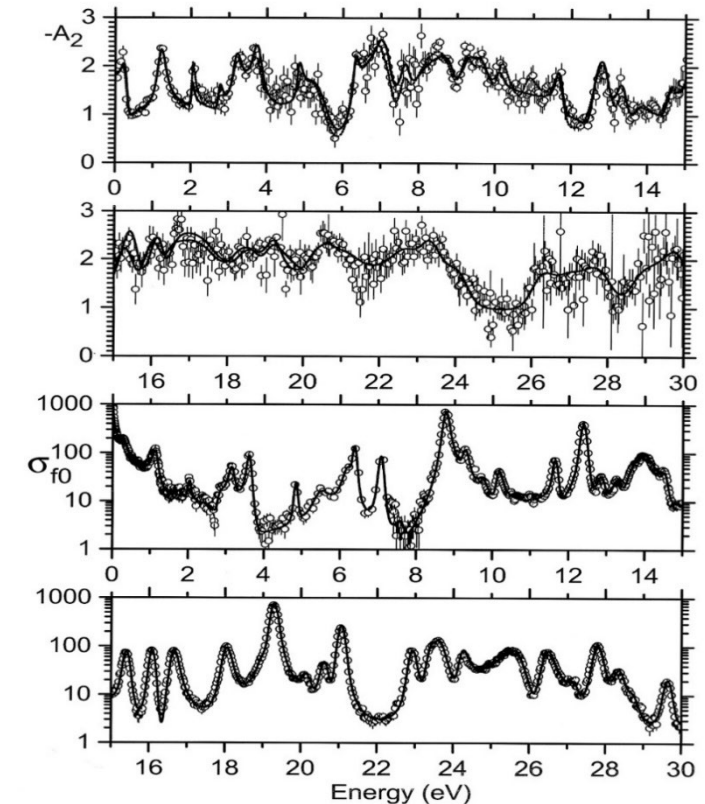
$$A_2 = \frac{15I^2}{\sqrt{(2I-1)I(I+1)(2I-3)}} \frac{\sigma_{nf2}}{\sigma_{nf0}}$$

1. Kopach Yu.N., Popov A.B., Furman W.I., Tambovtsev D.I., Kozlovsky L.K., Gonin N.N., Kliman J. Angular anisotropy of fission fragments from the resonance neutron induced fission of aligned  $^{235}\text{U}$  target and the role of  $J\pi K$  fission channels. // Phys. At. Nucl. 1999, V. 62, P. 929.

$$\sigma_{nf0}(E_n) = \pi \lambda^2 \sum_J g_J \sum_K |S_J(0 \frac{1}{2} \rightarrow Kf)|^2 \quad (3)$$

$$\sigma_{nf2}(E_n) = \pi \lambda^2 \sum_{JJ'} \sqrt{g_J g_{J'}} U(\frac{1}{2} IJ'2; JI) \sum_K C_{JK}^{JK} S_{J'}^*(0 \frac{1}{2} \rightarrow Kf) S_J(0 \frac{1}{2} \rightarrow Kf) \quad (4)$$

включают межрезонансную интерференцию в отличие от предшествующих подходов [21]. В анализе экспериментальных данных использовались полные нейтронные сечения, полные и спин-разделенные сечения деления для  $^{235}\text{U}$  из банка NNDC





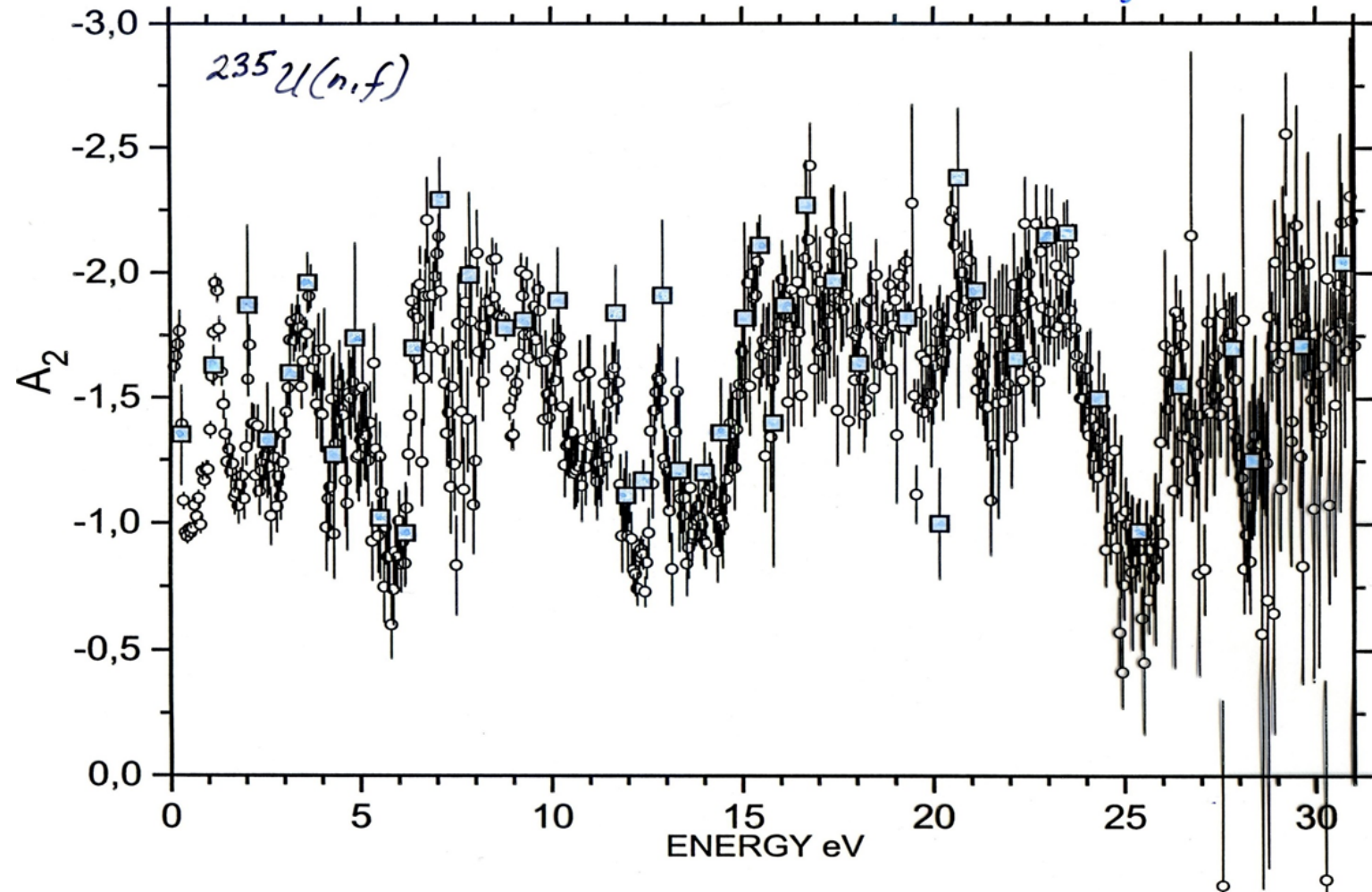
- The first experiments to measure the angular anisotropy of FF from  $^{235}\text{U}(n,f)$ -reaction with aligned target-nuclei in the isolated neutron resonances ([Pattenden&Postma 1972](#)) and the following measurement its energy dependence ([Dubna-Obninsk- collaboration 1997](#)) showed strong interference of resonances with  $J \neq J'$  other than in  $\sigma_{nf}(E_n)$

- Reich-Moore approach  
can't describe these data!

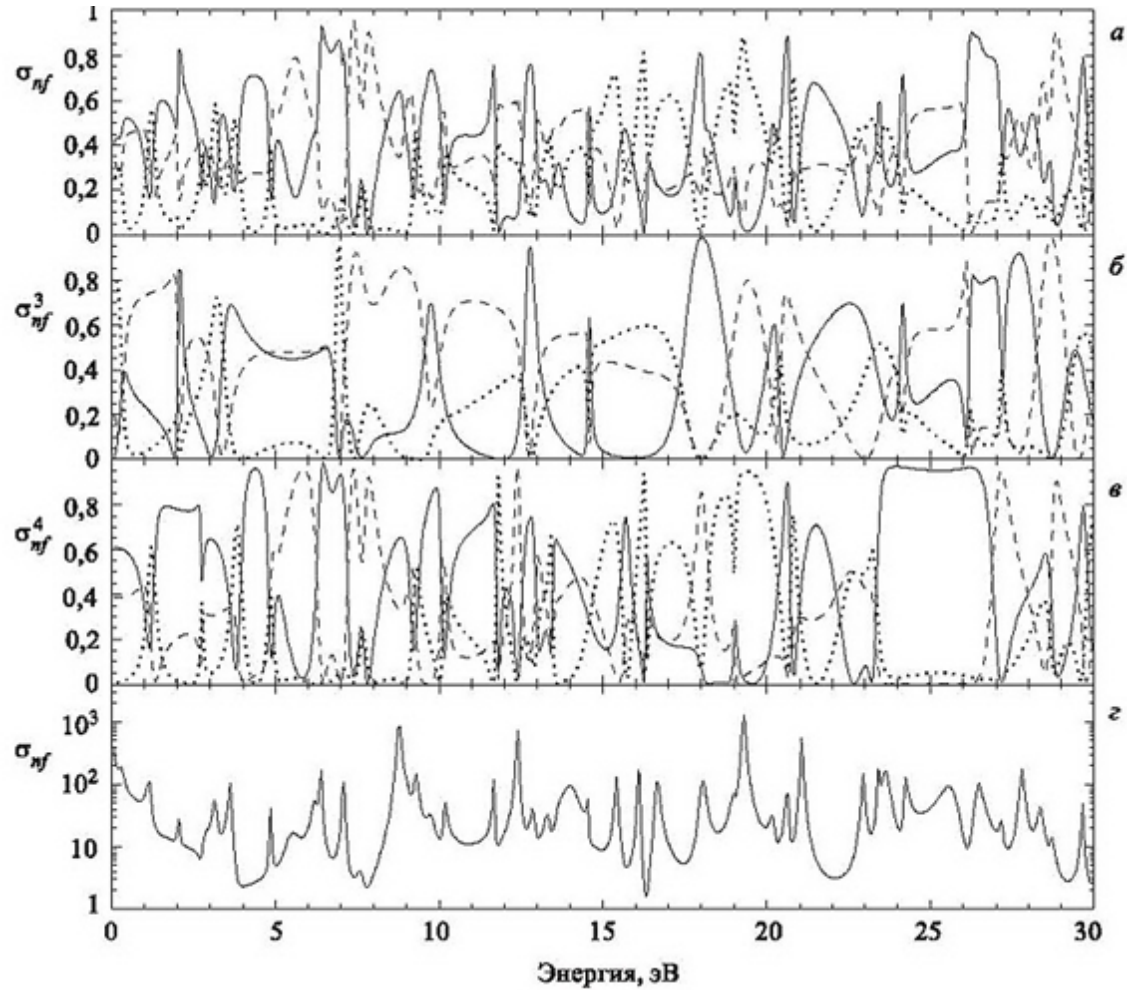
$$\sigma_{nf}(\theta) = \sigma_{nf}^0 + \sigma_{nf}^2 \frac{1}{2} P_2(\theta)$$

$$A_2(E_n) \equiv \frac{\sigma_{nf}^2(E_n)}{\sigma_{nf}^0(E_n)}$$

Dubna-Obninsk.  
Bratislava-Delft  
collaboration.

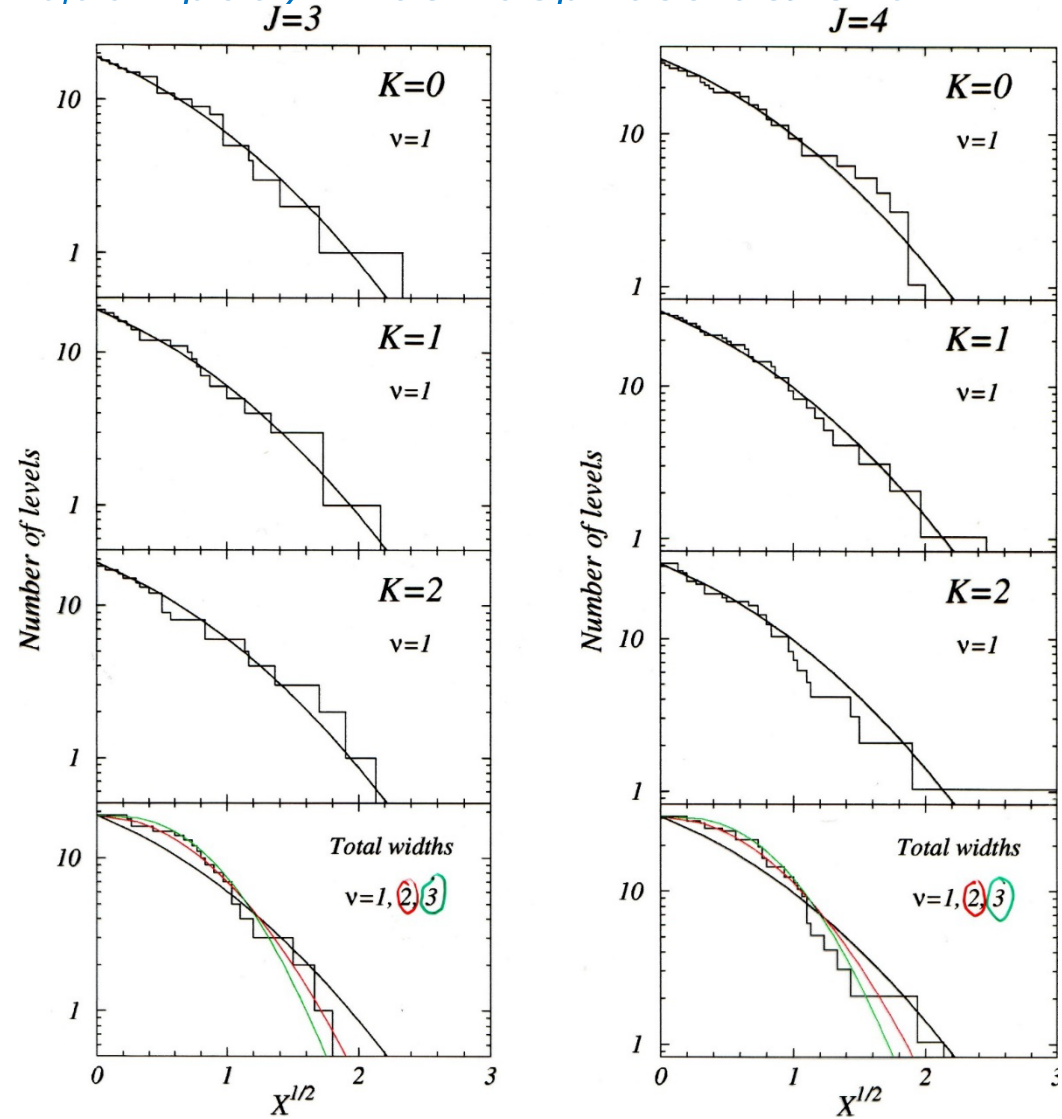


# P-четные и P-нечетные угловые корреляции продуктов ядерного деления



Веса  $K$ -компонент в полном и спин-разделенных сечениях деления:  $K=0$  – точечная кривая,  $K=1$  – сплошная,  $K=2$  – штриховая. На графике  $г$  показано полное сечение деления в барнах.

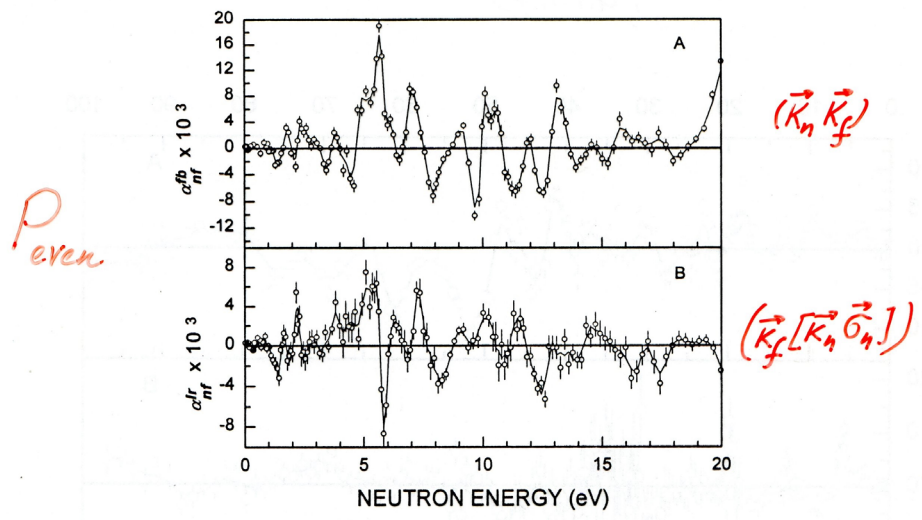
1.Копач Ю.Н., Попов А.Б., Фурман В.И., Алфименков В.П., Ласонь Л., Пикельнер Л.Б., Гонин Н.Н., Козловский Л.К., Тамбовцев Д.И., Гагарский А.М., Петров Г.А., Соколов В.Е. Деление тяжелых ядер резонансными нейтронами. //ЭЧАЯ, 2001, Т. 32, С. 204.



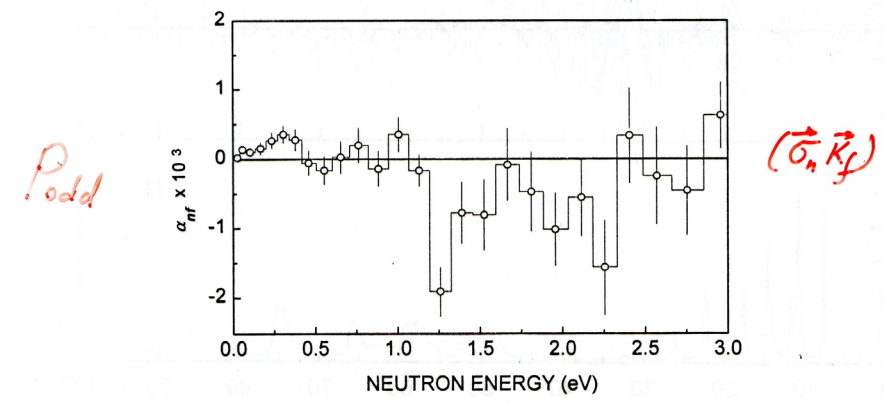
$$\langle \Gamma_f^{JPK} \rangle / \langle \Gamma_f \rangle \approx 1/3$$

S-wave - p-wave interference  
Dubna-Gatchina-Kodz - collaboration.

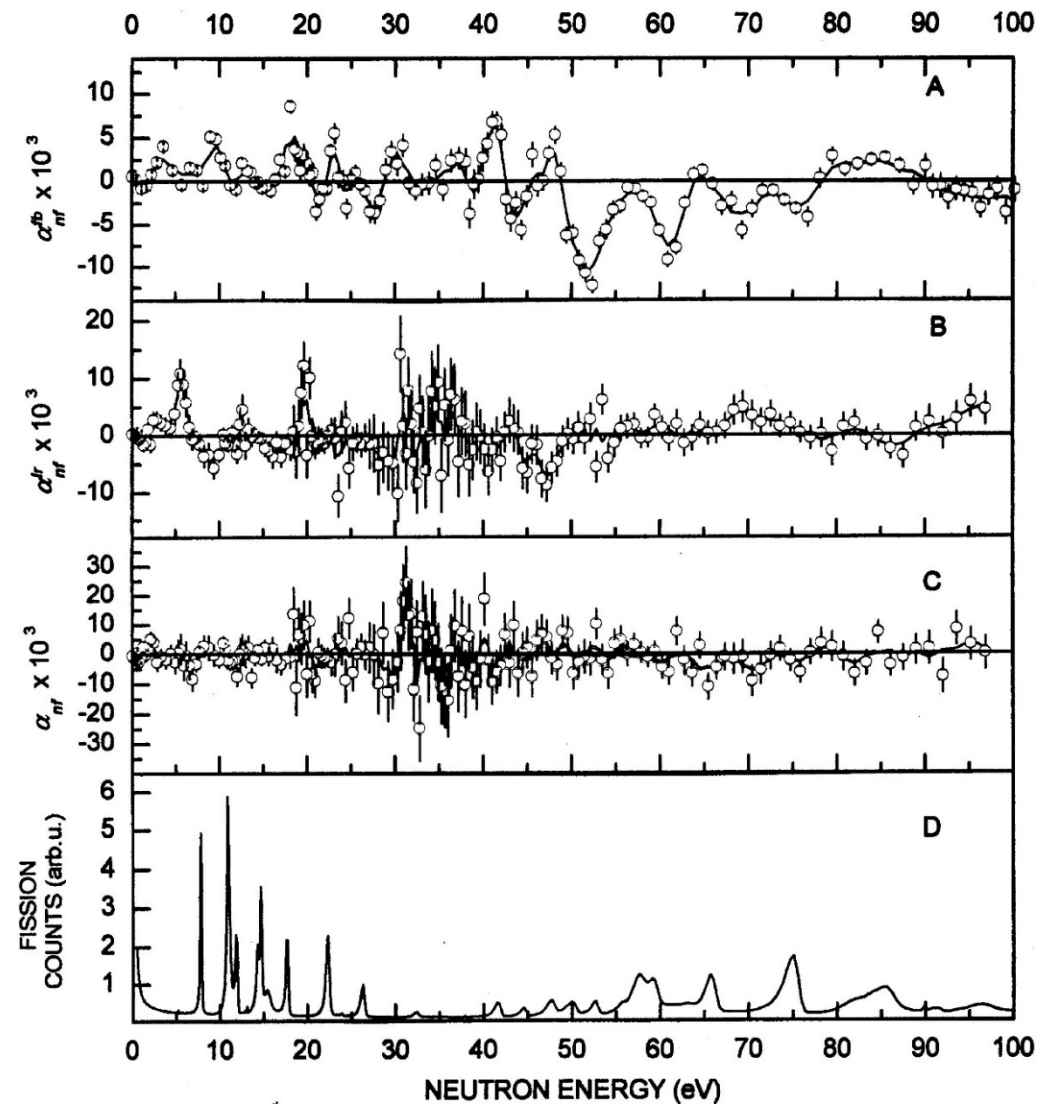
$^{239}\text{Pu}(n,f)$



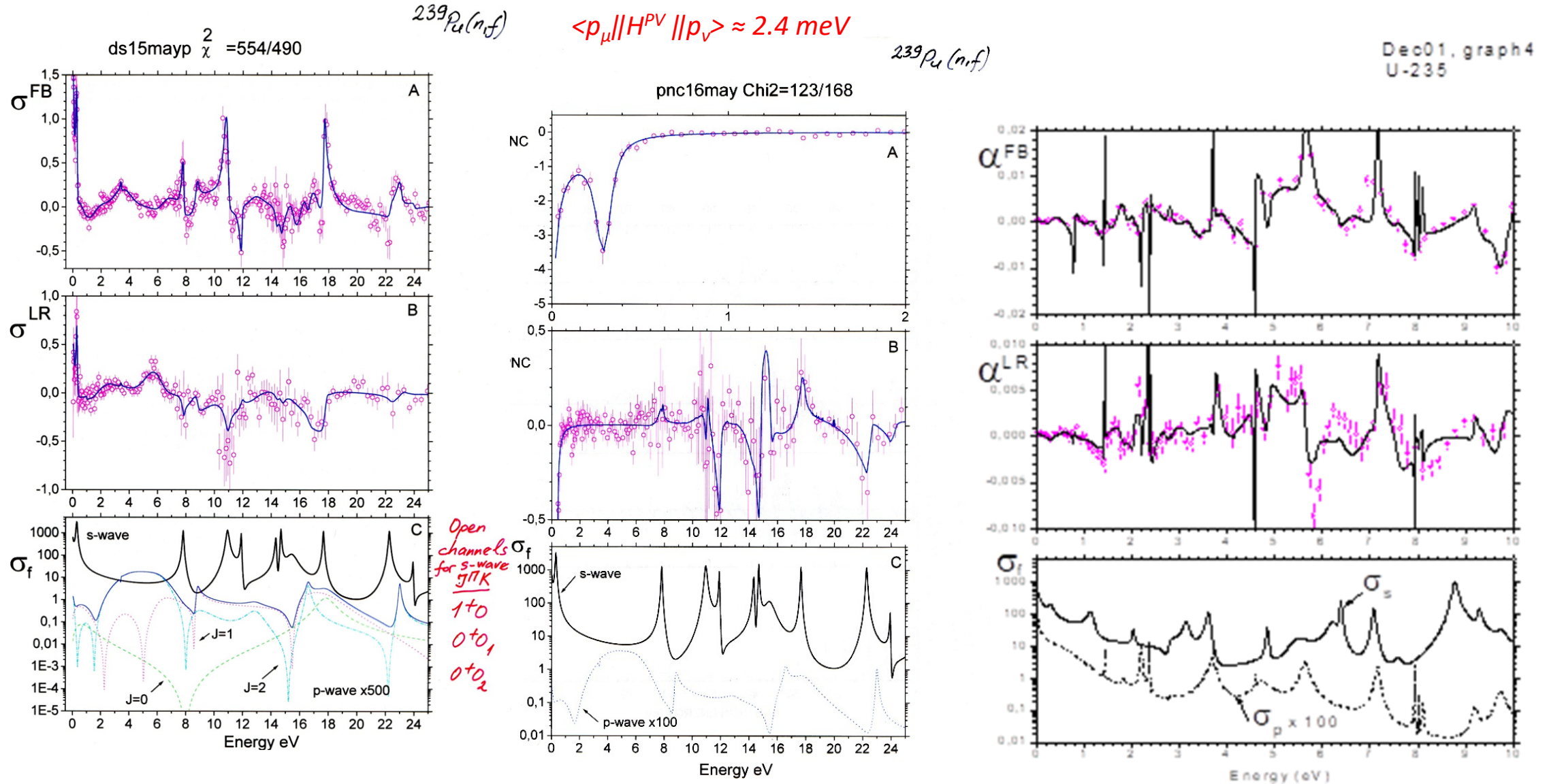
Parity conserving forward-backward (A) and left-right interference effects (B) of fission fragment emission in neutron induced fission of  $^{235}\text{U}$



Parity violating interference effect of fission fragment emission in neutron induced fission of  $^{235}\text{U}$



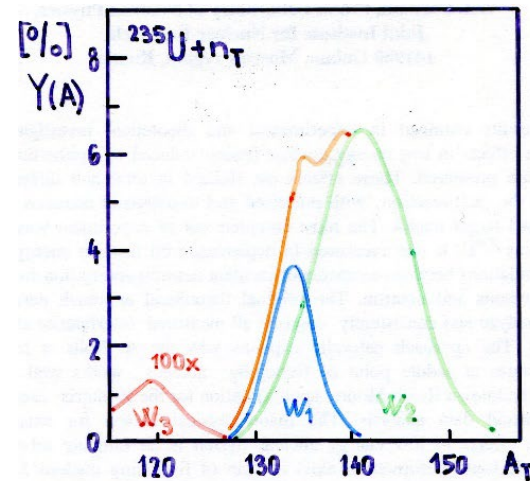
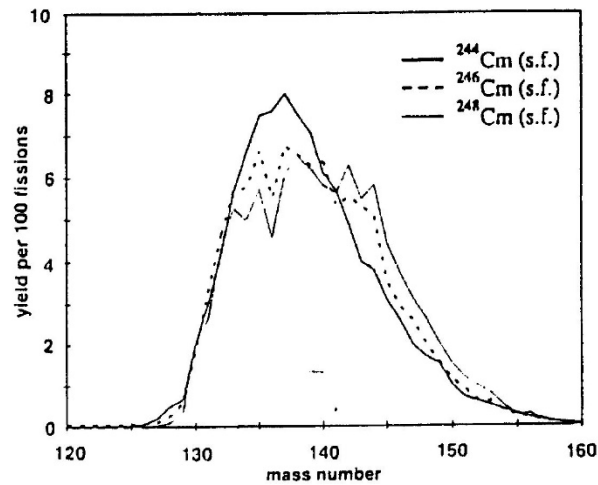
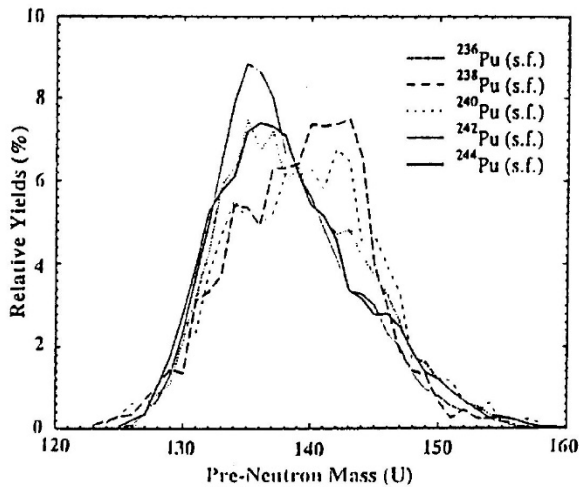
# P-четные и P-нечетные угловые корреляции продуктов ядерного деления



1. Gagarski A.M., Guseva I.S., Krasnoschokova I.A., A.M., Petrov G.A., Petrova V.L., Petukhov A.K., Pleva Yu.S., Sokolov V.E., Soloviev S.M., Alfimenkov V.P., Bazhanov N., Chernikov A.N., Furman W.I., Lason L., Mareev Yu.D., Novitski V.V., Pukelner L.B., Pikelner T.L., Popov A.B., Tsulaya M.I., Barabanov A.L. Investigations of parity violation and interference effects in fission of  $^{239}\text{Pu}$  induced resonance neutrons. // Proc. ISINN-10, Dubna, 2002, P. 184.

Barabanov A., Furman W., Popov A. // Astrophysics, Symmetries and Applied Physics at Spallation neutron Sources, World Scientific, 2002, P. 185

# P-четные и P-нечетные угловые корреляции продуктов ядерного деления



$$Y_{\lambda}(A) = \sum_m W_{m\lambda} F_m(A)$$

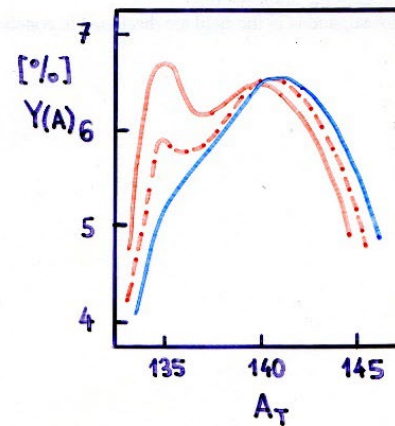
Figure 1. Mass yields in SF of Pu-isotopes  
Courtesy L. Dematte.

Figure 2. Mass yields in SF of Cm isotopes.

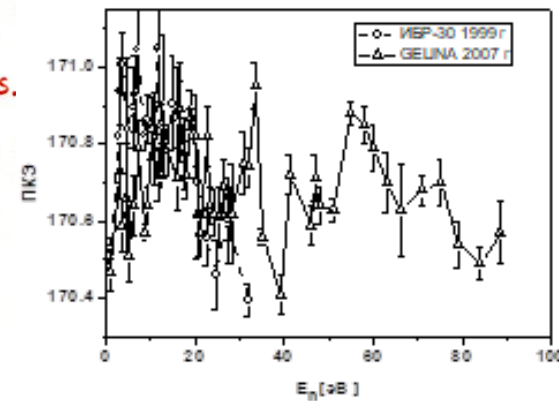
$$X_{\nu f}^{JM}(\omega, \beta, \tau) = \sum_{\Pi} \sum_{K>0} a_{\nu f}^{JK} \Psi_f^{JPKM}(\omega, \beta, \tau)$$

$$\Psi_f^{JPKM}(\omega, \beta, \tau) = i^{\frac{1-\Pi}{2}} \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} (D_{MK}^J(\omega) \Phi_K(\beta_f, \tau) + \Pi (-1)^{J+K} D_{M-K}^J(\omega) \Phi_{-K}(\beta_f, \tau))$$

$$\Phi_K(\beta_f, \tau) = \sum_m \alpha_m^K(\beta_f) \Phi_m^K(\beta_f, \tau)$$



$^{235}\text{U} + n_{\text{RES.}}$



Гундорин Н.А., Дука-Зойоми Аю, Климан Я., Фурман .И. Р3-87-718, Дубна 1987; Атомная энергия, т.64, в. 6,1988

1. Hamsch F.-J., Knitter H.-H., Budtz-Jorgensen C. and Theobald J.P. Fission mode fluctuation in the resonances of  $^{235}\text{U}(n,f)$  // Nuclear Physics A. 1989, V. 491, P. 56 – 90.

1. Furman W. and Kliman J. Fluctuation of fission characteristics and the structure of fission channels // Proc.17<sup>th</sup> Int. Symp. on Nucl. Phys. Eds. D. Seeliger and H.Kalka, ZfK, Dresden, 1988, P. 142.

Barabanov A.L. and W.I.Furman W.I. Formal theory of neutron induced fission // Z.Phys. A. 1997, V. 357, P. 411.

Юбилейный семинар-65 лет ЛНФ, 28.11.2022

1. Zeinalov Sh.S., Florek M., Furman W.I., Kriachkov V.A., Zamyatin Yu.S. Neutron Energy Dependence of Fission Fragment Mass & TKE Distributions of  $^{235}\text{U}(n,f)$ - Reaction Below 10 eV // in Proc. of 4-th Int. Conf. Dynamical Aspects of Nucl. Fission, Casta-Papiernicka, Slovak Republic, - ed. J. Kliman - World Scientific, Singapore, 2000, P. 417-423.

# P-четные и P-нечетные угловые корреляции продуктов ядерного деления

Экспериментальное наблюдение P-четных и P-нечетных угловых корреляций осколков феноменологически подтверждает, что процесс деления с хорошей точностью носит адиабатический характер, то есть, что внутренняя волновая функция делящегося ядра, несущая только квантовое число  $K$ , определена в каждой точке траектории движения в пространстве деформаций. При этом коллективная часть волновой функции переходного состояния  $\Psi_f^{J\pi KM}(\Omega_f, \{\chi\}, \{\beta\})$  описывает ориентацию спина и оси деформации делящегося ядра.

$$\Psi_f^{J\pi KM}(\omega, \beta, \tau) = i^{\frac{1-\pi}{2}} \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} (D_{MK}^J(\omega)\Phi_K(\beta_f, \tau) + \pi(-1)^{J+K} D_{M-K}^J(\omega)\Phi_{-K}(\beta_f, \tau))$$

Она является носителем оболочечной структуры делящегося ядра, определяющей дискретное «меню» предразрывных конфигураций (мод деления), а также основные характеристики соответствующих барьеров деления.

$$\Phi_K(\beta_f, \tau) = \sum_m \alpha_m^K(\beta_f)\Phi_m^K(\beta_f, \tau)$$

$$\frac{d\sigma^{c_f}}{d\Omega_f} = \pi\hat{\lambda}^2 \sum_{JJ} (g_J g_J)^{1/2} \sum_{l'lj} \sum_Q \Phi_{l'ljJJ}^Q(\mathbf{n}_f, \mathbf{n}_k, \mathbf{n}_l, \mathbf{n}_s) B_Q^{c_f}(l'j'lj; JJ), \quad (19)$$

где  $l$  и  $j$  орбитальный момент и полный спин входного нейтронного канала.

Кинематический фактор  $\Phi^Q$  зависит только от относительной ориентации единичных векторов  $\mathbf{n}_k$ ,  $\mathbf{n}_s$ ,  $\mathbf{n}_l$  и  $\mathbf{n}_f$ , определяемой условиями эксперимента

Однако дифференциальное сечение (19) является практически ненаблюдаемым. В эксперименте имеет место суммирование по каналам  $c_f$

Сохранение при таком суммировании интерференционных членов в дифференциальном сечении, определяющих наблюдаемые угловые корреляции продуктов деления, связано со структурой и свойствами симметрии волновой функции переходного состояния, которая имеет вид обобщенной функции коллективной модели ядра  $\Psi_f^{J\pi KM}(\Omega_f, \{\chi\}, \{\beta\})$  с квантовыми числами  $J\pi KM$  и параметрами, фиксирующими положение  $\{\beta\}$  делящейся системы в конфигурационном пространстве деформаций. Эта функция описывает возможные «траектории движения» делящегося ядра в таком пространстве вплоть до разрыва на осколки. Она является носителем оболочечной структуры делящегося ядра, определяющей дискретное «меню» предразрывных конфигураций (мод деления), а также основные характеристики соответствующих барьеров деления.

Амплитуда функции  $\Psi_f^{J\pi KM}(\Omega_f, \{\chi\}, \{\beta\})$  при  $\{\beta\} = \{\beta\}_{\text{ground}}$ , соответствующей деформации компаунд-ядра после захвата нейтрона, определяется весом  $a_\lambda^{J\pi K}$  компоненты с данным  $K$  в волновой функции

$$X_\lambda^{J\pi M}(\{\chi\}) = \sum_K a_\lambda^{J\pi K} \Phi_\lambda^{J\pi KM}(\{\chi\}) \quad (20)$$

нейтронного резонанса  $\lambda$ .

суммирование в формуле (19) по всем необходимым по условиям эксперимента каналам  $c_f$ . В результате «наблюдаемое» дифференциальное сечение сохраняет прежнюю структуру только фактор  $B_Q^{c_f}$  выражается теперь через элементы приведенной многоуровневой  $S$ -матрицы  $S_j(l, j \rightarrow K\pi f)$ , определенной для эффективного канала  $J\pi K$ . Приведенная  $S$ -матрица включает делительные амплитуды нейтронных резонансов, просуммированные по состояниям осколков  $\gamma_{\lambda f}^{J\pi K}$ , которые пропорциональны величинам  $a_\lambda^{J\pi K}$ , что, как отмечено выше, обеспечивает сильную флюктуацию парциальных делительных ширин.

# *P-четные и P-нечетные угловые корреляции продуктов ядерного деления*

Экспериментальное наблюдение P-четных и P-нечетных угловых корреляций осколков феноменологически подтверждает, что процесс деления с хорошей точностью носит адиабатический характер, то есть, что внутренняя волновая функция делящегося ядра, несущая только квантовое число  $K$ , определена в каждой точке траектории движения в пространстве деформаций

сохранение указанных корреляций при экспериментальном «суммировании» по многочисленным бинарным каналам осколков дает четкие ограничения на свойства симметрии функции  $\Psi_f^{J\pi KM}(\Omega_f, \{\chi\}, \{\beta\})$  и, соответственно, на характеристики двугорбого барьера деления. В частности, для мод асимметричного деления предразрывная форма ядра должна быть грушевидной. В силу сказанного барьеры деления должны характеризоваться квантовыми числами  $J^\pi K$ , а также числами сигнатур  $s$  и  $r$  для барьеров с  $K = 0$ . Очевидно, что делящееся ядро сохраняет осевую симметрию на всем пути в пространстве деформации вплоть до разрыва.

Многомодальное, в том числе и асимметричное деление является эффектом оболочечной структуры делящегося ядра

1. *Strutinsky V.M.* Shell effects in nuclear masses and deformations energies// Nucl.Phys. A. 1967, V. 95, P. 420-442; *ibid.* “Shells” in deformed nuclei // Nucl.Phys. A, 1968, V.122, P. 1-30
1. *Brosa U., Grossmann S. and Müller A.* Nuclear scission // Phys. Rep. 1990, V. 197, No. 4, P. 167.

# P-четные и P-нечетные угловые корреляции продуктов ядерного деления

формула ROT-эффекта для гамма-квантов из осколков бинарного деления:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma} = \sum_{Q,\Lambda,H} \tau_{Q0}(J) B(Q, \Lambda, H) \Phi_{MQ}^H(n_\gamma, n_{LF}, n_J) \quad (17)$$

где  $n_\gamma, n_{LF}, n_J$  суть единичные вектора вылета гамма-кванта, легкого фрагмента деления и направления поляризации спина  $J$ ,  $\tau_{Q0}(J)$  – спин-тензор ориентации спина делящегося ядра. При этом  $\tau_{00}(J) = 1$  и  $\tau_{10}(J) = p(J) \sqrt{J/(J+1)}$ , где  $p(J)$  – поляризация компаунд-ядра после захвата поляризованного нейтрона ядром-мишенью. Фактор  $B(Q, \Lambda, H)$ , несущий всю динамику реакции, содержит билинейные комбинации амплитуд деления, ведущего к выходным состояниям двух осколков.

Член в формуле (17) с параметрами  $Q = 1, \Lambda = H = 2$  описывает пяти-векторную T-нечетную угловую корреляцию

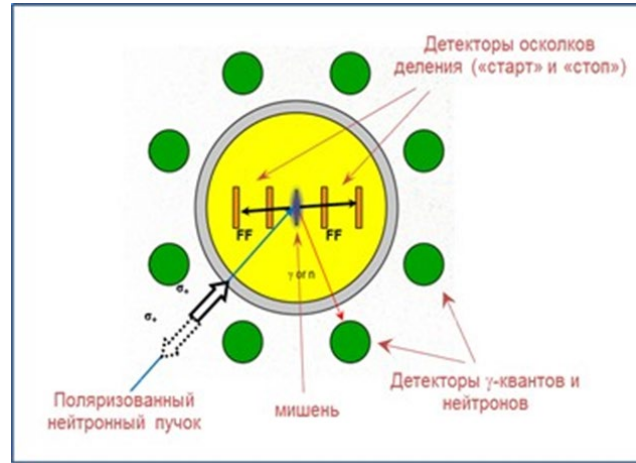
$$\Phi_{21}^2(n_\gamma, n_{LF}, n_J) \sim (n_\gamma [n_J \times n_{LF}])(n_\gamma n_{LF}), \quad (18)$$

соответствующую ROT-эффекту.

Нетривиальным является то обстоятельство, что фактор  $B(Q, \Lambda, H)$  содержит произведение трех коэффициентов Клебша-Гордана  $C_{Hh\Lambda 0}^{Qh} C_{JK'Qh}^{JK'} C_{FK'h}^{F'F}$ , где  $F$  и  $F'$  полные спины выходного канала деления, а  $K$  и  $K'$  – их проекции на ось  $n_J$  разлета осколков. При суммировании по всем бинарным каналам деления можно было бы предположить, что интерференционные члены с  $K \neq K'$  должны занулиться. Однако, если  $K = K'$ , то  $h = 0$  и тогда  $C_{H0\Lambda 0}^{Q0} = 0$  при  $Q = 1, \Lambda = H = 2$ . Таким образом, экспериментальное наблюдение малой ( $\sim 10^{-4}$ ) 5-векторной угловой корреляции в бинарном делении является доказательством небольшого смешивания по  $K$  в выходных каналах деления. Это количественно определяет меру нарушения квантового числа спиральности  $\tilde{K}$  в точке разрыва делящегося ядра, вызванного малым (но ненулевым) центробежным барьером для осколков деления. Это также является мерой точности совпадения проекции  $K$  спина  $J$  делящегося ядра и квантового числа спиральности  $K \approx \tilde{K}$ , характеризующего эффективный канал деления  $J^\pi \tilde{K}$ . Таким образом, подтверждается правомерность описания [14-16] эффективных каналов деления О. Бора на основе представления спиральности, впервые введенного в описание деления Струтинским

Barabanov A.L. and Furman W.I. Fission via compound states and ЛК А. Bohr's channels: what we can learn from recent studies with slow neutrons // European Physical Journal Web of Conference, 2012, V.21, P. 08002

1. Струтинский В.М. Об угловом распределении осколков деления // ЖЭТФ 1956, Т. 30, С. 606.



Продукты деления	Угол с осью деления, град	<sup>233</sup> U	<sup>235</sup> U
γ-кванты	22,5	+2,8 ± 1,7	-12,9 ± 2,4
γ-кванты	45	+6,3 ± 1,6	-16,6 ± 1,6
γ-кванты	67,5	+6,8 ± 2,4	-20,0 ± 1,8
нейтроны	22,5	+4,8 ± 1,6	-21,2 ± 2,5

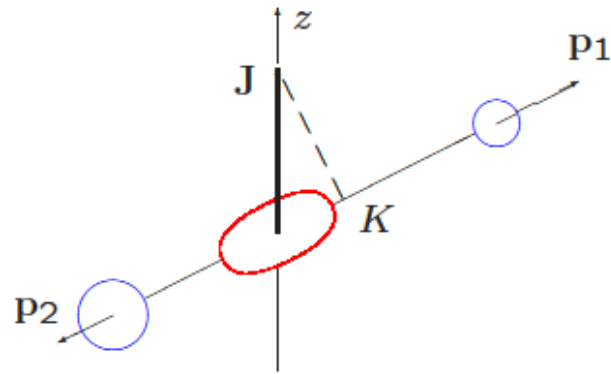
1. Данилян Г.В., Кленке Й., Копач Ю.Н., Крахотин В.А., Новицкий В.В., Павлов В.С., Шаталов П.Б. Эффекты вращения делящегося ядра в угловых распределениях мгновенных нейтронов и гамма-квантов деления ядер <sup>233</sup>U и <sup>235</sup>U поляризованными нейтронами // ЯФ 2014, Т. 77, С. 715.



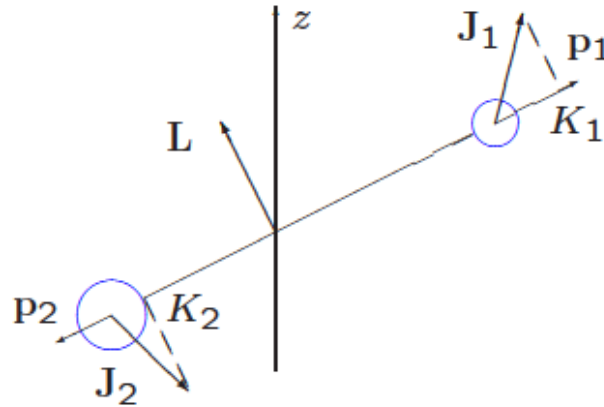
*Thanks for  
your  
attention*



# How to describe $(n,f)$ reaction consistently?



A. Bohr, in *Proc. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1955*



V.M. Strutinsky, *ZhETF* **30**, 606 (1956)

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &\rightarrow \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 + \mathbf{L} \\ \mathbf{K} &\rightarrow \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 \end{aligned}$$