

621.039.5

В 74

ISSN 0205-4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР  
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ФГУП “РФЯЦ - ВНИИЭФ”

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

**Физика**

**ядерных реакторов**

ВЫПУСК

**2006**

**2**

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"  
ФГУП "РФЯЦ - ВНИИЭФ"

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Физ 08124

РОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЦЕНТР  
"КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"  
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ СЕРИЯ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 2

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ  
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

#### Редакционная коллегия серии:

А. Ю. Гагаринский (главный редактор),  
С. М. Зарицкий (зам. главного редактора),  
В. Ф. Колесов, С. Д. Малкин, Т. П. Федосеева (отв. секретарь)

#### Редакционная коллегия выпуска:

В. Ф. Колесов (главный редактор), Е. В. Куличкова (отв. секретарь),  
А. М. Воинов (зам. главного редактора), М. И. Кувшинов,  
И. С. Погребов, В. М. Талызин, В. А. Терехин, В. И. Юферев

В настоящем выпуске опубликованы доклады, зачитанные на 56-й Международной конференции по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, проходившей с 4 по 8 сентября 2006 года в г. Сарове в РФЯЦ-ВНИИЭФ в соответствии с планом международного научно-технического сотрудничества Росатома. Конференция посвящена 60-летию РФЯЦ-ВНИИЭФ. В ней приняли участие ученые из дальнего и ближнего зарубежья и из ведущих научных центров России. На 4 пленарных и 12 секционных заседаниях были заслушаны 147 докладов. На конференции работало 5 секций по следующим направлениям:

1. Теория ядерных реакций.
2. Теория ядра и фундаментальные взаимодействия в ядрах.
3. Экспериментальные исследования свойств ядер.
4. Экспериментальные исследования механизмов ядерных реакций.
5. Техника и методика эксперимента и приложения ядерно-физических методов.

В данном выпуске опубликовано 13 докладов и одна статья. Часть докладов будет опубликована в журнале "Известия РАН. Серия. Физическая". 2007. № 3, 5, 11.

In the present issue there is published a part of materials of the 56-st International Conference on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, held on September 4–8, 2006 in Sarov, at RFNC-VNIIEF, in accordance with the plan of international scientific and technical cooperation of Rosatom. The conference is devoted to the sixtieth anniversary of RFNC-VNIIEF. In the conference there took part scientists from different countries, as well as from different leading scientific centers of Russia (universities, institutes of RAS and Rosatom). At 4 plenary and 12 sectional sessions 147 reports were presented. At the Conference in compliance with the subjects five sections worked:

1. Nuclear reaction theory.
2. Nuclear theory and fundamental interactions.
3. Experimental studies of nuclear properties.
4. Experimental studies of nuclear reaction mechanisms.
5. Experimental methods and technique, and nuclear methods applications.

The present issue contains 13 reports and one article. Some reports are published in two issues of "Proceedings of RAS, Physical series". 2007. N 3, 5, 11.

К ВОПРОСУ О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ПРЕДПОЛАГАЕМОГО ИЗОМЕРА  $^{232m}\text{Pa}$ 

Э. Ф. Фомушкин, М. Ф. Андреев, С. Н. Абрамович

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Для изучения делительных характеристик протактиния-232 исследуемый изотоп нарабатывался в реакции  $^{232}\text{Th}(p, n)$  при энергии протонов  $E_p \approx 11,5$  МэВ. Количество ядер протактиния-232 в слое определялось методами  $\gamma$ -спектрометрии. При облучении слоя тепловыми и резонансными нейтронами в выходах осколков деления были обнаружены короткоживущие компоненты с периодом полураспада  $\sim 6$  ч. Вся совокупность экспериментальных данных может быть объяснена тем, что при бомбардировке тория-232 ускоренными протонами ядра протактиния-232 образуются в изомерном состоянии с периодом полураспада  $T_{1/2} \approx 2,3$  ч. Изомер  $^{232m}\text{Pa}$  примерно с одинаковой вероятностью распадается изомерным переходом в основное состояние  $^{232}\text{Pa}$  и в результате  $\alpha$ -распада в изотоп  $^{228}\text{Ac}$  ( $T_{1/2} = 6,15$  ч). По результатам анализа получена оценка сечения деления  $^{228}\text{Ac}$  тепловыми нейтронами.

ON THE PROBLEM OF ASSUMED  $^{232m}\text{Pa}$  ISOMER CHARACTERISTICS / E. F. FOMUSHKIN, M. F. ANDREEV, S. N. ABRAMOVICH // To study fission characteristics of protactinium-232 the isotope under investigation was built up in  $^{232}\text{Th}(p, n)$  reaction at proton energy  $E_p \approx 11.5$  MeV. The number of protactinium-232 nuclei in a layer was determined using a method of  $\gamma$ -spectrometry. At irradiating the layer by thermal and resonance neutrons there were found in the yields of fission fragments the short-lived components with a half-decay period of  $\sim 6$  hours. The entire totality of experimental data can be explained by the fact that at thorium-232 bombardment by accelerated protons the protactinium-232 nuclei are formed in the isomer state the half-decay period being  $T_{1/2} \approx 2.3$  hour. The isomer of  $^{232m}\text{Pa}$  is approximately with the similar probability decays by isomer transition to the basic state  $^{232}\text{Pa}$  and, as a result of  $\alpha$ -decay, to isotope  $^{228}\text{Ac}$  ( $T_{1/2} = 6.15$  hour). Basing on the results of analysis there was obtained an estimate of the cross-section value of  $^{228}\text{Ac}$  fission by thermal neutrons.

## Введение

В 1995–1996 гг. во ВНИИЭФ было проведено несколько серий измерения сечения деления тепловыми нейтронами и резонансного интеграла деления для нечетно-нечетного нуклида  $^{232}\text{Pa}$  ( $T_{1/2} = 1,31$  дн.). Мотивация этих исследований и методика экспериментов подробно описаны в работах [1, 2]. В процессе измерений слой протактиния-232 и слой урана-235, использовавшегося в качестве репера, облучались замедленными нейтронами. Осколки деления регистрировались электрическими трековыми детекторами. Результаты измерений, полученные в одной из серий, приведены на рис. 1, 2.

Достаточно долгое время обсуждался вопрос о природе короткоживущей компоненты ( $T_{1/2} \sim 6$  ч) во временной зависимости выхода осколков деления при облучении слоя протактиния-232 тепловыми и надкадмиевыми нейтронами. Обсуждались различные версии, был проведен дополнительный цикл измерений [3, 4]. В конце концов, было высказано предположение, что короткоживущая компонента обусловлена делением нейтронами нечетно-нечетного ядра  $^{228}\text{Ac}$  ( $Z = 89$ ,  $N = 139$ ,  $T_{1/2} = 6,15$  ч).

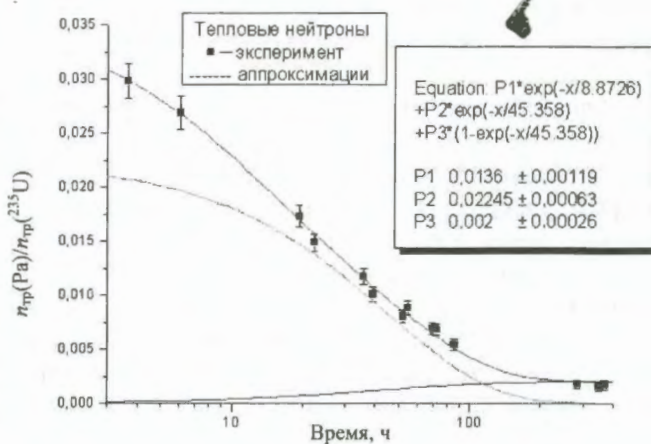


Рис. 1. Временное распределение выхода осколков деления из слоя протактиния при облучении тепловыми нейтронами

Следует отметить, что изотоп  $^{228}\text{Ac}$  является дочерним продуктом распада  $^{232}\text{Th}$  и в любом ториевом образце находится в равновесии с торием. То есть при выделении протактиния из облученной ториевой мишени какое-то количество ядер  $^{228}\text{Ac}$  может попасть в протактиниевую мишень. Однако из-за колоссальной разницы в периодах полураспада  $^{228}\text{Ac}$  и  $^{232}\text{Th}$  естественное содержание ядер актиния-228 в ториевых образ-

цах настолько ничтожно, что его влиянием на результаты большинства ядерно-физических исследований можно пренебречь.

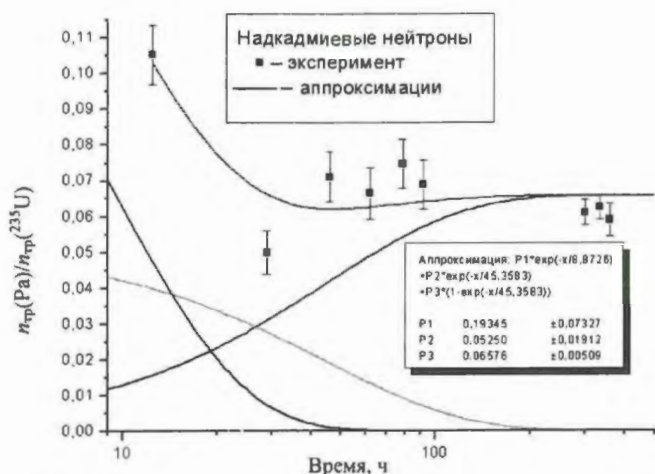


Рис. 2. Временное распределение выхода осколков деления из слоя протактиния при облучении надкадмиевыми нейтронами

Поэтому предположительный механизм генерации ядер  $^{228}\text{Ac}$  следующий: при облучении ядер  $^{232}\text{Th}$  протонами с энергией  $E_p \approx 11,5$  МэВ часть или все ядра протактиния-232 образуются в изомерном состоянии, в свою очередь эти ядра испытывают изомерный переход в основное состояние  $^{232}\text{Pa}$  и частично  $\alpha$ -распад с образованием ядер  $^{228}\text{Ac}$ . Затем ядра  $^{232}\text{Pa}$  в результате  $\beta$ -распада ( $T_{1/2} = 1,31$  дн.) переходят на уровни ядра  $^{232}\text{U}$ . При этом с вероятностью 71,7 % заселяется уровень  $2,2^-$  ( $E = 1016,8$  кэВ) ядра  $^{232}\text{U}$  [5, 6]. Этот уровень высвечивается на более низкие уровни с испусканием  $\gamma$ -квантов с энергией 969,2 кэВ (41 %), 453,6 кэВ (5,7 %) [5, 6] и др.

Ядра  $^{228}\text{Ac}$  в результате  $\beta$ -распада ( $T_{1/2} = 6,15$  ч) заселяют уровни ядра  $^{228}\text{Th}$ . Переход в основное состояние  $^{228}\text{Th}$  сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов, среди которых присутствует весьма значительная (16,2 %)  $\gamma$ -линия с энергией 968,971 кэВ [6].

Таким образом, свежизготовленный образец протактиния-232 может испускать группу  $\gamma$ -квантов с энергией, близкой к 969 кэВ, однако в зависимости от ядра, испускающего эти  $\gamma$ -кванты, скорость спада интенсивности квантов с этой энергией будет различной ( $T_{1/2} = 1,31$  дн., или 6,15 ч).

Особенностью проведения экспериментальных исследований с образцами достаточно короткоживущих нуклидов является тот факт, что в свежеприготовленном образце (слое) со временем происходит изменение элементного состава за счет естественной радиоактивности. Так, в слое протактиния-232 в разные моменты времени, в разных количествах могут находиться ядра изомера  $^{232m}\text{Pa}$  (по предположению), актиния-228, протактиния-232 и урана-232. В практике ядерно-физических измерений с использованием тепловых нейтронов присутствием в слое продуктов распада  $^{228}\text{Ac}$

и  $^{232}\text{U}$ , по-видимому, можно пренебречь.

В измерениях можно использовать следующую априорную (а priori) информацию:

– периоды полураспада (времена жизни) нуклидов, участвующих в процессе:

$$^{232}\text{Pa} - T_{1/2} = 1,31 \text{ дн. } (t = T_{1/2}/\ln 2 = 45,368 \text{ ч}),$$

$$^{228}\text{Ac} - T_{1/2} = 6,15 \text{ ч } (t = 8,87 \text{ ч});$$

– выходы  $\gamma$ -квантов при  $\beta$ -распаде  $^{232}\text{Pa}$  и  $^{228}\text{Ac}$  [5, 6];

– сечение деления тепловыми нейтронами и резонансный интеграл деления  $^{235}\text{U}$ , используемого в качестве эталона (репера):

$$\sigma_{f0} = 584,0 \text{ б, } I_f = 275 \text{ б } [7].$$

Используя данную информацию и результаты экспериментов, можно в принципе оценить следующие характеристики:

- сечения деления тепловыми нейтронами и резонансные интегралы деления для  $^{232}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{U}$  и  $^{228}\text{Ac}$ ;
- время жизни предполагаемого изомера  $^{232m}\text{Pa}$ ;
- энергию изомерного состояния ядра  $^{232m}\text{Pa}$ ;
- коэффициент ветвления, т. е. относительные доли распада изомерного состояния  $^{232m}\text{Pa}$  за счет изомерного перехода и  $\alpha$ -распада.

Методика измерения характеристик деления  $^{232}\text{Pa}$   $^{232}\text{U}$  рассмотрена в [1, 2], приведем лишь окончательные результаты:  $\sigma_f(^{232}\text{Pa}) = (1021 \pm 37)$  б,  $I_f(^{232}\text{Pa}) = (1066 \pm 375)$  б,  $\sigma_f(^{232}\text{U}) = (83,3 \pm 11,0)$  б,  $I_f(^{232}\text{U}) = (1194 \pm 102)$  б.

### Анализ временной зависимости выхода гамма-квантов

В одну из сессий исследования делительных характеристик  $^{232}\text{Pa}$  (апрель 1996 г.) на перезарядном электростатическом ускорителе ЭП-10 было проведено облучение пластинки из тория-232 протонами с энергией  $E_p \approx 11,5$  МэВ. Затем без выделения накопившегося протактиния-232 было проведено измерение выхода отдельных линий  $\gamma$ -квантов из облученного образца тория. Основной целью этих измерений была оценка количества накопленного протактиния-232 и подтверждение, что скорость спада интенсивности данных  $\gamma$ -линий соответствует периоду полураспада протактиния-232.

В гамма-спектрометре использовался HPGe-детектор с энергетическим разрешением  $\Delta E_\gamma \approx 1,7-1,8$  кэВ при  $E_\gamma \leq 1,5$  МэВ. Время облучения ториевой мишени составило 2,5 ч, затем через 5,5 ч были начаты  $\gamma$ -спектрометрические исследования. За интервал времени 5,95–76,43 ч после окончания облучения было зарегистрировано 10  $\gamma$ -спектров.

К сожалению, тогда (в 1996 г.) анализ выхода отдельных  $\gamma$ -линий для малых интервалов времени после окончания облучения был выполнен недостаточно тщательно. Предполагалось, что подтверждением наличия временного спада с  $T_{1/2} = 1,31$  дн. ценность полученной

информации исчерпывалась. Более того, записи  $\gamma$ -спектров на магнитных носителях были стерты. В настоящее время (2005 г.) мы обладаем только информацией об интенсивности четырех  $\gamma$ -линий в десяти точках по времени после окончания облучения (см. выше).

При обработке данных для настоящей работы использовались в основном данные по  $\gamma$ -линиям с  $E_\gamma = 453,6$  кэВ и  $E_\gamma \approx 969$  кэВ. Как уже отмечалось, в линии с  $E_\gamma \approx 969$  кэВ дают вклад  $^{232}\text{Pa}$  и  $^{228}\text{Ac}$ .

На рис. 3 приведены временные зависимости выхода  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 453,6$  кэВ и  $E_\gamma \approx 969$  кэВ. Даже без тщательного компьютерного анализа видно, что формирование источника испускания линии 453,6 кэВ идет как минимум в два этапа: наработка (возрастающая часть кривой) и распад (ниспадающая часть кривой). По нашему мнению, уже этот факт является серьезным аргументом в пользу гипотезы о генерации и последующем распаде изомерного состояния  $^{232m}\text{Pa}$  при бомбардировке тория-232 ускоренными протонами. Для линий с  $E_\gamma \approx 969$  кэВ характер временной зависимости не столь очевиден.

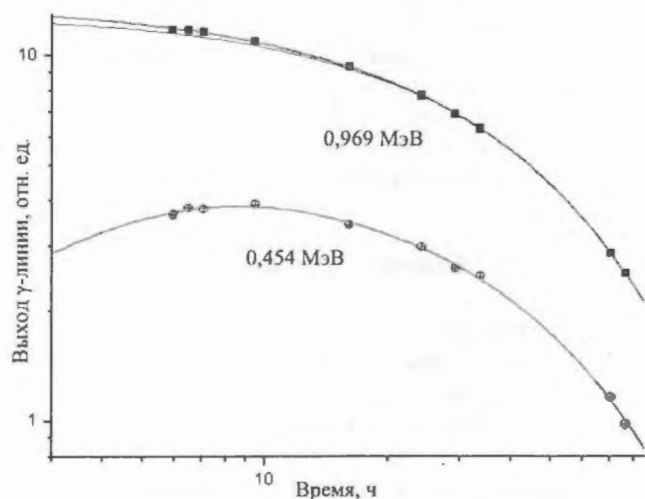


Рис. 3. Временные зависимости выхода  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 453,6$  кэВ и  $E_\gamma \approx 969$  кэВ из ториевой мишени, облученной ускоренными протонами

Для анализа экспериментальных данных по выходам  $\gamma$ -линий использовался пакет программ ORIGIN v.7.0. В рамках гипотезы о существовании изомера  $^{232m}\text{Pa}$  естественно было предположить, что при бомбардировке тория-232 протонами ядра протактиния-232 образуются в двух состояниях – изомерном ( $^{232m}\text{Pa}$ ) и основном ( $^{232}\text{Pa}$ ). Поэтому вначале для аппроксимации временной зависимости выхода  $\gamma$ -линии 453,6 кэВ использовалась функция

$$Y_1(t) = (P3 + P2 (1 - \exp(-t/P1))) \exp(-t/45,368), \quad (1)$$

где  $t$  – время;  $P1$  – время жизни изомерного состояния;  $P2$  – параметр, определяющий выход протактиния-232 в изомерном состоянии;  $P3$  – параметр, определяющий выход протактиния-232 в основном состоянии.

Использование функции (1) для анализа зависимости выхода  $\gamma$ -линии 453,6 кэВ неизменно (даже при вариации параметров  $P1$  и  $P2$ ) давало отрицательное значение параметра  $P3$ , что физически бессмысленно. Отсюда вывод – при бомбардировке тория-232 протонами с энергией  $\approx 11,5$  МэВ ядра протактиния-232 образуются преимущественно в изомерном состоянии ( $^{232m}\text{Pa}$ ).

В дальнейшем для анализа данной временной зависимости использовалась функция

$$Y_2(t) = P2 (1 - \exp(-t/P1)) \exp(-t/45,368), \quad (2)$$

обозначения те же, что в (1).

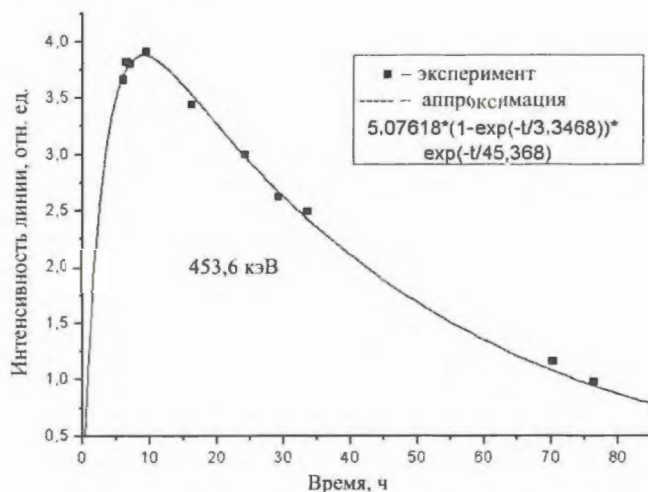


Рис. 4. Анализ временной зависимости выхода  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 453,6$  кэВ

Были получены следующие значения параметров:

$$P1 = (3,347 \pm 0,145) \text{ ч};$$

$$P2 = 5,076 \pm 0,051.$$

Результаты анализа данных по выходу линии 453,6 кэВ приведены на рис. 4.

Таким образом, время жизни изомерного состояния  $^{232m}\text{Pa}$  по нашим измерениям составляет  $(3,35 \pm 0,15)$  ч, соответственно – период полураспада  $T_{1/2} = (2,32 \pm 0,10)$  ч; это значение использовалось в дальнейших расчетах.

Как уже отмечалось,  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_\gamma \approx 969$  кэВ испускаются как при  $\beta$ -распаде  $^{232}\text{Pa}$ , так и при  $\beta$ -распаде  $^{228}\text{Ac}$ . Поэтому временная зависимость выхода таких  $\gamma$ -квантов, обусловленная  $\beta$ -распадом  $^{232}\text{Pa}$ , должна быть такой же, как у  $\gamma$ -линии 453,6 кэВ. Для  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \approx 969$  кэВ, испускаемых при  $\beta$ -распаде  $^{228}\text{Ac}$ , ситуация несколько другая. Накопление  $^{228}\text{Ac}$  происходит за счет распада изомера  $^{232m}\text{Pa}$ , а спадающая часть кривой выхода этих  $\gamma$ -квантов –  $\beta$ -распадом  $^{228}\text{Ac}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 6,15$  ч (время жизни  $t = 8,87$  ч). Поэтому для анализа временной зависимости выхода  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \approx 969$  кэВ использовалась функция

$$Y_3(t) = (P1 \cdot \exp(-t/45,368) + P2 \cdot \exp(-t/8,87) (1 - \exp(-t/3,3466))), \quad (3)$$

где  $P1$  – параметр, пропорциональный вероятности изомерного перехода  $^{232m}\text{Pa} \rightarrow ^{232}\text{Pa}$  и вероятности испускания  $\gamma$ -линии 969,2 кэВ (41 %);  $P2$  – параметр, пропорциональный вероятности  $\alpha$ -распада  $^{232m}\text{Pa} \rightarrow ^{228}\text{Ac}$  и вероятности испускания  $\gamma$ -линии 968,971 кэВ (16,2 %).

Были получены следующие значения параметров:

$$P1 = 12,6096 \pm 0,2835;$$

$$P2 = 5,4432 \pm 0,6741.$$

Результаты аппроксимации приведены на рис. 5. Отсюда отношение вероятности  $\alpha$ -распада изомера  $^{232m}\text{Pa}$  к вероятности изомерного перехода составляет  $1,09 \pm 0,11$ . Таким образом, схему распада изомера  $^{232m}\text{Pa}$  можно представить в виде

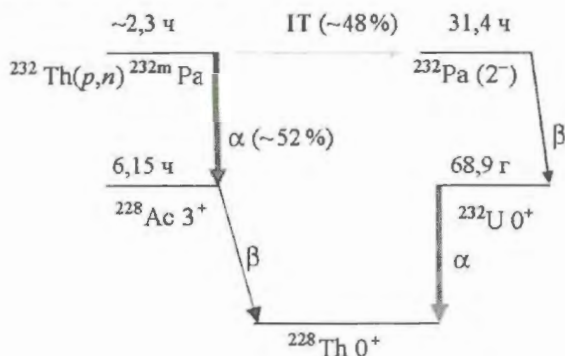


Рис. 5. Схема формирования и распада  $^{232m}\text{Pa}$

Следует отметить, что на рис. 3 и 4 погрешности эксперимента не приведены, в большинстве случаев они малы. Однако при вычислении параметров аппроксимации эти погрешности, безусловно, учитывались.

### Оценка делительных характеристик $^{228}\text{Ac}$

Анализ выхода отдельных  $\gamma$ -линий из ториевой мишени, облученной ускоренными протонами, позволил определить относительное содержание ядер  $^{232}\text{Pa}$  и  $^{228}\text{Ac}$  в данной мишени. Эти результаты, в свою очередь, дают возможность оценить делительные характеристики  $^{228}\text{Ac}$ , используя данные по выходу осколков деления из свежизготовленного слоя протактиния-232 [1, 2] (см. рис. 1, 2).

Если предположить, что к началу цикла измерений делительных характеристик протактиния-232 количество ядер  $^{228}\text{Ac}$  и  $^{232}\text{Pa}$  в изготовленном слое примерно одинаковое:  $N_{\text{яд}}(^{228}\text{Ac})/N_{\text{яд}}(^{232}\text{Pa}) \approx 1,1$  (см. выше), то, зная относительные вклады в выходы осколков деления компонентов с  $T_{1/2} = 6,15$  ч ( $^{228}\text{Ac}$ ) и  $T_{1/2} = 31,4$  ч ( $^{232}\text{Pa}$ ), можно оценить сечение деления тепловыми нейтронами и резонансный интеграл деления для  $^{228}\text{Ac}$

$$\sigma_{f0}(^{228}\text{Ac}) = 520 \pm 100 \text{ б};$$

$$I_f(^{228}\text{Ac}) = 3400 \pm 1500 \text{ б}.$$

Следует отметить, что приведенное значение сечения является нижней границей реального значения  $\sigma_{f0}(^{228}\text{Ac})$ . Дело в том, что в процессе изготовления слоя протактиния-232 пластинка из тория-232 облучалась протонами в течение  $\sim 24$  ч и некоторая часть ядер

$^{228}\text{Ac}$  к началу облучения слоя тепловыми нейтронами распалась. То же самое можно сказать о приведенном значении резонансного интеграла  $I_f(^{228}\text{Ac})$ .

В любом случае можно утверждать, что ядра  $^{228}\text{Ac}$  при взаимодействии с тепловыми нейтронами с большой вероятностью испытывают надбарьерное деление. По-видимому,  $^{228}\text{Ac}$  – самый легкий из исследованных относительно долгоживущих нуклидов, обладающий этим свойством.

### Заключение

В результате анализа ранее полученных экспериментальных данных гипотеза о существовании изомерного состояния ядра  $^{232m}\text{Pa}$  получила весомое подтверждение.

Измерено время жизни этого состояния, определены каналы распада. Однако для установления недостающих параметров данного изомерного состояния – энергии и квантовых характеристик – требуются дополнительные целенаправленные исследования. В процессе этих исследований приведенные выше количественные характеристики, по-видимому, будут уточнены.

Для надежной оценки делительных характеристик актиния-228 также необходимы дополнительные измерения. Достаточное количество атомов актиния-228, по-видимому, наиболее реально выделить из раствора солей тория-232 радиохимическими методами.

### Список литературы

1. Fomushkin E. F., Abramovich S. N., Andreev M. F. et al. Proc. of the Second Intern. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, June 3–7, 1996, Kalmar, Sweden, p. 645–651.
2. Фомушкин Э. Ф., Абрамович С. Н., Андреев М. Ф. и др. Измерения нейтронных сечений короткоживущих нечетно-нечетных актинидов. – Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров, 2005, вып. 9, с. 90–99.
3. Абрамович С. Н., Андреев М. Ф., Большаков Ю. М. и др. – Известия АН. Сер.: Физическая, 1998, т. 62, с. 62.
4. Fomushkin E. F., Abramovich S. N., Andreev M. F. Proc. of the Intern. Workshop on Fission Dynamics of Atomic Clusters and Nuclei, May 15–19, 2000, Luso, Portugal, p. 104–107.
5. Горбачев В. М., Замятин Ю. С., Лбов А. А. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. Справочник. Изд. 2. М.: Атомиздат, 1975, с. 45, 86, 143.
6. Firestone R. B., Baglin C. M., Chu S. Y. M. Table of Isotopes, Eight Edition, 1998 Update. Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California.
7. Shibata K., Nakagawa T., Asamiet T. et al. Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3-JENDL-3, JAERI 1319. – Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), 1990.

## TO THE DETERMINATION OF COULOMB ENERGY OF NUCLEAR SYSTEM IN THE SCISSION POINT AT THE FISSION

<sup>1</sup>A. V. Khugaev, <sup>1</sup>Yu. N. Koblik, <sup>2</sup>P. D. Ioannou, <sup>3</sup>E. S. Flitsiyan

<sup>1</sup> Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan

<sup>2</sup> University of Athens, Nuclear section, 15-771 Athens, Greece

<sup>3</sup> University of Central Florida, Department of Physics, Orlando, USA

**К ИССЛЕДОВАНИЮ КУЛОНОВСКОЙ ЭНЕРГИИ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ В ТОЧКЕ РАЗРЫВА ПРИ ДЕЛЕНИИ // А. В. КУГАЕВ, Ю. Н. КОБЛИК, П. Д. ИОАННОУ, Е. С. ФЛИЦИАН** / Рассматривается кулоновская энергия деформированных ядер в зависимости от формы и распределения ядерной материи. Для эллипсоидальной формы ядра и однородного распределения ядерной материи результат получен в простой аналитической форме, удобной для дальнейшего использования. Особое внимание уделено рассмотрению фермиевского распределения ядерной материи при различных формах ядра, отражающих некоторые различные типы коллективного движения. После этого была исследована кулоновская энергия продуктов деления в точке разрыва при реакциях бинарного деления в зависимости от их конфигурации, формы и распределения ядерной материи. Детально исследована зависимость параметров деформации ядер в точке разрыва от их полной кинетической энергии. Обсуждается влияние оболочечных эффектов на массовый выход продуктов деления.

**TO THE DETERMINATION OF COULOMB ENERGY OF NUCLEAR SYSTEM IN THE SCISSION POINT AT THE FISSION // A. V. KHUGAEV, Yu. N. KOBLIK, P. D. IOANNOU, E. S. FLITSIYAN** / In the presented paper the Coulomb energy of deformed nuclei in the dependence of the shape and nuclear matter density distribution is considered. For the ellipsoidal shape of the nucleus and homogeneous distribution of nuclear matter the result was obtained in the simple analytical form convenient for the further using. Separate attention was paid to the consideration of Fermi-like distribution of nuclear matter at the different shapes of the nucleus reflected some different kinds of collective motions. After these considerations was investigated the Coulomb energy for the fission products in the scission point at the binary fission reactions in the dependence of their configurations, shapes and nuclear matter distributions. Consideration of the dependence of the shape of nuclei deformation parameters in the scission point from their total kinetic energies was made in detail. In the end the influence of shell effects on the mass yield of fission products is discussed.

### 1. Introduction

In this paper we consider determination of the Coulomb energy of deformed nuclei in the dependence from their shape and nuclear matter distribution at the different assumptions including homogeneous and fermi-like distribution with some shell model corrections. The importance of the correct determination of Coulomb energy follows from the nuclear fission, where the dynamical picture of the fission depends from the competition between surface forces of the nucleus and Coulomb forces acting in the nucleus interior. At such kind of the physical picture it is very interesting and useful to estimate this dependence in the more quantitative and convenient at the numerical considerations ways what allows us to understand nuclear phenomenon in more details. Here we investigate dependence from the density distributions at the different fixed shape of the nucleus, dependence of the nucleus shape parameters at the constant nuclear density in the nucleus interior and the last one was included investigation of the Coulomb energy of the nucleus at the deviations of the nucleus shape and nuclear density distribution. The separate investigation was devoted to the calculation of the Coulomb energy of fission

fragments in the scission point at the nuclear fission in the assumption of their arbitrary shape and nuclear density distributions.

We start from the simple cases, having pure methodical interest and step-by-step complicate considering physical picture for the further more interesting and physically more acceptable cases.

### 2. The Coulomb energy of the nucleus. General consideration

#### 2.1. The Coulomb energy of nucleus at the fixed spherical form and different distribution of the nuclear matter

The simplest expression for the Coulomb energy we have at the consideration of nucleus as simple sphere with constant distribution of charge and nuclear matter in the nucleus interior in the frame of the liquid drop model (LD). This result is well known and gives us the following expression [1]:

$$E_{LD}^{Coul} = \frac{3}{5} \frac{e^2 Z^2}{r_0 A^{1/3}} g(shape), \quad (1)$$

where we take as in the [1] following notations:  $E_{LD}^{Coul}$  is the Coulomb energy of nucleus in the frame of liquid drop model,  $e$  – electron charge,  $Z$  and  $A$  are charge and mass numbers of the nucleus,  $g(shape)$  – is some factor, expressing the Coulomb energy dependence from the shape parameters at the constant distribution of the charge and rule volume conservation rule at the nuclear fission. At the assumption of [1] we take  $r_0 = 1.2249$  fm and  $\frac{3e^2}{5r_0} = 0.7053$  MeV. For the spherical distribution of nuclear matter at the fixed parameters of the shape of nucleus in the simple spherical form we can write total expression of the Coulomb energy in the dependence of the radial charge distribution of  $\rho_Z(r)$  in the following general and convenient for our purposes form:

$$U^{Coul}(A, Z) = 16\pi^2 \int_0^\infty \rho_Z(r) r \left( \int_0^r \rho_Z(r') r'^2 dr' \right) dr, \quad (2)$$

where the density distribution satisfies to the condition, which take electromagnetic r.m.s radius of the nucleus at the fixed values  $Z + N = A$ :

$$\langle r^2 \rangle = \int_0^\infty [\rho_Z(r) + \rho_N(r)] r^4 dr \rightarrow \langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{3}{5}} r_0 A^{5/6}, \quad (3)$$

here  $N$  is a neutron number in the considering nucleus and for these densities distribution we have, that:

$$4\pi \int_0^\infty \rho_Z r^2 dr = Z \quad \text{and} \quad 4\pi \int_0^\infty \rho_N r^2 dr = N. \quad (4)$$

Using now expression (2) for the Coulomb energy at the fixed spherical shape of the nucleus it is easy to calculate it for the any given distribution of the charge in the nucleus with fixed values  $Z$  and  $N$ . For instance, for the simplicity we can take following distributions for the charge:

$$\rho_Z(r) = \frac{Z}{A} \begin{cases} \rho_{LD}, & 0 \leq r \leq R = r_0 A^{1/3} \\ 0, & r > R \end{cases} \quad (5)$$

or Fermi-type distribution:

$$\rho_Z(r) = \rho_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{\alpha}\right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

where  $\rho_0$ ,  $R_0$  and  $\alpha$  are new characteristics of the charge distributions. Therefore at the determination of the Coulomb energy we can calculate this energy in the dependence from these values.

The last step for this kind of consideration connected with shell model corrections at the Coulomb energy calculations. It is easy to see, that for the nuclear matter distribution we can introduce in the case of spherical symmetry the radial wave function  $\psi$ , which satisfies to the ordinary Schrodinger equation with Hamiltonian  $\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$ , where

interaction operator can be taken as some of the well-known shell model potential:

$$\hat{H}\psi(q_1, q_2, \dots, q_n) = E\psi(q_1, q_2, \dots, q_n) \quad \text{and} \quad \rho = |\psi|^2, \quad (7)$$

here  $q_i$  are some generalized coordinates of the nuclear system and in general these coordinates can be considered as some degrees of freedom connected with the collective motion of the nucleons in the nucleus interior.

## 2.2. The Coulomb energy of nucleus at the fixed axially symmetric form and different distribution of the nuclear matter

After previous, pure methodical step now we can consider physically more general and attractive case of the axially symmetric shape of the nucleus at the same manner as before. We can see, that in this case it is necessary to generalize the expression (2), obtained in the section 2.1. But in this case the order of the system symmetry is more low and the integration procedure looks not so simple as in the case of the spherically symmetric nucleus. Here we develop the general procedure of the Coulomb energy calculation in this case. After this generalization we will consider separately the case of the ellipsoidal shape of nucleus with arbitrary distribution of nuclear matter and charge density in the nucleus interior.

Let us start from the general well known from the classical electrodynamics expression for the density of electromagnetic field energy [2]:

$$W_{EM} = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} \rightarrow U^{Coul} = \frac{1}{8\pi} \iiint_V (\nabla\Phi)^2 d^3r, \quad (8)$$

here we used that  $\vec{H} = 0$  (electrostatic case) and  $\vec{E} = -\nabla\Phi$ , where  $\Phi$  is a scalar electrostatic potential of the nucleus and the last one expression is integrated over the nucleus volume. For the further we assume, that our nucleus has a static axially symmetric shape and in this case we can write a simple relation [3]:

$$\nabla\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial\phi} + \frac{\partial\Phi}{\partial z} \rightarrow \nabla\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{\partial\Phi}{\partial z}, \quad \text{at the } \frac{\partial\Phi}{\partial\phi} = 0, \quad (9)$$

where  $(r, \phi, z)$  are coordinates of the point in the cylindrical coordinate system. The final expression for the Coulomb energy determination looks as following:

$$U^{Coul}(A, Z) = \frac{1}{4} \iint_{(r,z)} \left( \frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{\partial\Phi}{\partial z} \right)^2 r dr dz. \quad (10)$$

The last one expression is general for the any axially symmetric nucleus shape and leads the problem of the Coulomb energy calculation to the determination of the nucleus electrostatic potential distribution. It means, that up to this moment the problem of the nucleus Coulomb energy determination is not completely solved, because the charge distribu-

tion is still unknown. This distribution depends from the nucleus model and should be found from the quantum mechanics and nuclear physics rules.

Let's to consider axially symmetric nuclear shape, defined as:  $z = \pm c\sqrt{1-(r/a)^2}$ , where  $0 \leq r \leq a$  and  $-c \leq z \leq c$ . Then from the integration of the expression (10) for the Coulomb energy determination we have:

$$U^{Coul}(A, Z) = \frac{1}{2} \int_0^a r dr \left[ \int_0^{c\sqrt{1-(r/a)^2}} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 dz \right]. \quad (11)$$

Using Poisson equation for the arbitrary charge distribution and potential, we can write complete set of expressions for the determination of the Coulomb energy:

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi\rho_Z(r, z); \\ U^{Coul}(A, Z) = \frac{1}{2} \int_0^a r dr \left[ \int_0^{c\sqrt{1-(r/a)^2}} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 dz \right]. \end{cases} \quad (12)$$

After that we can simply describe the procedure of the Coulomb energy determination, consisting from the following separate steps:

- For the known charge distribution  $\rho_Z(r, z)$ , depending from the nucleus model we determine the potential distribution  $\Phi(r, z)$  and its first derivatives after the solution of Poisson equation:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi\rho_Z(r, z).$$

- After the determination of  $\Phi(r, z)$  and its first derivatives the function under the integral sign is defined and we can integrate the expression for the Coulomb energy at the any given distribution of charge at the axially symmetric nucleus shape.

### 2.3. The Coulomb energy of nucleus at the fixed axially symmetric form and uniform charge distribution in the nucleus interior

Let's take uniform charge distribution in the nucleus interior such as  $\rho(r, z) = \rho_0$  for any given point inside nucleus. Then we can rewrite Poisson equation as:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + 4\pi\rho_0. \quad (13)$$

Introducing new function  $\Phi(r, z) = \phi(r, z) + 2\pi\rho_0 z^2$ , we can rewrite equation (13) in the convenient for the further solution form:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0. \quad (14)$$

For the mathematical solution of the differential equation (14) let's assume, that exist such arbitrary functions  $f_1(r)$  and  $f_2(z)$  satisfying to the following:  $\phi(r, z) = f_1(r)f_2(z)$  and after simple substitution in the initial differential equation relatively function  $\phi(r, z)$  to obtain, that:

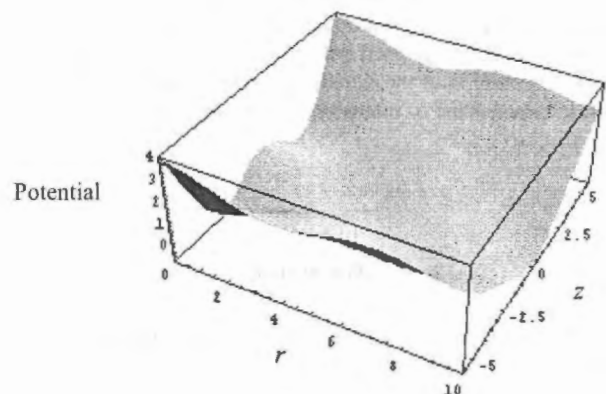
$$\begin{cases} r \frac{d^2 f_1}{dr^2} + \frac{df_1}{dr} - \nu r f_1 = 0; \\ \frac{d^2 f_2}{dz^2} + \nu f_2 = 0, \end{cases} \quad (15)$$

here  $\nu$  is some undefined constant. The set of differential equations can be easily solved and in the result of the simple considerations [3] one can see, that finally we have:

$$\Phi(r, z) = C_0 J_0(\sqrt{\nu}r) \cos(\sqrt{\nu}z + \delta_0) + 2\pi\rho(r, z)z^2, \quad (16)$$

where the charge density satisfies to the following simple condition:

$$\rho(r, z) = \begin{cases} \rho_0, & (r, z) \in \Omega - \text{inside}; \\ 0, & (r, z) \notin \Omega - \text{outside}. \end{cases} \quad (17)$$



The potential surface, described by the formulae (16) at the fixed values for the constants  $C_0$ ,  $\delta_0$  and  $\nu$  and nuclear matter density distributed as in the (17)

### Acknowledgements

We are grateful for the financial support of this work to the STCU Foundation (grant Uzb-96).

### Reference

1. Bjornholm S., Lynn J. E. The double-humped fission barrier// Reviews of Modern Physics. – 1980, vol. 52, N 4, p. 725 – 931.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Москва, т. 2, 1960.
3. Маделунг Э. Математический аппарат физики. Москва, 1968.

## СВОЙСТВА АТОМА ПОЗИТРОНИЯ В КВАРЦЕ

В. И. Графутин<sup>1</sup>, А. Г. Залужный<sup>1</sup>, С. П. Тимошенко<sup>2</sup>, О. М. Бритков<sup>2</sup>, О. В. Илюхина<sup>1</sup>,  
В. В. Калугин<sup>2</sup>, Г. Г. Мясичева<sup>1</sup>, Е. П. Прокопьев<sup>1</sup>, Ю. В. Фунтиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова,  
117218, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский институт электронной техники (технический университет),  
124498, Москва, Зеленоград

Исследованы вопросы теории времен жизни и динамики атома позитрония в кварце. Проведенные исследования процесса аннигиляции методом измерения углового распределения аннигиляционных фотонов позволяют говорить о наличии в чистых кристаллах кварца термализованного делокализованного позитрония, а в кристаллах с достаточно большим количеством примесей (дефектов) – о наличии локализации этого атома в области определенного объема (полости) с радиусом порядка постоянной решетки кварца.

POSITRONIUM PROPERTIES IN QUARTZ / V. I. GRAFUTIN, A. G. ZALUZHNYI, S. P. TIMOSHENKOV, O. M. BRITKOV, O. V. ILYUKHINA, V. V. KALUGIN, G. G. MYASISHCHEVA, E. P. PROKOP'EV, YU. V. FUNTIKOV // Questions of the theory of life times and dynamics of positronium atom in quartz are considered. Carried out researches of annihilation process by method of measurement of angular distribution annihilation photons (ADAP) have allowed to speak about presence in pure quartz crystals of thermalised delocalized positronium, and in crystals with enough big of impurity (defects) – about presence of localization of this atom in in the field of the certain volume (cavity) with radius of the order of a constant lattice. We shall note also, that temperature dependence of intensity narrow components  $I_N$  from in ADAP curves weak enough, that in general satisfies theoretical dependence  $I_N$ .

## Введение

Основными методами изучения позитронной аннигиляции в веществе являются: а) определение спектров углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ)  $I(\theta)$ ; б) изучение спектров временного распределения аннигиляционных фотонов (ВРАФ), характеризующихся интенсивностями  $I_i$  и временами жизни  $\tau_i$ ; в) измерение доплеровского уширения аннигиляционной линии (ДУАЛ), характеризующееся линейным параметром  $S$  – отношение центральной части аннигиляционного фотопика к площади всего распределения аннигиляционного фотопика.

Исследования этими методами [1–4], проведенные в полупроводниках и ионных кристаллах за последние годы, выявили ряд новых эффектов в позитронных аннигиляционных спектрах этих веществ: существование нескольких времен жизни позитронов, тонкую структуру кривых углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ), повышенную вероятность трехквантовой аннигиляции, наличие магнитного тушения некоторых основных характеристик позитронных аннигиляционных спектров (т. е. тушения ортопозитронных состояний) и т. д. Таким образом, можно сделать вывод

о том, что в полупроводниках и ионных кристаллах наблюдается широкий спектр позитронных и позитрониевых состояний.

Полученные результаты усиливают интерес к дальнейшим экспериментальным и теоретическим исследованиям позитронных состояний, позитронных процессов и позитронной аннигиляции в кристаллах с целью систематизации уже накопленного материала, классификации позитронных и позитрониевых состояний, описания их свойств, влияния на них различных внешних факторов (внешнего магнитного поля, температуры, давления и т. д.), а также более четкого выяснения возможных применений позитронного метода. Особый интерес представляют исследования свойств атома позитрония в различных средах. Данная работа посвящена, в частности, исследованиям свойств этого атома в кварце.

## Теория позитрония в ионных кристаллах

Эксперименты по влиянию температуры на процесс аннигиляции позитронов в полупроводниках и ионных кристаллах [1, 4] связаны прежде всего с учетом влияния фононов решетки на энергетический

спектр и аннигиляционные характеристики атома позитрония (Ps), образующегося в некоторых кристаллах (например, в полупроводниках, в щелочно-галогидных кристаллах (ЩГК), кварце, оксиде алюминия и т. д.) [1-3]. Естественно, что строгое решение этой задачи практически невозможно, поэтому используем приближенные методы, развитые в работах [5-7]. Суть их состоит в следующем. Как показано в [7], в простейшем случае гамильтониан системы, состоящей из квазичастичных состояний позитрона ( $p$ ) и электрона ( $n$ ) равной массы ( $m_n = m_p \neq m$ , где  $m$  - масса квазичастиц в кристалле), с учетом их взаимодействия между собой и с оптической ветвью колебаний решетки ионных кристаллов имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\bar{P}^2}{m} - \frac{e^2}{\epsilon_0 r} + \sum_{\vec{k}} \left( \hbar \omega_{\vec{k}} + \frac{\hbar^2 k^2}{4m} \right) a_{\vec{k}}^+ a_{\vec{k}} + \sum_{\vec{k}} 2 \cos \left( \frac{\vec{k} \vec{r}}{2} \right) \left( V_{\vec{k}} a_{\vec{k}} + V_{\vec{k}}^* a_{\vec{k}} \right). \quad (1)$$

Здесь  $\bar{P}$  - оператор импульса позитрония;  $\omega_{\vec{k}}$  - частота оптической ветви колебаний кристаллической решетки;  $\vec{k}$  - волновой вектор;  $V_{\vec{k}}, V_{\vec{k}}^*$  - матричные элементы потенциала;  $a_{\vec{k}}^+, a_{\vec{k}}$  - операторы рождения и уничтожения фононов. Используя унитарное преобразование к гамильтониану (1), можно записать

$$\hat{H} = e^{-\frac{i}{\hbar} s P} \frac{e^2}{m} e^{\frac{i}{\hbar} s} - \frac{e^2}{\epsilon_0 r} (1 + \gamma e^{-qR}) + \sum_{\vec{k}} \hbar \omega_{\vec{k}} a_{\vec{k}}^+ a_{\vec{k}}, \quad (2)$$

где

$$\gamma = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1; \quad q = \sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}}. \quad (3)$$

Здесь  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость;  $\epsilon_0 = n^2$ , где  $n$  - показатель преломления.

В свою очередь, гамильтониан (2) при  $\vec{k} \rightarrow 0$  можно преобразовать к виду

$$\hat{H} = \frac{\bar{P}^2}{m} - \frac{e^2}{\epsilon R} (1 + e^{-qR}). \quad (4)$$

С учетом (4) уравнение Шредингера для атома Ps в ионных кристаллах запишется следующим образом:

$$\left[ \frac{\hbar^2}{m} \nabla^2 + V(r) \right] \psi = E \psi, \quad (5)$$

где

$$V(r) = -\frac{e^2}{\epsilon r} (1 + \gamma e^{-qR}). \quad (6)$$

Для большинства ионных кристаллов параметр  $\gamma$  близок к единице. Поэтому

$$V(r) = -\frac{e^2}{r} \frac{1 + e^{-qR}}{r} = -\frac{e^2}{\epsilon} \frac{1 + e^{-\zeta}}{\zeta}, \quad (7)$$

где  $\zeta = qr$ .

Рассмотрим случай  $s$ -состояний атома Ps. С учетом (7) уравнение (5) приводится к виду

$$\frac{d^2 R(\zeta)}{d\zeta^2} + \frac{2}{\zeta} \frac{dR(\zeta)}{d\zeta} + \frac{m}{\hbar^2 q^2} ER(\zeta) + \frac{me^2}{\epsilon \hbar^2 q} \frac{1 + e^{-\zeta}}{\zeta} R(\zeta) = 0. \quad (8)$$

Если ввести обозначения

$$\eta = -\frac{mE}{\hbar^2 q^2}; \quad b = \frac{me}{\epsilon \hbar^2 q} \quad (9)$$

и искать решение уравнения (8) в виде

$$R(r) = v(\zeta)/\zeta, \quad (10)$$

то тогда для функции  $v(\zeta)$  получаем

$$v''(\zeta) + b \frac{1 + e^{-\zeta}}{\zeta} v(\zeta) - \eta v(\zeta) = 0. \quad (11)$$

Для случая  $\zeta > 1$  функцию  $(1 + e^{-\zeta})/\zeta$  в хорошем приближении можно заменить на  $(1 + e^{-\zeta})/s\zeta$ . Тогда, если введем обозначение

$$v(\zeta) = \exp(-\sqrt{\eta} \zeta) F(x); \quad x = e^{-\zeta} (0 \leq x \leq 1),$$

то для функции  $F(x)$  будем иметь

$$x(1-x) \frac{d^2 F(x)}{dx^2} + (2\sqrt{\eta} + 1)(1-x) \frac{dF(x)}{dx} + 2bF(x) = 0. \quad (12)$$

Это уравнение с граничными условиями

$$F(0) - \text{конечно, а } F(1) = 0$$

является гипергеометрическим уравнением, которое решается точно. Из свойств функции  $F(\alpha, \beta, \gamma, x)$  следует условие

$$\sqrt{\eta} = \frac{1}{2} \left( \frac{2b}{n} - n \right). \quad (13)$$

Из уравнения (9) и (13) можно видеть, что для  $s$ -состояний атома Ps в кристалле соответствующее значение энергии  $E_n$  определяется формулой

$$E_n = -\left( \frac{\hbar^2 q^2}{4m} \right) \left( \frac{2me^2}{\epsilon \hbar^2 q n} - n \right)^2, \quad (14)$$

причем  $n$  удовлетворяет условию  $n \leq \sqrt{2} b$ , где  $n$  - целые положительные числа.

Ортонормированная волновая функция основного состояния атома Ps ( $n=1$ ) с учетом взаимодействия электрона и позитрона между собой и с продольными оптическими колебаниями при этом имеет вид

$$\psi = \left[ \frac{1}{4\pi} \left( \frac{4}{a_1} - q^2 \right) \right]^{1/2} e^{-\left( \frac{1}{a_1} - \frac{q}{2} \right) r} \frac{1 - e^{-qr}}{qr}, \quad (15)$$

где  $a_1 = \epsilon \hbar^2 / e^2 m = 2\epsilon_0 \hbar^2 / e^2 m = 1,06\epsilon_0 / m$ . Следовательно, электронная плотность в нуле атома позитрония в этом случае равна

$$|\psi(0)|_{kp}^0 = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{4}{a_1^3} - \frac{q^2}{a_1} \right). \quad (16)$$

Из выражения (16) следует, что времена жизни атома Ps с учетом взаимодействия Ps с фононами решетки равны [6]

$$\tau_{s,t} = \tau_{s,t}^0 \frac{4\epsilon_0^3}{m^3 (4 - q^2 a_1^2)}, c. \quad (17)$$

Для атома Ps малого радиуса  $\epsilon_0 \rightarrow 0$ , а  $m = m_0$  ( $m_0$  – масса свободного электрона (позитрона)) имеем

$$\tau_{s,t} = \tau_{s,t}^0 \frac{4}{m^3 (4 - q^2 a_1^2)}, c, \quad (18)$$

где  $a_1^2 q^2 = 2 \cdot 10^{-16} (\epsilon_0^2 / m) \omega_\ell$  [7], а времена жизни  $\tau_{s,t}^0$  равны  $\tau_s^0 = 1,25 \cdot 10^{-10} c$ ,  $\tau_t^0 = 1,7 \cdot 10^{-7} c$ . Для большинства щелочно-галогидных кристаллов и кварца  $\epsilon_0^2 / m \approx 2,5$ , а  $\omega_\ell \approx 10^{13} c^{-1}$  [8]. Подставляя эти значения в (18), находим, что  $a_1^2 q^2 = 0,01$  и поправка на взаимодействие атома Ps малого радиуса с фононами решетки незначительна. Однако в тех веществах, где значение  $a_1$  может быть велико (например, германий, кремний, закись меди и арсенид галлия, кварц и т. д. [4], где  $a_1$  может достигать нескольких десятков борковского радиуса), эта поправка может стать существенной при оценке времен жизни атома Ps. В таких веществах следует ожидать зависимость от температуры спектров ВРАФ, УРАФ и ДУАЛ.

### Динамика позитрония в ионных кристаллах (кварце)

Наряду с рассмотренными выше температурными эффектами времен жизни представляет большой интерес исследование динамики атома Ps в кристалле для правильного понимания характера температурной зависимости импульсного распределения, соответствующего узкой компоненте в кривых УРАФ. Полагается

обычно, что это импульсное распределение относится к аннигиляционному распаду атома пара-Ps [10, 11].

Экспериментальное изучение температурной зависимости значений интенсивности узкой компоненты (а следовательно, и импульсного распределения) [10] позволило считать, что в кварце импульсное распределение атома Ps характеризуется максвелловским распределением вида

$$N(p) \propto \exp \left( -\frac{p^2}{2M^*(T) k_B T} \right). \quad (19)$$

Здесь  $T$  – температура;  $p$  – импульс;  $k_B$  – постоянная Больцмана. При этом значение эффективной массы атома Ps  $M^*(T)$  увеличивается с ростом температуры. Естественно, что с повышением температуры наблюдается уширение узкой компоненты, обусловленной аннигиляционным распадом атома пара-Ps. Это позволило, в свою очередь, на основе теоретических расчетов [11] получить информацию о динамике атома Ps в кристалле, обусловленную его взаимодействием с акустическими фононами решетки. В этом приближении удалось определить эффективную массу атома Ps и ее зависимость от температуры  $M^* = M^*(T)$ . Для  $\alpha$ -кварца [10, 11]:  $M^* = (1,67 \pm 0,15) 2m$ , а функция

$$M^*(T) = M^* / (1 - bT). \quad (20)$$

Здесь  $b$  – параметр теории [10, 11], равный

$$b = \frac{g^4 M^2 z^2}{(2\ell n 2) k_B}, \quad (21)$$

где  $g$  – константа связи Ps-фононного взаимодействия;  $M$  – масса свободного атома Ps;  $z$  – так называемый параметр перенормировки теории [11].

Формула (20) дает температурную зависимость эффективной массы атома Ps и превосходно определяет экспериментальные данные работы [10]. Она может быть записана в виде

$$T^* = aT / (1 - bT), \quad (22)$$

так как по определению эффективная температура атома Ps равна [10]

$$T^* = \left[ M^*(T) / 2m \right] T, \quad (23)$$

так что

$$a = M^* / 2m. \quad (24)$$

Формула (22) превосходно определяет температурную зависимость  $T^*$ , обнаруженную для атома Ps в  $\alpha$ -кварце [10, 11]. При этом  $a = 1,62 \pm 0,15$ ;  $b = (2,0 \pm 0,7) \times 10^{-4} K^{-1}$ . Причем температурная зависимость эффективной массы атома Ps объясняется эффектом затухания его квазичастичного состояния.

Наряду с делокализованным атомом Ps в кристалле кварца может возникать локализованный на дефектах структуры Ps. Для описания свойств такого атома Ps надо рассматривать задачу взаимодействия его с колебательными состояниями дефектов структуры кварца. В связи с этим в работе [12] в рамках теории [11] были рассмотрены особенности Ps-фононного взаимодействия в кварце, связанного с дефектами структуры. Анализ фактора  $1/(1-bT)$ , входящего в формулы (20), (22), показал, что для локализованного атома Ps значение параметра  $b_{loc}$  несколько больше, чем параметра  $b_{deloc}$  для делокализованного атома Ps. Отсюда следует весьма важный вывод о том, что импульсное распределение в случае локализованного атома Ps несколько уширено по сравнению с импульсным распределением делокализованного атома Ps. Как показано ниже, это обстоятельство наряду с особенностями спектров УРАФ в кварце позволяет различать эти два сорта атома Ps.

### Экспериментальные результаты

Ниже приведены результаты наших экспериментов по исследованию аннигиляции позитронов в монокристаллических образцах кварца: в образце с минимальным содержанием примесей, в образце с максимально большим количеством примесей металлов (рис. 1) и в этих же образцах монокристаллического кварца при различных температурах (рис. 2–4). Для определения состава примесных ионов в исследованных пластинах монокристаллического кварца использовался искровой масс-спектрометрический метод. Всего было обнаружено 46 элементов [13], из которых были выявлены основные примеси, присутствующие в концентрациях выше порога чувствительности использованных методик анализа. К числу этих примесей были отнесены 13 элементов (Fe, V, Mn, Cu, Cr, Ni, Co, Al, Mg, Ca, Ti, Na, K). Концентрации таких элементов определялись методом эмиссионного спектрального анализа с использованием дугового источника возбуждения и пламенно-фотометрическим методом (щелочные ионы). В экспериментах по аннигиляции использовался стандартный метод, основанный на измерении углового распределения аннигиляционных фотонов. Методика экспериментов подробно описана в работах [4, 9]. Угловое разрешение современных установок достигает 0,3 мрад и менее при хорошей статистике ( $10^4 - 10^5$  импульсов на точку в максимуме кривой УРАФ), что позволяет получить детальную структуру корреляционных кривых. Видно, что все спектры УРАФ содержат узкую и широкую компоненты (см. таблицу и рис. 1–4). Как показано ранее [4, 9], при взаимодействии позитронов с монокристаллическим кварцем образуется атом позитрония – связанное состояние пары электрон – позитрон в орто- и пара-состояниях. Аннигиляция термализованного парапозитрония, обладающего минимальным импульсом, приводит к увеличению счета двойных совпадений при небольших углах разлета фотонов. При этом

в спектрах УРАФ появляется узкая компонента. Таким образом, узкая компонента  $I_1 \equiv I_N = S_1/S_{sum}$  обычно обязана своим происхождением медленным атомам парапозитрония, а широкая  $I_2 = S_2/S_{sum}$  – аннигиляции свободных позитронов или ортопозитрония на электронах среды. Здесь  $S_1, S_2$  – скорости счета совпадений, соответствующие компонентам  $I_N$  и  $I_2$ , а  $S_{sum}$  – суммарное значение скорости счета, соответствующее площади под кривой УРАФ.

Как показали наши эксперименты, при аннигиляции полностью термализованных атомов парапозитрония в монокристаллах кварца при комнатной температуре отклонение угла двух аннигиляционных  $\gamma$ -квантов от  $180^\circ$  составляет всего  $\theta \approx 0,5-1,0$  мрад, а для широкой компоненты  $\theta \approx 10$  мрад (см. таблицу).

Параметры аннигиляции позитронов в кварцевой линзе при разных температурах

$T, ^\circ\text{C}$	$\Gamma_1 \pm \Delta\Gamma_1, \text{ мрад}$	$S_1/S_{sum}$	$E_1, \text{ эВ}$	$\Gamma_2 \pm \Delta\Gamma_2, \text{ мрад}$	$S_2/S_{sum}$	$R_{Ps}(\text{Å})$
360	1,25–0,05	0,0300–0,0026	0,107–0,007	10,70–0,05	0,9700–0,0210	11,4
200	1,18–0,04	0,0326–0,0021	0,096–0,005	11,00–0,04	0,9674–0,0170	12,05
15	1,02–0,05	0,0359–0,0041	0,072–0,007	10,70–0,09	0,9641–0,0320	13,9

Эти данные позволяют говорить о наличии парапозитрония в монокристаллах кварца. Общий выход позитрония в кварце достигает порядка 12 %, а его энергия порядка 0,025–0,06 эВ. Отметим, что взаимодействие делокализованного парапозитрония с кристаллической решеткой кварца приводит к появлению боковых пиков при углах, обратно пропорциональных значению вектора обратной решетки. Так, если кристаллографическая ось  $Y$  перпендикулярна линии разлета фотонов, то узкие пики появляются при углах 0, 2,75, 5,50 мрад (см. верхнюю кривую УРАФ на рис. 1). В то же время эти боковые пики полностью отсутствуют в монокристаллах кварца, содержащих максимально высокие значения концентрации примесей (см. нижнюю кривую УРАФ на рис. 1 и кривые УРАФ на рис. 2–4). По-видимому, это обстоятельство говорит о том, что атом парапозитрония в данном случае локализуется в монокристаллах кварца, содержащих максимально высокие значения концентрации примесей, в области определенного объема (полости) с радиусом порядка постоянной решетки кварца. Среднее значение радиуса полости (см. таблицу), моделируемой потенциальной ямой радиусом  $R_{Ps}$  с бесконечным высоким потенциальным барьером, в которой происходит аннигиляция позитрония в кварце, оценивалось по стандартной формуле [4, 9]  $R_{Ps} = 3,734/\sqrt{E_1}, \text{ Å}$ . Рассчитанные по этой формуле на основе данных таблицы радиусы локализации атома парапозитрония зависят от температуры и изменяются в температурном

интервале от 15 до 360 °С от значения 11,4 Å при 15 °С до значения 13,9 Å при 360 °С. Отметим также, что зависимость интенсивности узкой компоненты  $I_N = S_1 / S_{sum}$  (см. таблицу) довольно слабая, что в общем удовлетворяет теоретической зависимости  $I_N$ , полученной в работах [10, 11].

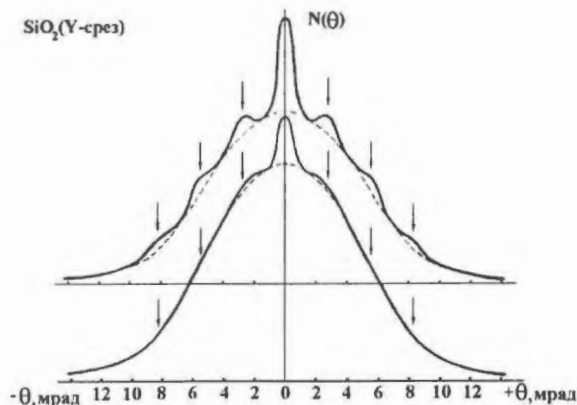


Рис. 1. Спектр углового распределения аннигиляционных фотонов для монокристаллов кварца. Вверху – образец чистого кварца с минимальным содержанием примесей, внизу – образец кварца с большим содержанием примесей. Стрелки соответствуют периоду обратной решетки кристалла по оси  $Y$

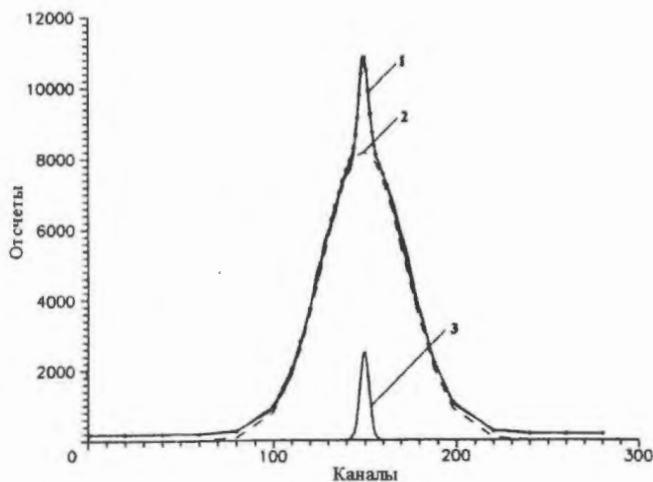


Рис. 2. Угловые распределения аннигиляционных фотонов в монокристаллической кварцевой линзе при  $T = 633$  К: 1 – кривая УРАФ, построенная по экспериментальным точкам; 2 – сумма узкой и широкой гауссовых компонент; 3 – узкая гауссова компонента спектра, соответствующая распаду пара-позитрония. По оси абсцисс отложены каналы анализатора (цена канала 0,2 мрад), по оси ординат – число событий

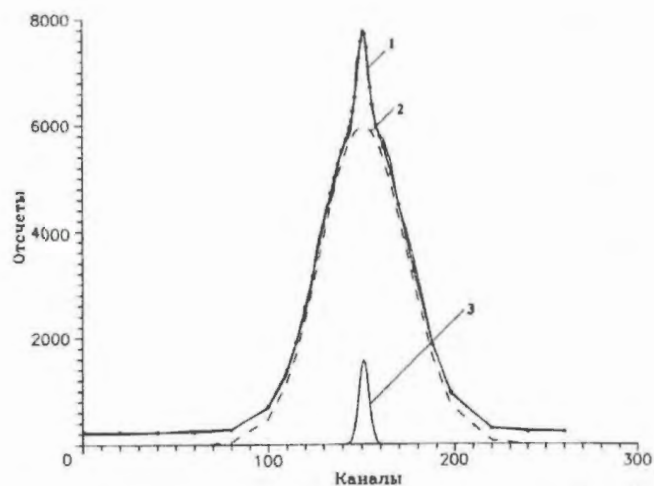


Рис. 3. Угловые распределения аннигиляционных фотонов в монокристаллической кварцевой линзе при  $T = 573$  К. Обозначения те же, что на рис. 2

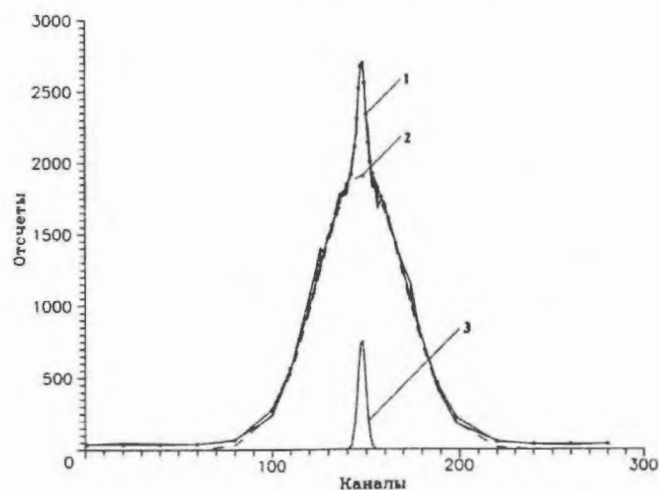


Рис. 4. Угловые распределения аннигиляционных фотонов в монокристаллической кварцевой линзе при  $T = 288$  К. Обозначения те же, что на рис. 2

### Список литературы

1. Арефьев К. П., Воробьев С. А., Прокопьев Е. П. Позитроника в радиационном материаловедении ионных структур и полупроводников. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Арифов П. У., Арутюнов Н. Ю., Прокопьев Е. П. и др. Квантовые свойства атомов и ионов и позитронная диагностика. – Ташкент: ФАН, 1975.
3. Арефьев К. П., Арифов П. У., Прокопьев Е. П. и др. Позитронсодержащие системы и позитронная диагностика. – Ташкент: ФАН, 1978.
4. Прокопьев Е. П., Тимошенко С. П., Графунтин В. И., Мясичева Г. Г., Фунтиков Ю. В. Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов. – М.: Ред.-изд. отдел МИЭТ (ТУ), 1999.

5. Haken H. – Zs. F. Phys., 1956, vol. 146, p. 527.
6. Hrivnak L. – Czech. J. Phys., 1959, vol. 9, p. 439.
7. Hrivnak L. – Ibid., p. 685.
8. Гольданский В. И., Прокопьев Е. П. Об аномалиях аннигиляции позитронов в ионных кристаллах. – Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 4, вып. 5, с. 422–425.
9. Графутин В. И., Прокопьев Е. П. – УФН, 2002, т. 172, № 1, с. 67.
10. Ikari H., Fujiwara K. – J. Phys. Soc. Japan, 1979, vol. 46, p. 92–96.
11. Ikari H. – J. Phys. Soc. Japan, 1979, vol. 46, p. 97–101.
12. Прокопьев Е. П. Ps, локализованный в кристалле. – М., 1983. Деп. в ЦНИИ "Электроника". Р-3634. МРС ВИМИ "Техника, технология, экономика". 1983, № 9, сер."О".
13. Комлев В. П., Красильщик В. З., Крейскоп В. Н. и др. – Физика твердого тела, 1986, т. 28, вып. 4, с. 945–950.

## ВОЗМОЖНЫЕ СВОЙСТВА ПОЗИТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В МЕЗОФИЗИКЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И НАНОЭЛЕКТРОНИКЕ

В. И. Графутин<sup>1</sup>, А. Г. Залужный<sup>1</sup>, О. В. Илюхина<sup>1</sup>, В. В. Калугин<sup>2</sup>, Г. Г. Мясичева,  
Е. П. Прокопьев<sup>1</sup>, С. П. Тимошенко<sup>2</sup>, Ю. В. Фунтиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова,  
117218, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский институт электронной техники (технический университет), 124498, Москва, Зеленоград

Показано, что аннигиляционные характеристики  $3D$ ,  $2D$ ,  $1D$  и  $0D$  позитрониевых состояний в кристалле, квантовых ямах, квантовых проволоках и квантовых точках имеют ярко выраженные аномалии, что позволяет говорить о возможности их исследований с помощью методов прецизионной позитроники.

**POSSIBLE PROPERTIES OF POSITRON STATES IN SEMICONDUCTOR METHOPHYSICS AND NANOELECTRONICS / V. I. GRAFUTIN, A. G. ZALUZHNYI, O. V. ILYUKHINA, V. V. KALUGIN, G. G. MYASISHCHEVA, E. P. PROKOP'EV, S. P. TIMOSHENKOV, Yu. V. FUNTIKOV** // It is shown, that annihilation characteristics  $3D$ ,  $2D$ ,  $1D$  and  $0D$  positronium states in a crystal, quantum wells, quantum wires and quantum points have strongly pronounced anomalies that allows to speak about a possibility of their researches by means of methods precision positronics.

Квантовые точки, квантовые проволоки, квантовые ямы, суператомы различной природы и многое другое в мезофизике полупроводников и нанoeлектронике представляют, по-существу, новое направление в физике твердого тела [1–30]. В связи с развитием прецизионной позитронной пучковой аннигиляционной спектроскопии (ППАС) [28] метод аннигиляции позитронов может быть использован для исследования этих структур в мезофизике полупроводников и нанoeлектронике [30]. Таким образом, возникает проблема теории  $ND = 1, 2, 3$ -мерных ( $ND$  состояний, где  $D$  – символ размерности) позитронных и позитрониевых состояний в полупроводниковых сверхструктурах [30]. Наибольший интерес представляют возможные связанные состояния на  $ND$  электронных состояниях: электроны, экситоны, трехчастичные комплексы (например соединения Уилера, включающие в свой состав два электрона и позитрон (или дырку)), бикситоны и другие комплексы на границе раздела, а также суператомы, суперантиатомы и обратные суператомы и обратные суперантиатомы [4, 25]. Целью данного сообщения являются исследование и установление связи между основными характеристиками (параметрами) позитронной аннигиляции  $S_{ND}$  (параметр спектров доплеровского уширения аннигиляционной линии (ДУАЛ)),  $h_{ND}$  (скорость счета в максимуме кривых углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ)),  $\Gamma_{ND}$  (полуширина на высоте кривых УРАФ), формы и положения спектров (УРАФ)  $P_{ND}(k_z)$  и  $\tau_{ND}$  времен жизни во временных спектрах аннигиляционных фотонов (ВРАФ) и параметрами

полупроводниковых структур с квантовыми точками, квантовыми проволоками и квантовыми ямами и электронно-позитронных состояний в них. Таким образом, измеряя времена жизни  $\tau_{ND}$  позитронов, форму и параметры  $P_{ND}(k_z)$ ,  $h_{ND}$ ,  $\Gamma_{ND}$  кривых (спектров) УРАФ и  $S_{ND}$  параметр спектров ДУАЛ, можно в рамках ловушечной модели [26, 27] определять концентрации  $ND$  электронных состояний и получать информацию об их структуре и размерах. Большое значение имеет вопрос о влиянии внешнего и электрического полей на свойства  $ND$  электронных состояний. В перспективе получаемые таким образом результаты могут быть использованы для развития позитронной диагностики и позитронной аннигиляционной спектроскопии и томографии в применении к полупроводниковым сверхструктурам.

На основании работ [1–31] были проведены исследования свойств  $ND$  позитрониевых состояний в полупроводниковых сверхструктурах, включающих в свой состав квантовые точки (куб очень малых размеров), квантовые проволоки (с поперечным сечением в виде квадрата), квадратные квантовые ямы и суператомы различной природы. Для сравнения оценивались также свойства атома позитрония в трехмерном кристалле. Линейный размер стороны квадрата (куба) обозначим через  $d$ . Свойства  $ND$  позитрония в таких структурах во многом похожи на свойства  $ND$  экситонов [27]. Используя экситонную модель позитрония, оценим характеристики  $ND$  позитрония. Важнейшей величиной, определяющей свойства  $ND$  позитрониевых состояний, явля-

ется электронная плотность в нуле:  $|\Psi(0)|_{ND}^2$ . Следуя [7–10, 24, 26], получаем выражение для  $|\Psi(0)|_{ND}^2$  основного состояния позитрония

$$|\Psi(0)|_{ND}^2 = |\Psi_0(0)|^2 / \alpha_{ND}, \quad (1)$$

где

$$\alpha_{3D} = \chi_{kp}^3; \quad \alpha_{2D} = (\chi_{kp}^2 / 192\pi)(d/a_0);$$

$$\alpha_{1D} = (\alpha \chi_{kp} / 18\pi)(d^2/a_0^2); \quad \alpha_{0D} = (1/27\pi)(d^3/a_0^3).$$

Здесь  $\chi_{kp} = (\epsilon m / 2\mu)$ ;  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость;  $m$  – масса свободного электрона;  $\mu = m_n m_p / (m_n + m_p)$  – приведенная масса атома позитрония;  $m_n$  и  $m_p$  – эффективные массы электрона и позитрона соответственно;  $|\Psi_0(0)|^2 = 1/8\pi a_0^3$  – электронная плотность в нуле вакуумного состояния позитрония;  $a_0$  – боровский радиус;  $\alpha \ll 1$  – параметр теории Лодона [31] одномерного позитрония.

Были рассчитаны также кривые УРАФ  $P_{ND}(k_z)$  позитрониевых состояний для направлений, параллельных и перпендикулярных плоскости  $(x, y)$ , полуширин кривых УРАФ  $\Gamma_{ND}$ , относительные вероятности  $3\gamma$ -аннигиляции  $P_{3\gamma}(ND)$   $ND$  позитрониевых состояний и их времена жизни для основного состояния

$$\tau_{SN} = 1,25 \cdot 10^{-10} \alpha_{ND}, \quad \tau_{IN} = 1,4 \cdot 10^{-7} \alpha_{ND}, \quad (2)$$

а также параметр магнитного тушения  $Q_{ND}$   $ND$  ортопозитрония [7–10, 24, 26], определяющий действие внешнего магнитного поля на основные характеристики аннигиляции  $I_{ND}(\theta)$  (узкая компонента в кривых УРАФ, обязанная аннигиляции парапозитрония),  $P_{ND}(k_z)$ ,  $P_{3\gamma}(ND)$  и  $I_2(ND)$  (интенсивность долгоживущей компоненты, обязанная *pick-off*-аннигиляции ортопозитрония)

$$Q_{ND} = Q_0 m_n m_p \alpha_{ND}, \quad (3)$$

где  $Q_0$  – параметр магнитного тушения ортопозитрония в вакууме.

Оценим  $\alpha_{ND}$  для арсенида галлия, где  $\epsilon = 12$ ,  $m_n \sim m_p \sim 0,2m$ . Отсюда  $\chi_{kp} \sim 60$ . Так как  $d \sim 2a \sim 10 \text{ \AA}$  ( $a$  – постоянная решетки), то согласно определениям  $\alpha_{ND}$  к формуле (1) имеем  $\alpha_{ND} \gg 1$ . В случае же  $1D$  позитрониевых состояний  $\alpha_{1D} \gg 1$ , так как  $\alpha \ll 1$  [31].

Таким образом, аннигиляционные характеристики  $3D$ ,  $2D$  и  $0D$  позитрониевых состояний в кристалле, квантовых ямах и квантовых точках имеют ярко выраженные аномалии: высокие значения  $\tau_{SN}$  и  $\tau_{IN}$  по сравнению с  $\tau_s^0$  и  $\tau_t^0$  ( $0$  – символ позитрония в вакууме), аномалии в величинах  $P_{ND}(k_z)$  и  $\Gamma_{ND}$  для различных направлений наблюдения  $P_{ND}(k_z)$ , суперсильное действие внешнего магнитного поля, что приводит к ярко выраженным аномалиям наблюдаемых  $\tau_{sN}$ ,  $\tau_{iN}$ ,  $I_{ND}(\theta)$ ,  $P_{3\gamma}(ND)$

и  $I_2(ND)$  в полупроводниковых сверхструктурах, включающих в свой состав квантовые точки (куб очень малых размеров), квантовые проволоки (с поперечным сечением в виде квадрата), квадратные квантовые ямы и суператомаы различной природы.

## Список литературы

1. Прокопьев Е. П. Позитроний в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами. – Физика и техника полупроводников, 1992, т. 26, вып. 10, с. 1681–1687.
2. Прокопьев Е. П. Поляронные свойства позитрония при локализации в квантовых ямах. – Химия высоких энергий, 1992, т. 26, № 5, с. 395–397.
3. Прокопьев Е. П. Аннигиляция позитронов на  $F'$ -центрах в ионных кристаллах. – Там же, 1994, т. 28, № 4, с. 366–368.
4. Прокопьев Е. П. Позитронная аннигиляция и суператомаы в полупроводниковых сверхрешетках. – Там же, № 3, с. 286–288.
5. Прокопьев Е. П. Аннигиляция позитронов на примесях с глубокими уровнями в полупроводниках. – Физика и техника полупроводников, 1993, т. 27, вып. 9, с. 1569–1572.
6. Прокопьев Е. П. Аннигиляция позитронов и комплексы Уилера в полупроводниках. – Химия высоких энергий, 1995, т. 29, № 5, с. 394–396.
7. Прокопьев Е. П. О влиянии внешнего магнитного поля на свойства позитрония в полупроводниках. – Поверхность, 1994, № 4, с. 117–120.
8. Прокопьев Е. П. Новые представления об аннигиляции позитронов и позитронных состояниях в полупроводниках. – Химия высоких энергий, 1994, т. 28, № 5, с. 426–428.
9. Прокопьев Е. П. Позитроний в квантовой яме и сильном магнитном поле в полупроводниковых сверхструктурах. – В кн.: Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра. Тезисы докладов 44-го Международного совещания. Санкт-Петербург: Наука, 1994, с. 367.
10. Прокопьев Е. П. Позитроний в резко анизотропных слоях полупроводников и сильном магнитном поле. – Поверхность, 1994, № 12, с. 54–59.
11. Прокопьев Е. П. О локализованных позитронных и позитрониевых состояниях на дефектах структуры кристаллов. – В кн.: Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра. Тезисы докладов 45-го Международного совещания. Санкт-Петербург: Изд-во ПИЯФ, 1995, с. 407.
12. Прокопьев Е. П. Применение метода функций Грина к исследованию позитронных процессов в кристаллах. – Поверхность, 1995, № 7–8, с. 5–11.
13. Прокопьев Е. П. Магнитопозитроний в полупроводниках. – Химия высоких энергии, 1996, т. 30, № 2, с. 141–144.
14. Прокопьев Е. П., Шантарович В. П. Квантово-полевая теория позитронных состояний в твердых телах, содержащих электроны, позитроны, дырки, эксци-

42180 кед

тоны, атом позитрония и комплексы Уиллера. – Химия высоких энергий, 1996, т. 30, № 4, с. 300–303.

15. Прокопьев Е. П. Позитронсодержащие системы  $Xe^+$  и  $Xe^+$ : учет поляризации анионов. – Химическая физика, 1997, т. 16, № 5, с. 65–71.

16. Прокопьев Е. П. Позитроны и атом позитрония, локализованные на дефектах структуры кварца и кремния. – Химия высоких энергий, 1997, т. 31, № 2, с. 158–160.

17. Прокопьев Е. П. "Позитронные" эффективные заряды анионов в полярных веществах. – Известия вузов. Физика, 1997, № 2, с. 23–29.

18. Прокопьев Е. П. Позитроны и атом позитрония, локализованные на дефектах структуры кварца и кремния. – Химия высоких энергий, 1997, т. 31, № 2, с. 158–160.

19. Прокопьев Е. П. Теория позитронных  $F_+$ -центров в ионных кристаллах. – Химия высоких энергий, 1998, т. 32, № 1, с. 60–62.

20. Прокопьев Е. П., Шантарович В. П. Оптическая модель позитрона и эффективные заряды ионов кислорода в окислах металлов. – Химическая физика, 1998, т. 17, № 4, с. 3–7.

21. Прокопьев Е. П. Об аномалиях аннигиляции атома позитрония в кристаллах. – Там же, № 7, с. 122–124.

22. Прокопьев Е. П. Времена жизни магнитопозитрония в полупроводниковых квантовых ямах. – Письма в ЖТФ, 1998, т. 24, № 12, с. 82–84.

23. Прокопьев Е. П., Графутин В. И., Тимошенков С. П. О возможности использования атома позитрония в проблеме квантовой телепортации. – В кн.:

Международный научно-технический семинар "Проблемы передачи и обработки информации в сетях и системах телекоммуникаций". Материалы семинара. Рязань: Изд-во Рязанской государственной радиотехнической академии, 1999, с. 138–140.

24. Графутин В. И., Прокопьев Е. П., Тимошенков С. П., Шантарович В. П. Времена жизни магнитопозитрония в квантовых ямах полупроводниковых сверхструктур  $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . – Химическая физика, 2001, т. 20, № 3, с. 27–30.

25. Андрушин Е. А., Силин А. П. – Физика твердого тела, 1991, т. 33, с. 211.

26. Арефьев К. П., Воробьев С. А., Прокопьев Е. П. Позитроника в радиационном материаловедении ионных структур и полупроводников. – М.: Энергоатомиздат, 1983.

27. Прокопьев Е. П., Тимошенков С. П., Графутин В. И. и др. Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов. – Москва.: Ред.-изд. отдел МИЭТ, 1999 (см. также <http://www.prokopep.narod.ru>).

28. Asoka-Kumar P., Lynn K. G., Welch D. O. – J. Appl. Phys., 1994, vol. 76, N 9, p. 4935.

29. Графутин В. И., Прокопьев Е. П. Применение позитронной аннигиляционной спектроскопии для изучения строения вещества. – Успехи физических наук, 2002, т. 172, № 1, с. 67.

30. Гусев А. И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. – М.: Физматлит, 2005.

31. Loudon R. – Am. J. Phys., 1959, vol. 27, p. 649.

## РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ МИКРОТВЭЛОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ИЯР БИГР

В. А. Устиненко, В. Н. Богданов, В. В. Горбунов, Г. Г. Иванова, В. Ф. Колесов, М. И. Кувшинов, А. К. Лычагин, В. В. Сажнов, А. В. Сеницын, В. Н. Софронов, Н. А. Тесаловский, А. А. Тюпанов

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Представлены предварительные результаты расчетно-теоретического и экспериментального методов определения температуры микровэлов в импульсных облучениях на ИЯР БИГР. Численное моделирование экспериментов с микровэлами на исследовательском реакторе БИГР проводилось по программе CAFR. Экспериментальное измерение температуры поверхности образцов в ходе облучения проводилось бесконтактным пирометрическим методом. Получено хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

**CALCULATED-THEORETICAL AND EXPERIMENTAL METHODS OF MICRO FUEL ELEMENT TEMPERATURE DETERMINATION IN EXPERIMENTS ON NPR BИГР / V. A. USTINENKO, V. N. BOGDANOV, V. V. GORBUNOV, G. G. IVANOVA, V. F. KOLESOV, M. I. KUVSHINOV, A. K. LYCHAGIN, V. V. SAZHNOV, A. V. SINITSYN, V. N. SOFRONOV, N. A. TESALOVSKII, A. A. TYUPANOV // Preliminary results of calculated-theoretical and experimental methods of micro fuel element temperature determination under pulse irradiation on nuclear pulsed reactor (NPR) BИГР are given in the paper. Numerical simulation of experiments with micro fuel elements on NPR BИГР was done with help of code CAFR. Experimental measuring of specimen temperature under irradiation was carried out with help of contactless pyrometric technique. Perfect coincidence of calculated and experimental data was obtained**

### Введение

К середине 1990 г. отечественные и зарубежные достижения в технологии оборудования газовых турбин, высокоэффективных теплообменников и электромагнитных подшипников позволили считать реальной разработку проекта и создание реакторной установки, сочетающей безопасный модульный высокотемпературный газоохлаждаемый реактор (ВТГР) и систему преобразования энергии, реализующую высокоэффективный газотурбинный цикл Брайтона с КПД ~ 50 %. Эта концепция легла в основу Международного проекта ГТ-МГР.

В качестве топлива рассматривается применение топливных частиц с многослойными защитными керамическими покрытиями (микровэлы) [1]. Микровэлы (МТ) гомогенно распределяются в графитовой матрице, образуя топливный компакт цилиндрической формы. Они представляют собой частицы двуокиси урана сферической формы (керна), которые заключены в многослойную, высокотемпературную и очень прочную керамическую оболочку, способную эффективно удерживать продукты деления (рис. 1).

При рассмотрении сценариев возможного развития аварий на ВТГР выделим две причины их возникновения:

– резкое введение в активную зону (АЗ) реактора значительной положительной реактивности, повышаю-



Рис. 1. Шлиф-разрез микровэла

щее плотность потока нейтронов, энерговыделение и температуру вэлов;

– снижение или прекращение расхода теплоносителя для отвода тепла из АЗ, приводящее непосредственно к росту температуры топлива.

Всплески температуры в кернах микровэлов могут приводить к их плавлению, к нежелательным химическим реакциям и к локальным термическим напряжениям, т. е. к порче и даже разрушению вэлов. Кроме того, эти всплески температуры в случае их чрезмерно высокого уровня могут иметь следствием уменьшение коэффициента температурного гашения реактивности в момент импульса делений, поскольку в уран-графитовых реакторах гашение реактивности осуществляется

в результате разогрева графитовой матрицы, а не урана.

Очевидно, что в целях обеспечения сохранности и работоспособности топлива, а также стабильности температурного гашения реактивности возникновение значительных всплесков температуры в ядрах микротвэлов, входящих в топливную композицию, должно быть исключено. Тем не менее процессы перегрева топлива и термического разрушения микротвэлов требуют пристального изучения.

### Постановка эксперимента и методология

Целью данной работы являлась отработка расчетно-теоретического и экспериментального методов определения температуры микротвэлов в импульсных облучениях на ИЯР БИГР, моделирующих проектные и запроектные аварийные режимы реактора, в процессах реактивной аварии и ситуациях, связанных с частичной или полной потерей теплоносителя. Введение энергии в ядро микротвэла с последующим измерением значений энергии и температуры осуществлялось на базе облучательного комплекса ВНИИЭФ БИГР [2].

Для проведения облучения образцы помещались в стальной тигель, расположенный в вакуумной герметичной ампуле. В крышке ампулы организованы оптический выход (герморазъем) и газовый разъем для вакуумирования объема ампулы. Для повышения числа делений в ядре за пуск реактора ампула с образцом окружалась полиэтиленовым замедлителем.

Полиэтиленовый блок с ампулой устанавливался в облучательной полости блока отражателя-замедлителя (БОЗ). БОЗ служит для увеличения нейтронного разогрева микротвэлов за счет роста потока нейтронов в области размещения облучаемых образцов и смягчения нейтронного спектра. Он представляет собой графитовый блок прямоугольной формы (высота – 700 мм, длина – 700 мм, ширина – 550 мм). Поверхность БОЗ, обращенная к активной зоне, представляет собой цилиндрическую поверхность, радиус кривизны которой (~ 512 мм) соответствует радиусу кривизны корпуса АЗ. Облучательная полость расположена в области передней (обращенной к АЗ) поверхности БОЗ. Размеры полости 200 × 200 × 450 мм. Между АЗ и БОЗ располагался щит из карбида бора.

Схемы размещения экспериментальной ампулы в БОЗ и БОЗ у боковой поверхности АЗ представлены на рис. 2.

Перемещение блока отражателя-замедлителя на облучательную позицию к АЗ осуществлялось дистанционно из пультного помещения. Измерение температуры поверхности образцов в ходе облучения проводилось бесконтактным методом с помощью световода [3], торец которого организовывал светосбор с поверхности образца микротвэла в магистральный световод длиной 30 метров, выходящий через биологическую защиту ИЯР БИГР к измерительной аппаратуре.

Структурная схема измерительной системы представлена на рис. 3. Оптическое излучение разогретого

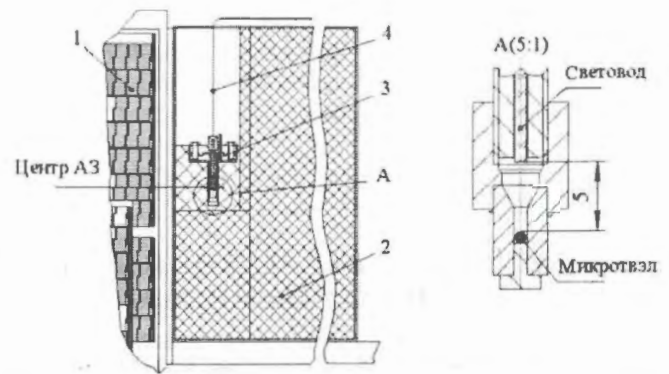


Рис. 2. Схемы размещения экспериментальной ампулы в БОЗ и БОЗ у боковой поверхности активной зоны: 1 – активная зона ИЯР БИГР; 2 – БОЗ; 3 – ампула с микротвэлом; 4 – световод

в процессе облучения образца воспринимается входным торцом световода, расположенного в отверстии облучательной ампулы. Основой материала световода является двуокись кремния  $\text{SiO}_2$ , вещество химически нейтральное, в достаточной степени термостойкое. Температура плавления кварца составляет 1700–1800 °С. Оптическое излучение по волоконному световоду выводится из высокотемпературной зоны к фотоэлектрическому преобразователю. Техника передачи оптического излучения по световоду позволяет делить световое излучение на несколько каналов и регистрировать в нескольких спектральных интервалах при помощи соответствующих фотоэлектрических преобразователей. Измерение соотношения интенсивностей излучения на различных длинах волн позволяет определить температуру среды. В качестве фотоприемников используются полупроводниковые фотодатчики корпорации Oriel Instruments, USA (UV Enhanced Si Detector 71883 и Fused InGaAs Detector 71898). С помощью монохроматора МДР-2 измерены их абсолютные спектральные чувствительности в интервалах длин волн от 0,4 до 1,8 мкм.

Для экспериментальной проработки вариантов измерительной системы был создан специальный измерительный стенд, включающий оптический аналог разогретого образца – светоизмерительная лампа СИ-6-100

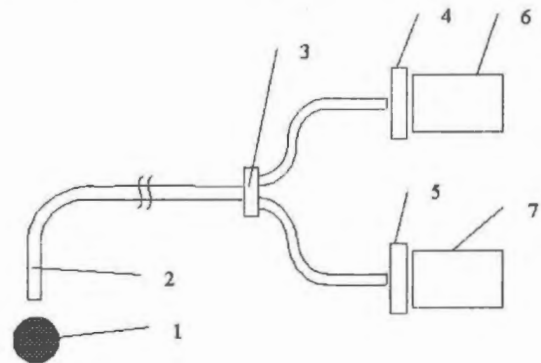


Рис. 3. Структурная схема пирометрической измерительной системы: 1 – микротвэл; 2 – волоконный световод; 3 – волоконно-оптический разветвитель; 4, 5 – фильтры; 6, 7 – фотоприемники

(источник излучения типа А) с ленточным телом накаливания и лабораторный блок питания RFT 3217. Лампа накаливания установлена на оптической скамье.

Яркостная температура разогретого тела накаливания измерялась промышленным пирометром с исчезающей нитью "Проминь" в диапазоне от 800 до 2500 °С. На юстировочном столике к лампе подводился световод, обработанный торец которого организовывал светосбор с ленточного тела накаливания лампы в магистральный световод.

В ходе калибровки с шагом 100 °С производились замеры сигналов с фотоприемников, которые относились к конкретной температуре, измеренной оптическим пирометром. По результатам измерений был найден спектральный коэффициент  $K$ , определяемый отношением величины сигнала одного фотоприемника к величине сигнала второго ( $U_{Si\ Detector}, B / U_{InGaAs\ Detector}, B$ ) при конкретной температуре.

Коэффициент  $K$  не зависит от затухания в магистральном световоде, от качества светосбора в торец световода, от расстояния до излучающего объекта, а характеризует лишь количественное изменение чувствительности к цветовому составу теплового излучения фотоприемников с различными спектральными характеристиками. Он однозначно относится к температуре объекта.

Экспериментально получена зависимость коэффициента  $K$  в диапазоне температур от 800 до 2500 °С ленточного тела накаливания светоизмерительной лампы СИ-6-100 (рис. 4). Для подтверждения истинности калибровочной кривой проведен лабораторный опыт с плавлением таблетки из стали типа 12Х в поле токов высокой частоты и дистанционным замером температуры разработанной методикой. Замеренная температура плавления образца составила 1550 °С при справочной 1540 °С.

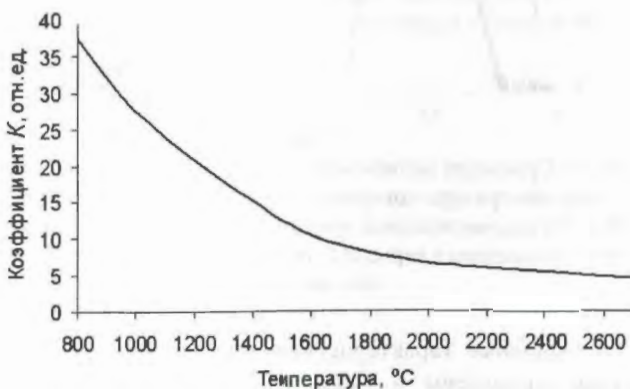


Рис. 4. Зависимость относительного спектрального коэффициента  $K$  от температуры образца

Метод определения числа делений в образцах

Определение числа делений ядер урана в образцах проводилось по измерению  $\gamma$ -активности  $^{140}\text{La}$ , являющегося дочерним нуклидом по отношению к осколку деления  $^{140}\text{Ba}$ .

Численное моделирование экспериментов с микротвэлами на исследовательском реакторе БИГР проводилось по программе SAFR [4]. Программа SAFR предназначена для описания поведения тепловыделяющих элементов вплоть до разрушения в экспериментах на исследовательских реакторах и в аварийных ситуациях на энергетических реакторах. Программа разработана в качестве блока расчета поведения топливных элементов в программе расчета теплогидравлики РАТВЭЛ. Затем была развита и усовершенствована в рамках проекта МНТЦ № 614.

Основным отличием программы SAFR от существующих программ расчета поведения топливных элементов является более общий подход к описанию термомеханических процессов. В программе используется метод численного моделирования динамики сплошной среды с учетом прочности, пластичности и теплопроводности. Система уравнений механики сплошной среды дополняется термодинамическими уравнениями состояния  $P = P(\rho, E)$ ,  $E = E(\rho, T)$  и соотношениями Прандтля – Рейсса для девиатора напряжений. Для численного решения уравнений используется метод расщепления по физическим процессам.

Методика откалибрована по результатам ампульных и петлевых экспериментов на импульсных реакторах NSRR (Япония), БИГР и ИГР (Россия) для однофазного теплоносителя и малых скоростей его течения. Используемые уравнения состояния позволяют описывать тепловое расширение и фазовые превращения веществ. Для моделирования было выбрано два эксперимента с МТ, основные характеристики которых приведены в таблице.

Экспериментальная и расчетная информация

Номер опыта	1	2
Полуширина импульса $\Delta t$ , мс	2000	700
$E_{\text{БИГР}}$ , МДж	247	242
Диаметр МТ, мм	0,85–0,9	0,87–0,91
Масса МТ, мг $\pm 0,2\%$ (до / после опыта)	1,21/1,13	1,28/1,28
Среда	Вакуум	Вакуум
Число делений в МТ $\pm 8\%$	$2,58 \cdot 10^{11}$	$2,66 \cdot 10^{11}$
Энерговвод в МТ $E_{\text{эсп}}$ , Дж $\pm 10\%$	7,1	7,2
Максимальное значение температуры, К $\pm 5\%$	2250	2800
Состояние МТ после облучения	Целый	Целый
Энерговвод в МТ, использованный при моделировании $E_{\text{модел}}$ , Дж	6,5	6,5
Степени черноты поверхности МТ / тигля, использованные в расчетах	0,85/0,5	0,85/0,6

Математическая модель расчета основывается на следующих предположениях:

- тепловая схема проведения эксперимента (см. рис. 2) хорошо описывается одномерным уравнением теплопроводности;

- керн имеет форму шара и окружен сферически-симметричными покрытиями;

- внутреннее покрытие из пористого пироуглерода не несет механической нагрузки и передает все перпендикулярные к своей поверхности напряжения непосредственно силовому покрытию из плотного пироуглерода;

- наличие тигля моделируется шаровой стенкой из стали 12X18H10T с внутренним радиусом  $R_{T1} = 900$  мкм и внешним  $R_{T2} = 2000$  мкм.

Численное решение данной задачи проводится в сферической системе координат в одномерной постановке. При расчете для опыта № 1 принимались следующие параметры МТ:

- керн:  $UO_2$ , диаметр 450 мкм, плотность  $10,6$  г/см<sup>3</sup>, пористость 0,97, обогащение  $\approx 36$  %;

- буферный слой из пироуглерода: толщина 80 мкм, плотность  $1,15$  г/см<sup>3</sup>, пористость 0,6;

- первый силовой слой из плотного пироуглерода: толщина 50 мкм, плотность  $1,9$  г/см<sup>3</sup>;

- второй силовой слой из карбида кремния: толщина 40 мкм, плотность  $3,2$  г/см<sup>3</sup>;

- третий силовой слой из плотного пироуглерода: толщина 55 мкм, плотность  $1,9$  г/см<sup>3</sup>.

Теплопроводность покрытий из пироуглерода в направлении, перпендикулярном поверхности осаждения, принималась в расчетах постоянной и равной  $\approx 10$  Вт/(м·К) [4].

Согласно технологии изготовления МТ допускаются небольшие отклонения размеров керна и покрытий МТ от средних значений. Требования к плотности и геометрическим характеристикам топливных микросфер и покрытий приведены в работе [4]. Кроме того, допустимое значение коэффициента несферичности ( $D_{max}/D_{min}$ ) керна МТ составляет не более 1,05 [5, 6]. При моделировании опытов предполагалось, что при отличии массы микровзла от номинальной величины (для опыта № 1) все размеры изменялись линейно с определенным коэффициентом подобия.

Энерговыделение в реакции деления составляет  $\sim 200$  МэВ и складывается из мгновенной части (энергия осколков,  $\gamma$ -квантов, нейтронов) и запаздывающей ( $\beta$  и  $\gamma$ -излучение, запаздывающие нейтроны).

Мгновенное энерговыделение на один акт деления  $U$  в топливе МТ практически полностью определяется энергией осколков деления  $E_{оск}$ . Для оценок энерговыделения было взято значение 170 МэВ ( $\approx 3,6 \cdot 10^{10}$  дел./Дж, см. таблицу). За счет запаздывающих нейтронов число делений в АЗ реактора и соответственно в топливе имитатора увеличивается в  $k = 1,13$ – $1,14$  раза по сравнению с числом делений на конец регистрации ( $t \approx 160$  мс) для импульса с полушириной  $t \approx 5$  мс и в  $1,12$ – $1,13$  раза на конец регистрации ( $t \approx 850$  мс) для импульса с полушириной  $t \approx 600$  мс. Поскольку активационный анализ проводился через несколько дней после проведения эксперимента, то для определения величины энерговыхода в керн МТ на конец регистрации импульса необходимо разделить полученное число на множитель  $k$ . В стандартных измерениях регистрация заканчивается

при интенсивности импульса, составляющей  $\sim 3$ – $6 \cdot 10^{-3}$  от максимальной. Так, в расчетах было принято, что для опыта № 1 (с полушириной импульса  $t \approx 2000$  мс) этот множитель равен  $k = 1,08$ , а для опыта № 2 (с полушириной импульса  $t \approx 700$  мс)  $k = 1,11$ .

Результаты численного моделирования опытов № 1 и 2 приведены на рис. 5 и 6 соответственно.

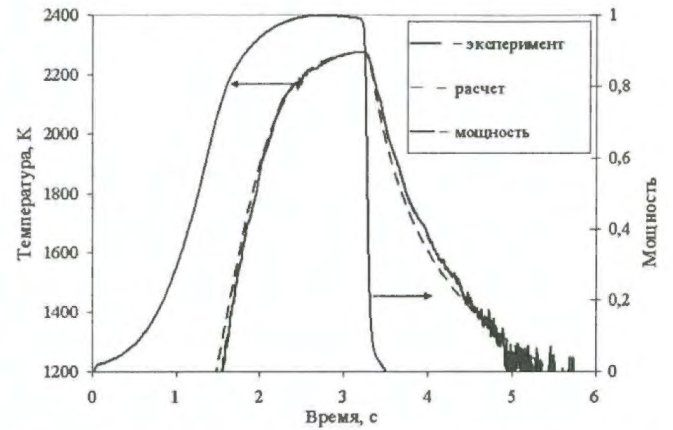


Рис. 5. Сравнение экспериментальной и расчетной зависимостей температуры поверхности МТ от времени для опыта № 1. По вспомогательной оси отложены значения мощности энерговыделения в керне МТ, нормированные на максимальное значение

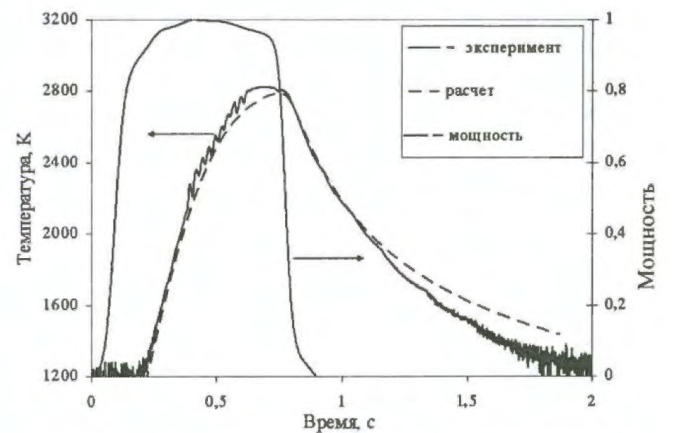


Рис. 6. Сравнение экспериментальной и расчетной зависимостей температуры поверхности МТ от времени для опыта № 2. По вспомогательной оси отложены значения мощности энерговыделения в керне МТ, нормированные на максимальное значение

Основные характеристики, использованные в расчетах, приведены в таблице. В расчетах вариаций множителя  $\xi$  эффективно учитывались несферичность поверхности МТ (см. рис. 1) и тепловое расширение материалов слоев МТ. Также в расчетах подбирались степени черноты излучающих поверхностей. Для поверхности МТ было выбрано значение 0,85, а для поверхности тигля 0,5–0,6 [7]. Столь высокое значение эффективной степени черноты поверхности тигля, использованное в одномерных расчетах, объясняется, в частности, тем, что он имеет достаточно сложную форму.

## Заключение

Расчеты показали, что экспериментальные данные описываются лучше при не очень высоких температурах  $\approx 2000 - 2200$  К, в этих условиях слои МТ еще далеки от разрушения и деформации невелики. Так, для опыта № 1 экспериментальные и расчетные зависимости температур поверхности МТ хорошо согласуются друг с другом. При более высоких температурах МТ необходимо учитывать деформацию МТ, поэтому и совпадение с экспериментом оказывается немного хуже. Среднемассовая температура топлива отличается от температуры поверхности МТ на  $\approx 6\%$  для опыта № 1 (с полушириной импульса  $\Delta t \approx 2$  с) и на  $\approx 12\%$  для опыта № 2 (с полушириной импульса  $\Delta t \approx 0,7$  с) на момент максимального значения температуры поверхности МТ.

Из результатов расчетов следует, что использованное нами одномерное приближение является вполне пригодным для оценки температуры поверхности МТ. В дальнейшем в расчетно-теоретической части работы планируется исследовать и оценить влияние следующих факторов на результаты опытов:

- наличие контактной теплопроводности в месте соприкосновения МТ и тигля;
- тепловое расширение материалов МТ;
- зависимость степени черноты поверхностей от температуры;
- наличие внутреннего давления СО внутри МТ в результате взаимодействия диоксида урана с углеродом  $UO_2 + 4C = UC_2 + 2CO \uparrow$ ;
- возможное испарение карбида кремния при высоких температурах (в диапазоне 2770–3070 К).

В экспериментах планируется провести исследование при различных значениях энерговывода и длительности облучения с вероятным доведением образцов МТ до разрушения с целью оценки допустимой границы рабо-

тоспособности. Отработанный метод записи температуры образцов МТ позволит в дальнейших экспериментах при различных значениях энерговывода и длительности облучения фиксировать развитие и момент разрушения образцов.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта МНТЦ № 3119.

## Список литературы

1. Черников А. С. Топливо и твэлы ВТГР. – Атомная энергия, 1988, т. 65, вып. 1, с. 32–38.
2. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
3. Самигулин М. С., Воронова О. А., Иванова Г. Г., Софронов В. Н., Устиненко В. А. Программа РАТВЭЛ для численного моделирования аварий на ядерных энергетических установках. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1997, вып. 2, с. 24–33.
4. Температурные измерения. Справочник / Герашенко О. А., Гордов А. Н., Еремина А. К. и др. Киев: Наук. думка, 1989.
5. Черников А. С., Михайличенко Л. И., Орлов Г. В., Курбаков С. Д. Микротвэлы ВТГР. Свойства материалов покрытий и результаты предреакторных испытаний. – Атомная энергия, 1990, т. 68, вып. 3, с. 181–186.
6. Черников А. С. Топливо и твэлы ВТГР. – Там же, 1988, т. 65, вып. 1, с. 32–38.
7. Физические величины. Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М: Энергоатомиздат, 1991.

## ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ

А. С. Ульянов, А. А. Садовой

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

С использованием формализма функции Грина дан вывод интегрального уравнения Шредингера, описывающего двухчастичные каналы упругого рассеяния в ядерных реакциях с образованием составного ядра. При использовании спектрального представления функции Грина всей системы в диагонализационном приближении при учете только одного квазистационарного состояния найдено решение этого уравнения. Развитый формализм проиллюстрирован на примере модели двухкластерных резонансов. В результате получено аналитическое выражение для ширины резонанса.

INTEGRAL EQUATION FOR RESONANCE SCATTERING / A. S. UL'YANOV, A. A. SADOVOY // The Schrödinger integral equation describing two-particle channels of elastic scattering in nuclear reactions producing compound nucleus was obtained using the Green function formalism. This equation was solved using the spectral representation of the Green function for the whole system in the diagonal approximation and with account for only one quasi-steady state. The developed formalism is illustrated by the example of the two-cluster resonance model. The result is the analytical expression for the resonance width.

Известно успешное применение интегральных уравнений Л. Д. Фадеева [1] для изучения различных состояний трех тел. Для системы нескольких частиц используют систему уравнений Фадеева – Якубовского [2] для совокупности связанных между собой антисимметризованных волновых функций, соответствующих всем возможным разбиениям физической системы нуклонов на подсистемы. В теории резонансного рассеяния электронов на атомах и ионах часто используют проекционные методы, сложность которых возрастает при ортогонализации различных базисов, по которым разлагаются ВФ непрерывного и дискретного спектра [3]. В ядерной физике резонансные реакции описываются феноменологическими формулами Брейта – Вигнера [4]. Резонансы наблюдаются в ядерных реакциях при не слишком больших энергиях, идущих через стадию образования "составного ядра". В данной работе для простоты изложения ограничимся упругим рассеянием. Выражение для параметров резонанса упругого рассеяния будет получено в рамках многонуклонной теории атомного ядра, использующей гиперсферические функции.

Для двухчастичных каналов рассеяния будем исходить из уравнения Шредингера

$$(H_1 + H_2 + V - E)\Psi = 0, \quad (1)$$

где  $H_1, H_2$  – гамильтонианы взаимодействующих частиц;  $V$  – потенциальная энергия взаимодействия двух частиц;  $E$  – полная энергия системы. Определяя функцию Грина невзаимодействующих частиц

$$(H_1 + H_2 - E)G_0 = I, \quad (2)$$

можно переписать исходное уравнение Шредингера в интегральной форме

$$\Psi = \Psi_0 - G_0 V \Psi. \quad (3)$$

Далее, используя связь функций Грина  $G_0$  и  $G$ , отвечающих соответственно невзаимодействующим частицам и исходному гамильтониану

$$G_0 = G + G_0 V G, \quad (4)$$

где  $G$  определяется выражением

$$(H_1 + H_2 + V - E)G = I, \quad (5)$$

получаем приближенное выражение для волновой функции

$$\Psi \approx \Psi_0 - G V \Psi. \quad (6)$$

Если решать это уравнение методом итераций, используя в качестве нулевого приближения решение уравнения Шредингера в интегральной форме, то можно получить следующее интегральное уравнение:

$$\Psi = \Psi_0 - G_0 V (\Psi_0 - G V \Psi). \quad (7)$$

Для решения этого уравнения воспользуемся спектральным представлением функции Грина всей системы

$$G(A, A') = \sum_{\lambda} \frac{\Phi_{\lambda}(A)\Phi_{\lambda}(A')}{E_{\lambda} - E}, \quad (8)$$

где волновая функция компаунд-состояний определяется из уравнения

$$(H_1 + H_2 + V - E)\Phi_\lambda = 0. \quad (9)$$

Следует сказать, что в выражении (8) для функции Грина суммирование выполняется по дискретному спектру, а интегрирование по непрерывному спектру. После подстановки  $G(A, A')$  в полученное интегральное уравнение (7), пренебрегая интегралом по непрерывному спектру, получаем

$$\Psi = J_0 + G_0 V \sum_{\lambda} \Phi_{\lambda} \frac{C_{\lambda}}{E_{\lambda} - E}, \quad (10)$$

где введены следующие обозначения:  $C_{\lambda} = \langle \Phi_{\lambda} V \Psi \rangle$ ,  $J_0 = \Psi_0 - G_0 V \Psi_0$ .

Применяя известную технику для решения неоднородных интегральных уравнений Фредгольма, получаем

$$C_{\lambda} = \langle \Phi_{\lambda} V J_0 \rangle + \sum_{\lambda'} C_{\lambda'} \frac{\langle \Phi_{\lambda} V G_0 V \Phi_{\lambda'} \rangle}{E_{\lambda'} - E}. \quad (11)$$

Далее для получения аналитических выражений при решении этой алгебраической системы ограничимся "диагонализационным" приближением, тогда

$$C_{\lambda} \approx \langle \Phi_{\lambda} V J_0 \rangle \left\{ 1 + \frac{\langle \Phi_{\lambda} V G_0 V \Phi_{\lambda} \rangle}{E_{\lambda} - E} \right\}^{-1}. \quad (12)$$

Отметим, что приближение справедливо при малых энергиях относительного движения частиц, когда можно пренебречь связью каналов.

Используя  $C_{\lambda}$ , окончательно для приближенного решения предложенного интегрального уравнения можно получить

$$\Psi = \Psi_0 - G_0 V \Psi_0 + \sum_{\lambda} \frac{\langle G_0 V \Phi_{\lambda} \rangle \langle \Phi_{\lambda} V \Psi_0 \rangle}{E_{\lambda} - E - \langle \Phi_{\lambda} V G_0 V \Phi_{\lambda} \rangle}. \quad (13)$$

Первое слагаемое в полученной формуле соответствует потенциальному рассеянию, второе – борновскому первого порядка, третье слагаемое описывает резонансные эффекты.

Проиллюстрируем развитый формализм на примере модели двухкластерных резонансов. Уравнение Шредингера для двух кластеров имеет вид

$$(H_1^{\alpha} + H_2^{\alpha} + V_{\text{кул}} + V_{\text{яд}} - E)\Psi(1, 2, \vec{r}) = 0. \quad (14)$$

Начальное состояние описывается уравнением Шредингера

$$(H_1^{\alpha} + H_2^{\alpha} + V_{\text{кул}} - E)\Psi_0(1, 2, \vec{r}) = 0, \quad (15)$$

и соответствующая функция Грина определяется следующим образом:

$$(H_1^{\alpha} + H_2^{\alpha} + V_{\text{кул}} - E)G_0 = I. \quad (16)$$

Напомним, что функция Грина всей системы описывается уравнением

$$(H_1^{\alpha} + H_2^{\alpha} + V_{\text{кул}} + V_{\text{яд}} - E)G = I. \quad (17)$$

В начальном состоянии относительное движение кластеров описывается уравнением

$$(H_1^{\alpha} + H_2^{\alpha} + V_{\text{кул}} - E)\varphi_{\alpha}(1)\varphi_{\alpha}(2)R(r) = 0, \quad (18)$$

где  $E = E_1 + E_2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$  – полная энергия системы

( $\mu = 2m_p$  – приведенная масса системы двух  $\alpha$ -частиц);

$\varphi_{\alpha}(1)$ ,  $\varphi_{\alpha}(2)$  – внутренние волновые функции рассматриваемых кластеров;  $R(r)$  – функция, описывающая относительное движение кластеров.

Умножая уравнение (18) на внутренние волновые функции кластеров и выполняя интегрирование по внутренним переменным кластеров, получаем уравнение для волновой функции относительного движения кластеров

$$(T(r) + W_{\text{кул}}(r) - \varepsilon)R(r) = 0, \quad (19)$$

где  $T(r)$  – оператор кинетической энергии относительного движения кластеров. Асимптотика решения уравнения (19) на бесконечности имеет вид

$$R(r) \sim \sin(kr + \delta_l). \quad (20)$$

Волновая функция компаунд-состояния является решением уравнения

$$(H_1^{\alpha} + H_2^{\alpha} + V_{\text{кул}} + V_{\text{яд}} - E)\Phi_{\lambda} = 0 \quad (21)$$

и ее можно искать в следующем приближенном виде:

$$\Phi_{\lambda} = \varphi_{\alpha}(1)\varphi_{\alpha}(2)\varphi_{\lambda}(r). \quad (22)$$

Вновь используя проекционный метод для волновой функции, описывающей связанное состояние двух кластеров, находим

$$(T(r) + W_{\text{кул}}(r) + W_{\text{яд}}(r) - \varepsilon_{\lambda})\varphi_{\lambda}(r) = 0, \quad (23)$$

где без учета обменных эффектов эффективные потенциалы взаимодействия кластеров рассчитываются в приближении двухкратной свертки

$$W(r) = \iint \varphi_{\alpha}(1)\varphi_{\alpha}(2)V(1, 2)\varphi_{\alpha}(1)\varphi_{\alpha}(2)d\xi_1 d\xi_2. \quad (24)$$

Ширина резонанса согласно [5] определяется выражением

$$\frac{\Gamma}{2} = \sum_{lm} \left| \langle \Phi_{\lambda} V_{\text{яд}} R_{lm} \rangle \right|^2 = \sum_{lm} |M_{lm}|^2. \quad (25)$$

Характерный матричный элемент можно приближенно записать в виде

$$M_{im}^* = \langle \varphi_\alpha(1)\varphi_\alpha(2)\varphi_\lambda(r) | V_{\text{яд}} | \varphi_\alpha(1)\varphi_\alpha(2)R(r) \rangle = \\ = \langle \varphi_\lambda(r) W_{\text{яд}}(r) R(r) \rangle. \quad (26)$$

Заметим, что развитый формализм можно использовать и для расчета двухнуклонных резонансов. При этом начальное состояние системы описывается произведением волновых функций связанного нуклона (мишень) и рассеиваемого нуклона. Компаунд-состоянию соответствуют связанные состояния обоих нуклонов.

Развитый подход применим и для описания много-нуклонных резонансов, которые характеризуются переходом нескольких нуклонов в возбужденные связанные состояния. Для описания таких много-нуклонных резонансов, по мнению авторов, наиболее подходящим является метод многомерных гиперсферических функций [6]. Наиболее трудоемким в этом методе является расчет много-нуклонных матричных элементов между волновыми функциями дискретного и непрерывного спектра. Методы расчета подобных матричных элементов в настоящее время развиваются.

## Список литературы

1. Фадеев Л. Д. Математические вопросы квантовой теории рассеяния для системы трех частиц. – Труды Математического института АН СССР, 69, 1963.
2. Меркурьев С. П., Фадеев Л. Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. – М.: Наука, 1985.
3. Лендьел В. И., Навроцкий В. Т., Сабад Е. П. Теория резонансных явлений в электрон-атомных столкновениях. – Киев: Наук. думка, 1988.
4. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – М.: Физматлит, 2001.
5. Садовой А. А., Ульянов А. С. Новый метод расчета ширины автоионизационных состояний при рассеянии электронов на многоэлектронных ионах. – Вестник атомной науки и техники. Сер.: Теоретическая и прикладная физика, 2005, вып. 3, с. 10–17.
6. Садовой А. А. Методы многомерных угловых функций в теоретической и прикладной физике. Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1994.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЗИТРОНАМИ  $^{113m}, ^{115m}\text{In}$ 

И. Н. Вишнеvский, В. А. Желтоножский, Л. П. Кацубо., Н. В. Стрильчук, П. Н. Трифонов,  
С. Н. Федоткин

Институт ядерных исследований НАН Украины, 03680, Киев, Украина

Впервые измерены сечения бесфотонной аннигиляции на  $^{113m}, ^{115m}\text{In}$  при граничной энергии позитронов 3,9 МэВ. Получены  $\sigma^{\text{эф}}(^{115m}\text{In}) = (5,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ ,  $\sigma^{\text{эф}}(^{113m}\text{In}) = (3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Полученные сечения отличаются на 4–5 порядков от теоретических расчетов. Предполагается новый механизм учета позитронов, участвующих в процессе бесфотонной аннигиляции.

$^{113m}, ^{115m}\text{In}$  EXCITATION BY POSITRONS / I. N. VISHNEVSKY, V. A. ZHELTONOZHISKY, L. P. KATSUBO, N. V. STRILCHUK, P. N. TRIFONOV, S. N. FEDOTKIN // Photonless annihilation cross sections energy was measured at the first time on  $^{113m}, ^{115m}\text{In}$  at 3.9 MeV boundary positron. It was obtained  $\sigma^{\text{eff}}(^{115m}\text{In}) = (5.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ ,  $\sigma^{\text{eff}}(^{113m}\text{In}) = (3.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Received cross sections differ from theoretical calculations on 4–5 orders. It is supposed a new mechanism of accounting of positrons which participate in photonless annihilation process.

При аннигиляции позитронов кроме обычных механизмов существует так называемая бесфотонная аннигиляция. При бесфотонной аннигиляции энергия передается ядру, с электронами которого происходит аннигиляция. Изучению этого явления посвящено много работ, обзор теоретических и экспериментальных исследований можно найти в [1]. В последние годы проводились в основном теоретические исследования [2, 3], так как до сих пор сохраняется расхождение между экспериментом и теорией на 2–3 порядка, причем занижена теоретическая оценка.

Здесь необходимо отметить, что наиболее надежно экспериментальные данные были получены при возбуждении  $^{115m}\text{In}$  позитронами из радиоактивного распада  $^{64}\text{Cu}$  с граничной энергией  $E_{\beta^+} = 650 \text{ кэВ}$ . Структура низколежащих состояний  $^{115}\text{In}$  такова, что заселение изомеров  $^{115m}\text{In}$  при таких энергиях позитронов может идти только через возбуждение состояния с энергией 1078 кэВ ( $5/2^+$ ). Спин и четность основного состояния  $^{115}\text{In} - 9/2^+$ , т. е. возбуждение происходит E2-переходом, а при аннигиляции позитронов  $\gamma$ -излучение имеет в основном E1-мультипольность. Это значительно усложняет теоретические расчеты, поэтому представляет определенный интерес получить экспериментальные данные о бесфотонной аннигиляции на  $^{115}\text{In}$  через E1-канал. Исследование возбуждения  $^{115m}\text{In}$  в  $(\gamma, \gamma')$ - и  $(e, e')$ -реакциях показало, что до 3 МэВ не существует состояния с квантовыми характеристиками ( $7/2^-, 9/2^-$ ), которые заселяли бы  $^{115m}\text{In}$  [4]. В то же время  $(\gamma, \gamma')$ -реакция при больших энергиях тормозных  $\gamma$ -квантов (т. е. E1-из-

лучения) заселяет  $^{115m}\text{In}$  в области от 4 до 10 МэВ [5]. Таким образом, для измерения сечения бесфотонной аннигиляции через E1-каналы необходимо иметь позитроны с граничной энергией более 3 МэВ.

Радиоактивные ядра с такой граничной энергией имеют малые периоды полураспада ( $T_{1/2}$ ), поэтому использовать традиционную методику для изучения бесфотонной аннигиляции невозможно.

В данной работе предлагаются новая методика и результаты исследований возбуждения  $^{113m}, ^{115m}\text{In}$  при бесфотонной аннигиляции.

### Методика и результаты исследований

Для измерения бесфотонной аннигиляции использовались позитроны из распада  $^{29}\text{P}(T_{1/2}) = 4,1 \text{ с}$ ,  $E_{\beta^+} = 3,9 \text{ МэВ}$  (рис. 1). Активность  $^{29}\text{P}$  нарабатывалась в реакции  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$ . Выбор такой реакции обусловлен как сечением реакции  $(p, \gamma)$ , так и минимальным выходом высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов, которые могли бы возбуждать в  $(\gamma, \gamma)$ -реакции  $^{115m}\text{In}$ .

Для облучения использовалась сборка, состоящая из пластин Si, In, Pb, In, Pb, In (рис. 2). Выбор толщины Si и Pb был такой, чтобы протоны не попадали на In, а в Pb полностью гасились позитроны. При этом высокоэнергетические  $\gamma$ -кванты, образующиеся в реакции  $(p, \gamma)$ , и аннигиляционные  $\gamma$ -кванты будут одними и теми же для всех мишеней In. Энергия протонов была 4 МэВ, ниже порога  $(p, n)$ -реакции на кремнии, но все

же на конструкционных материалах образовывалось незначительное количество нейтронов с энергиями меньше 1 МэВ. В реакции ( $n, n'$ ) также возможно возбуждение  $^{115m}\text{In}$ , однако это должно быть одно и то же для всех мишеней индия. Таким образом, данная конструкция обеспечивала возбуждение позитронами  $^{115m}\text{In}$  только во второй мишени. Однако в отличие от ранних экспериментов с позитронами из распада  $^{64}\text{Cu}$  в данной методике возможно возбуждение изомеров за счет ( $e^+, e^+$ )-реакции.

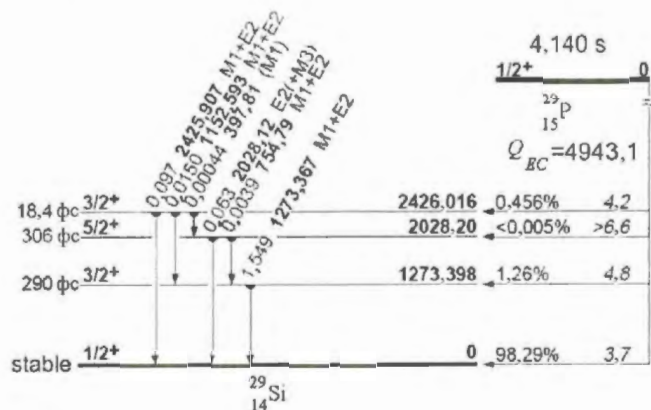


Рис. 1. Схема распада  $^{29}\text{P}$ , возбуждающегося в реакции  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$

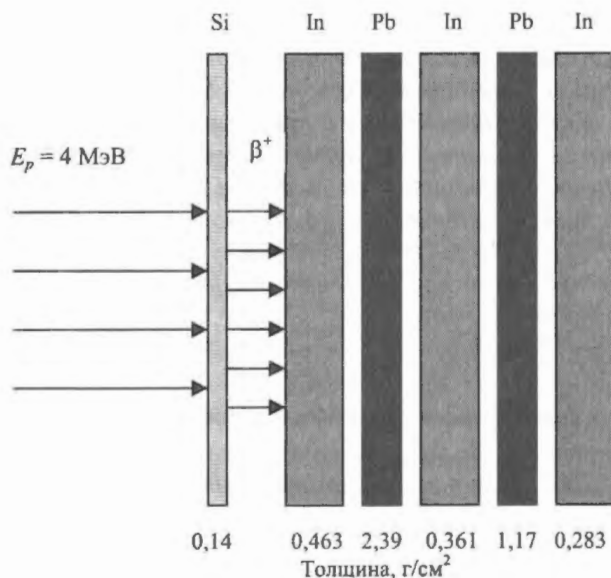


Рис. 2. Структура сборки, которая использовалась при облучении

В процессе облучения сборки протонами измерялся спектр  $\gamma$ -лучей на Ge-спектрометре, удаленном на значительное расстояние, так как поток протонов, как правило, был около 1 мкА. Характерный спектр приведен на рис. 3. Из данных об интенсивности  $\gamma$  511 кэВ определялся поток позитронов на 1-й мишени. В ( $p, p'\gamma$ )-реакции на  $^{28}\text{Si}$  наблюдался сильный  $\gamma$ -переход с энергией 1778 кэВ. Он также применялся нами для контроля потока позитронов с использованием со-

отношения сечений  $\sigma(p, \gamma)$  и  $\sigma(p, p'\gamma)$ . Облучение сборки проводилось в течение одного – четырех часов. Облученные образцы индия измерялись на антикомptonовском спектрометре с Ge-детектором с эффективностью регистрации  $\gamma$ -лучей 20 % по сравнению с NaI(Tl)-детектором размером  $3' \times 3''$ . Характерные спектры приведены на рис. 4. Во всех экспериментах с высокой статистикой наблюдалось возбуждение 1-й мишени позитронами в 1,5–2 раза сильнее, чем 2-й и 3-й мишеней.

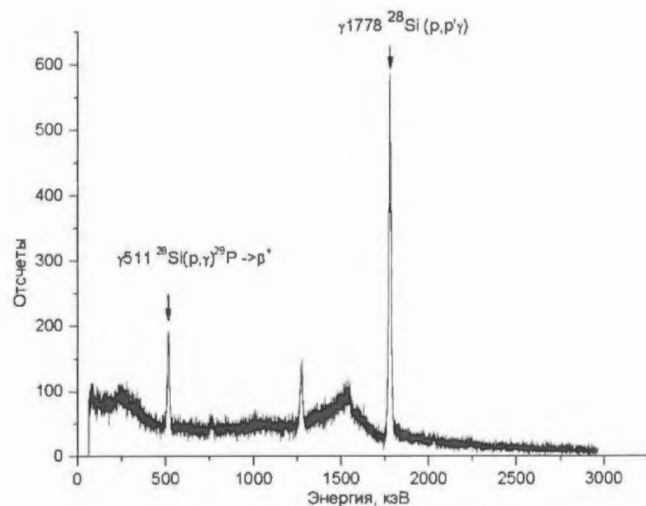


Рис. 3. Спектр гамма-излучения на пучке для используемой сборки

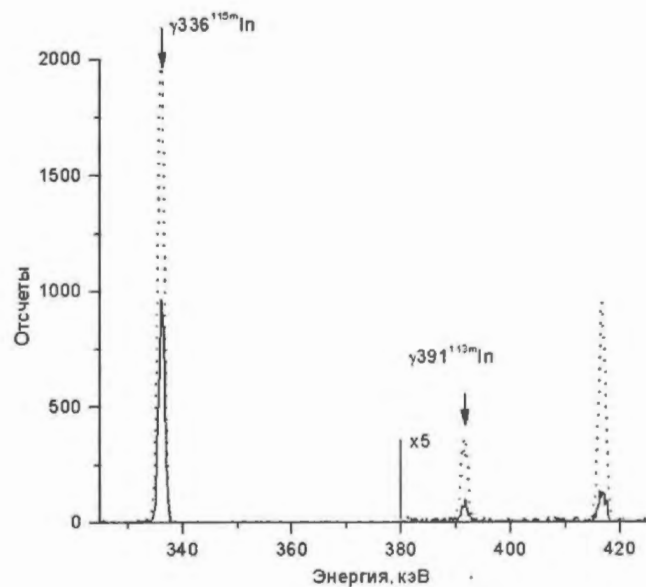


Рис. 4. Спектры облученных образцов индия, измеренные на антикомptonовском спектрометре: - - - образец, облученный позитронами; — контрольный образец

Из данных о мгновенном спектре  $\gamma$ -лучей на пучке протонов был определен поток позитронов  $\Phi = 5,4 \times 10^7/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ .

Для оценки роли ( $e^+, e^+$ )-реакции были проведены исследования возбуждения мишени из индия электронами с энергиями 3,5; 3 и 2,5 МэВ. Из этих данных были получены выходы активности  $^{115m}\text{In}$ , соизмеримые

с активностью, наработанной в реакции с позитронами, но поток электронов составил  $\Phi = 6 \cdot 10^{10} / \text{см}^2 \cdot \text{с}$ , в то время как поток позитронов  $\Phi = 5,4 \cdot 10^7 / \text{см}^2 \cdot \text{с}$ .

Более детально эксперименты с  $(e, e')$ -реакцией описаны в работе [6]. Из этих данных можно сделать вывод о том, что за счет  $(e^+, e^+)$ -реакции вклад активности  $^{115\text{m}}\text{In}$  не превышает 0,1 %. С учетом полученных данных и фоновых измерений нами было получено сечение бесфотонной аннигиляции  $\sigma = ^{115\text{m}}\text{In} (2,4 \pm 0,2) \times 10^{-27} \text{см}^2$ .

Несмотря на низкое содержание  $^{113}\text{In}$  в естественной смеси изотопов (4,3 %), можно уверенно наблюдать и возбуждение  $^{113\text{m}}\text{In}$  позитронами (см. рис. 4). Для  $^{113\text{m}}\text{In}$  было получено  $\sigma = (1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{см}^2$ .

В экспериментальных работах [1] было введено так называемое эффективное сечение, для которого учитываются все позитроны, которые могут возбуждать ядерные состояния, заселяющие данный изомер. Как нами уже обсуждалось, ниже 3 МэВ E1-канала не обнаружено, и это означает, что позитроны с энергией до 2 МэВ не участвуют в этой реакции. Поэтому можно оценить  $\sigma^{\text{эф}}(^{115\text{m}}\text{In}) = (5,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-27} \text{см}^2$  и  $\sigma^{\text{эф}}(^{113\text{m}}\text{In}) = (3,4 \pm 0,6) \times 10^{-27} \text{см}^2$ .

Из этих данных необходимо определить интегральное сечение  $\sigma^{\text{инт}}(^{115}\text{In})$  и  $\sigma^{\text{инт}}(^{113}\text{In})$ . Для этого мы должны оценить значение изомерного отношения  $\sigma_m/\sigma_g$  для этих ядер. Значение  $\sigma_m/\sigma_g$  может быть рассчитано, используя экспериментальные данные для соседних ядер в  $(\gamma, n)$ -реакции. В этих расчетах важную роль играет учет или неучет структуры низколежащих состояний [7].  $^{115}\text{In}$  в этом представлении особенно интересное ядро, так как заселение  $^{115\text{m}}\text{In}$  может происходить каскадом из статистических переходов ( $\bar{E}_\gamma = 1 \text{ МэВ}$ ), и тогда  $\sigma_m/\sigma_g \approx 0,1$ . В то же время возможен E1-переход из состояния, возбужденного бесфотонной аннигиляцией на уровень 1078 МэВ, 20 % которого разряжается на  $^{115\text{m}}\text{In}$ . Учет этого канала увеличивает  $\sigma_m/\sigma_g$  в 1,5–2 раза. Нами для оценки было выбрано значение  $\sigma_m/\sigma_g \approx 0,2$ . С учетом этого значения интегральное сечение бесфотонной аннигиляции  $\sigma(^{115}\text{In}) = (1,2 \pm 0,1) \times 10^{-27} \text{см}^2$ .

Теоретические расчеты дают дифференциальное сечение, и оно согласно расчетам [1] равно  $\sigma_{\text{диф}}^{\text{эф}}(^{115}\text{In}) = 9 \cdot 10^{-26} \text{см}^2$ . Для определения  $\sigma_{\text{диф}}^{\text{эксп}}$  необходимо определить время жизни возбужденных состояний. В данном случае рассматривается E1-канал, поэтому можно сделать одночастичные оценки, которые будут верхним пределом. Для  $^{115}\text{In}$  в области 4–5 МэВ ширина ядерных состояний не может превышать 100 эВ. Систематика E1-переходов в области  $\geq 1 \text{ МэВ}$  показывает, что они

заторможены на 2 порядка для средних по A ядер. Таким образом, можно сделать вывод о том, что  $\Gamma(^{115}\text{In}) \sim 1 \text{ эВ}$  в области 4–5 МэВ. Возбуждение при бесфотонной аннигиляции – атомно-ядерный процесс, поэтому полная ширина  $\Gamma^{\text{бесф}} = \Gamma_{\text{ат}} + \Gamma_{\text{яд}} = 7 \text{ эВ} + 1 \text{ эВ} = 8 \text{ эВ}$ .

Исходя из этой величины можно оценить долю позитронов, участвующих в процессе бесфотонной аннигиляции  $n \approx 4 \cdot 10^{-6}$ , от полного потока позитронов и определить  $\sigma_{\text{диф}}^{\text{эксп}}(^{115}\text{In}) \approx 1 \cdot 10^{-21} \text{см}^2$ . Как видно, эта величина на пять порядков завышена по сравнению с теоретическими оценками. Причем даже если мы возьмем одночастичные ширины, то  $\sigma_{\text{диф}}^{\text{эф}} > 10^{-22} \text{см}^2$ . Здесь необходимо отметить, что такое расхождение в общем-то характерно и для других данных [1]. Поэтому, на наш взгляд, необходимо рассмотреть более внимательно другие процессы, сопровождающие бесфотонную аннигиляцию.

В работе [8] предлагается учитывать влияние "инфракрасного излучения", сопровождающего возбуждение электронов. Если предположить о наличии таких процессов при реакции с позитронами, то расширяется диапазон позитронов, участвующих в бесфотонной аннигиляции. Значение  $n$  при этом будет не меньше  $10^{-2}$  от полного потока позитронов, т. е. сечение уменьшится до  $\sigma_{\text{диф}}^{\text{эксп}}(^{115}\text{In}) \approx 1 \cdot 10^{-25} \text{см}^2$ . Это хорошо совпадает с теоретическими значениями, особенно, если учесть неоднозначности при определении  $\sigma_m/\sigma_g$ .

## Список литературы

1. Желтоножский В. О., Коломиец В. Н. – ЭЧАЯ, 1988, т. 19, с. 237.
2. Ljubičić A., Kerez D. – Phys. Let., 1991, B272, p. 1–4.
3. Ljubičić A., Logan B. A. – Phys. Let., 1994, B325, p. 297–299.
4. Booth E. C., Browson B. A. – Nucl. Phys., 1967, A98, p. 529–541.
5. Мазур В. М., Соколюк И. В., Биган З. М., Коваль И. Ю. Ядерная физика, 1993, т. 56, вып. 1, с. 20–25.
6. Вишневыский И. Н., Желтоножский В. А., Зелинский А. Г. и др. – Ядерна фізика та енергетика, 2006, № 1(17), с. 20–23.
7. Богила Е. А., Коломиец В. М. – Украинский физический журнал, 1989, т. 34, № 1, с. 7–14.
8. Федоткин С. Н., Желтоножский В. А. – Ядерна фізика та енергетика, 2006, № 1(17), с. 39–44.

## ФОРМА ЯДРА В ТОЧКЕ РАЗРЫВА ПРИ РАЗНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЯХ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

<sup>1</sup>Ю. Н. Коблик, <sup>1</sup>В. П. Пикуль, <sup>1</sup>Б. С. Юлдашев, <sup>2</sup>П. Д. Иоанноу, <sup>3</sup>Е. С. Флициан

<sup>1</sup> Институт ядерной физики, Ташкент, Узбекистан

<sup>2</sup> Афинский университет, Ядерная секция, 15-771, Афины, Греция

<sup>3</sup> Университет Центральной Флориды, Отдел физики, Орlando, США

В рамках модели малой капли выполнены расчеты деформаций осколков деления при фиксированных значениях кинетической энергии легкого осколка. Расчеты показывают существование сферической формы с  $A_l = 76$  и  $A_h = 134$  ( $\beta_l, \beta_h \approx 0$ ). Осколки с  $A_l < 76$  и  $A_h < 130$  переходят от сферической формы к сплюснутой. Осколки с  $A_h < 126$  снова приобретают вытянутую форму.

THE NUCLEUS FORM IN THE BREAKING POINT AT DIFFERENT KINETIC ENERGIES OF THE FISSION FRAGMENTS / Yu. N. KOBLIK, V. P. PIKUL, B. S. YULDASHEV, P. D. IOANNOU, E. S. FLITSIYAN // Within the framework of model of a small drop the accounts of deformations of fission fragments are executed at the fixed values of the kinetic energy of an easy fragment. The accounts show existence of the spherical form with  $A_l = 76$  and  $A_h = 134$  ( $\beta_l, \beta_h \approx 0$ ). The splinters with  $A_l < 76$  and  $A_h < 130$  pass from the spherical form to flattened out form. The fragments with  $A_h < 126$  again get the extended form.

### Введение

Форма делящегося ядра в точке разрыва определяется отношением масс будущих осколков, деформацией, оболочечной структурой и квантово-механическими эффектами (ядерной температурой, ядерным трением, внутриядерным взаимодействием). Важно установить вклад каждого из этих факторов в динамику ядерного деления, что позволит более точно описать формирование ядер осколков при спуске от седловой точки к точке разрыва.

В конечном счете форма ядра определяет кинетическую энергию разлетающихся осколков, их энергию возбуждения и энергию деформации. Экспериментально определяются кинетическая энергия, заряд, масса и относительный выход разлетающихся осколков, а полная кинетическая энергия осколков рассчитывается. Используя модельные представления процесса деления, по этим экспериментальным результатам можно найти форму делящегося ядра в точке разрыва, а тонкая структура в массовых и энергетических распределениях показывает неровности на потенциальной энергетической поверхности ядер.

### Экспериментальная методика

Измерения массовых и энергетических распределений продуктов деления (ПД) тяжелой группы  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами проводились на ташкентском масс-спектрометре, расположенном на горизонтальном канале реактора ВВР-СМ. Поток тепловых

нейтронов в месте расположения мишеней составлял  $2 \cdot 10^{12}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . При измерениях были использованы напыленные в вакууме на алюминиевую подложку мишени из  $^{235}\text{U}$  толщиной  $90 \text{ мкг/см}^2$  и  $^{239}\text{Pu}$  толщиной  $50 \text{ мкг/см}^2$ . Измерения проводились в диапазоне массовых чисел  $A = 126-156$  и при фиксированных значениях кинетической энергии в диапазоне  $E_k = 55-80 \text{ МэВ}$ . Детектирование осуществлялось твердотельными трековыми детекторами, одновременно регистрирующими семь последовательных масс ПД, и полупроводниковым детектором. Абсолютные выходы ПД измерялись с погрешностью не более 2%. Массовые выходы получались суммированием распределений по всем ионным зарядам. Подробно методика измерений и обработки полученных результатов описаны в [1]. Результаты измерений массовых и зарядовых распределений ПД легкой группы использовались из работы [2].

### Параметры деформаций и форма осколков деления в точке разрыва

По процедуре, подробно описанной в [1], находилось расстояние между осколками в точке разрыва при фиксированных значениях кинетической энергии  $E_k$  легкого осколка в диапазоне массовых чисел  $68 < A < 110$  и тяжелого осколка  $126 < A < 156$  при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Предварительно определялась полная кинетическая энергия ТКЕ

$$\text{ТКЕ} = E_k A_0 (A_0 - (A_l + v_l)), \quad (1)$$

где  $E_k$  — кинетическая энергия осколка;  $A_0$  — массовое

число составного ядра;  $A_l$  – массовое число ПД;  $v_l$  – число нейтронов, испущенных из осколка.

Число нейтронов  $v_l$  определялось по эмпирическим формулам из [1]. На рис. 1 показаны рассчитанные значения ТКЕ в зависимости от массового числа легкого ПД для фиксированных значений  $E_k = 88,5$  и  $103,1$  МэВ. Из рисунка видно, что эта зависимость имеет линейный характер и не отражает имеющуюся тонкую структуру на потенциальной поверхности ядра. В работе [3] предлагается определять ТКЕ с учетом дополнительных параметров (деформаций осколков, ядерной температуры, энергии возбуждения предразрывной конфигурации) с помощью итерационного метода.

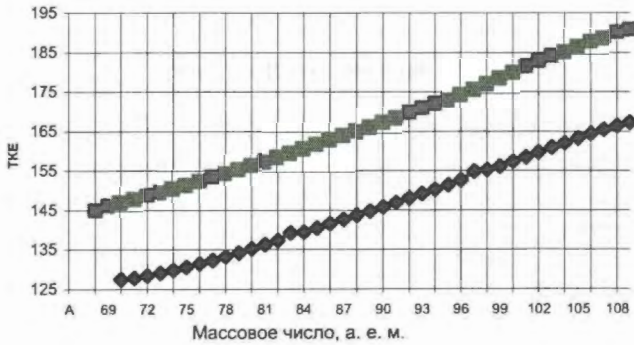


Рис. 1. Полная кинетическая энергия в зависимости от массового числа при фиксированной энергии легкого осколка: —◆— — 88,5 МэВ; —■— — 103,1 МэВ

После вычисления ТКЕ находим расстояние между центрами образующихся осколков

$$d = (Z_l(Z_0 - Z_l)e^2 / \text{ТКЕ})F(x,y) - \delta, \quad (2)$$

где  $Z_l$  – заряд осколка;  $F(x,y) = 1,0 - 1,1$  – параметр, зависящий от формы осколка;  $\delta$  – размер шейки, фм. Если учесть, что предразрывная энергия составляет  $\sim 5$  МэВ, то  $\delta \approx 0,6$  фм, что сравнимо с размером нуклонов. Далее по методике, предложенной в работе [4], определяются размеры ядер-осколков и их деформации

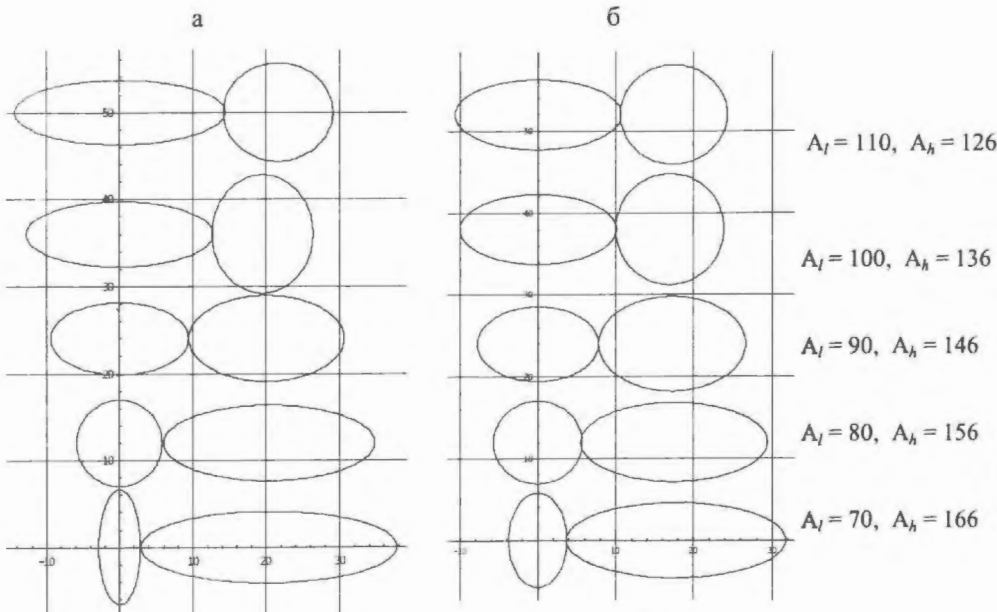


Рис. 3. Форма делящегося ядра  $^{235}\text{U}$  в точке разрыва с разным отношением  $A_l/A_h$  при фиксированном значении  $E_k = 88,5$  МэВ (а) и  $103,1$  МэВ (б) легкого осколка

$\beta_l$  и  $\beta_h$ . На рис. 2 показаны рассчитанные деформации ПД легкой группы с фиксированными значениями  $E_k = 88,5$  и  $103,1$  МэВ и дополнительных к ним ПД тяжелой группы. Выполненные расчеты показывают, что при значениях  $88 \text{ МэВ} < E_k < 108 \text{ МэВ}$  наблюдается сферическая форма у осколков с  $A_l = 76$  и  $A_h = 134$  ( $\beta_l, \beta_h \approx 0$ ). Эти осколки образуются с малым возбуждением, эмиссия нейтронов из них практически отсутствует. У дополнительных к ним осколков ( $A_h = 160, A_l = 102$ ) наблюдаются большие энергии возбуждения и деформации. Осколки с  $A_l < 76$  и  $A_h < 130$  переходят от сферической формы к сплюснутой. Осколки с  $A_h < 126$  снова приобретают вытянутую форму. На рис. 3 показана форма делящегося ядра в точке разрыва при фиксированном значении  $E_k = 103,1$  МэВ легкого осколка. При большой массовой асимметрии осколки имеют сильно вытянутую форму, а дополнительные к ним осколки имеют форму, близкую к сферической или даже сплюснутой.

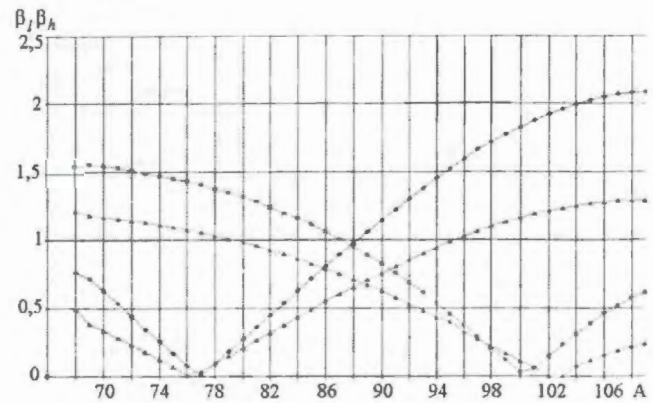


Рис. 2. Деформации ПД легкой группы и дополнительных к ним ПД тяжелой группы при фиксированных значениях  $E_k$ : —◆—  $\beta_l - 88,5$  МэВ; —■—  $\beta_h - 88,5$  МэВ; —▲—  $\beta_l - 103,1$  МэВ; —▲—  $\beta_h - 103,1$  МэВ

Поверхностная энергия  $E_s$  рассчитывалась с использованием модели малой капли [5] для ПД легкой группы с фиксированным значением  $E_k = 88,5$  и  $103,1$  МэВ. На рис. 4 показана зависимость  $E_s$  от массового числа ПД. Эта энергия имеет структурный характер, связанный с четным и нечетным числом протонов и нейтронов в ядре. Для четно-четных ядер  $E_s$  всегда ниже, чем для нечетно-нечетных. При захвате нейтрона ядром урана и плутония  $E_s$  уменьшается на 5 МэВ и в первом минимуме барьера деления составляет 296 и 306 МэВ соответственно. Для наиболее вероятных значений  $A_l = 97$  и  $A_h = 139$  в случае деления  $^{235}\text{U}$  поверхностная энергия  $E_s = 186$  и  $213$  МэВ соответственно. В случае деления  $^{239}\text{Pu}$   $A_l = 101$  и  $A_h = 139$   $E_s = 204$  и  $206$  МэВ. Следовательно, при делении  $^{235}\text{U}$  тяжелый осколок в точке разрыва более деформирован.

Выполненные расчеты деформаций  $\beta_l$ ,  $\beta_h$  и форм осколков деления в точке разрыва показывают, что вблизи магических чисел форма ядер-осколков близка к сферической с небольшими энергиями возбуждения. Возможно существование делящейся системы со сплюснутой формой одного из осколков. Поверхностная энергия  $E_s$  зависит не только от количества нуклонов, но и от отношения числа нейтронов к числу протонов в ядре.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда УНТЦ по проекту "Uzb-96".

Список литературы

1. Коблик Ю. Н., Пикуль В. П. и др. Измерения и анализ массовых и энергетических распределений продуктов деления ядер  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами. – Известия РАН, с.ф., 2006, т.70, № 5, с. 673.
2. Lang W., Clerc H. G. et al. – Nucl.Phys., 1980, vol. A345, p. 34.
3. Андреев А. В., Адамян Г. Г. и др. – Ядерная физика, 2006, т. 69, № 2, с. 219.
4. Prakash S., Manohar S. B. et al. – J. Inorg. Nucl. Chem., 1972, vol. 34, p. 2685.
5. Myers W. D., Schmidt K. H. – Nucl. Phys., 1983, vol. A 410, p. 61.

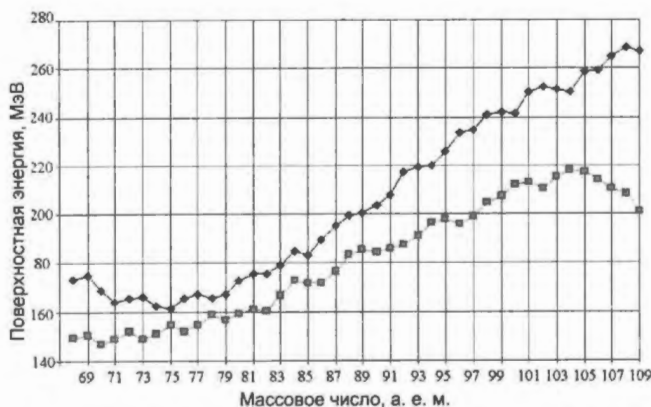


Рис. 4. Поверхностная энергия  $E_s$  ПД легкой группы при значениях кинетических энергий  $E_k = 88,5$  и  $103,1$  МэВ:  
 —◆— — 88,5 МэВ; —■— — 103,1 МэВ

## СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ U И Pu ВЫШЕ ПОРОГА ЭМИССИОННОГО ДЕЛЕНИЯ

В. М. Маслов

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований Национальной академии наук,  
ул. Красина, д. 99, Минск-Сосны, 220109, Беларусь

Расчеты СМНД  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  выполнены для нейтронов с энергией до 20 МэВ. Эксклюзивные спектры предделительных нейтронов реакций  $(n, xn)$  рассчитаны в рамках модели Хаузера – Фешбаха одновременно с сечениями  $(n, F)$  и  $(n, 2n)$  реакций. Спектры нейтронов, испущенных осколками деления, аппроксимировались суммой двух распределений Уатта. Компоненты СМНД, обусловленные предделительными нейтронами, проявляются в наблюдаемых СМНД. Установлена корреляция этого эффекта с вкладами эмиссионного деления  $(n, xn)$  в наблюдаемое сечение деления.

**SPECTRA OF THE INSTANTANEOUS NEUTRONS OF THE U AND Pu FISSION HIGHER THAN A FISSION EMISSIVE THRESHOLD / V. M. MASLOV** // Statistical model calculations of prompt fission neutron spectra (PFNS) of  $^{235}\text{U}(n, F)$  and  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  reaction were performed for incident neutron energies up to  $E_n$  of 20 MeV. Exclusive spectra of the pre-fission (pre-saddle)  $(n, xn)$  reaction neutrons, were calculated with Hauser – Feshbach statistical model, fission and  $(n, xn)$  reaction cross section data being described consistently. Spectra of neutrons, evaporated from the fission fragments, were approximated as a sum of two Watt distributions. PFNS component due to pre-saddle neutrons is evidenced in the shape of the measured PFNS data. We show it to be strongly correlated with the emissive fission contributions to the observed fission cross sections.

### Введение

Спектры мгновенных нейтронов деления (СМНД) актиноидов исследуются теоретически и экспериментально с момента открытия процесса деления [1–3]. Тем не менее лишь для двух реакций,  $^{238}\text{U}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$ , СМНД детально исследованы для энергий нейтронов ниже и выше порога эмиссионного деления [4–10]. Отчетливое снижение средней энергии СМНД  $\langle E \rangle$  вблизи порогов реакций второго  $^{235(238)}\text{U}(n, nf)$  и третьего  $^{235(238)}\text{U}(n, 2nf)$  шансов деления установлено достаточно надежно. Данные [9, 10] подтвердили измерения СМНД для  $^{238}\text{U}(n, F)$  [11], согласно которым  $\langle E \rangle$  для  $E_n = 7$  МэВ ниже средней энергии для  $E_n = 2$  МэВ. Уменьшение средней энергии такой же природы имеет место при  $E_n = 14,7$ , т. е. вблизи порога реакции  $^{238}\text{U}(n, 2nf)$  МэВ по сравнению со средней энергией для  $E_n = 5$  МэВ, впервые обнаруженное в [4, 5] оно было подтверждено в [9, 10]. В случае реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$  анализ СМНД [12–14] при  $E_n = 7$  МэВ привел к оценке  $\langle E \rangle$  [15], которая оказалась ниже средней энергии МНД для деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [16–18].

В области энергий возбуждения эмиссионного деления вклад в наблюдаемые СМНД дают как предделительные, так и постделительные нейтроны. Вклад предравновесных нейтронов, которые могут быть испущены

до установления теплового равновесия в составном ядре  $^{235(238)}\text{U} + n$ , может быть однозначно определен при согласованном описании сечений деления  $(n, F)$  и реакций  $(n, xn)$ . Одновременно фиксируются эмиссионная структура наблюдаемого сечения деления и вклад председловых нейтронов, которые могут быть испущены, прежде чем делящееся ядро достигнет седловых деформаций. Это происходит в тех случаях, когда  $E_n$  выше порога реакции  $(n, nf)$   $E_{n, nf} (\approx 5$  МэВ), после этого постделительные нейтроны испускаются первичными осколками деления. Анализ наблюдаемых СМНД для реакций  $^{232}\text{Th}(n, F)$ ,  $^{238}\text{U}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  показывает, что целый ряд особенностей в них может быть скоррелирован с влиянием предделительных нейтронов [15, 19, 20]. Например, для  $E_n > E_{n, 2nf}$  ступенчатые особенности в наблюдаемых МНД при  $\epsilon \sim 3-5$  МэВ обусловлены первым нейтроном реакции  $(n, 2nf)$  [19, 20]. Особенности в СМНД проявляются и в средних энергиях, они тесно связаны с шансовой структурой наблюдаемых сечений деления. Эта структура зависит от делимости ядер  $(A + 1, Z)$ ,  $(A, Z)$ ,  $(A - 1, Z)$  и т. д., где  $(A, Z)$  – ядро-мишень. Вариации в средних энергиях СМНД наибольшего масштаба были предсказаны для реакции  $^{232}\text{Th}(n, F)$  вблизи порога реакции  $^{232}\text{Th}(n, nf)$  [19, 21]. Недавние эксперименты [9, 10] продемонстрировали еще раз, что представление СМНД в файлах оцененных данных  $^{238}\text{U}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  [22–25] совершенно неудовлетворительное. В случае  $^{239}\text{Pu}$  средние энергии

СМНД в файлах оцененных ядерных данных также весьма различны (рис. 1). Относительный вклад реакции  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  в наблюдаемое сечение деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  существенно ниже, чем в случае реакций  $^{235}\text{U}(n, F)$ ,  $^{238}\text{U}(n, F)$  и  $^{232}\text{Th}(n, F)$ . Тем не менее и в случае реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  первый и второй предделительные нейтроны существенно влияют на форму СМНД.

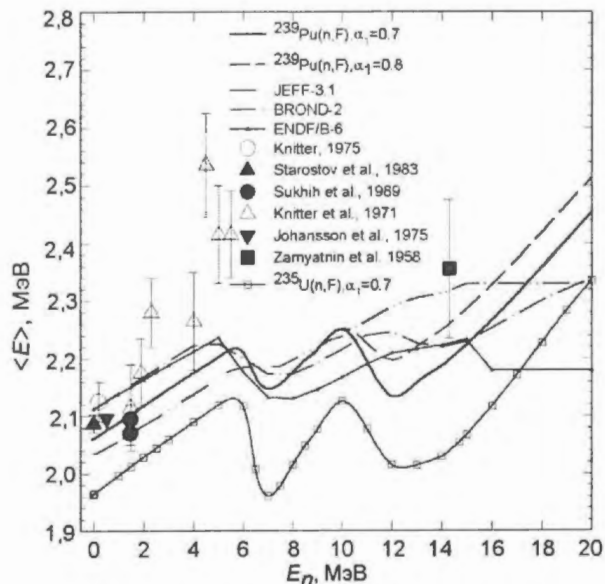


Рис. 1. Средняя энергия спектра мгновенных нейтронов деления для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$

Для расчета СМНД реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  для  $E_n > E_{n,f}$  нами использована статистическая модель, описанная в [15, 19, 20]. Вклад предравновесных нейтронов, которые могут быть испущены прежде, чем в ядре  $^{240}\text{Pu}$  установится тепловое равновесие, может быть однозначно фиксирован при согласованном описании сечений  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ,  $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, 3n)$ . Одновременно определяется шансовая структура  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$  наблюдаемого сечения деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ . Можно утверждать, что современное состояние экспериментальных данных для СМНД и средства их теоретического анализа вполне позволяют существенно улучшить представление СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  в файлах оцененных нейтронных данных.

### Модель для расчета СМНД

СМНД при делении ядер  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами исследовались в нескольких экспериментах [16, 17, 18, 26]. Тем не менее их данные довольно противоречивы, были исследованы хотя и перекрывающиеся, но разные диапазоны энергий мгновенных нейтронов деления: в [16] –  $\epsilon \sim 0,139 - 5$  МэВ, в [18] –  $\epsilon \sim 0,021 - 4,5$  МэВ, в [17] –  $\epsilon \sim 3,07 - 11,2$  МэВ, в [26] –  $\epsilon \sim 0,03 - 3,85$  МэВ. При более высоких энергиях налетающих нейтронов данные немногочисленные и ненадежные, за исключением  $E_n = 1,5$  МэВ [27]. Данные [1, 2, 28, 29, 30] могут использоваться лишь для оценки средних энергий МНД (см. рис. 1).

Для расчета СМНД  $^{239}\text{Pu}$  от тепловых энергий нейтронов до 20 МэВ использовалась модель, описанная в [15, 19, 20, 31]. В области энергий возбуждения эмиссионного деления вклад в наблюдаемые СМНД дают как предделительные, так и постделительные нейтроны. Вклады безэмиссионного/эмиссионного деления определены путем согласованного описания сечений деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ,  $^{238}\text{Pu}(n, F)$  [32, 33] и реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ . Средняя энергия СМНД  $\langle E \rangle$  в ЛС определяется как  $\langle E \rangle = \langle \epsilon \rangle + E_v$ , где  $\langle \epsilon \rangle$  – средняя энергия МНД в СЦМ, а  $E_v$  – параметр распределения Уатта, т. е. энергия СЦМ в ЛС, рассчитанная на один нуклон, или, другими словами, энергия нуклона, движущегося со скоростью СЦМ. Большинство нуклонов испускается полностью ускоренными фрагментами, однако можно предположить, что часть нейтронов испускается вскоре после разрыва ядра [34] до полного ускорения осколков. Это обстоятельство позволяет существенно улучшить описание наблюдаемых СМНД для реакций  $^{238}\text{U}(n, F)$ ,  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{232}\text{Th}(n, F)$  [15, 19, 20] (при уменьшении  $E_v$ ). Для описания СМНД для  $E_n > E_{n,2nf}$  было сделано предположение о дополнительном уменьшении скорости СЦМ в момент эмиссии нейтронов [19, 20].

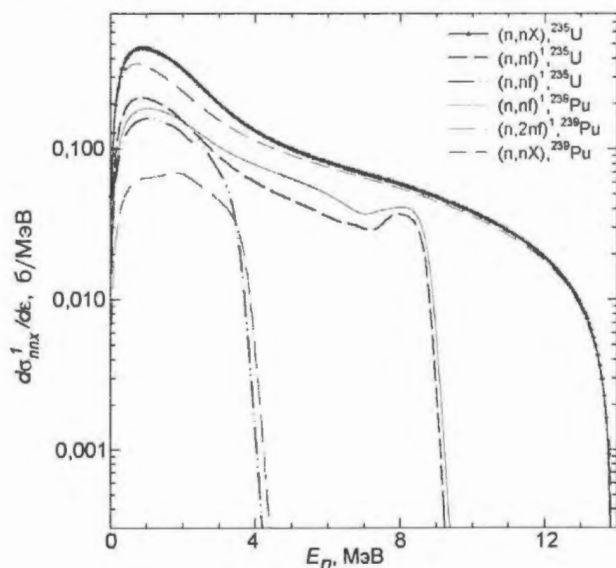


Рис. 2. Парциальные составляющие спектра первых нейтронов  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$  при  $E_n = 14,7$  МэВ

Эксклюзивные спектры нейтронов  $(n, xnf)$  реакций для взаимодействия  $^{239}\text{Pu} + n$  соответствуют согласованному описанию  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$ , они существенно отличаются от аналогичных спектров для реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$  (рис. 2). Энергетическая зависимость СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  для  $\epsilon < E_{th} \sim E_n - B_f$  определяется делимостью остаточного ядра  $^{239}\text{Pu}$ .  $B_f$  – высота более высокого (внутреннего) горба барьера деления  $^{239}\text{Pu}$  [32]. Вероятность деления  $^{239}\text{Pu}$  надежно определяется сечением деления  $^{238}\text{Pu}(n, f)$ . В случае реакции  $^{238}\text{U}(n, F)$  такой определенности для делимости ядра  $^{238}\text{U}$  долго не было. Выполненная в 2005 г. оценка [35] сечения деления  $^{237}\text{U}(n, F)$ , как оказалось, хорошо согласуется с дан-

ными суррогатных измерений в 2006 г. отношения делимостей  $^{238}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  в реакции  $(\alpha, \alpha'F)$  [36].

Используемая нами феноменологическая модель хорошо воспроизводит наблюдаемые спектры мгновенных нейтронов деления для ядер-мишеней с разными делимостями, таких как  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ . Средняя энергия СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  показана на рис. 1. Влияние предделительных нейтронов слабее, чем в случае других ядер-мишеней, это связано с относительно меньшим вкладом реакции  $^{239}\text{Pu}(n, nf)$  в наблюдаемое сечение деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ .

**Модель расчета спектров МНД.** Для энергий падающих нейтронов выше порога эмиссионного деления СМНД есть суперпозиция предделительного спектра нейтронов из реакций  $(n, xnf) - d\sigma_{nxf}^k/d\varepsilon$  ( $x = 1, 2, 3, 4$ ;  $k = 1, \dots, x$ ) и постделительных спектров  $S_{A+2-x}(\varepsilon, E_n)$  нейтронов ( $A = 239$ ), испаряющихся из осколков деления:

$$\begin{aligned} S(\varepsilon, E_n) = & \bar{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n) + \bar{S}_A(\varepsilon, E_n) + \bar{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n) + \\ & + \bar{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n) = v^{-1}(E_n) \left( v_1(E_n) \beta_1(E_n) S_{A+1}(\varepsilon, E_n) + \right. \\ & + v_2(E_n - \langle E_{nnf} \rangle) \beta_2(E_n) S_A(\varepsilon, E_n) + \beta_2(E_n) \frac{d\sigma_{nnf}^1}{d\varepsilon} + \\ & + v_3(E_n) \beta_3 \left( E_n - B_n^A - \langle E_{n2nf}^1 \rangle - \langle E_{n2nf}^2 \rangle \right) S_{A-1}(\varepsilon, E_n) + \\ & + \beta_3(E_n) \left[ \frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n2nf}^2}{d\varepsilon} \right] + \\ & + v_4 \left( E_n - B_n^A - B_n^{-1A} - \langle E_{n3nf}^1 \rangle - \langle E_{n3nf}^2 \rangle - \langle E_{n3nf}^3 \rangle \right) \times \\ & \times \beta_4(E_n) S_{A-2}(\varepsilon, E_n) + \\ & \left. + \beta_4(E_n) \left[ \frac{d\sigma_{n3nf}^1}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n3nf}^2}{d\varepsilon} + \frac{d\sigma_{n3nf}^3}{d\varepsilon} \right] \right). \quad (1) \end{aligned}$$

$\bar{S}_{A+2-x}(\varepsilon, E_n)$  обозначает вклад в наблюдаемый СМНД от  $x$ -го шанса деления,  $\langle E_{nxf}^k \rangle$  – средняя энергия  $k$ -го нейтрона реакции  $(n, xnf)$ , ( $k \leq x$ ) со спектром  $\frac{d\sigma_{nxf}^k}{d\varepsilon}$ .

При этом множественность МНД  $v(E_n)$  оценивается как

$$v(E_n) = \sum_{x=1}^X (v_x(E_{nx}) + (x-1)) \beta_x(E_n), \quad (2)$$

где индекс  $x = 1, \dots, X$  обозначает множественность для шанса деления ядер  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$  и  $^{237}\text{Pu}$  после эмиссии  $(x-1)$  предделительных нейтронов;  $\beta_x(E_n)$  – вклад  $x$ -го шанса деления в наблюдаемое сечение деления, а  $v_x(E_{nx})$  – соответствующая множественность МНД.

Спектры нейтронов  $S_{A+2-x}(\varepsilon, E_n)$ , испаряющихся из осколков деления, будем рассчитывать как сумму двух распределений Уатта [31]

$$S_x(\varepsilon, E_n) = 0,5 \sum_{j=1}^2 W_j(\varepsilon, E_n, T_{xj}(E_n), \alpha); \quad (3)$$

$$W_j(\varepsilon, E_n, T_{xj}(E_n), \alpha) =$$

$$= \frac{2}{\sqrt{\pi} T_{xj}^{3/2}} \sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_{xj}}\right) \exp\left(-\frac{E_{vij}}{T_{xj}}\right) \frac{s h(\sqrt{b_{xj} \varepsilon})}{\sqrt{b_{xj} \varepsilon}}; \quad (4)$$

$$b_{xj} = \frac{4E_{vij}^0}{T_{xj}^2}, \quad T_{xj} = k_{xj} \sqrt{E_i^*} = k_{xj} \sqrt{E_r - TKE_x + U_x}, \quad (5)$$

где  $T_{xj}$  – температура для легкого и тяжелого осколков ( $j = l, h$ ) для  $x$ -го ядра при делении после предварительной эмиссии нейтронов;  $E_r$  – энергия деления;  $\alpha$  – отношение кинетической энергии осколков ТКЕ в момент эмиссии нейтронов к значению ТКЕ после полного ускорения осколков,  $\alpha = 0,873$  для  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$  и  $^{237}\text{Pu}$  [31]. В формулах (3)–(5) энергия СЦМ на один

нуклон равна  $E_{vij}^0 = \frac{A_{hx}}{A_{lx} A_x} \alpha TKE_x$ . Предположение, что

легкий и тяжелый осколки испускают одинаковое число нейтронов является упрощением, однако в [37] показано, что учет зависимости множественности от массы осколка слабо сказывается на СМНД. Отношение "температур" для легкого и тяжелого осколков  $r = 1,248$  является еще одним полуэмпирическим параметром, который не изменялся от ядра к ядру,  $k_{ij}$  – параметр, связанный с плотностью уровней.

После эмиссии предделительного нейтрона энергия возбуждения  $U_x$  остаточного ядра уменьшалась на величину энергии связи нейтрона  $B_i$  и его кинетическую энергию  $\langle E_{xj} \rangle$ . Энергия  $U_x$  для ядра  $A_x = A + 2 - x$  после эмиссии  $(x-1)$  нейтронов рассчитывалась из соотношения

$$U_x = E_n + B_n - \sum_{j < x} (\langle E_{xj} \rangle + B_x). \quad (6)$$

Энергия возбуждения осколков деления ядер с массовым числом  $(A + 2 - x)$  равна  $E_x^* = E_r - TKE_x + U_x$ , "температура" для каждого осколка при делении ядра  $A_x = A + 2 - x$  определялась согласно уравнению (5). СМНД для тепловых нейтронов и  $E_n = 1,5$  МэВ вполне воспроизводятся [31]. Множественности нейтронов  $v_x(E_{nx})$  определяют относительные вклады преддели-

тельных нейтронов  $\frac{d\sigma_{nxf}^k}{d\varepsilon}$  и постделительных нейтро-

нов  $\bar{S}_{A+2-x}(\varepsilon, E_n)$  в  $S_{A+2-x}(\varepsilon, E_n)$  реакций  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$  (см. (1)). Для определения числа постделительных нейтронов  $v_x(E_n)$  выше порога эмиссионного деления использовались низкоэнергетические данные по множественности для ядер Pu и систематика [38].

**Спектры предделительных  $(n, xnf)$  нейтронов.** Вклад реакций эмиссионного деления  $^{239}\text{Pu}(n, xnf)$  в наблюдаемое сечение деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$

$$\sigma_{nF}(E_n) = \sigma_{nf}(E_n) + \sum_{x=1}^X \sigma_{n,xnf}(E_n) \quad (7)$$

вычисляется с помощью делимости  $P_f^{J\pi}(E)$  ядер Pu, т. е.  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$  и ...  $^{240-x}\text{Pu}$ , как

$$\sigma_{n,xnf}(E_n) = \sum_{J\pi} \int_0^{U_{x+1}^{\max}} W_{x+1}^{J\pi}(U) P_f^{J\pi}(U) dU, \quad (8)$$

где  $W_{x+1}^{J\pi}(U)$  – заселенность  $(x+1)$ -го ядра с энергией возбуждения  $U$  после эмиссии  $x$  предделительных нейтронов, энергия возбуждения  $U_{x+1}^{\max}$  определяется энергией налетающих нейтронов и энергией, уносимой из составного ядра испарительными нейтронами.

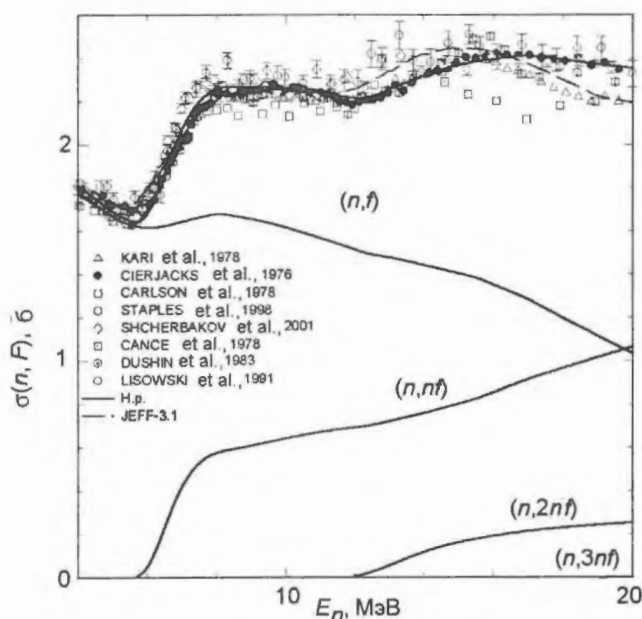


Рис. 3. Сечение деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$

Конкуренция деления и эмиссии нейтронов из ядер Pu, образовавшихся после эмиссии первого предравновесного нейтрона [39], моделируется по формализму Хаузера – Фешбаха. Вклады реакций  $(n, nf)$ ,  $(n, 2nf)$  ...  $(n, xnf)$  определяются согласованным описанием наблюдаемого сечения деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  [40–47] (рис. 3), сечения реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$  [48–50] (рис. 4) и сечения деления  $^{238}\text{Pu}(n, F)$  [32, 33]. В случае реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  вклад безэмиссионного деления первого шанса в полное сечение деления существенно выше вкладов деления второго  $^{239}\text{Pu}(n, nf)$  и третьего  $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$  шансов. Оцененное сечение деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  JEFF-3.1 [22] несколько отличается от данного расчета особенно вблизи порогов реакций  $(n, xnf)$ , однако их парциальные вклады в файле JEFF-3.1 отсутствуют. Изменение энергетической зависимости сечения реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$  при  $E_n = 7,5$  МэВ обусловлено возбуждением двухквантовых состояний над щелью спаривания в четном ядре  $^{238}\text{Pu}$  [51]. Систематические расхождения расчетного сечения с данными [48] обусловлены описанием

данных по полному сечению деления и делимости  $^{239}\text{Pu}$  (см. рис. 3). Расчеты эксклюзивных спектров предделительных нейтронов подробно описаны в [15, 19, 20]. Например, спектр первого нейтрона для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$  или  $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)^1$  определяется как

$$\frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon} = \int_0^{E-B_n^{239}} \frac{d\sigma_{n2nx}^1(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{\Gamma_f^{238}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)}{\Gamma^{238}(E_n - B_n^A - \varepsilon - \varepsilon_1)} d\varepsilon_1. \quad (9)$$

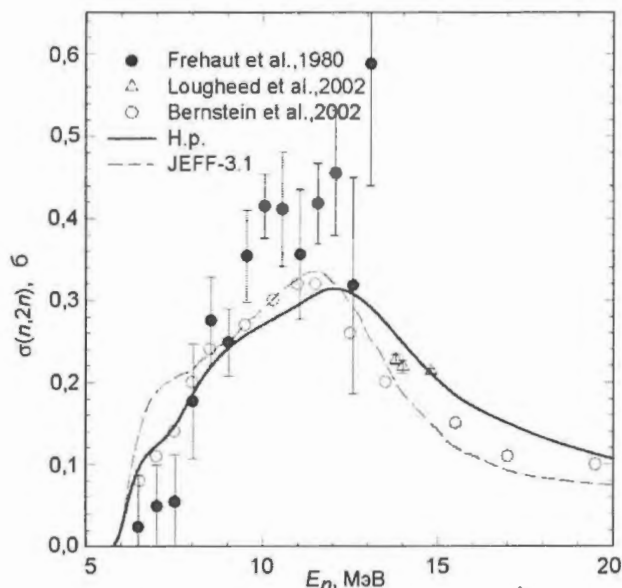


Рис. 4. Сечение реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$

Жесткая часть спектра первого нейтрона  $\frac{d\sigma_{n2nf}^1}{d\varepsilon}$  реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$  определяется вероятностью деления ядра  $^{238}\text{Pu}$ . Спектр второго нейтрона реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$  есть двойной интеграл от спектра эмиссии вторых нейтронов  $^{239}\text{Pu}(n, 2nx)^2$ . Эксклюзивные спектры первого и вторых нейтронов реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$  определяются вероятностью деления ядра  $^{238}\text{Pu}$ .

Разложение наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления на вклады эмиссионного и безэмиссионного деления (см. (1)) позволяет выделить вклады в СМНД безэмиссионного деления ядра  $^{240}\text{Pu}$  –  $\tilde{S}_{A+1}(\varepsilon, E_n)$ , деления второго шанса – нейтронов реакции  $(n, nf)$  и нейтронов из осколков деления ядра  $^{239}\text{Pu}$ ,  $\tilde{S}_A(\varepsilon, E_n)$ , деления третьего шанса – нейтронов реакции  $(n, 2nf)$  и нейтронов из осколков деления ядра  $^{238}\text{Pu}$ ,  $\tilde{S}_{A-1}(\varepsilon, E_n)$ , деления четвертого шанса – нейтронов реакции  $(n, 3nf)$  и нейтронов из осколков деления ядра  $^{237}\text{Pu}$ ,  $\tilde{S}_{A-2}(\varepsilon, E_n)$ . На рис. 5 показаны парциальные вклады в полный СМНД для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  при  $E_n = 7$  МэВ. Вклад деления второго шанса  $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$  систематически ниже вклада деления первого шанса  $\tilde{S}_{240}(\varepsilon, E_n)$ . Спектр  $\tilde{S}_{239}(\varepsilon, E_n)$  для  $\varepsilon \leq 1,5$  МэВ определяется предделительным нейтроном. Несмотря

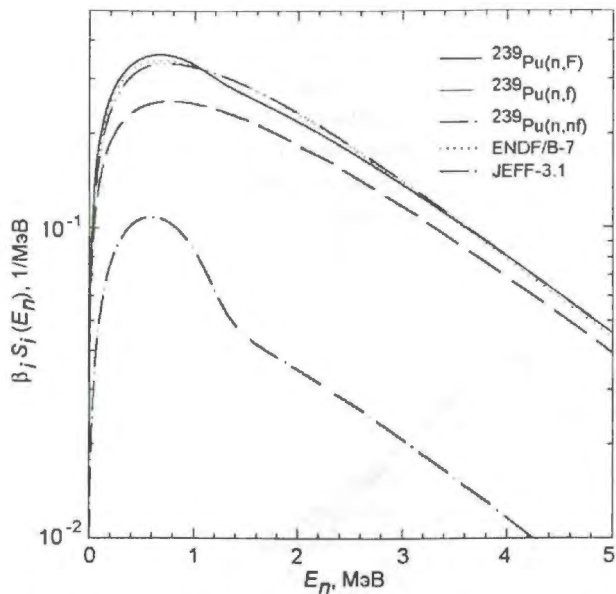


Рис. 5. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  для  $E_n = 7$  МэВ

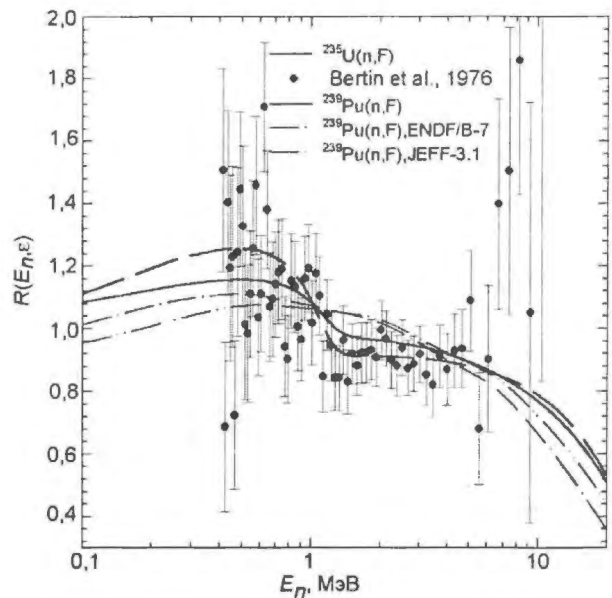


Рис. 6. Спектр мгновенных нейтронов деления для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ,  $E_n = 14,7$  МэВ

на то, что вклад второго шанса  $\tilde{S}_{239}(\epsilon, E_n)$  систематически ниже вклада деления первого шанса  $\tilde{S}_{240}(\epsilon, E_n)$ , он определяет полный спектр в области мягких нейтронов деления. Впервые избыток мягких нейтронов в наблюдаемом СМНД при  $E_n = 7$  МэВ был замечен для реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$  в [12, 13, 14]. На рис. 6 экспериментальные данные для  $^{235}\text{U}(n, F)$  сравниваются с расчетами для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ . Данные представлены в виде отношения к максвелловскому спектру с  $\langle E \rangle = 2,13616$  МэВ. Влияние предделительных нейтронов на наблюдаемый СМНД  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  слабее, чем в случае реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$  [15], однако существенно сказывается на наблюдаемом спектре. Резкое увеличение СМНД при  $\epsilon \leq 1,5$  МэВ обусловлено предделительными нейтронами  $^{239}\text{Pu}(n, nf)$ . Оценки ENDF/B-VI [23] и JEFF-3.1 [22] основаны на расчетах по модели Мэдлэнда – Никса [52] и, по существу, некорректно учитывают предделительные нейтроны. Это еще раз демонстрирует, что предделительные нейтроны играют важную роль при анализе/предсказании СМНД.

Вклад деления первого шанса для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  при  $E_n = 14,7$  МэВ (рис. 7) в целом выше вкладов второго и третьего шансов деления, только вблизи  $\epsilon \approx 8$  МэВ вклад второго шанса сравнивается с вкладом первого. Вклад реакции  $^{239}\text{Pu}(n, nf)$  ответственен за широкий пик в полном СМНД. Вклад второго шанса быстро падает при  $\epsilon \geq 15$  МэВ, когда наблюдаемый спектр определяется МНД первого шанса  $^{240}\text{Pu}$ . Вклад реакции  $^{239}\text{Pu}(n, 2nf)$   $\tilde{S}_{238}(\epsilon, E_n)$  меньше вкладов реакций  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  –  $\tilde{S}_{240}(\epsilon, E_n)$  и  $^{239}\text{Pu}(n, nf)$  –  $\tilde{S}_{239}(\epsilon, E_n)$ . Ступенька вблизи  $\epsilon \approx 3$  МэВ обусловлена вкладом спектра  $(n, 2nf)^1$ . Особенности, аналогичные обусловленным вкладом первых нейтронов реакции  $(n, 2nf)^1$  в  $\tilde{S}_{239}(\epsilon, E_n)$ , при более вы-

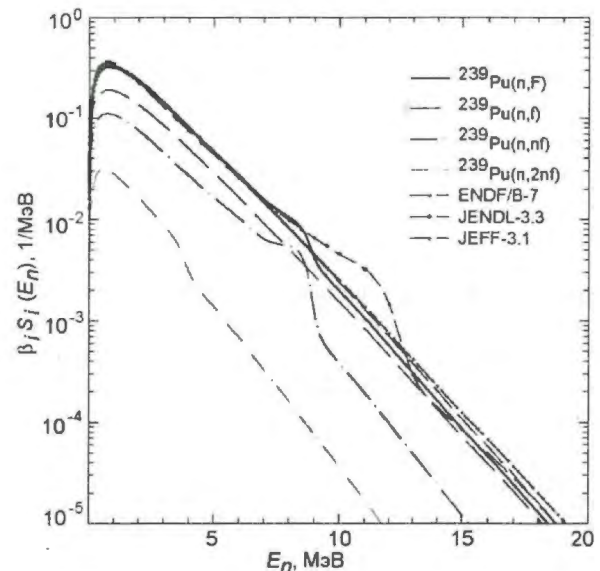


Рис. 7. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ,  $E_n = 14,7$  МэВ

соких энергиях налетающих нейтронов возможны в  $\tilde{S}_{238}(\epsilon, E_n)$  за счет первых нейтронов реакции  $(n, 3nf)$ .

На рис. 8 СМНД для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  при  $E_n = 14,7$  МэВ сравниваются с наблюдаемыми СМНД для  $^{235}\text{U}(n, F)$  [5]. Особенности, предсказанные для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , очень похожи на наблюдаемые для  $^{235}\text{U}(n, F)$  [15]. Данные представлены в виде отношения к максвелловскому спектру с  $\langle E \rangle = 2,136$  МэВ, приведены также оцененные данные ENDF/B-VI [23] ( $E_n = 15$  МэВ), JEFF-3.1 [22] и JENDL-3.3 [24] (при  $E_n = 14$  МэВ).

Эволюция вклада предделительных нейтронов  $(n, nf)$  для  $E_n = 7$  МэВ и  $E_n = 14,7$  МэВ обусловлена увеличением пороговой энергии  $E_{th} \sim E_n - B_f$  предделительных нейтронов, что проявляется как "волна", смещающаяся с увеличением  $E_n$  слева (рис. 6) направо (рис. 8). Иные оценки МНД это обстоятельство игнорируют.

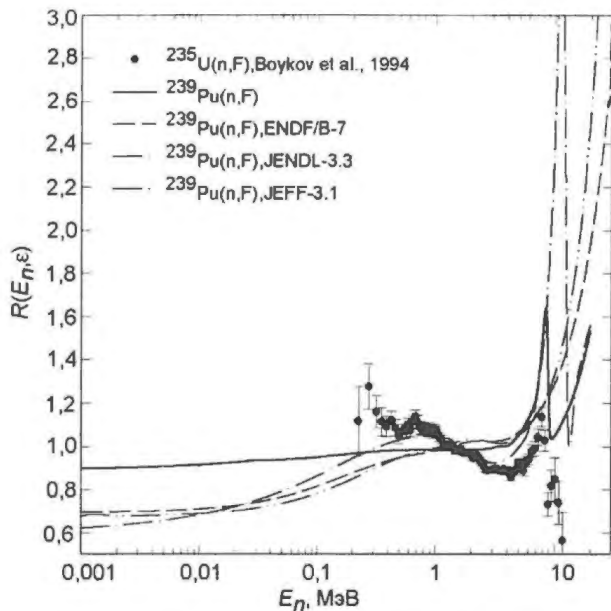


Рис. 8. Спектр мгновенных нейтронов деления для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ,  $E_n = 14,7$  МэВ

Энергетическую зависимость СМНД  $^{238}\text{U}(n, F)$ ,  $^{232}\text{Th}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  выше порога реакции  $(n, 2nf)$  удалось воспроизвести, уменьшив энергию СЦМ на один нуклон в соответствии с формулой

$$E_{vij} = \alpha_1 E_{vij}^0. \quad (10)$$

Учитывая влияние на процесс эмиссии нейтронов только энергии возбуждения, мы сделали предположение, что параметр  $\alpha_1 = 1$  для  $E_n < 10$  МэВ и  $\alpha_1 = 0,8$  для  $E_n > 12$  МэВ, линейно изменяясь между этими энергиями. Эта дополнительная коррекция средней энергии постделительных нейтронов устраняет большинство разногласий расчетных и наблюдаемых СМНД [19]. В случае реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$  наилучшее описание СМНД при  $E_n = 14,7$  МэВ достигается при  $\alpha_1 = 0,7$ , поэтому это значение используется и в случае реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ .

На рис. 9 показано, что вклад первого шанса при  $E_n = 20$  МэВ ниже вклада второго шанса для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  при  $\epsilon \leq 15$  МэВ, особенно в диапазоне энергий  $7 \leq \epsilon \leq 15$  МэВ. Вклады шансов деления  $\bar{S}_{240}(\epsilon, E_n)$ ,  $\bar{S}_{239}(\epsilon, E_n)$ ,  $\bar{S}_{238}(\epsilon, E_n)$  и  $\bar{S}_{237}(\epsilon, E_n)$  в СМНД определяются предделительными нейтронными спектрами и вкладами шансов в наблюдаемое сечение деления. Влияние предделительных нейтронов реакции  $(n, nf)$  проявляется как широкий пик вблизи  $\epsilon \approx 14$  МэВ. Предделительные нейтроны реакции  $(n, 2nf)$  проявляются как ступенька вблизи  $\epsilon \approx 9$  МэВ. Расчеты JENDL-3.3 [24], выполненные по модели Мэдлэнда – Никса [52] с учетом предравновесной эмиссии первого нейтрона при  $E_n = 14,7$  МэВ, предсказывают широкий пик вблизи  $\epsilon \approx 12$  МэВ. Столь значительное смещение пика вправо обусловлено завышенным вкладом реакции  $^{239}\text{Pu}(n, nf)$  в наблюдаемое сечение реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , как и в случае ядра-мишени  $^{238}\text{U}$ . Следующим существенным не-

достатком предыдущих методов анализа СМНД является заниженный вклад мягких нейтронов при  $E_n > E_{n, nf}$ . В [53, 54] вклад второго шанса был существенно завышен с целью компенсировать заниженный вклад мягких предделительных нейтронов в наблюдаемый СМНД. Таким способом удалось воспроизвести основные особенности поведения средних энергий СМНД  $^{238}\text{U}(n, F)$ , но не удалось описать СМНД.

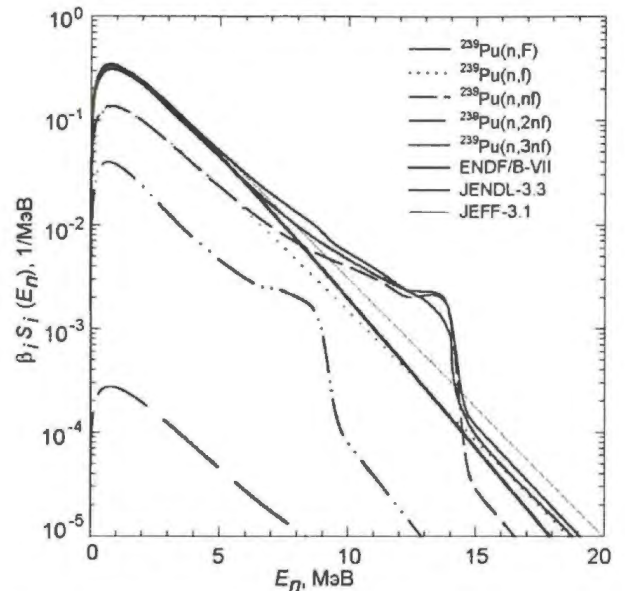


Рис. 9. Парциальные составляющие спектра мгновенных нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ ,  $E_n = 20$  МэВ

Средние энергии СМНД служат удобной интегральной характеристикой. На рис. 1 видно, что наша зависимость  $\langle E \rangle$  для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  аналогична наблюдаемой для СМНД для реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$  [10, 15]. Наша оценка наиболее детально воспроизводит совокупность экспериментальных данных, особенно вблизи порогов реакций  $^{235}\text{U}(n, nf)$  и  $^{235}\text{U}(n, 2nf)$ . Несмотря на то, что данные ENDF/B-VI [23], JEFF-3.1 [22] и JENDL-3.3 [24] предсказывают вариацию  $\langle E \rangle$  выше порога  $E_{n, nf}$ , корреляцию этих вариаций с  $(n, xnf)$  нейтронами можно считать условной. При  $E_n > E_{n, 2nf}$  снижение  $\langle E \rangle$ , очевидное в наших расчетах, отсутствует в прежних расчетах [23, 24] либо смещено в сторону более высоких энергий. Уменьшение  $\langle E \rangle$  МНД для ENDF/B-VI [23] при  $E_n > 15$  МэВ не подтверждается измерениями для  $^{235}\text{U}(n, F)$  [10, 15]. Наша оценка поддерживается перенормированными данными [55] при  $E_n = 1,5$  МэВ. СМНД для тепловых нейтронов [16–18] также хорошо воспроизводятся, особенно для  $0,02 \leq \epsilon \leq 1$  МэВ, где данные [16–18] существенно отличаются от данных [26]. Данные [29] по средним энергиям при  $E_n > 2$  МэВ характеризуются значительным разбросом. Оценка  $\langle E \rangle$  в [1, 2] при  $E_n = 14$  МэВ основана на достаточно узком диапазоне энергий мгновенных нейтронов деления. Расхождение измеренных и оцененных данных по сред-

ним энергиям выходит за пределы допустимых погрешностей. Наш подход, использующий данные по тепловым СМНД и модельный анализ СМНД при более высоких энергиях нейтронов, может рассматриваться как достаточно надежный способ предсказания спектров и  $\langle E \rangle$  для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  до 20 МэВ.

### Заключение

Анализ наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления для реакций  $^{235}\text{U}(n, F)$  и  $^{238}\text{U}(n, F)$  показал, что целый ряд структур может быть скоррелирован с влиянием предделительных ( $n, xnf$ ) нейтронных спектров. Установлена корреляция между формой СМНД и вкладами эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций  $^{232}\text{Th}(n, F)$ ,  $^{238}\text{U}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Спектры предделительных нейтронов оказались довольно мягкими по сравнению с нейтронами, испускаемыми возбужденными осколками деления. Это приводит к тому, что средняя энергия СМНД уменьшается вблизи порогов реакций ( $n, xnf$ ), для ядер U теоретические и экспериментальные данные хорошо согласуются. Применение аналогичного подхода для предсказания спектров и средних энергий МНД  $\langle E \rangle$  предсказывает вариацию  $\langle E \rangle$  для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ , масштаб которой ниже, чем в случае реакции  $^{235}\text{U}(n, F)$ . Это обстоятельство связано с различием вкладов эмиссионного деления в наблюдаемые сечения деления для реакций  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$ .

Таким образом, можно утверждать, что корректная оценка предделительных ( $n, xnf$ ) нейтронных спектров и простое моделирование спектров нейтронов из осколков деления позволяет надежно предсказать СМНД для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$  до 20 МэВ. Моделирование спектров нейтронов из осколков остается весьма грубым по сравнению с новыми методами статистического анализа [56], однако в настоящее время предложенный подход остается единственным способом адекватного анализа наблюдаемых СМНД для  $^{232}\text{Th}(n, F)$ ,  $^{238}\text{U}(n, F)$  и  $^{235}\text{U}(n, F)$  и их предсказания для  $^{239}\text{Pu}(n, F)$ .

### Список литературы

1. Замятнин Ю. С., Сафина И. Н., Гутникова Е. К. и др. – Атомная энергия, 1958, т. 4, с. 337.
2. Замятнин Ю. С., Сафина И. Н., Гутникова Е. К. и др. – Там же, с. 443.
3. Howerton, Doya R. J. – Nucl. Sci. Eng., 1971, vol. 46, p. 414.
4. Бойков Г. С., Дмитриев В. Д., Кудяев Г. А. и др. – Ядерная физика, 1991, т. 53, с. 628.
5. Boykov G. S., Dmitriev V. D., Kudyaev G. A. et al. – Ann. Nucl. Energy, 1994, vol. 21, p. 585.
6. Смиренин Г. Н., Ловчикова Г. Н., Труфанов и др. – Ядерная физика, 1996, т. 59, с. 1934.

7. Lovchikova G. N., Trufanov A. M., Svirin M. I. et al. – Proceedings of the XIV International Workshop on Nuclear Fission Physics, Obninsk, October, 12–15, 2000, p. 72–82, Obninsk, 2000.

8. Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М., Свирина М. И. и др. – Ядерная физика, 2004, т. 67, с. 1270.

9. Ethvignot T., Devlin M., Drosig R. et al. Phys. Lett. B, 2003, vol. 575, p. 221.

10. Ethvignot T., Devlin M., Duarte H. et al. – Phys. Rev. Lett., 2005, vol. 94, p. 052701.

11. Корнилов Н. В., Журавлев Б. В., Сальников О. А. и др. Нейтронная физика, 5-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, Киев, 15–19 сентября, 1980, т. 2, с. 44–49. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980.

12. Bertin A., Bois R., Frehaut J. – CEA-R-4913, CEA, 1978.

13. Frehaut J., Bertin A., Bois R. – Trans. Am. Nucl. Soc., 1979, vol. 32, p. 732.

14. Frehaut J., Bertin A., Bois R. Third All-Union Conf. on Neutron Physics, Kiev, 9–13 June, 1975, vol. 5, p. 349.

15. Maslov V. M., Kornilov N. V., Kagalenko A. B., Tetereva N. A. – Nucl. Phys., 2005, vol. A760, p. 274.

16. Старостов Б. И., Нефедов В. Н., Бойцов А. А. Нейтронная физика, 6-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, Киев, 2–16 октября, 1983, т. 2, с. 285. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984.

17. Старостов Б. И., Нефедов В. Н., Бойцов А. А. Нейтронная физика, 6-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, Киев, 2–16 октября, 1983, т. 2, с. 290. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984.

18. Бойцов А. А., Семенов А. Ф., Старостов Б. И. Нейтронная физика, 6-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, Киев, 2–16 октября, 1983, т. 2, с. 294. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984.

19. Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Baba M. et al. – Phys. Rev., 2004, vol. C 69, p. 034607.

20. Maslov V. M., Porodzinskij Yu. V., Baba M. et al. – Europhysics Journal, 2003, vol. A 18, p. 93.

21. Maslov V. M. – Nucl. Phys., 2004, vol. A743, p. 236.

22. Romain P., Morillon B. et al. JEFF-3.1, 2005 (available at <http://www.nea.fr>).

23. Roussin R. W., Young P. G., McKnight R. Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Gatlinburg, USA, May 9–13, 1994, p. 692, J. K. Dickens (Ed.), ANS (1994).

24. Shibata K., Kawano T., Nakagawa T. et al. – J. Nucl. Sci. Technol., 2002, vol. 39, p. 1125.

25. BROND-2. Library of Recommended Evaluated Neutron Data. – Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1991, вып. 2.

26. Lajtai A., Kecskemeti J., Safar J. et al. – Proc. International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, 1985, Santa Fe, USA, vol. 1, p. 613.

27. Сухих С. Е., Ловчикова Г. Н., Виноградов В. А. и др. – Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1989, вып. 3, с. 106.

28. Knitter H. H. et al. – Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna, IAEA, 1971, p. 41.
29. Knitter H. H. – Atomkernenergie, 1975, N 26, p. 76.
30. Johansson P. I., Holmqvist B., Wiedling T. Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, 1975, Washington, vol. 2, p. 572.
31. Корнилов Н. В., Кагаленко А. Б., Hambsch F.-J. – Ядерная физика, 1999, т. 62, с. 173.
32. Маслов В. М. – Ядерная физика, 2000, т. 63, с. 161.
33. Maslov V. M. et al. INDC(BLR)-9, Vienna, 1997.
34. Hilscher D., Rossner H. – Ann. Phys. Fr., 1992, vol. 17, p. 471.
35. Maslov V. M. – Phys. Rev. C 72, 2005, p. 044607.
36. Becker J.A. et al. – Phys. Rev. C73, 2006, p. 054604.
37. Hambsch F.-J., Oberstedt S., Vladuca G., Tudora A. – Nucl. Phys. A, 2002, vol. 709, p. 85.
38. Малиновский В. В. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1987, вып. 2, с. 25.
39. Uhl M., Strohmaier B. IRK-76/01, IRK, Vienna, 1976.
40. Kari K., Cierjacks S. – Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and applied purposes, Harwell, UK, p. 905, OECD, Paris, 1978.
41. Leugers B. et al. ANL-79-90, 1976, p. 183.
42. Carlson G. W., Behrens J. W. – Nucl. Sci. Eng., 1978, vol. 66, p. 205.
43. Staples P., Morley K. – Nucl. Sci. Eng., 1998, vol. 129, p. 149.
44. Shcherbakov O. A. et al. Proc. Int. Conf. Nucl. Data for Sci. and Techn. Tsukuba, Japan, October, 7–12, 2001, p. 230 (2002).
45. Cance M. et al. – Nucl. Sci. Eng., 1978, vol. 68, p. 197.
46. Душин В. Н. и др. – Атомная энергия, 1983, т. 55, с. 218.
47. Lisowski P. W., Gavron A., Parker W. E. et al. Proc. Specialists' Meeting on Neutron Cross Section Standards for the Energy Region above 20 MeV, Uppsala, Sweden, May 21–23, 1991, p. 177, OECD, Paris, 1991.
48. Frehaut et al. – Nucl. Sci. Eng., 1980, vol. 74, p. 29.
49. Loughheed R. W. et al. – Radiochimica Acta, 2002, vol. 833, p. 833.
50. Bernstein L. A. et al. – Phys. Rev. C65, 2002, p. 021601.
51. Maslov V. M. – Zeit. Phys. A, Hadrons & Nuclei, 1994, vol. 347, p. 211.
52. Madland D. C., Nix J. R. – Nucl. Sci. Eng., 1982, vol. 81, p. 213.
53. Kawano T., Ohsawa T., Baba M., Nakagawa T. – Phys. Rev. C, 63, 2001, p. 034601.
54. Tudora A., Vladuca G., Morillon B. – Nucl. Phys. A, 740, 2004, p. 33.
55. Смиренкин Г. Н., Ловчикова Г. Н., Труфанов А. М. и др. – Ядерная физика, 1999, т. 62, с. 1551.
56. Lemaire S., Talou P., Kawano T. et al. – Phys. Rev. C, 72, 2005, p. 24601.
57. Maslov V. M., Baba M., Hasegawa A. et al. – In: Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, September 26–1 October, 2004, p. 191, R. C. Haight, M. B. Chadwick, T. Kawano, P. Talou (Eds), AIP (2005).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ Ag В ПРОЦЕССЕ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ

И. Н. Вишнеvский, В. А. Желтоножский, С. С. Драпей, Е. О. Кочергина, Н. В. Стрильчук

Институт ядерных исследований НАН Украины, 03680, Киев, Украина

На антикомптоновском спектрометре и спектрометре многомерных совпадений с Ge-Si(Li)-детекторами измерено возбуждение атомов Ag в процессе внутренней конверсии гамма-лучей E3-перехода  $^{109m}\text{Ag}$ . Определена вероятность двойной ионизации К-оболочки  $P_{\text{КК}} = (2,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ . Показано доминирование прямого процесса в возбуждении атомов Ag.

INVESTIGATION OF Ag ATOMS EXCITATION IN THE PROCESS OF INTERNAL CONVERSION OF  $\gamma$ -RAYS / I. N. VISHNEVSKY, V. A. ZHELTONOZHSKY, S. S. DRAPEY, E. O. KOCHERGINA, N. V. STRILCHUK // Investigation of Ag atoms excitation in the process of internal conversion of  $^{109m}\text{Ag}$  E3-transition  $\gamma$ -rays was measured on anticompton spectrometer and multidimensional coincidence spectrometer with Ge-Si(Li) detectors. K-shell double ionization probability was defined  $P_{\text{КК}} = (2.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$ . Direct process domination in Ag atoms excitation was shown.

### Введение

В процессе внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей образуется вакансия на К-оболочке. Отсутствие электрона вызывает мгновенное изменение заряда, что приводит к стряхиванию электронов с атомных оболочек. Теоретически такой процесс изучался более 60 лет назад [1], однако до сих пор не существует единой теории, описывающей возбуждение атома при изменении заряда вблизи ядра (процесс внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей) или в ядре ( $\beta^{\pm}$ ,  $\alpha$ -распад). Основной причиной отсутствия теории является неполная экспериментальная информация о процессах стряхивания, что связано со сложностью изучения этих процессов. Это обусловлено тем, что измерять непосредственно электроны, которые стряхиваются, экспериментально очень сложно из-за малости эффекта и невозможности их отделения от электронов, излучаемых в других процессах.

Поэтому экспериментально измеряется характеристическое излучение, которое сопровождает процесс встряски при заполнении вакансии. Наиболее доступно для исследования  $K_{\gamma}$ -излучение, однако вероятность ионизации К-оболочки атома составляет, как правило,  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  на распад, поэтому это излучение также очень сложно выделить на фоне других процессов. Исследование возбуждения атома в процессе внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей осложняется еще тем, что в процессе внутренней конверсии на К-оболочке образуется вакансия, заполнение которой приводит к образованию такого же  $K_{\gamma}$ -излучения, как и в процессе стряхивания. Поэтому для измерения вероятности возбуждения атомов в процессе внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей на К-обо-

лочке ( $P_{\text{КК}}$ ) необходимо измерять  $K_{\gamma}$ -,  $K_{\gamma}$ -совпадения. Очевидно, что выделить в общем  $K_{\gamma}$ -излучении вклад  $P \sim 10^{-4}$ – $10^{-5}$  не очень простая задача. Вероятность  $P_{\text{КК}}$  была измерена для ряда ядер в области  $Z \sim 50$  [2], и были получены значения, завышенные по сравнению с теоретическими оценками, основанными только на учете мгновенного изменения заряда. Кроме того, для ряда ядер были получены значения вероятности возбуждения атомов  $P_{\text{КК}} = (1,53 \pm 0,24) \cdot 10^{-4}$  [3] и  $P_{\text{КК}} = (4,32 \pm 0,46) \cdot 10^{-5}$  [4], различающиеся между собой в 3–5 раз. Особенно это характерно для  $^{109}\text{Ag}$ , хотя измерение вероятности этого процесса в этом ядре методически наиболее просто.

Поэтому нами были выполнены измерения  $P_{\text{КК}}$  для  $^{109}\text{Ag}$  различными методами, для того чтобы исключить или уменьшить вклад других процессов в  $K_{\gamma}$ -излучение, образованное стряхиванием электронов.

### Методика и результаты измерений

Измерения были выполнены на ядре  $^{109m}\text{Ag}$ , что заселяется при электронном захвате  $^{109}\text{Cd}$ , схема распада которого приведена на рис. 1 [5].

Для экспериментального определения вероятности двойной ионизации К-оболочки при внутренней конверсии  $\gamma$ 88 кэВ используются измерения совпадений между рентгеновскими  $K\alpha$ -квантами, что излучаются во время заполнения К-оболочки.

При  $\beta$ -распаде данного ядра могут наблюдаться следующие эффекты:

– при внутренней конверсии за счет скачкообразного изменения кулоновского поля 2-й электрон

K-оболочки может перейти в состояние непрерывного спектра, или в незаполненное связанное состояние, при этом на K-оболочке появится вакансия. Этот процесс называется стряхиванием;

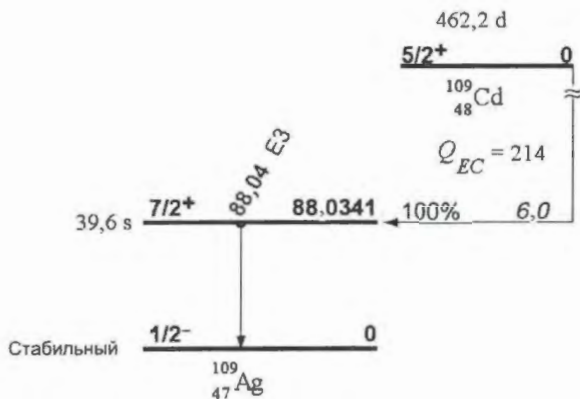


Рис. 1. Схема распада  $^{109}\text{Cd}$

– при внутренней конверсии также возможны эффект прямого взаимодействия конверсионного электрона с электронной оболочкой атома и выбивание 2-го K-электрона. Этот процесс тоже относится к стряхиванию;

– эффект внутренней конверсии внутреннего комптон-эффекта;

– при K-захвате наблюдается внутреннее тормозное  $\gamma$ -излучение;

– при конверсии также наблюдается тормозное излучение конверсионного электрона в мишени, имеющее непрерывный спектр излучения и максимальную энергию 63 кэВ, т. е. внешнее тормозное излучение;

– при переходе ядра с возбужденного состояния в основное наблюдается внутренний комптон-эффект.

Каждый из этих эффектов дает вклад в исследуемый нами эффект. Поскольку мы определяем вероятность двойной ионизации K-оболочки по характеристическому излучению, которое образуется при заполнении образованных вакансий, то мы не можем разделить вклады от эффектов стряхивания и внутренней конверсии внутреннего комптон-эффекта и рассматриваем их вместе. Эффекты внутреннего и внешнего тормозного излучения и внутреннего комптон-эффекта дают нам непрерывную подставку под эффектом, что мы и исследуем.

Исследования возбуждения атомов  $^{109m}\text{Ag}$  было выполнено на антикомптоновском спектрометре фирмы CANBERRA в режиме совпадений. При этом энергетические окна выделялись на NaI(Tl)-детекторе. Временное разрешение составляло 50 нс.

В результате проведенных измерений получены спектры совпадений для разных энергетических окон и соответствующие спектры антисовпадений. Один из таких спектров совпадений с окном, соответствующим  $K_{\alpha}$ -излучению Ag, представлен на рис. 2, а спектр антисовпадений – на рис. 3.

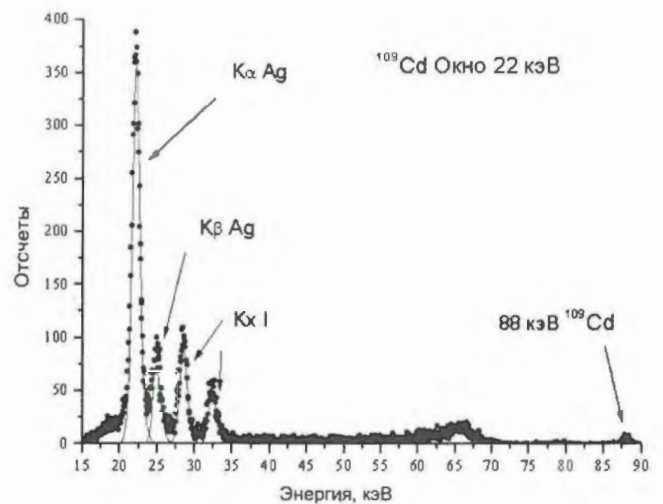


Рис. 2. Спектр совпадений

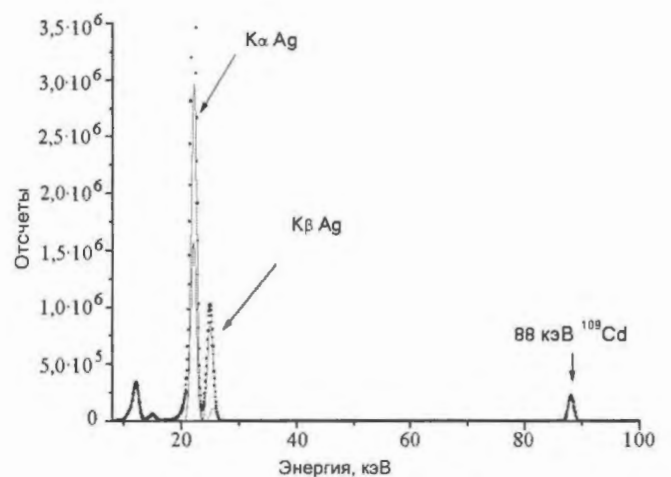


Рис. 3. Спектр антисовпадений

В спектре совпадений видим  $K_{\alpha}$ -излучение  $^{109}\text{Ag}$  и I, пик случайных совпадений  $\gamma$ 88 кэВ и непрерывное распределение, что продолжается до энергии  $\approx$  66 кэВ.  $K_{\alpha}$  иода регистрируется за счет вылета этого излучения из детектора после фотопоглощения  $\gamma$ 88 кэВ в NaI. Непрерывное распределение связано с внутренним комптон-эффектом, тормозным излучением и комптоновским перерассеиванием из одного детектора в другой. В спектре антисовпадений мы наблюдаем пики от  $K_{\alpha}$   $^{109}\text{Ag}$  и пик  $\gamma$ 88 кэВ.

При расчете вероятности двойной ионизации K-оболочки необходимо ввести некоторые поправки на случайные совпадения, на внутренний комптон-эффект, на внутреннее и внешнее тормозное излучение.

Поправки на случайные совпадения можно получить, сравнив интенсивность  $\gamma$ -линии с энергией 88 кэВ в спектре совпадений и в одиночном спектре, поскольку, как видно из схемы распада, такие совпадения могут быть лишь случайными.

Поправки на внутренний комптон-эффект и на внутреннее и внешнее тормозное излучение можно ввести, если отнять от вероятности стряхивания сумму ве-

роятностей этих эффектов, которую можно определить, построив зависимость ее от энергии.

Измеряя последовательно спектры совпадений и антисовпадений для интервалов энергий 11–33, 39–61, 59–81, 79–101 кэВ (онок шириной 22 кэВ, что устанавливаются на одноканальном анализаторе для сигналов с NaI) и определяя отношение интенсивностей линий  $K_{\alpha}$ -совпадений к  $K_{\alpha}$  одиночного спектра, можно построить график, представленный на рис. 4.

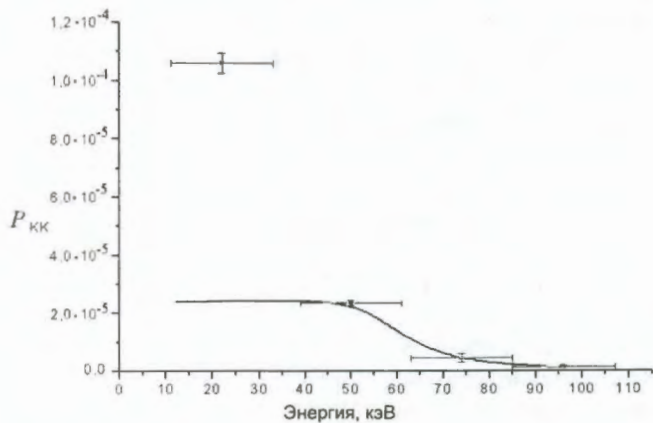


Рис. 4. Энергетическая зависимость выхода  $K_{\alpha}$ -излучения. Сплошная линия — оценка вклада других процессов в измеренное отношение интенсивностей линий  $K_{\alpha}$ -совпадений к  $K_{\alpha}$  одиночного спектра

Вероятность двойной ионизации К-оболочки определяем выражением

$$P_{KK} = \frac{(N_{K\alpha}^{\text{совп}} - N_{K\alpha}^{\text{сл.совп}})}{N_{K\alpha}^{\text{один}} \varepsilon_{\text{NaI}} \omega_K f_K} -$$

$$-(P_{\text{вн. компт}} + P_{\text{вн. торм}} + P_{\text{внешн. торм}}),$$

где  $P_{KK}$  — вероятность образования двух вакансий на К-оболочке (вероятность стряхивания);  $N_{K\alpha}^{\text{совп}}$  — количество совпадений;  $N_{K\alpha}^{\text{сл.совп}}$  — количество случайных совпадений;  $N_{K\alpha}^{\text{один}}$  — интенсивность  $K_{\alpha}$ -линии в одиночном спектре;  $\varepsilon_{\text{NaI}}$  — эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов NaI(Tl) (эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов Ge-детектором сокращается);  $\omega_K$  — флуоресцентный выход;  $P_{\text{вн. компт}}$  — вероятность внутреннего комптон-эффекта в области  $K_{\alpha}$ -излучения;  $P_{\text{вн. торм}}$  — вероятность внутреннего тормозного излучения в области  $K_{\alpha}$ -излучения;  $P_{\text{внешн. торм}}$  — вероятность внешнего тормозного излучения конверсионного электрона в области  $K_{\alpha}$ -излучения;  $f_K$  — доля рентгеновского излучения, связанного с конверсией на К-оболочке.

Из наших измерений следует, что вероятность образования двух вакансий на К-оболочке составляет  $P_{KK} = (2,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ . Отметим, что статистическая погрешность наших измерений не превышает 2–3 %, однако наличие значительного вклада от фоновых каналов и плохое разрешение NaI(Tl)-детектора, не позволив-

шее этот вклад точно измерить, значительно ухудшило погрешность наших измерений. Поэтому мы провели измерение вероятности стряхивания при помощи Ge-Si-спектрометра совпадений.

Измерения проводились в режиме многомерных  $\gamma$ -,  $\gamma$ -совпадений. Управление измерениями проводилось с помощью программы NetSpectrum, а обработка спектров с помощью программы WinSpectrum. Тонкий источник, расположенный в узком зазоре между Si- и Ge-детекторами, обеспечивал максимальный телесный угол.

На рис. 5 представлены одиночный  $\gamma$ -спектр и спектр  $K_{\alpha}$ -,  $K_{\alpha}$ -совпадений. В одиночном спектре видны пики от  $K_{\alpha}$   $^{109}\text{Ag}$  и пик  $\gamma_{88}$  кэВ, а также  $K_{\alpha}$ -излучение Ge, вызванное фотопоглощением  $K_{\alpha}$   $^{109}\text{Ag}$  атомами детектора. В спектре совпадений наблюдаются пики  $K_{\alpha}$  Ag, гиперсателлиты  $K_{\alpha}$  Ag, а также  $K_{\alpha}$  Cd, что излучается за счет возможности взаимодействия конверсионного электрона с электронами других атомов Cd, находящихся в источнике. Абсолютная эффективность детекторов определялась по калибровочным источникам  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{109m}\text{Ag}$ .

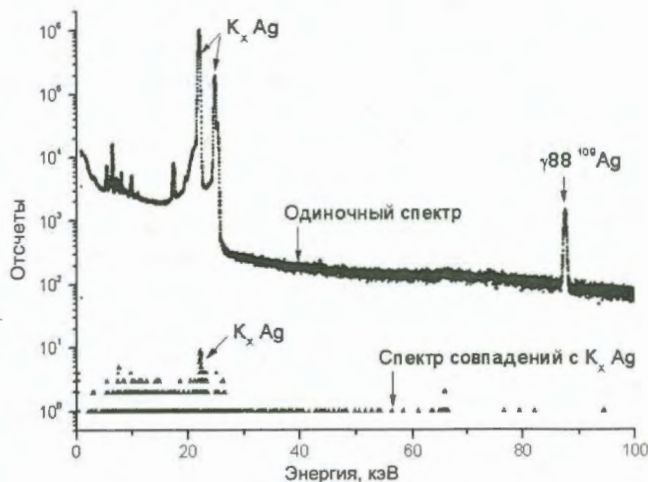


Рис. 5. Одиночный спектр и спектр совпадений с  $K_{\alpha}$   $^{109m}\text{Ag}$

Из спектров совпадений с окнами вне  $K_{\alpha}$   $^{109m}\text{Ag}$  нами получено непрерывное распределение, связанное с внутренним комптон-эффектом, внутренним и внешним тормозным излучением (рис. 6). Учитывая эту зависимость в области  $K_{\alpha}$ -излучения Ag и используя предыдущую формулу, было получено, что  $P_{KK} = (2,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$ .

Результаты обоих экспериментов довольно похожи. Но результаты второго эксперимента более достоверны, поскольку в первом эксперименте у нас не было достаточной информации о ходе кривой непрерывного распределения и мы могли лишь экстраполировать ее ход на область  $K_{\alpha}$ -излучения Ag. Во втором же эксперименте мы могли более четко измерить ход этой кривой благодаря хорошему разрешению Ge-детектора. Однако во втором эксперименте за счет низкой эффек-

тивности регистрации детекторов (по сравнению с эффективностью NaI в первом эксперименте) статистическая точность была значительно хуже. Поэтому погрешность во втором эксперименте больше, чем в первом.

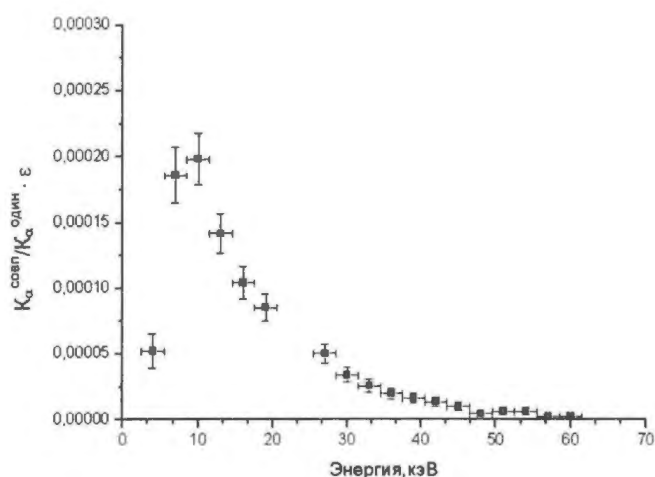


Рис. 6. Возбуждение атомов Ag за счет фоновых каналов

### Обсуждение результатов

Экспериментальные и теоретические значения вероятности двойной ионизации атомов Ag в процессе внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей  $^{109m}\text{Ag}$  представлены в таблице.

Экспериментальные и теоретические вероятности двойной ионизации атомов Ag. Значения  $P_{\text{КК}}$  умножены на  $10^5$

Ядро	Z	$E_\gamma$ , кэВ	$E_K$ , кэВ	$E_e$ , кэВ	$P_{\text{КК}}^{\text{эсп}}$	$P_{\text{КК}}^{\text{T1}}$	$P_{\text{КК}}^{\text{T2}}$	$P_{\text{КК}}^\Sigma$
$^{109}\text{Ag}$	47	88	25,5	37	25 (2)	4,2	30	34

Примечание.  $E_K$  – энергия связи K-электронов;  $E_e$  – максимальная кинетическая энергия электронов в КК-процессе;  $P_{\text{КК}}^{\text{T1}}$  – теоретическая оценка вероятности КК-процесса за счет стряхивания электронов;  $P_{\text{КК}}^{\text{T2}}$  – теоретическая оценка "прямого" процесса;  $P_{\text{КК}}^\Sigma$  – суммарная теоретическая оценка вероятности КК-процесса.

Если рассматривать КК-процесс как взаимодействие, обусловленное изменением кулоновского поля, то для его описания получается простая аналитическая формула  $P_{\text{КК}} = 0,093/Z^2$ , т. е. для ядер с  $Z \sim 50$   $P_{\text{КК}} \sim 4 \cdot 10^{-5}$ . Как видно, это явно не совпадает с полученными экспериментальными данными.

В работе [6] предлагается учитывать взаимодействие испускаемых электронов в конечном состоянии, так называемый "прямой" процесс. Результаты расчетов по этой модели приведены в таблице. Как видно, в этом случае наблюдается значительно лучшее согласие экспериментальных и теоретических значений. Поэтому можно сделать вывод о доминирующем вкладе прямых процессов в наблюдаемое возбуждение атомов Ag.

### Список литературы

1. Feinberg E. L. – J. Phys (USSR), 1941, vol. 4, p. 423.
2. Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А. и др. Исследование одновременного испускания двух К-электронов на ядрах  $^{123m}\text{Te}$  и  $^{147}\text{Pm}$ . – Изв. РАН. Сер.: Физическая, 2003, т. 67, № 10, с. 1508.
3. Nagy H. J., Schupp G., Hurst R. R. Double K-shell ionization in the internal-conversion decay of  $^{109}\text{Ag}$ . – Phys. Rev. C11, 1974, p. 205.
4. Hyun Jae Cho and Sang Kyun Nha. Double K-shell ionization accompanying the internal conversion of the 88-keV transition in  $^{109m}\text{Ag}$ . – Journal of the Korean Physical Society, 1997, vol. 31, N 2, p. 252.
5. Table of Isotopes / Ed. R. B. Firestone, J. Wiley and Sons, NY, 1996.
6. Drukarev E. G. Final state interaction as the main mechanism of double hole creation in atomic K-shells during electromagnetic nuclear decays. – Z. Phys., 1997, vol. A359, p. 133.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ПРОНИКНОВЕНИЯ В E1- И M1-ПЕРЕХОДАХ  $^{44}\text{Sc}$ 

С. С. Драпей, В. А. Желтоножский, Л. В. Садовников, Н. В. Стрільчук, О. Г. Шкулькова

Институт ядерных исследований НАН Украины, 03680, Киев, Украина

Методами пиков суммирования и многомерных совпадений с высокой точностью измерены коэффициенты конверсии для E1- и M1-переходов в распаде  $^{44}\text{Ti}$ . Получены следующие значения:  $\alpha_K(E1) = 0,077 \pm 0,003$  и  $\alpha_K(M1) = 0,014 \pm 0,001$ . Показан значительный вклад эффектов проникновения для M1-перехода и определен параметр проникновения  $\lambda = -260 \pm 30$ .

STUDY OF PENETRATION EFFECTS IN E1- AND M1-TRANSITIONS OF  $^{44}\text{Sc}$  // S. S. DRAPEY, V. A. ZHELTONOZHNSKY, L. V. SADOVNIKOV, N. V. STRILCHUK, O. G. SHKULKOVA / Conversion coefficients were measured for E1- and M1-transitions in  $^{44}\text{Ti}$  decay with a high accuracy using sum peaks and multidimensional coincidence methods. The following values  $\alpha_K(E1) = 0,077 \pm 0,003$  and  $\alpha_K(M1) = 0,014 \pm 0,001$  was obtained. It has been shown a significant contribution of penetrations effects for M1-transition and penetration parameter was obtained:  $\lambda = -260 \pm 30$ .

## Введение

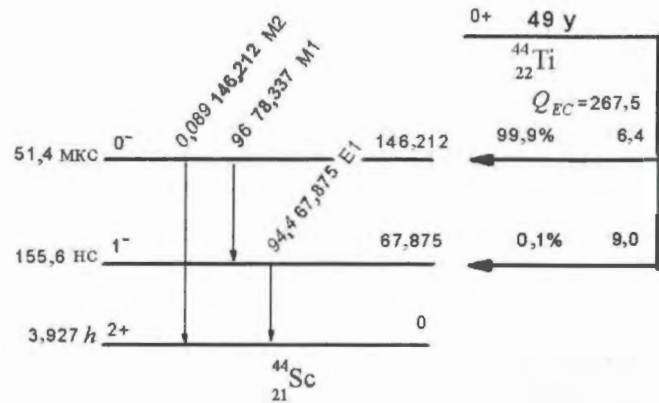
В распаде  $^{44}\text{Ti}$  возбуждаются два состояния  $^{44}\text{Sc}$ , распад которых обуславливается сильно заторможенными по одночастичным оценкам E1- и M1-переходами. Фактор заторможенности для E1-перехода  $F_w = 10^5$ , а для M1 –  $F_w = 10^6$ . Если для E1-переходов такие значения  $F$  в ряде ядер встречаются достаточно часто, то для M1-перехода это единственный случай. Поэтому представляет большой интерес обнаружение эффектов проникновения в таком переходе. Сложность поставленной задачи в том, что процесс внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей на легких ядрах маловероятен и эффекты проникновения из-за значительно большей удаленности К-оболочки от ядра при тех же параметрах, характеризующих это явление, также меньше. Например, электронный параметр  $B_1$  для  $Z = 20$  на порядок меньше, чем для ядер с  $Z = 80$  при тех же энергиях, а коэффициенты внутренней конверсии на К-оболочке ( $\alpha_K$ ) для энергии  $E_\gamma \sim 100$  кэВ обычно  $\alpha_K \sim 2 \cdot 10^{-2}$ .

## Методика измерений

В измерениях использовался источник  $^{44}\text{Ti}$ . Схема распада Ti приведена на рис. 1.

Для измерения КВК был использован тот факт, что процесс внутренней конверсии всегда сопровождается характеристическим излучением связанным с величиной  $\alpha_K$  соотношением:  $\alpha_K = I_{K_x} / I_\gamma \cdot \omega_K$ , где  $\omega_K$  – флуоресцентный выход;  $I_{K_x}$ ,  $I_\gamma$  – относительные интенсивности  $K_x$ - и  $\gamma$ -излучения данного перехода. Для определения  $I_{K_x} / I_\gamma$  использовались метод суммирования  $K_x$ - и  $\gamma$ -переходов, а также измерение спектров совпадений на уста-

новке многомерных совпадений с Ge-Si(Li)-детекторами. Ранее нами эта методика использовалась для исследования эффектов проникновения в области  $Z \sim 50$  [1].

Рис. 1. Схема распада  $^{44}\text{Ti}$ 

Пики суммирования измерялись на Ge-спектрометре с тонким входным бериллиевым окном. Мишень находилась непосредственно на бериллиевом окне, что обеспечивало максимально высокую эффективность регистрации пиков суммирования  $K_x + \gamma 68$  кэВ и  $K_x + \gamma 78$  кэВ. На рис. 2 представлены фрагменты спектров.

Как видно, с высокой статистической точностью измерен пик суммирования  $K_x(\gamma 67$  кэВ) +  $\gamma 78$  кэВ и  $\gamma 68$  кэВ +  $\gamma 78$  кэВ. Отношение интенсивностей этих пиков суммирования равно  $I_{K_x}(67$  кэВ)  $\epsilon_1 / I_\gamma(67$  кэВ)  $\epsilon_2$ , где  $\epsilon_i$  – относительные эффективности регистрации  $K_x$ - и  $\gamma$ -излучения. Относительная эффективность нами измерялась с помощью калибровочных источников  $^{121}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и с одиночного спектра  $K_x$ - и  $\gamma$ -лучей  $^{44}\text{Ti}$  [2].

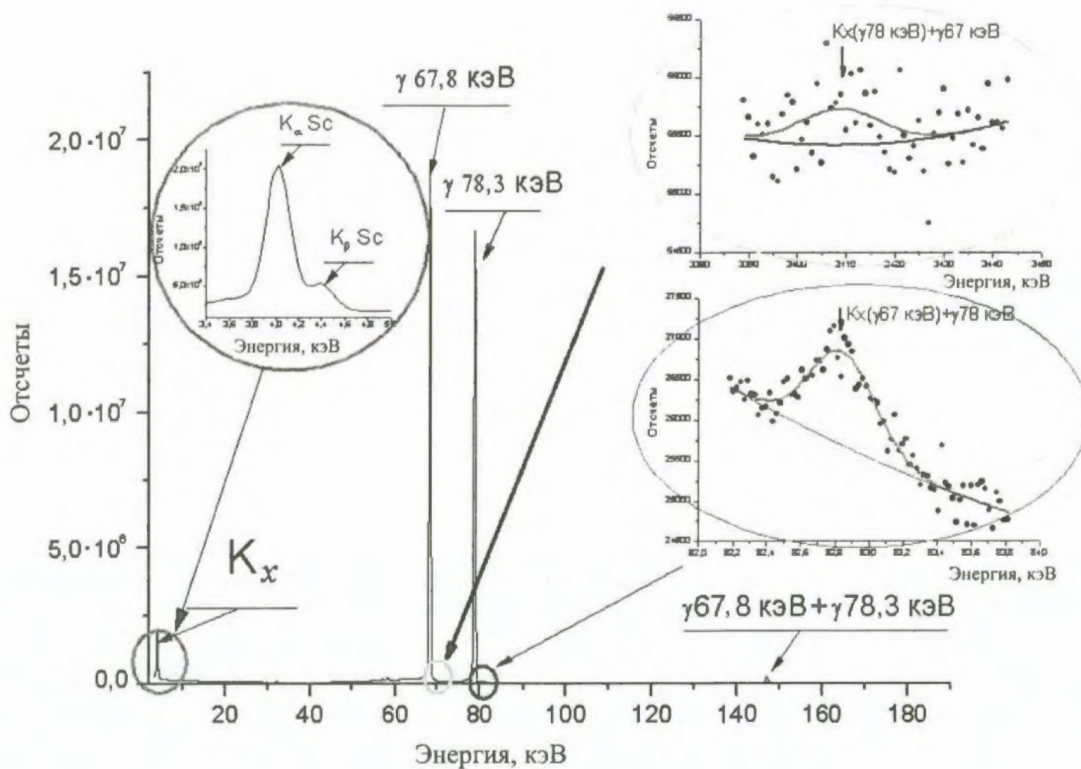


Рис. 2.  $\gamma$ -спектр  $^{44}\text{Ti}$  и участки с пиками суммирования

Из этих данных было получено, что  $\alpha_K(\gamma 67 \text{ кэВ}) = 0,076 \pm 0,004$ . Как видно из рис. 2, из-за высокого фона за счет комптон-эффекта  $\gamma 78 \text{ кэВ}$  измерить пики суммирования  $K_x(78 \text{ кэВ})$  и  $\gamma(67 \text{ кэВ})$  с высокой точностью невозможно. Поэтому нами проведены измерения спектров совпадений на установке многомерных совпадений с Ge- и Si(Li)-детекторами. Сложность таких измерений заключается в том, что состояние с энергией

67 кэВ имеет время жизни  $T_{1/2} = 156 \text{ нс}$ . Кроме того, вероятность  $K_x$ -излучения составляет всего 20 % ( $\omega_K = 0,196$ ). Такие измерения были проведены в течение 20 дней. На рис. 3 приведены многомерный спектр совпадений и парциальные спектры совпадений с  $\gamma 67 \text{ кэВ}$  и  $\gamma 78 \text{ кэВ}$  при таких окнах во временном спектре, как это показано на рисунке.

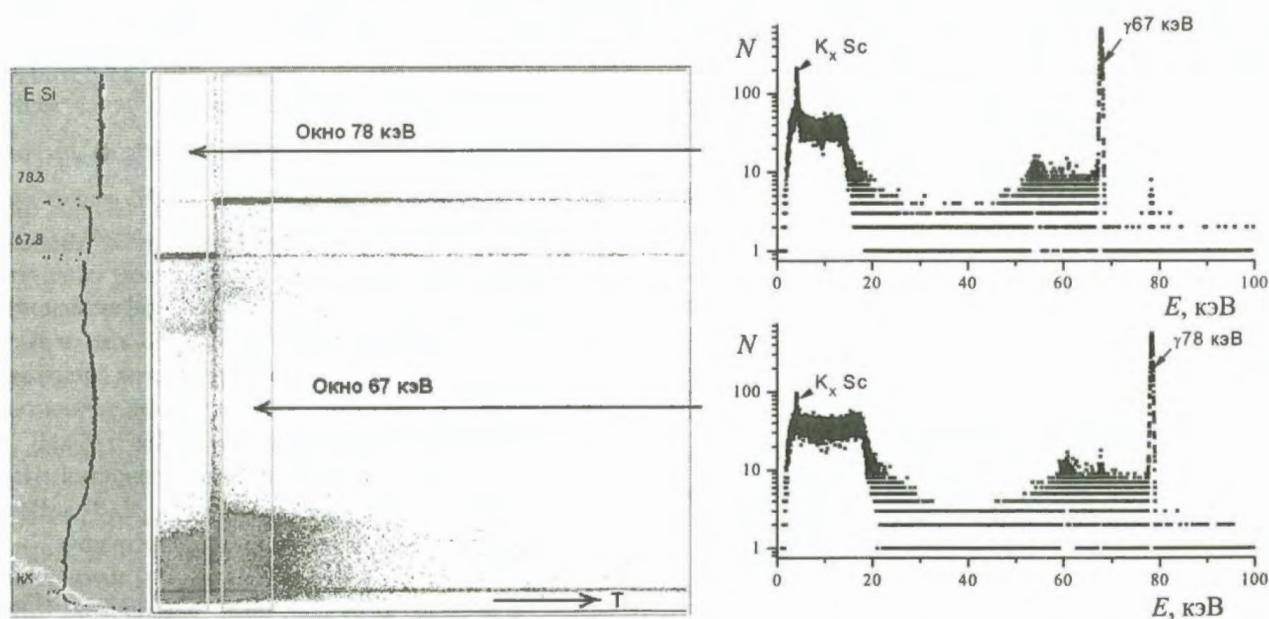


Рис. 3. Многомерный спектр совпадений и парциальные спектры совпадений с  $\gamma 67$  и  $\gamma 78 \text{ кэВ}$

Как видно, нами с высокой точностью измерено  $K_{\alpha}$ -излучение для E1- и M1-переходов. Из измеренных спектров совпадений были определены  $\alpha_K(67 \text{ кэВ}) = 0,077 \pm 0,003$  и  $\alpha_K(78 \text{ кэВ}) = 0,014 \pm 0,001$ . Причем точность  $\alpha_K(67 \text{ кэВ})$  обусловлена погрешностью в  $\omega_K$ , равной 2 %, и в  $\epsilon_T$ , также равной 2–2,5 %. Ошибки в  $\alpha_K(78 \text{ кэВ})$  в основном определяются вероятностью электронного захвата в состоянии с энергией 67 кэВ, которое нами оценено как  $0,1 \pm 0,1$  %.

## Обсуждение

Экспериментальные и теоретические значения коэффициентов внутренней конверсии на K-оболочке в распаде  $^{44}\text{Ti}$  представлены в таблице.

Экспериментальные и теоретические значения коэффициентов внутренней конверсии на K-оболочке в распаде  $^{44}\text{Ti}$

$\gamma$ -переход	Мультипольность	$\alpha_K^{\text{Э}}$	$\alpha_K^{\text{T}} [3]$
67 кэВ	E1	$0,077 \pm 0,003$	0,0774
78 кэВ	M1	$0,014 \pm 0,001$	0,028

Для E1-перехода наблюдается совпадение величины полученного значения  $\alpha_K$  с табличным. Это находится в существенном противоречии с ранее полученными в [4] данными, где  $\alpha_K^{\text{Э}} = 0,123 \pm 0,023$ . В то же время значение  $\alpha_K(\text{M1})$ -перехода значительно отличается от  $\alpha_K^{\text{T}}$ , причем в меньшую сторону. Поэтому можно сделать вывод о значительном вкладе эффектов проникновения в процесс внутренней конверсии M1-перехода.

Расчет параметров  $\lambda$ , характеризующих этот эффект, приводится с помощью выражения  $\alpha_K^{\text{Экс}} = \alpha_K^{\text{T}} \times (1 + \lambda B_1 + \lambda^2 B_2)$ , где  $B_1$  и  $B_2$  электронные параметры, табулированные в [5]. Как уже обсуждалось во введении, ранее эффекты проникновения для легких ядер не изучались, и они в таблицах отсутствуют. Расчет электронных параметров был выполнен только до ядер с  $Z \geq 30$ . Нами был выполнен расчет параметров  $B_1$  и  $B_2$  для  $Z = 21$  экстраполяцией данных для  $Z \geq 30$ . Зависимость для параметров  $B_1$  была успешно описана для пяти значений, и с хорошей точностью ( $\leq 10$  %) было

определено, что  $B_1 = 2,18 \cdot 10^{-3}$ . Значительно хуже было экстраполирование данных для  $B_2$ , значение  $B_2$ , оцененное нами, оказалось равным  $B_2 = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$ . Используя эти данные, было получено значение  $\lambda = -260 \pm 30$ . Это значение значительно выходит из систематики параметров проникновения для заторможенных M1-переходов [6]. Это расхождение в чем-то аналогично эффектам проникновения в M1-переходе в  $^{125}\text{Te}$ . До настоящего времени наличие значительного вклада эффектов проникновения в M1-переходах обычной теорией не объясняется. Одной из гипотез является предположение о смешивании волновых функций. Большое время жизни состояний в  $^{44}\text{Sc}$  ( $T_{1/2} = 51$  мкс) и значительное расхождение  $\lg ft$  для состояний, между которыми происходит M1-переход  $\lg ft_{146 \text{ кэВ}} - \lg ft_{68 \text{ кэВ}} \geq 3,6$ , показывает, что и для  $^{44}\text{Sc}$  можно принять и рассмотреть эту гипотезу.

Как отмечалось в [7], структура конверсионного оператора для M1-переходов формально близка к структуре оператора, не сохраняющего четности и дающего так называемую "иррегулярную" примесь E1- и M1-излучению в ядерном переходе. В [8] величина  $\lambda$  исследовалась для нахождения степени круговой поляризации  $\gamma$  482 кэВ от неориентированных ядер  $^{181}\text{Ta}$ . Это же можно использовать и для  $^{44}\text{Sc}$  при постановке таких же экспериментов.

## Список литературы

1. Желтоножский В. А. и др. – Изв. РАН. Сер. Физическая, 2003, т. 67, № 5, с. 683.
2. Желтоножский В. А. и др. – ПТЭ, 2006, № 6.
3. Hager R. S., Seltzer E. C. – Nucl. Data Tables, 1968, vol. A4, p. 1–135.
4. Ristinen R. A., Sunyar A. W. – Phys. Rev., 1967, vol. 153, p. 1209.
5. Hager R. S., Seltzer E. C. – Nucl. Data Tables, 1969, vol. A6, p. 1–127.
6. Банд И. М. и др. Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей. – Л.: Наука, 1976.
7. Wahlborn S. et al. – Phys. Rev., 1965, vol. B138, p. 530.
8. Porter F. T. et al. – Ibid., 1974, vol. C10, p. 803.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТАРЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

**В. М. Лебедев, А. Г. Крившич, В. А. Смолин**

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН  
188300, Ленинградская область, Гатчина, Россия

Представлены результаты изучения старения дрейфовых трубок с анодами из позолоченных вольфрамовых проволочек при постоянном облучении  $\beta$ -источником  $^{90}\text{Sr}$ . Аккумулированный заряд составлял до 9 Кл/см длины проволочки. Старение изучалось в газовой смеси, содержащей Xe,  $\text{CO}_2$  и  $\text{CF}_4$ . В результате процессов, протекающих при старении, золотое покрытие на проволочке было сильно разрушено, а ее диаметр в месте облучения увеличился с 35 до 42 мкм. Такое явление распухания анодной проволочки силами, приложенными изнутри, является, по-видимому, новым механизмом старения анодных проволочек. Мы предполагаем, что эффект распухания может быть объяснен окислением вольфрама проволочки. Используя метод ядерных реакций (NRA), было показано, что осадки, содержащие вольфрам, кислород и фтор, распределены вдоль проволочки по направлению движения газа. Измерено распределение кислорода и фтора как вглубь, так и вдоль проволочки.

### INVESTIGATION OF AGING OF PARTICLE GASEOUS DETECTORS USING NUCLEAR REACTION ANALYSIS //

**V. M. LEBEDEV, A. G. KRIVCHITCH, V. A. SMOLIN** / We presents results from an aging of straw drift tubes placed under sustained irradiation from a  $^{90}\text{Sr}$   $\beta$ -source. A thorough study of the aging phenomenon of the gold-placed tungsten wires with an accumulated charge of 9 C/cm has been made. Aging tests were performed with a gas mixture containing Xe,  $\text{CO}_2$  and  $\text{CF}_4$ . As result of the aging process, the gold coating on the wires was damaged, and the wire diameter increased from 35  $\mu\text{m}$  to 42  $\mu\text{m}$ . This phenomenon of anode wire swelling by forces applied from within the anode wire is a possible new aging mechanism. We assume that this anode swelling effect can be explained by production of tungsten oxidation in the wire. Using Nuclear Reaction Analysis (NRA), it is determined that deposits containing tungsten, oxygen and fluorine are distributed along the wire corresponding to the gas flow direction. The concentration of oxygen and fluorine as a function of depth within the wire has also been investigated using NRA.

### Введение

Газоразрядные детекторы частиц, используемые в экспериментальных установках для большого адронного коллайдера (ЛHC), должны были обладать существенно более высокими рабочими параметрами, чем те, которые были достигнуты ранее. Они должны иметь очень высокую надежность, которая позволяла бы им работать в течение нескольких лет без обслуживания. Проведенные оценки показали, что уровень радиации вблизи пучка накопительного кольца коллайдера за 10 лет работы приведет к накоплению очень большого заряда на единицу длины анодных проволочек 10–13 Кл/см. Эта величина, по крайней мере, на порядок выше, чем в предыдущих экспериментах. Отсюда ясно, что следующее поколение проволочных камер должно иметь существенно более высокие уровни радиационной стойкости. Таким образом, исследование эффектов старения новых детекторов является принципиально важным и своевременным.

Обычно эффекты старения вызывают деградацию поверхности как анодных, так и катодных электродов, которая проявляется в виде "осадков" [1]. Эти отложения, как правило, представляют собой какие-то виды

полимеров или в отдельных случаях могут быть элементарным углеродом. Другим типом деградации проволочной (или катодной) поверхности является химическая коррозия на их поверхностях, возникающая под воздействием особого вида молекул, формируемых в лавине газа. Это может иметь место для непокрытых золотом проволок, которые содержат химически активные элементы в поверхностном материале проволоки. Объяснения этих механизмов старения можно найти в рамках химии плазмы. Дело в том, что различные типы химических радикалов и ионов, формируемых в лавине газа вблизи анодной проволоки, могут вызывать плазмохимические реакции. Полимеры, получающиеся в результате реакций этих радикалов, могут осаждаться и покрывать поверхности соответствующих электродов камеры и даже формировать новые химически различные вещества после взаимодействия с материалом электродов.

Для трубок, получивших большую дозу облучения (до 9 Кл/см), методом сканирующей электронной спектроскопии обнаружено увеличение диаметра анодной проволоки в месте облучения на 20 % (с 35 до 42 мкм), разрушение поверхности золота, выход вольфрама на поверхность, появление в поверхностном слое вольфрама и ряда легких элементов [2–4].

В данной статье представлены и проанализированы экспериментальные результаты, подтверждающие обнаружение принципиально нового механизма развития старения анодных проволочек. Этот механизм заключается в окислении вольфрама под золотым покрытием анодной проволоки, ведущем к ее распуханию в месте облучения.

Для получения количественных данных применен неразрушающий количественный метод анализа по ядерным реакциям (МЯР, NRA – Nuclear Reaction Analysis), позволяющий исследовать глубинные концентрационные профили легких элементов: углерода, азота, кислорода и фтора, играющих большую роль в старении детекторов.

### Установка для проведения испытаний на старение детекторов

Экспериментальные данные были получены в процессе проведения испытаний на старение пропорциональных счетчиков типа дрейфовых трубок с рабочей газовой смесью, содержащей Хе или Аг, CO<sub>2</sub> и CF<sub>4</sub> в различных пропорциях. Пропорциональные счетчики имели диаметр 4 мм и длину 320 мм. Анодная проволока изготавливалась из покрытого золотом вольфрама диаметром 35 мкм с толщиной золотого покрытия 1,1 мкм. Скорость газового потока составляла 0,2 см<sup>3</sup>/мин, что соответствовало двум объемам пропорционального счетчика в час. Исследования процесса старения детектора выполнялись на экспериментальной установке в ПИЯФ РАН с использованием β-источника <sup>90</sup>Sr интенсивностью в 2 Ки с шириной пучка 1,5 см [2]. Скорость накопления заряда составляла 0,15 Кл/см в день при газовом усилении в центре зоны облучения до 3·10<sup>4</sup>.

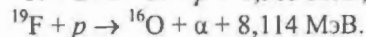
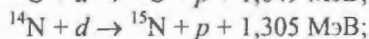
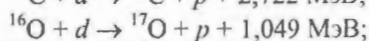
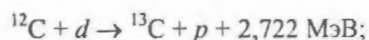
Для измерения коэффициента газового усиления использовался источник <sup>55</sup>Fe.

### Исследование методом ядерных реакций

Анализ результатов старения проволочек методом сканирующей спектроскопии дает только качественную картину распределения элементов непосредственно на исследуемых поверхностях. Поэтому для получения

количественных данных о распределении легких элементов как вдоль поверхности проволоочки, так и в глубину золотого покрытия мы применили метод ядерных реакций (Nuclear Reaction Analysis – NRA) [5].

Для обнаружения и количественной оценки содержания кислорода, углерода, азота и фтора были применены ядерные реакции с дейтронами и протонами в диапазоне энергий 0,7–1,1 МэВ:



Эти исследования проводились на аналитическом комплексе для изучения материалов ядерно-физическими методами, имеющемся на электростатическом ускорителе ПИЯФ. Схема экспериментальной установки для методики обратного рассеяния представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схема установки для использования метода ядерных реакций

От рассеянных на образце ионов пучка, число которых в 10<sup>3</sup>–10<sup>4</sup> раз превышает количество продуктов реакции, можно избавиться с помощью установленного перед детектором поглотителя, который полностью тормозит рассеянные ионы пучка и пропускает продукты реакции, поскольку обычно эти частицы (протоны или α-частицы) имеют энергии, значительно большие, чем рассеянные в образце частицы пучка (см. таблицу). Таким образом, продукты реакции регистрируются практически на "нулевом" фоне.

### Ядерные реакции, применяемые для изучения состава анодных проволочек

Определяемый изотоп	Ядерная реакция	Q-реакции, МэВ	Энергия частиц в пучке, кэВ	Энергия вылетающих из мишени частиц*, МэВ	Толщина фильтра из Al, мкм	Сечение ядерной реакции, мб/ср	Выход частиц**, счет/мкКл
<sup>12</sup> C	<sup>12</sup> C(d,p) <sup>13</sup> C	2,722	1000	3,1	11	30	180
<sup>14</sup> N	<sup>14</sup> N(d,p) <sup>15</sup> N	1,305	900	1,8	11	6,1(p <sub>5</sub> )	35
<sup>16</sup> O	<sup>16</sup> O(d,p) <sup>17</sup> O	1,918	900	1,6	11	4,5(p <sub>1</sub> )	28
<sup>19</sup> F	<sup>19</sup> F(p,α) <sup>16</sup> O	8,114	1250	6,9	22	0,5	3

\* Вторичные частицы регистрируются под углом 135°.

\*\* Выход продуктов реакции от поверхностной пленки толщиной 1·10<sup>16</sup> ат/см<sup>2</sup> в телесный угол Ω = 0,1 ср при угле регистрации 135°.

Пучок дейтронов с энергией 0,9 МэВ использовался для анализа распределения кислорода как функция глубины, а с энергией 1,0 МэВ – для углерода, так как сечения ядерных реакций имеют при этих энергиях плато [5]. При измерении фтора энергия протонов составляла 1,25 МэВ.

Продукты ядерных реакций регистрировались поверхностно-барьерным кремниевым детектором площадью 1,5 см<sup>2</sup>, расположенным под углом 135° к оси пучка. Для снижения фона, вызванного рассеянными дейтронами, детектор экранировался алюминиевой фольгой толщиной 11 мкм для исследований на дейтронном пучке и толщиной 22 мкм при измерении фтора. Энергетическое разрешение спектрометра составляло  $\Delta E \sim 70$  кэВ для  $E_{\alpha} = 5,5$  МэВ. Размер пятна пучка на проволоке составлял порядка 4 мм. Ток пучка через проволоку составлял от 3 до 5 нА.

Профиль распределения по глубине оценивался непосредственно из энергетического спектра излучаемых частиц при постоянной энергии пучка [5]. В этом методе энергия образующихся в реакции частиц (протонов или  $\alpha$ -частиц) дает информацию о глубине, на которой происходит реакция, а их число – о количестве соответствующих атомов в слое.

Для глубин до нескольких мг/см<sup>2</sup> энергию регистрируемых вторичных частиц  $E(t)$  можно связать с глубиной  $t$ , на которой они образовались в образце, линейной зависимостью  $E(t) = E(0) - G_{NR}t$ , где  $E(0)$  – энергия частиц, образовавшихся на поверхности образца,  $G_{NR}$  – отнесенные к единичной длине эффективные энергетические потери; они зависят от кинематики ядерной реакции и от энергетических потерь первичных частиц в образце, а вторичных – в образце и фильтре-поглотителе.

Следовательно, из экспериментального спектра частиц, возникших при облучении исследуемой проволоки ионами, можно количественно определить состав

образца. Выход продуктов  $Y$  (протонов или  $\alpha$ -частиц) связан с сечением реакции  $\sigma$ , с числом налетающих частиц  $I$  и с числом атомов в мишени  $N$  в ат/см<sup>2</sup> соотношением

$$Y = I\sigma N\Omega\eta,$$

где  $\Omega$  – угловой размер детектора;  $\eta$  – его эффективность. То есть, измерив выход вторичных частиц  $Y$  и количество налетающих ионов  $I$  и зная  $\sigma$ ,  $\Omega$  и  $\eta$ , можно определить количество атомов исследуемого элемента в образце  $N$  в ат/см<sup>2</sup>.

## Экспериментальные результаты

Полученные результаты для ряда облученных проволок приведены на рис. 2 и 3.

Как можно видеть из энергетического распределения протонов для дрейфовой трубки с газовой смесью 70 % Xe + 10 % CO<sub>2</sub> + 20 % CF<sub>4</sub>, накопившей заряд на единицу длины 9 Кл/см, приповерхностный слой облученной анодной проволоки содержит некоторое количество кислорода, азота и углерода (рис. 2) и фтора (рис. 3). При этом после облучения проволоки количество этих элементов в зоне облучения значительно возрастает. Можно видеть, что в сторону низких энергий пики увеличиваются и расширяются. Отсюда можно сделать вывод, что кислород, фтор и углерод проникли внутрь золотого покрытия проволоки. С учетом сечений реакции для  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$  реакций концентрация кислорода внутри золотого покрытия более чем в 10 раз выше концентрации углерода. На основании такого результата считаем, что кислород играет важную роль в процессе разбухания проволоки. На рис. 3 видно, что в месте облучения фтора значительно больше, чем в необлученных местах, хотя его общее содержание меньше, чем кислорода.

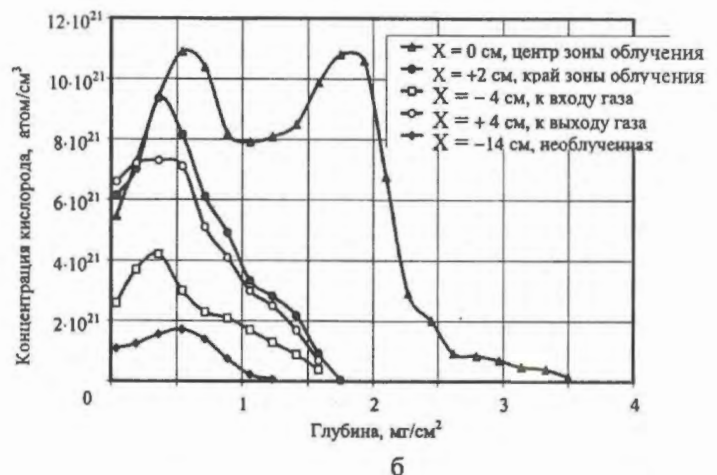
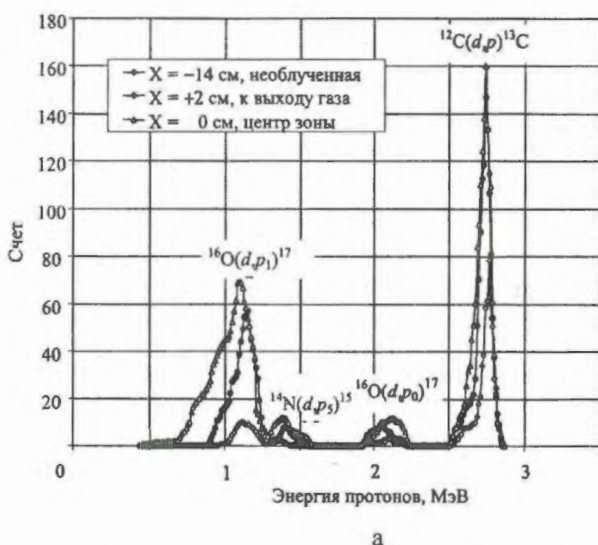


Рис. 2. Экспериментальные спектры протонов – продуктов ядерных реакций, полученные при облучении в различных точках вдоль проволоки дейтронами с энергией 1 МэВ, толщина алюминиевого поглотителя 11 мкм (а) и распределение концентрации кислорода как функции глубины в различных точках вдоль анодной проволоки (б)

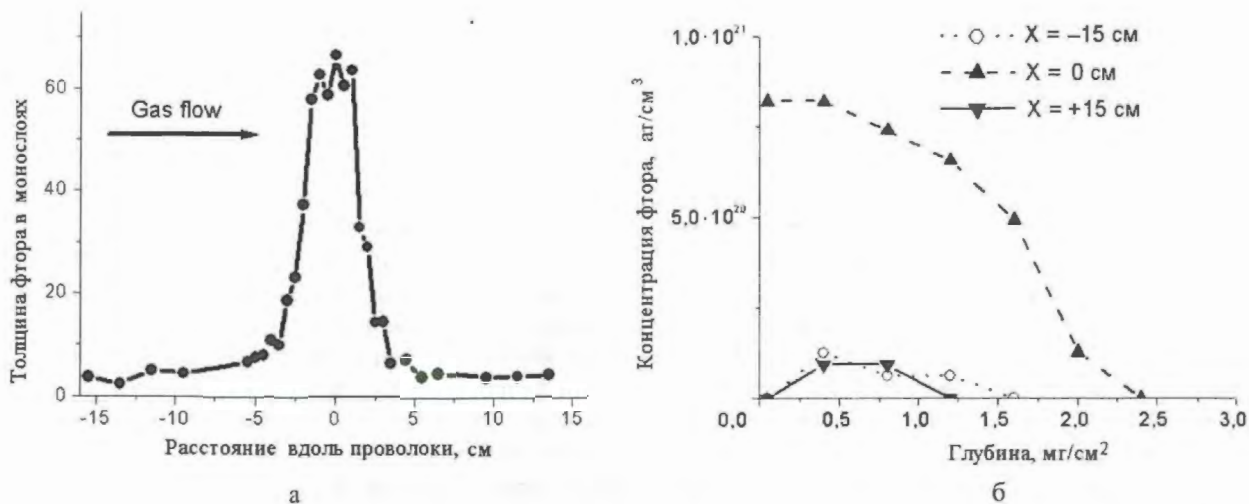


Рис. 3. Распределение фтора вдоль анодной проволоки, измеренное с помощью ядерной реакции  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ , толщина в 1 монослой атомов соответствует  $10^{15}$  ат/см<sup>2</sup> (а) и концентрационные глубинные профили фтора в золотом покрытии вольфрамовой проволоки (б)

С увеличением накопленной дозы кислород и фтор глубже проникают в слой золота, и их общее количество резко возрастает. Можно видеть, что необлученная зона проволоки содержит кислород, который уже проник с поверхности проволоки вглубь слоя золота до  $1 \text{ мг/см}^2$  (глубина  $\sim 0,52 \text{ мкм}$ ). Средняя концентрация кислорода в проволоке после изготовления и перед началом облучения составляла  $1 \cdot 10^{21}$  ат/см<sup>3</sup>.

Распределение по глубине кислорода, измеренное в непосредственной близости к краям зоны облучения ( $X = +2 \text{ см}$ ), имеет один пик, и содержание кислорода значительно больше, чем в необлученной зоне. Как видно из рис. 2,б и 3,б, при увеличении накопленной дозы (качественная оценка порядка 2–3 Кл/см) глубина проникновения кислорода и фтора в проволоку также увеличивается и достигает  $1,75 \text{ мг/см}^2$ , что соответствует толщине  $\sim 1,1 \text{ мкм}$ , т. е. на границе вольфрама и золота. Это значение близко к значению толщины золотого покрытия, полученного методом сканирующей электронной микроскопии [2–4].

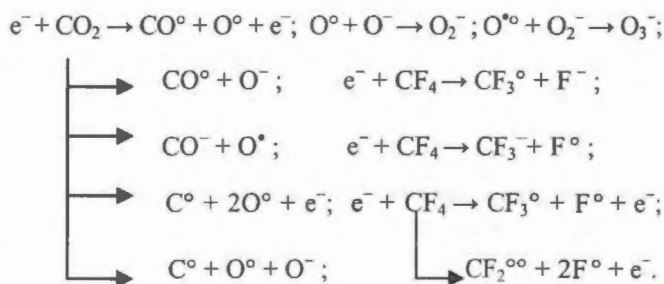
Следует отметить, что в центре зоны облучения общее количество кислорода, собранного в золоте, увеличилось более чем в 20 раз по сравнению с необлученной зоной. Кроме того, максимальное значение концентрации кислорода увеличилось почти в 10 раз, достигнув очень высокого значения  $1 \cdot 10^{22}$  ат/см<sup>3</sup>. Концентрация кислорода, углерода и фтора, измеренная на конце проволоки вблизи выходного отверстия газа, больше, чем концентрация, измеренная на конце проволоки вблизи входного отверстия газа. Это хорошо совпадает с результатами, полученными при анализе методов электронной микроскопии [2–4].

Таким образом, явление старения при высоких накопленных дозах может быть объяснено присутствием кислорода и фтора, активно участвующих в процессах. С учетом этих результатов нами был предположен новый механизм старения анодной проволоки – механизм "разбухания", описанный далее.

### Разбухание анода – новый механизм старения анодной проволоки (модель)

При облучении газовая лавина образует плазму, в которой формируются различные виды активных радикалов. Анализ явления разбухания проволоки, включающий данные, полученные ранее [2–4], и данные, представленные выше, позволяет сделать предположение о новом механизме старения анодной проволоки. Попытаемся описать это явление исходя из общих принципов и не испытывая иллюзии, что данный процесс полностью понятен. Многие аспекты этого явления требуют дальнейшего исследования. Механизм развития старения проволоки можно разбить на три последовательные стадии.

**Стадия № 1. Производство кислорода и других химически активных радикалов в газовой лавине.** Чтобы получить общую картину старения проволоки, необходимо определить доминантные процессы, возникающие в газовых лавинах и приводящие в результате к производству химически активных молекул (радикалов, ионов и т. п.). Лавинная среда – это плазма, состоящая из ионов и нейтральных радикалов, и, следовательно, процесс старения проволоки должен исследоваться в рамках химии плазмы. Предполагаем, что самые важные плазменно-химические реакции для нашей газовой смеси и соответствующих ей активных радикалов следующие:



Электроны, образованные в результате ионизации газа, движутся по направлению к анодной проволочке в интенсивном электрическом поле и, ускоряясь, получают энергию, достаточную для того, чтобы разорвать химические связи в газовых молекулах. Таким образом, вследствие диссоциации  $\text{CO}_2$  (энергия диссоциации составляет  $E_d = 5,5$  эВ) вокруг анодной проволоки формируются ионы кислорода и различные радикалы.

При диссоциации  $\text{CF}_4$  формируется также много различных активных радикалов. Под воздействием электрического поля отрицательные ионы движутся к анодной поверхности, где нейтрализуются. Существенно отметить, что при этом они могут все еще оставаться и в качестве химически активных нейтральных радикалов. Оставшиеся радикалы могут вступать в реакцию с другими активными радикалами, уже существующими в лавинной плазме, а также с новыми веществами, сформированными в лавинной плазме в результате серии последовательных реакций активных радикалов. В эти реакции могут вовлекаться анодные материалы, включая золото.

Дополнительным источником кислорода или кислородсодержащих молекул (например, водяного пара,  $E_d = 5,2$  эВ) является диффузия воздуха и водяного пара через пластмассовые стенки дрейфовых трубок. Интенсивность возникновения ионов и радикалов зависит от состава газа, степени облучения детектора, напряженности электрического поля и газового усиления.

**Стадия № 2. Проникновение кислорода сквозь золотое покрытие анодной проволочки.** Представленные выше экспериментальные данные приводят нас к заключению, что дефекты, имеющиеся в слое золота, являются главным путем переноса кислорода к вольфраму. Схема формирования дефектов в золотом покрытии показана на рис. 4.

Все дефекты можно разделить на две группы:

- несовершенства золотого покрытия, возникшие при изготовлении проволоки;
- повреждения, сформированные в результате процессов старения.

а) Несовершенства золотого покрытия, возникшие при изготовлении проволоки. Золото – это кристалл, но не обязательно монокристалл. Золотое покрытие имеет кристаллическую структуру, и качество золотого покрытия очень сильно зависит от технологии, используемой при изготовлении проволоки. Чаще всего применяются две следующие технологии:

- вольфрамовая проволока пропускается через расплавленное золото. Эта технология обеспечивает хорошую адгезию и однородность покрытия проволоки;

- золото наносится на вольфрамовую проволоку методом химического (гальванического) осаждения. Этот метод создает более хрупкое покрытие, которое имеет как худшее структурное качество, так и более высокую проницаемость по сравнению с вышеуказанным технологическим процессом.

В обеих технологиях размеры золотых кристаллов определяют проницаемость золотой пленки. В первом случае эта величина  $\leq 100 \text{ \AA}$ , во втором –  $100\text{--}1000 \text{ \AA}$ .

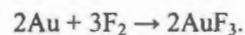
Необходимо отметить несколько факторов, непосредственно влияющих на качество золотого покрытия в процессе изготовления. Обычно поверхность вольфрамовой проволоки, которую предполагается покрывать, является шероховатой и может содержать микрочастицы и окислы. Кроме того, адгезия золота к вольфраму недостаточно хорошая. Все эти факторы приводят к тому, что осаждающееся золото можно считать кристаллической структурой только на отдельных участках вольфрамовой поверхности, а само покрытие имеет "островной" характер. Кристаллы золота растут с разными скоростями на разных гранях кристалла. Далее элементы роста кристаллической структуры механически соединяются в достаточно рыхлую агломерационную пленку. Это приводит к появлению открытых и замкнутых дефектов, размеры которых прямо зависят от используемой технологии для нанесения золотого покрытия.

б) Дефекты, вызываемые процессами старения. Первичные неоднородности (пористость) кристаллической структуры золота могут увеличиваться и развиваться под воздействием постоянного радиационного облучения и химических реакций, вызывающих травление золота, что формирует благоприятные условия для проникновения к вольфраму как активного атомарного кислорода, так и даже более сложных химических радикалов.

в) Облучение. Радиационное облучение металлических пленок (например, слоя золотого покрытия) вызывает формирование в них пор. Интенсивное облучение вызывает в золотом покрытии образование дополнительных точечных дефектов, которые усиливают процесс накопления и концентрации газа в локальных точках в золоте. Это может приводить к разбуханию собственно самого золотого покрытия.

г) Травление золота. В случае газовой смеси  $\text{Xe} + \text{CO}_2 + \text{CF}_4$  процесс химического травления может увеличивать проницаемость золотого покрытия. Травление сильно действует на дефекты в золотом покрытии, вызывая их расширение. Следует отметить, что травление – это опасный процесс, который может открывать прямой путь для прохождения активного кислорода к вольфрамовой поверхности проволоки. Реакции, вызывающие травление золотой поверхности, описываются далее. Особый интерес для нашей газовой смеси представляют два химических реагента, которые определяют возможное травление золота: фтор и фтороксеноновые соединения типа  $\text{XeF}_n$  ( $n = 2, 4, 6$ ).

Фтор может медленно реагировать прямо с золотой поверхностью и производить непосредственное фторирование золота при температуре  $350 \text{ }^\circ\text{C}$ . Как будет показано ниже, в случае газового разряда эта реакция имеет место при комнатной температуре



Следует отметить, что в реакции такого типа вовлекается молекулярный фтор ( $\text{F}_2$ ), который непосредственно не входит в состав нашей газовой смеси. Однако это не исключает возможность присутствия этих

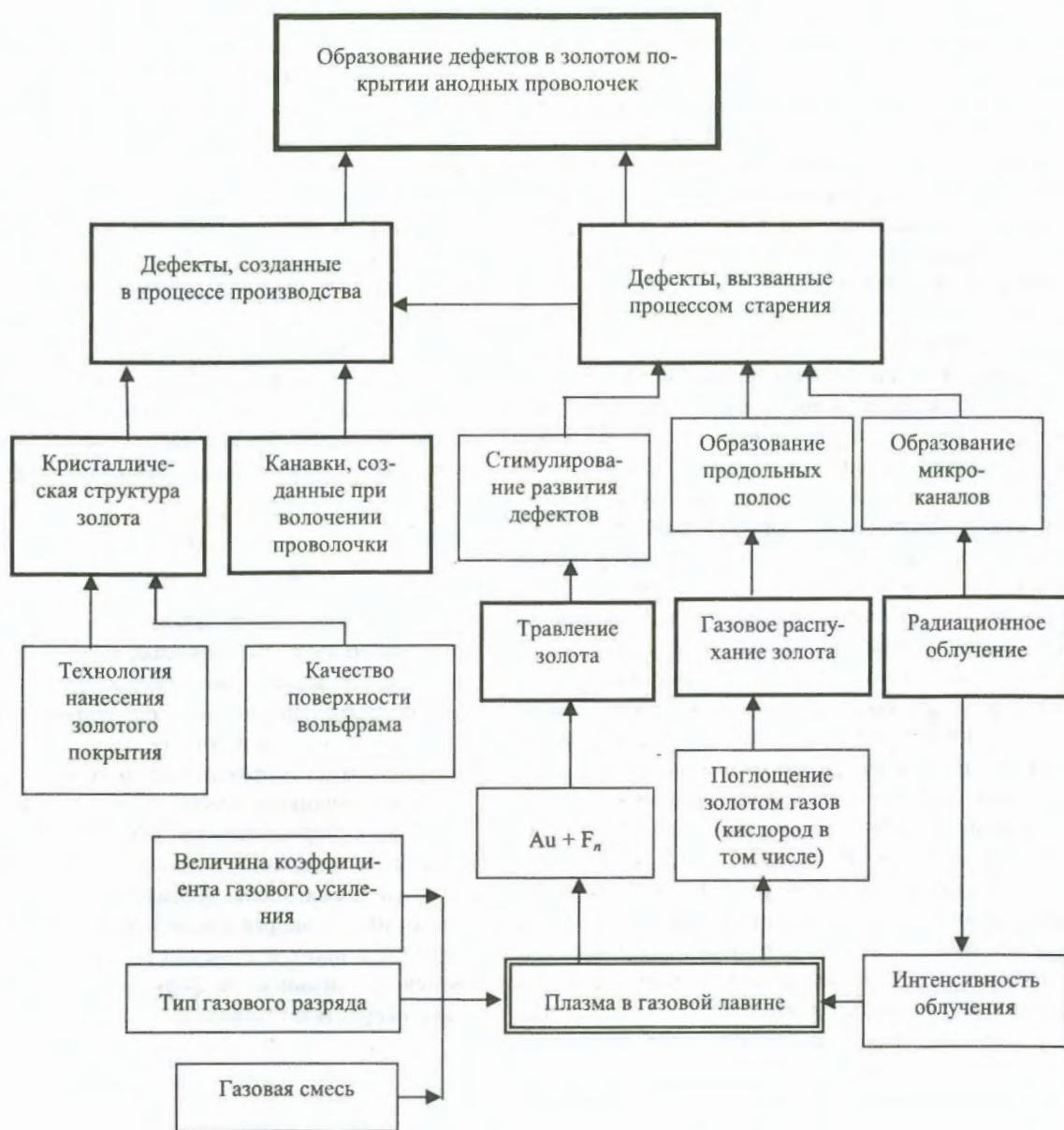
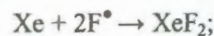


Рис. 4. Комплекс факторов, обеспечивающих возникновение и развитие дефектов в золотом покрытии вольфрамовых проволочек

реакций в наших испытаниях на старение, так как ( $F_2$ ) будет получаться в результате диссоциации в лавине. Из литературы известно [6, 7], что для осуществления реакции  $F_2 \leftrightarrow 2F^*$  требуется температура порядка 800 °С, а в присутствии электрического разряда она идет при комнатной температуре. Это связано с тем фактом, что связь F-F очень слабая ( $E_d = 1,6$  эВ) и легко разрывается в газовой лавине, где энергетический спектр электронов находится в диапазоне 1–10 эВ. Таким образом, в нашей газовой смеси легко формируется радикал  $F^*$ , который является чрезвычайно химически активным.

Из литературы хорошо известно [6, 7], что смеси ксенон-фтор,  $XeF_n$  ( $n = 2, 4, 6$ ), могут легко формироваться в газовом разряде. При комнатной температуре соединения  $XeF_n$  находятся в твердой фазе. Они плавят-

ся при температуре от 50 до 130 °С. Эти вещества являются сильными окислителями и могут вступать в реакцию с золотом, вызывая его травление. Некоторые из возможных химических реакций [6, 7] приведены ниже:



д) Поглощение газа. Явление поглощения газа золотым покрытием происходит как во время изготовления проволоки, так и при ее взаимодействии с лавинной плазмой. Газ, в том числе и кислород, поглощается внешним слоем золота и диффундирует внутрь. Коли-

чество поглощенного кислорода зависит от температуры и растворимости кислорода в золоте, интенсивности облучения, а также величины газового усиления. Важно отметить, что дополнительным заметным источником ионов кислорода является ограниченный стримерный разряд, так как заряд, создаваемый одним стримером, может в сотни раз превосходить заряд, возникающий в режиме пропорционального усиления. Важно отметить, что подобный режим реально имеет место в рабочих условиях [8]. Это явление может быть дополнительным источником повреждения золотого покрытия анодной проволоки.

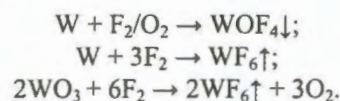
**Стадия № 3. Разбухание анодной проволоки.** Сравнение области, в которой возникло разбухание проволоки с распределением концентрации кислорода вдоль проволоки (см. рис. 2 и 3), позволяет сделать вывод, что эффект разбухания может быть связан с химическим взаимодействием кислорода с вольфрамом. Результатом этого процесса, например, является образование  $WO_3$ , плотность которого  $7,9 \text{ г/см}^3$ , что в 2,5 раза меньше плотности вольфрама ( $19,3 \text{ г/см}^3$ ). Это приводит к увеличению объема проволоки в зоне облучения. Иными словами: проволока разбухает (рис. 5).

Модель предполагает, что окись вольфрама растет сначала в точечных дефектах золотого покрытия и создает достаточное усилие, которое вызывает повреждение золотого покрытия в отдельных локальных точках.

Таким образом, проволока разбухает в результате окисления вольфрама. Вследствие этого силы, действующие изнутри проволоки, разрывают золотое покрытие. Это является главным отличием описываемого нами механизма от хорошо известного полимеризационного механизма старения. Специфической особенностью разрушения покрытия является то, что в начале оно распространяется вдоль вольфрамовой проволоки.

Это происходит по углублениям (канавкам), оставленным на проволоке волочильной матрицей, используемой при изготовлении вольфрамовой проволоки и т. п. В результате увеличение диаметра проволоки сопровождается глубокими трещинами, идущими вдоль проволоки, которые стимулируют развитие процесса старения. Кислород и другие агрессивные радикалы проникают сквозь уже открывшиеся трещины в золотом покрытии и вступают в прямую реакцию с вольфрамом. В результате происходит дальнейшее более интенсивное окисление вольфрама.

При реакциях между различными газовыми радикалами и вольфрамом могут формироваться и более сложные химические продукты. Эти вещества могут иметь как нелетучие ( $\downarrow$ ), так и летучие ( $\uparrow$ ) формы. Приведем некоторые из таких возможных соединений [6]:



$WF_6$ , например, имеет летучую форму уже при комнатной температуре. Его удаление из вольфрама к поверхности может вызвать дополнительное разрушение золотого покрытия проволоки в зоне облучения.

Отдельные вещества (в виде отложений) могут формироваться в результате точечной коррозии, вызванной реакциями между кислородом (и другими радикалами), переносимыми газовым потоком, и материалом проволоки. Такие осадки (отложения) должны распределяться вдоль проволоки, но асимметрично по отношению к направлению потока газа. Распределение плотности таких отложений вдоль проволоки определяется интенсивностью формирования ионов и радикалов и скоростью газового потока.

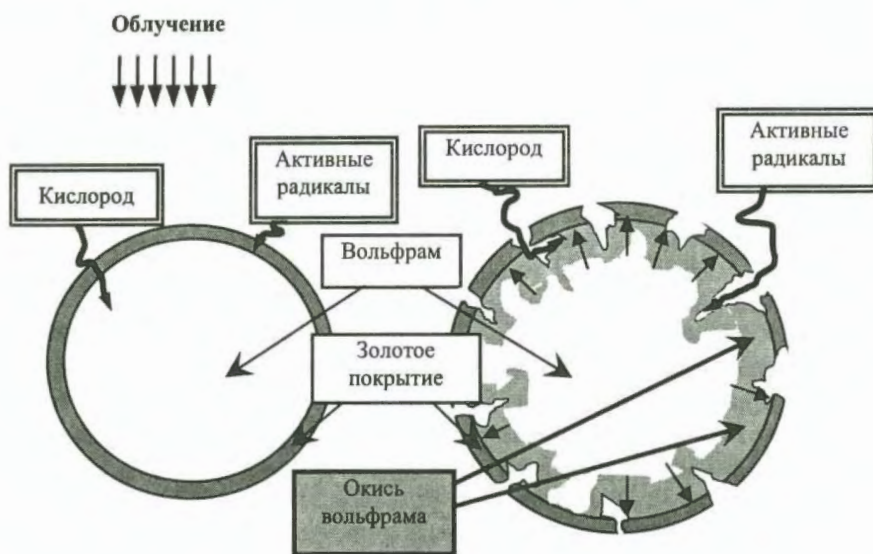


Рис. 5. Механизм возникновения эффекта разбухания анодной проволоки. Схематически представлено сечение анодов до и после облучения

## Заключение

При исследовании старения дрейфовых трубок (пропорциональных счетчиков), использующих газовую смесь 70 % Хе + 10 % СО<sub>2</sub> + 20 % СF<sub>4</sub> при высокой накопленной дозе облучения (до ~ 9 Кл/см) и при мощности дозы, соответствующей 1,7 мкА/см, наблюдался новый механизм старения анодной проволоки – разбухание проволоки. В центре зоны облучения золотое покрытие разрушается, и диаметр проволоки увеличивается с 35 до 42 мкм (20 %).

Методом ядерных реакций с дейтронами и протонами исследованы концентрационные профили кислорода, фтора и углерода по длине и глубине анодных проволочек. Оказалось, что общее количество кислорода и фтора, накопленное в проволоке в зоне облучения, увеличивалось более чем в 20 раз по сравнению с необлученной проволокой. С учетом этих данных высказано предположение о трех последовательных стадиях развития механизма старения анодной проволоки:

– кислород и другие активные радикалы формируются в газовой лавине. Технологические и радиационные дефекты в золотом покрытии являются главными путями проникновения активного кислорода к вольфраму;

– кислород проникает через поры и трещины золотого покрытия и, как мы предполагаем, окисляет вольфрам;

– все это в комплексе вызывает разбухание вольфрама в проволоке, и, как следствие, возникающие внутри проволоки силы разрывают золотое покрытие. Агрессивные радикалы, включая активный кислород, проникают сквозь уже открывшиеся трещины в золотом покрытии и вступают в реакцию непосредственно с вольфрамом. В результате процесс разбухания вольфрама существенно интенсифицируется.

Показано, что атомный кислород играет очень важную роль в этом процессе развития старения анодных проволочек. Мы уверены, что измерения концен-

трации кислорода и глубины проникновения в золотое покрытие после облучения, выполненные с помощью метода ядерных реакций, могут дать прекрасную методику, позволяющую сравнивать радиационную стойкость различных анодных проволочек.

Присутствие ксенона в газовой смеси создает дополнительные пути формирования химически активных радикалов. Ксенон и фтор-ксеноновые соединения усиливают процесс травления золота и облегчают тем самым возможность проникновения кислорода к вольфраму.

## Список литературы

1. Kadyk J. A. Wire chamber aging. – Nucl. Inst. and Meth., 1991, A 300, p. 436.
2. Ferguson T., Gavrilov G., Egorov A. et al. Anode wire swelling – a possible new phenomenon for anode wire aging under high-accumulated dose. – NIM, 2002, A483, N 3, p. 698–712.
3. Ferguson T., Gavrilov G., Krivchitch A. et al. The effect of oxygen on anode wire swelling under high-accumulated dose. – NIM, 2002, A478, N 1/2, p. 254–258.
4. Ferguson T., Gavrilov G., Gratchev V. et al. Swelling phenomena in an anode wire aging under a high accumulated dose. – NIM, 2003, A515, N 1–2, p. 266–277.
5. Gavriliv G., Krivchitch A., Lebedev V. Application of Nuclear Reaction Analysis for aging investigations of detectors. – NIM, 2003, A515, N 1–2, p. 108–117.
6. Lidin R. A., Molochko V. A., Andreeva L. L. Chemical Properties of Inorganic Compounds, Chemistry and Science, Moscow, 1997, p. 252, 299, 393.
7. Milligan D. E., Sears D. J. – Am. Chem. Soc., 1963, vol. 85, p. 823.
8. Gavrilov G., Krivchitch A., Kuznetsova A. et al. Aging investigation of ATLAS TRT straws: Preprint PNPI, N 2328, EP-43-1999.

## МОДИФИКАЦИЯ БИБЛИОТЕКИ ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ SaBa ДЛЯ ВВОДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Н. Буртебаев, Д. Т. Буртебаева, А. Г. Звенигородский<sup>1</sup>, В. А. Жеребцов<sup>1</sup>, С. М. Таова<sup>1</sup>

Институт ядерной физики Национального ядерного центра  
Республики Казахстан, Алматы

<sup>1</sup> ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Модифицированная в рамках проекта МНТЦ К-497 библиотека оцененных ядерных данных по заряженным частицам (библиотека SaBa) ориентирована в основном на работу с интегральными сечениями ядерных реакций и функциями возбуждения. В рамках нового проекта МНТЦ К-1128 планируется дополнительно ввести в библиотеку значения дифференциальных сечений для исследуемых реакций. В связи с этим осуществлены следующие шаги по модернизации библиотеки: 1) определен формат ввода и разработана внутренняя структура хранения данных по дифференциальным сечениям; 2) модифицированы режимы "Экспериментальные данные" и "Новая реакция" для ввода и редактирования данных по угловым распределениям; 3) проведено тестирование режимов ввода значений угловых распределений; 4) реализовано приближение угловых распределений полиномами Лежандра. С использованием модифицированной версии в библиотеку SaBa введены новые данные по упругому рассеянию ионов <sup>3</sup>He и  $\alpha$ -частиц на изотопах лития.

**MODIFICATION OF THE LIBRARY OF THE ESTIMATED NUCLEAR DATA SaBa FOR THE ENTERING OF THE DIFFERENTIAL CROSS-SECTION OF NUCLEAR REACTIONS / N. BURTEBAEV, D. T. BURTEBAEVA, A. G. ZVENIGORODSKY, V. A. ZHEREBTSOV, S. M. TAOVA** / The modified, within framework of the Project K-497, library of evaluated nuclear data on charged particles (the SaBa-library) is orientated, mainly, towards working with integral cross-sections of nuclear reactions and excitation functions. Within the framework of the present Project MNTC K-1128 [2] there is planned additionally the input of differential cross-sections for investigated reactions into the library. In this connection there is developed the plan to modernize the SaBa-library: 1) for differential sections the format of the input is defined and internal structure of keeping data is designed; 2) the regimes "Experimental Data" and "New Reaction" of the SaBa-library were modified for the input and editing of differential cross-sections of nuclear reactions into the Data Base; 3) there will be carried out a test for regimes of input values the angular distribution; 4) the approximation was realized for the angular distribution by multinomial Lezhandra. New experimental data (earlier obtained by participants of the Project) on angular distributions of elastic scattering of ion <sup>3</sup>He and  $\alpha$ -particles on isotope lithium were input into the SaBa-library.

В 2006 г. была создана новая версия библиотеки оцененных и экспериментальных данных по заряженным частицам для астрофизических приложений SaBa (первая версия библиотеки была представлена в МАГАТЭ в 1999 г.) [1].

База данных SaBa – это программный продукт, который включает в себя собственно библиотеку оцененных и экспериментальных данных и набор процедур, позволяющих проводить соответствующую обработку этих данных. Наряду с массивами фактографических данных, описывающих ядерные взаимодействия, в библиотеке SaBa присутствует и описание реакций в текстовом виде, которое, по сути, представляет собой справочную систему по всем изотопам и реакциям, содержащимся в SaBa. Как правило, описание реакции представляет собой краткую характеристику работ, использованных для получения оцененной кривой. Указываются условия протекания реакции. Авторами приводится описание собственных методик получения оценки с подробным анализом поведения оцененной кривой в различных энергетических областях.

За последние годы структура библиотеки SaBa бы-

ла существенно переработана, значительно расширилось ее содержание [2]. В настоящее время в библиотеке представлены данные для 86 реакций, введены данные по скоростям реакций. Появилась возможность проведения расчета скоростей реакций в заданном температурном интервале.

В настоящей версии SaBa в качестве приближающей функции обычно используются кубические сплайны для описания зависимости от энергии. Для описания резонансов используются функции Брейт – Вигнера. Оставшаяся часть зависимости, т. е. фон под Брейт – Вигнером, и нерезонансные участки описываются опять же кубическим сплайном. Окончательно приближающая функция есть сумма резонансных зависимостей и кубического сплайна.

Данные по дифференциальным сечениям могут быть представлены как в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра, так и в виде зависимости сечения от угла и энергии. Развитый графический интерфейс позволяет пользователю на основе экспериментальных данных строить свою собственную приближающую функцию с учетом заданных погрешностей.

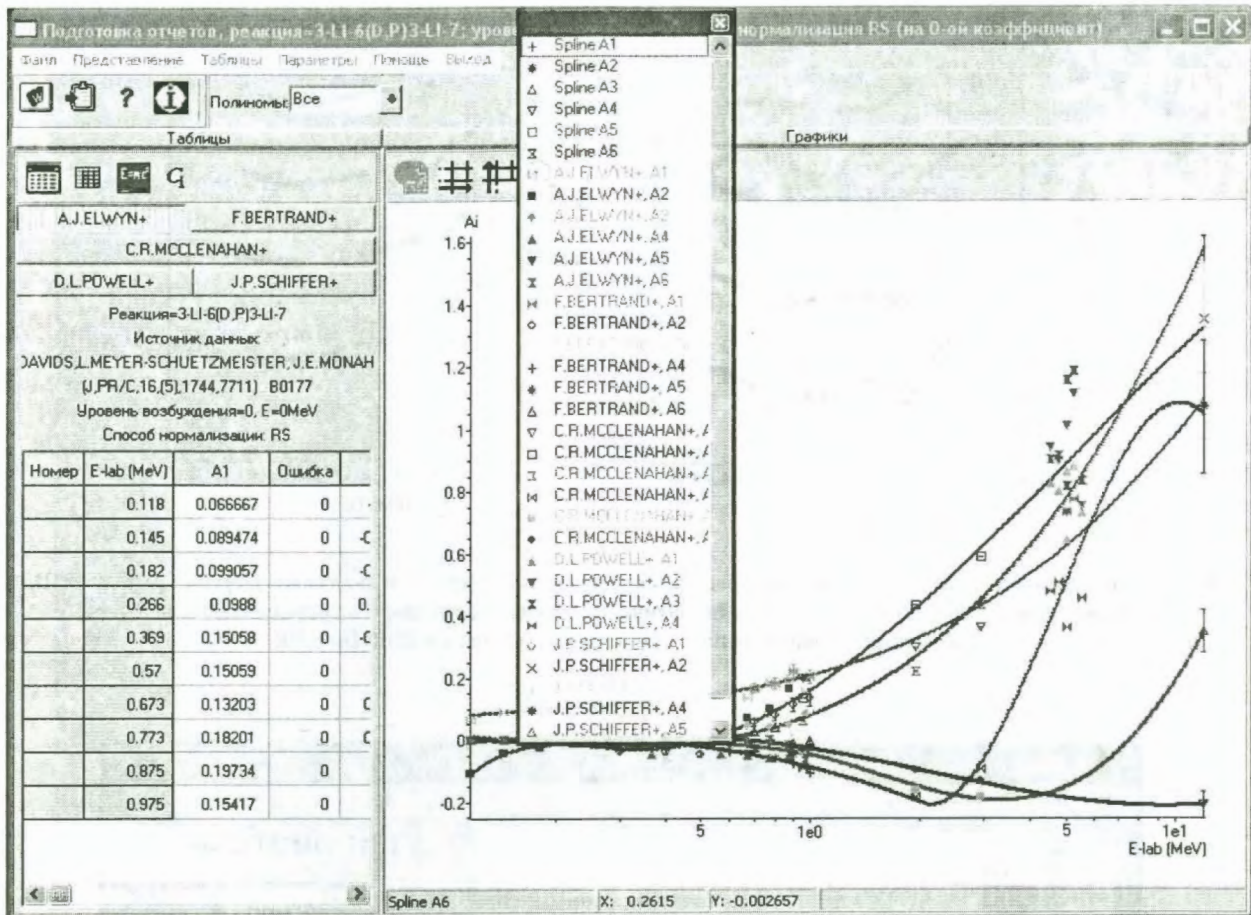


Рис. 1. Представление дифференциальных сечений в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра

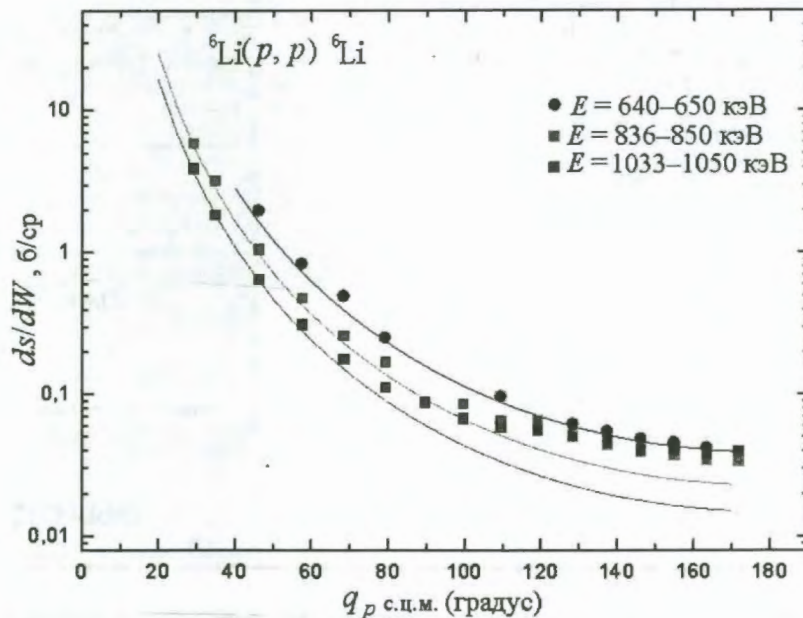


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на ядре  ${}^6\text{Li}$  в диапазоне энергии 640–1050 кэВ. Сплошные линии – теоретические расчеты по оптической модели, символы – экспериментальные данные

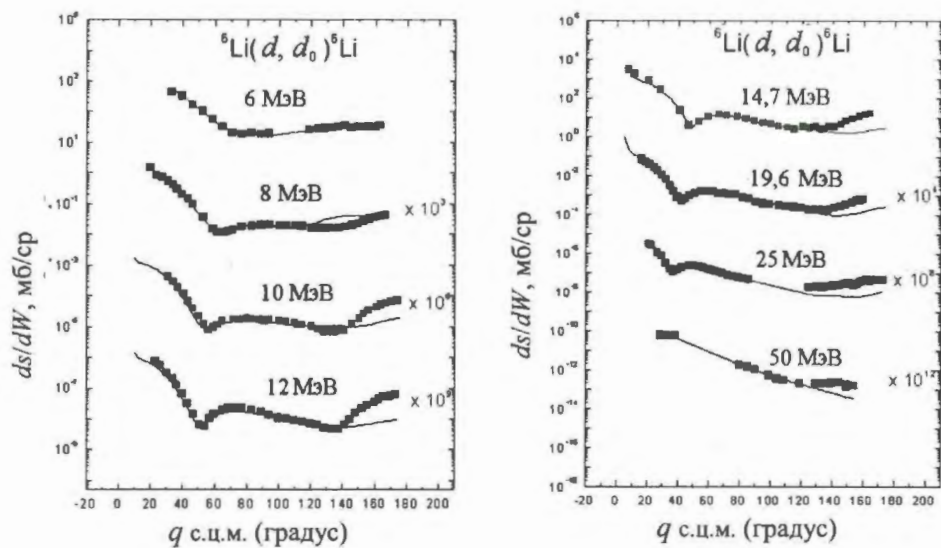


Рис. 3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния дейтронов на ядре  ${}^6\text{Li}$  в диапазоне энергии 6,0–50,0 МэВ. Сплошные линии – теоретические расчеты по оптической модели, символы – экспериментальные данные. Экспериментальные данные при 25 МэВ получены в ИЯФ НЯЦ РК



Рис. 4. Обозначение дифференциальных сечений в виде зависимости сечения от угла и энергии в основном окне SaVa

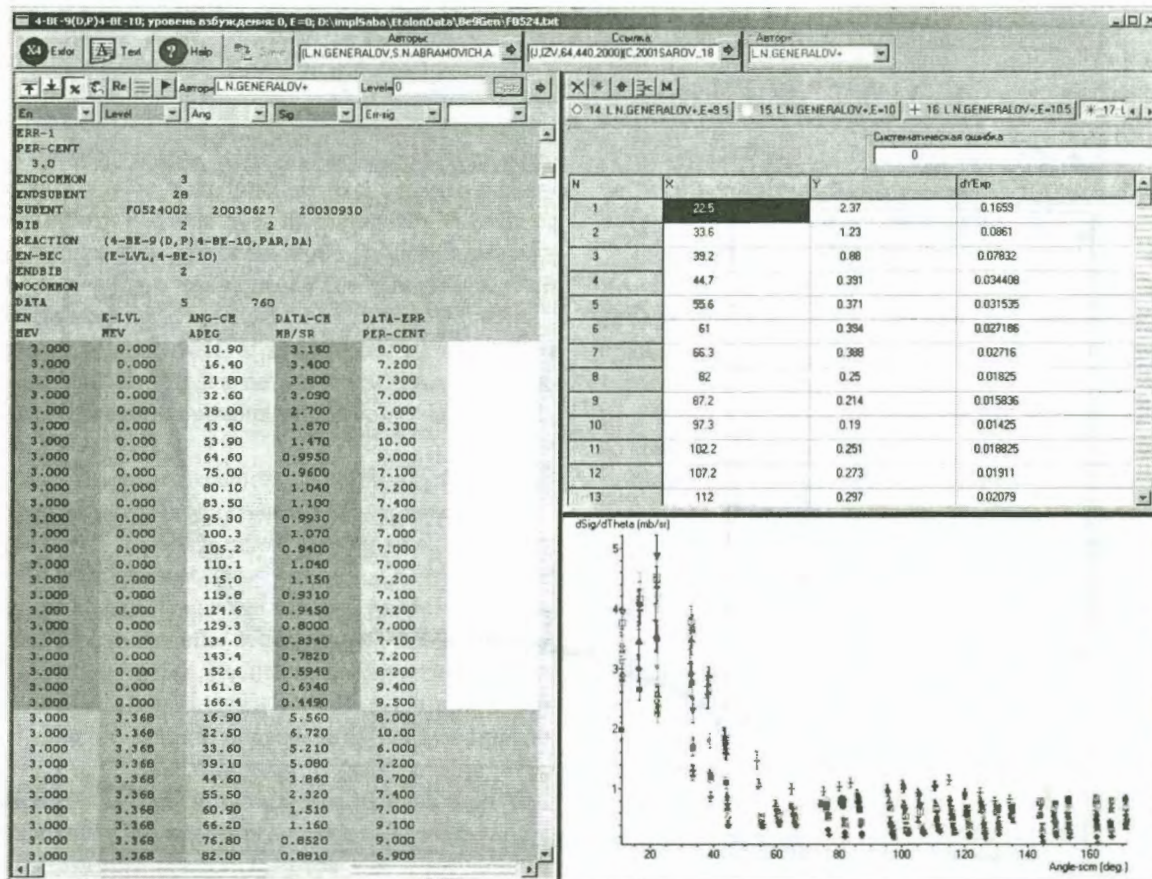


Рис. 5. Ввод экспериментальных данных из файла EXFOR

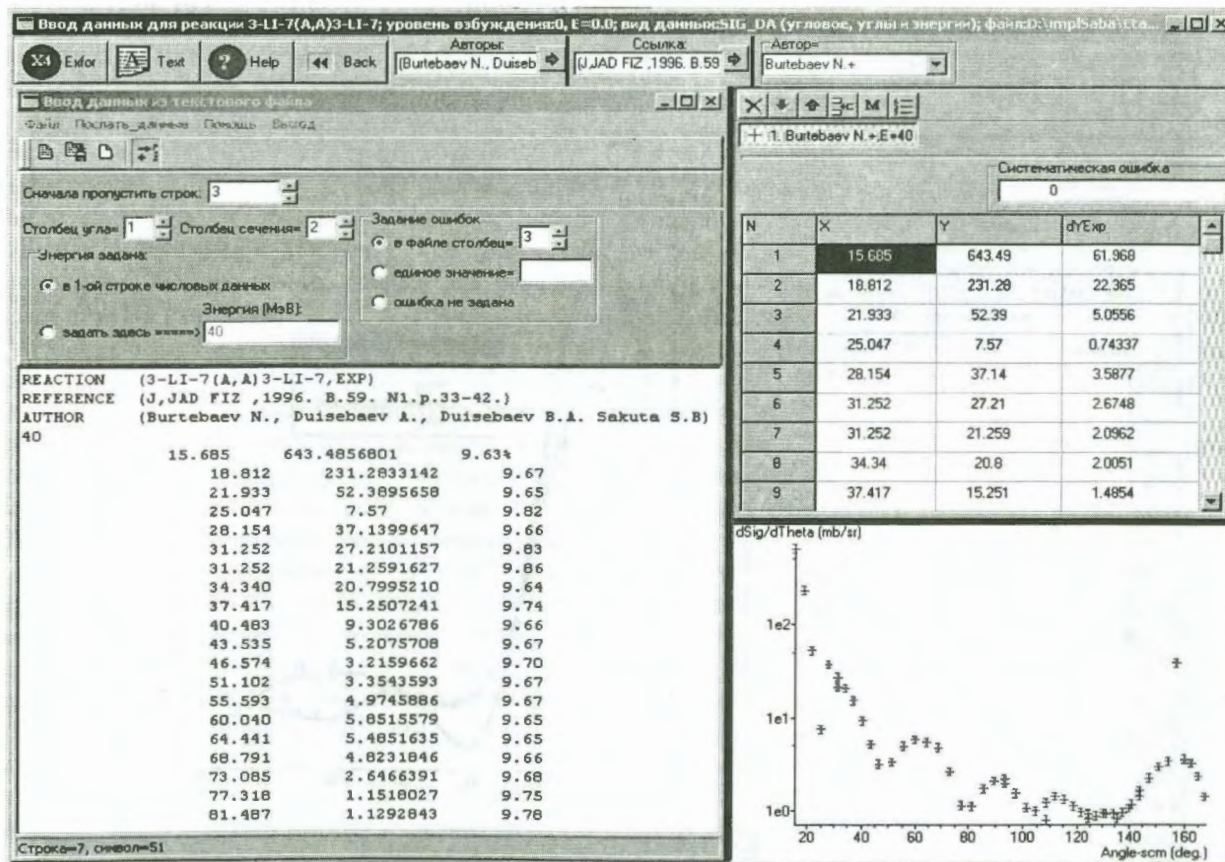


Рис. 6. Ввод данных из текстового файла

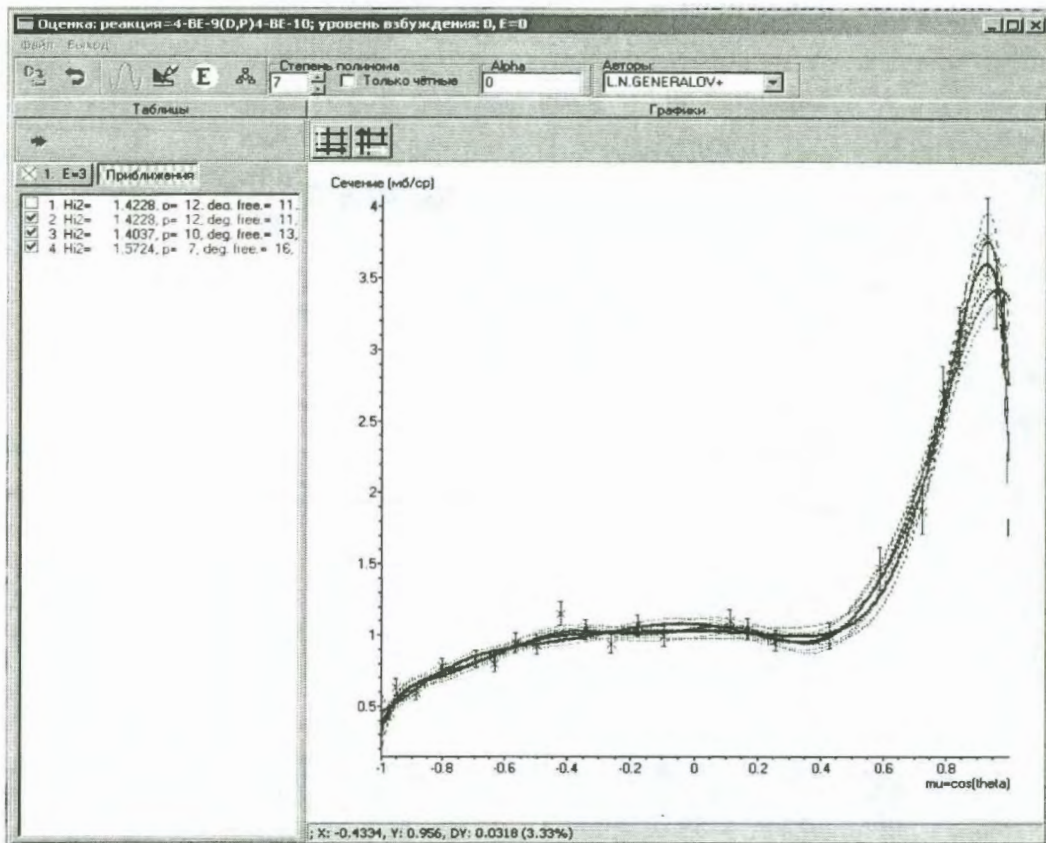


Рис. 7. Построение приближения в виде разложения по полиномам Лежандра

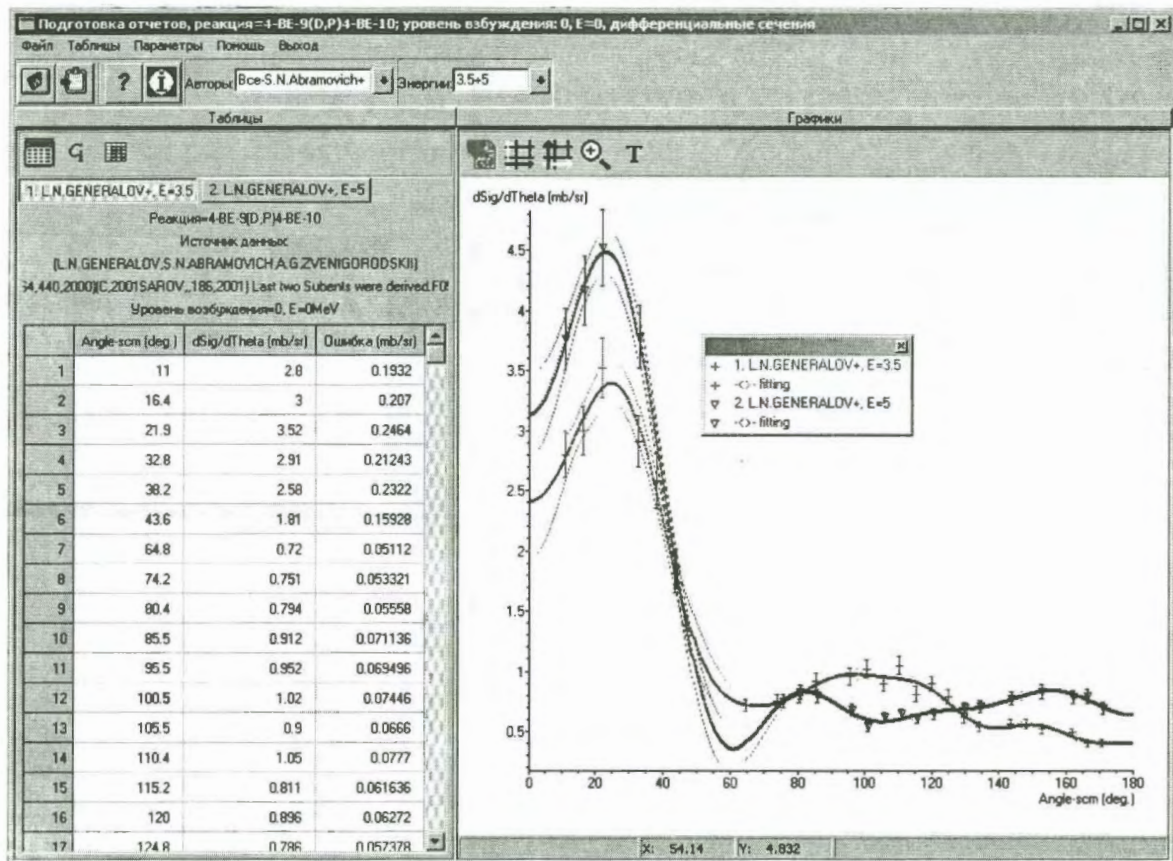


Рис. 8. Окно просмотра сечений в зависимости от угла и энергии

В предыдущей версии SaBa экспериментальные данные по дифференциальным сечениям могли быть представлены только в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра (рис. 1). Представление зависимости сечения от угла и энергии реализовано лишь для оцененного набора данных. В эксперименте получают зависимости сечения от угла и энергии. В SaBa до настоящего времени представление таких зависимостей, т. е. первичных экспериментальных данных, не было реализовано.

В рамках проекта МНТЦ К-1128 получены новые экспериментальные данные по угловым распределениям упругого рассеяния протона и дейтрона на ядрах  ${}^6\text{Li}$  (рис. 2 и 3).

Таким образом, оказалось совершенно естественным, что перед разработчиками встала задача создания набора процедур, позволяющих производить ввод, отображение и построение приближающей кривой для данных по угловым распределениям, представленным в виде зависимости сечения от угла и энергии.

В настоящее время реализованы практически все процедуры работы с угловыми распределениями заданного вида. Модификации подверглись следующие режимы:

**"Просмотр"** – предназначен для работы с оцененными и экспериментальными данными. Данные по желанию пользователя представляются как в табличном, так и в графическом виде;

**"Оценка"** – позволяет создавать свою оцененную кривую – строить новый сплайн. При этом имеется возможность редактировать экспериментальные данные: исправлять ошибочные и задавать ошибки оценки. Кроме того, пользователь может вводить новые данные, в том числе и свои. К прежним возможностям оценки добавлено представление зависимости сечения от угла (для фиксированной энергии) в виде разложения по полиномам Лежандра;

**"Экспериментальные данные"** – позволяет редактировать или вводить новые данные для реакций, уже присутствующих в SaBa;

**"Новая реакция"** – предусмотрен для ввода новой реакции.

В основном окне SaBa дифференциальные сечения в зависимости от энергии и угла представляются особым значком, изображающим вылет продуктов реакции в разных направлениях, и обозначением SIG\_DA (рис. 4).

Ввод и/или редактирование данных может происходить с использованием одного из двух источников экспериментальных данных: записанных в формате EXFOR или из произвольного текстового файла. Основным считается ввод из EXFOR, так как он содержит данные, опубликованные для широкого распространения. Окно для работы с файлом EXFOR представлено на рис. 5.

EXFOR мало приспособлен для автоматической обработки, поэтому нужные данные из файла извлекаются пользователем с помощью мыши. В файле указывается, данные какого столбца представляют ту или

иную величину: угол, энергию, сечение и прочее. После этих указаний столбцы файла окрашиваются в различные условные цвета, что позволяет легко удостовериться, правильно ли определена структура данных. Перед пересылкой данных в библиотеку SaBa можно перевести экспериментальные данные в систему единиц, принятую в SaBa: сечение в мб/ср, углы – в градусах в системе центра масс, энергия – в МэВ.

Введенные данные отображаются в правой стороне окна в таблицах и на графике. В таблицах можно исправлять числовые данные, если окажется такая необходимость.

Окно для ввода из текстового файла представлено на рис. 6. Формат файла достаточно свободен: единственное требование, чтобы данные располагались по столбцам. Порядок столбцов неважен, в качестве разделителей могут использоваться пробелы, запятые, точки с запятой и символы табуляции. Как видно из рисунка, файл может содержать описательную информацию. Не закрывая окно, можно вводить сколько угодно наборов данных, перемежая ввод из EXFOR вводом из текстовых файлов, используя кнопки **"Exfor"** и **"Текст"**.

Зависимости сечения от угла для каждой энергии строятся в виде ряда полиномов Лежандра. Это производится в окне, открывающемся после нажатия кнопки **"Оценка"** (см. рис. 1). Приближение строится в зависимости от косинуса угла. Кроме того, сечения реакций упругого рассеяния, обращаясь в бесконечность при  $0^\circ$ , делятся на сечение Резерфорда для устранения этой бесконечности. Для симметричных распределений предусмотрена возможность строить приближения с помощью только полиномов четной степени. Приближение строится по методу наименьших квадратов, в качестве весов берутся обратные величины квадратов экспериментальных ошибок.

Не используется никакого алгоритма нахождения степени полинома. Как показал опыт, все такие алгоритмы недостаточно надежны и все равно требуют контроля со стороны оценщика. Так как построение полинома заданной степени происходит почти мгновенно и результат сразу же выдается на график, то оценщик может легко выбрать нужную степень, учитывая также выдаваемые значения  $\chi^2$ .

На рис. 7 изображено окно **"Оценка"** в процессе построения приближения.

Режим **"Просмотр"** позволяет выполнять все те же функции, что и для остальных типов данных: передачу таблиц данных в текстовый файл, страницу Excell или файл Word; передачу графиков в Word; выдачу коэффициентов разложения; вычисление таблиц по имеющемуся разложению; временный ввод данных из текстового файла для сравнения с имеющимися в SaBa. Отсутствует только сравнение с приближениями из других библиотек, так как мы не обнаружили таковых. Два списка: **"Авторы"** и **"Энергии"** позволяют выбрать из всего множества данных только интересующие кривые (рис. 8).

Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ К-1128.

## Список литературы

1. Zvenigorodskii A. G., Zhrebtsov V. A., Lazarev L. M. et al. The Library of Evaluation of Experimental Data on Charged Particles for Fusion Application // The International Conference "Nuclear data for Science and Technology". October (7-12), 2001, Tsukuba, Japan, 8P8(206). The paper is accepted for publication in the magazine "J. Nucl. Science and Tech" (Japan).
2. Burtebayev N., Kadyrzhanov K., Zvenigorodskii A. Measurement and Evaluation of Nuclear Data Required for Astrophysical application // Journal of Nuclear Science and Technology Supplement 2, August 2002, Proceedings of Int. Con. ND for Sc. and Tech. October 1-12, 2001, p. 562-563.

## РАССЕЯНИЕ (АНТИ) НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНЕ КАК ТЕСТ СТАНДАРТНОЙ ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ МОДЕЛИ

Ю. И. Романов

Московский государственный университет дизайна и технологии,  
115998, Москва, ул. Садовническая, 33

Получены и проанализированы дифференциальные и полные сечения рассеяния (анти) нейтрино на электроны на основе стандартной электрослабой модели и в низкоэнергетическом ( $V-A$ )-приближении. Изучены спиновые эффекты. Рассмотрены ориентации векторов импульсов нейтральных лептонов вдоль и против вектора спина электрона-мишени (отдачи), а также случай взаимной перпендикулярности этих векторов.

**THE (ANTI) NEUTRINO ELECTRON SCATTERING AS A TEST OF STANDARD ELECTROWEAK MODEL / Yu. I. ROMANOV** / The differential and total cross section for elastic (anti) neutrino-electron scattering are derived and analyzed on the basis of the standard electroweak model and the low-energy ( $V-A$ )-mechanism for diagonal lepton processes. The orientations of the neutral lepton momentum and the final electron along or opposite to the polarization vector of the target (recoil) electron are analyzed.

Теоретическое и экспериментальное изучение слабых взаимодействий лептонов получило широкое развитие. Интерес к чисто лептонным процессам обусловлен многими причинами, среди которых возможность проверки модельных представлений на количественном уровне.

По современным представлениям упругое рассеяние мюонного (анти)нейтрино на электроны обусловлено нейтральным током, а электронного – совокупностью нейтрального и заряженного токов. В низкоэнергетическом приближении ( $E_\nu \ll m_{w,z}$ ), когда в пропагаторе виртуального бозона  $(m_{w(z)}^2 - q_{w(z)}^2)^{-1}$  можно пренебречь значением квадрата 4-импульса, переносимого вионом, по сравнению с квадратом его массы и эффективный ток-токовый лагранжиан имеет вид

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu \bar{e} \gamma_\alpha (g_V + g_A \gamma_5) e, \quad (1)$$

$y$ -распределения конечных электронов при  $\nu e$ -рассеянии определяются выражениями [1]:\*

$$\frac{d\sigma_{\nu e}}{dy\sigma_0} = \frac{E_\nu}{4} \left[ (g_V + g_A)^2 (1 + \bar{n}_\nu \bar{\eta}_e) + \right.$$

$$\left. + (g_V - g_A)^2 (1 - y) \left( (1 - y) - \left( \bar{n}_\nu - \frac{\bar{p}_e}{E_\nu} \right) \bar{\eta}_e \right) + \right. \\ \left. + (g_V^2 - g_A^2) \left( y \left( \bar{n}_\nu \bar{\eta}_e - \frac{m_e}{E_\nu} \right) - \frac{\bar{p}_e}{E_\nu} \bar{\eta}_e \right) \right]; \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma_{\nu e}}{dy\sigma_0} = \frac{E_\nu}{8} \left[ (g_V + g_A)^2 \left( 1 + \left( \bar{n}_\nu - \frac{2(E_\nu + m_e)}{E_\nu y + 2m_e} \frac{\bar{p}_e}{E_\nu} \right) \bar{\eta}'_e \right) + \right. \\ \left. + (g_V - g_A)^2 (1 - y) \left( (1 - y) - \left( \bar{n}_\nu - (2 - y) \frac{\bar{p}_e}{E_\nu y + 2m_e} \right) \bar{\eta}'_e \right) \right]. \quad (3)$$

Приняты следующие обозначения:  $\bar{n}_\nu = \bar{p}_\nu / E_\nu$ ,  $E_\nu$  и  $|\bar{p}_\nu|$  – энергия и импульс начального нейтрино;  $T$  и  $|\bar{p}_e|$  – кинетическая энергия и импульс электрона отдачи, связанные с углом его вылета ( $\alpha$ ) соотношениями:

$$T = \frac{2E_\nu^2 m_e \cos^2 \alpha}{(E_\nu + m_e)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \alpha};$$

$$|\bar{p}_e| = \frac{2E_\nu (E_\nu + m_e) m_e \cos \alpha}{(E_\nu + m_e)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \alpha},$$

\* В работе [1] представлены  $y$ -распределения, при расчете которых учтены поправки порядка  $q_{w(z)}^2 / m_{w(z)}^2$  в амплитуде  $\nu e$ -рассеяния (см. формулы (2) и (5) этой работы).

$\sigma_0 = (2G^2 m_e) / \pi$ ,  $m_e$  – масса электрона;  $\bar{\eta}_e$  ( $\bar{\eta}'_e$ ) – единичный вектор поляризации электрона-мишени (отдачи);  $y = T / E_\nu$  определяет долю энергии, переданной

нейтральным лептоном заряженному в процессе рассеяния.

Согласно (2) и (3) в частных случаях взаимной ориентации векторов импульсов нейтрино и конечного электрона относительно спина электрона-мишени (отдачи)  $y$ -распределения связаны соотношениями, одно из которых имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma_{\nu e}}{dy}\right)_{\vec{n}_\nu \uparrow \uparrow \vec{n}_e^{(')}, \vec{p}_e \uparrow \uparrow \vec{n}_e^{(')}} + \left(\frac{d\sigma_{\nu e}}{dy}\right)_{\vec{n}_\nu \uparrow \downarrow \vec{n}_e^{(')}, \vec{p}_e \uparrow \downarrow \vec{n}_e^{(')}} = 2 \left(\frac{d\sigma_{\nu e}}{dy}\right)_{\vec{n}_\nu \perp \vec{n}_e^{(')}, \vec{p}_e \perp \vec{n}_e^{(')}} \quad (4)$$

Введем его символическую запись:

$$(+,+) + (-,-) = 2(0,0). \quad (4a)$$

В скобках представлены  $y$ -распределения при ориентации импульса нейтрино (символ слева от запятой) и конечного электрона (справа от запятой) вдоль (знак "плюс") или против ("минус") вектора спина электрона-мишени (отдачи). Символ "0" соответствует случаю перпендикулярности векторов. Используя эти обозначения, запишем другие соотношения, к которым приводят формулы (2) и (3):

$$(+,-) + (-,+) = 2(0,0); \quad (4б)$$

$$(+,+) + (+,-) = 2(+,0); \quad (4в)$$

$$(+,+) + (-,+) = 2(0,+); \quad (4г)$$

$$(+,-) + (-,-) = 2(0,-); \quad (4д)$$

$$(-,+) + (-,-) = 2(-,0). \quad (4е)$$

Количественный анализ (здесь и в дальнейшем согласно  $SM$  при  $\sin^2 \theta_w \cong 0,23$ ) [2] указывает на различный характер зависимости дифференциальных сечений  $\nu_{\mu e}$ - и  $\nu_{e e}$ -рассеяний от энергий начального нейтрино и электрона отдачи для отмеченных ориентаций импульсов и спинов лептонов. Так, например, если  $E_\nu = 10$  МэВ, то с уменьшением кинетической энергии ( $T$ ) электрона от 9,02 до 0,12 МэВ, что соответствует изменению угла  $\alpha$  от 5 до 70°, согласно формуле (2) численное значение  $d\sigma_{\nu e}/dy$  (здесь и в дальнейшем в единицах  $\sigma_0$ ) монотонно уменьшается от 12,05 до 10,67 в случае  $(+,0)$ -ориентаций, от 6,81 до 5,89 в случае  $(0,-)$  и увеличивается от 3,71 до 5,8 в случае  $(0,+)$  (рис. 1), а  $d\sigma_{\nu e}/dy$  уменьшается от 1,4 до 1,29 при  $(0,+)$ -ориентациях и увеличивается от 0,88 до 1,45 при  $(+,0)$ , от 0,65 до 1,05 при  $(-,0)$  и от 0,12 до 1,2 при  $(0,-)$ .

Влияние поляризации электрона отдачи можно оценить путем анализа отношения дифференциального сечения (3) к  $y$ -распределению неполяризованных электронов

$$\frac{d\sigma_{\nu e}}{dy\sigma_0} = \frac{E_\nu}{4} \times \left[ (g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 (1-y)^2 - (g_V^2 - g_A^2) \frac{ym_e}{E_\nu} \right]. \quad (5)$$

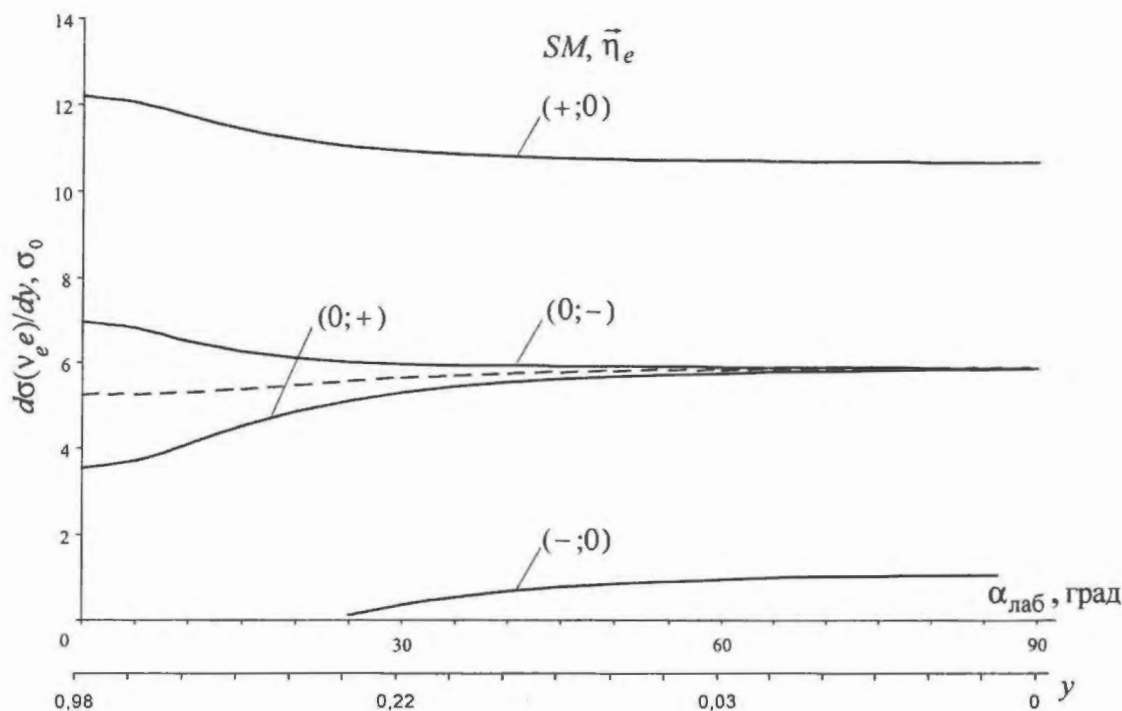


Рис. 1.  $y$ -распределения электронов отдачи при рассеянии эль-нейтрино ( $\nu_e$ ) на поляризованном электроне-мишени

Если, например,  $E_\nu = 1$  ГэВ, то в случае  $\nu_\mu e$ -рассеяния оно изменяется незначительно, монотонно возрастая при (+,+) - и (-,+)-ориентациях от 0,36 ( $T = 117,7$  МэВ,  $\alpha = 5^\circ$ ) до 0,52 ( $T = 0,14$  МэВ,  $\alpha = 70^\circ$ ) и от 0,2 до 0,37, а при (+,-) - и (-,-)-ориентациях убывая от 0,8 до 0,63 и от 0,64 до 0,47. В случае же  $\nu_e e$ -рассеяния обсуждаемое отношение увеличивается от 0,08 до 0,63 (+,+) и уменьшается от 1,81 до 1,19 (+,-), от 0,92 до 0,37 (-,-).

"Стандартное" (SM)  $y$ -распределение (сечение (5)) (см. рис. 1) практически не изменяется с уменьшением кинетической энергии электрона (с ростом угла  $\alpha$ ) как при  $\nu_e e$ -, так и  $\nu_\mu e$ -рассеянии. Слабый излом предсказывается только при углах рассеяния меньше  $30^\circ$ .

Так как эффективные константы связи нейтрального тока электрона определяются через "электрослабый угол смешивания", то он может быть определен путем сопоставления дифференциального сечения (5) с экспериментальными данными. Таким образом, в результате прецизионного измерения  $y$ -распределения электронов возможна проверка модели на количественном уровне.

Одной из возможностей экспериментальной проверки предсказания SM о том, что нейтральные токи диагональны по ароматам, является изучение интерференции "заряженной" и "нейтральной" амплитуд в упругих  $\nu_e e$ - и  $\bar{\nu}_e e$ -рассеяниях.

Комбинации констант, входящих в формулы (2), (3) и (5), имеют следующий вид:

$$A_\mu = (g_V^\mu + g_A^\mu)^2;$$

$$A_e = [(g_V^\mu + 1) + (g_A^\mu + 1)]^2 = A_\mu + 4(g_V^\mu + g_A^\mu) + 4;$$

$$B_\mu = (g_V^\mu - g_A^\mu)^2, \quad B_e = [(g_V^\mu + 1) - (g_A^\mu + 1)]^2 = B_\mu;$$

$$C_\mu = [(g_V^\mu)^2 - (g_A^\mu)^2];$$

$$C_e = [(g_V^\mu + 1)^2 - (g_A^\mu + 1)^2] = C_\mu + 2(g_V^\mu - g_A^\mu).$$

Так как  $g_V^\mu = -1/2 + 2\sin^2\theta_w$ ,  $g_A^\mu = -1/2$ , то при  $\sin^2\theta_w = 0,23$  получаем

$$A_\mu = (1 - 2\sin^2\theta_w)^2 \cong 0,29, \quad A_e = (1 + 2\sin^2\theta_w)^2 \cong 2,13;$$

$$B_\mu = B_e = 4\sin^4\theta_w \cong 0,21;$$

$$C_\mu = 2\sin^2\theta_w(2\sin^2\theta_w - 1) \cong -0,25;$$

$$C_e = 2\sin^2\theta_w(2\sin^2\theta_w + 1) \cong 0,67.$$

В выражении для  $A_e$  слагаемые  $N_c = A_\mu = (g_V^\mu + g_A^\mu)^2$ ,  $C_c = 4$  и  $2I = 4(g_V^\mu + g_A^\mu)$  определяют

вклады в сечения  $\nu_e e$ - и  $\bar{\nu}_e e$ -рассеяний соответственно нейтральных, заряженных токов и их интерференции. Они связаны соотношением  $I = \sqrt{N_c} \sqrt{C_c} = 2(g_V^\mu + g_A^\mu)$ . В рамках стандартной модели вклад "интерференционного" слагаемого в  $A_e$  отрицателен по величине:  $4(g_V^\mu + g_A^\mu) \cong -2,16$ . В выражении для  $C_e$  наряду с "нейтральным" слагаемым  $N_c = C_\mu \cong -0,25$  присутствует "интерференционное"  $2(g_V^\mu - g_A^\mu) \cong 0,92$ .

Влияние этого слагаемого может проявиться лишь при малых энергиях начального (анти) нейтрино.

Оценивая различие в предсказаниях стандартной модели и (V-A)-описания, введем отношение

$$K_1 = \left( \frac{d\sigma_{\nu_e e}}{dy} \right)_{SM} / \left( \frac{d\sigma_{\nu_e e}}{dy} \right)_{V-A},$$

характеризующее  $CC$ -вклад ( $W$ -диаграмма) в  $\nu_e e$ -рассеянии. В нем числителем является  $y$ -распределение (5), а знаменателем – его частный вид в (V-A)-приближении ( $g_V = g_A = 1$ ):

$$\frac{d\sigma_{\nu_e e}}{dy\sigma_0} = E_\nu. \quad (5a)$$

С увеличением угла вылета электрона (с уменьшением его кинетической энергии) отношение  $K_1$  возрастает, принимая при  $\alpha$ , близких к  $90^\circ$ , значение, определяемое комбинацией констант  $\left( (g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \right) / 2 \cong 0,59$ , независимо от начальной энергии нейтрино. "Стартовое" значение, соответствующее  $\alpha = 0^\circ$ , увеличивается с ее ростом и, например, в случаях  $E_\nu = 0,3, 1,0$  и  $3,2$  МэВ ( $T = 0,17; 0,8$  и  $2,93$  МэВ) равно соответственно 0,39; 0,47 и 0,51, но при  $E_\nu \geq 10$  МэВ становится постоянным:  $\left( (g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \right) / 4 \cong 0,53$ . В крайне релятивистской области ( $E_\nu \gg m_e$ ) переход от этого значения к предельному (0,59) реализуется уже при угле вылета электрона, равном  $5^\circ$ .

При замене в (2) и (3)  $g_A \rightarrow -g_A$  и изменении знака перед слагаемыми, содержащими  $\bar{\eta}_e$  и  $\bar{\eta}'_e$ , имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e e}}{dy\sigma_0} = \frac{E_{\bar{\nu}}}{4} & \left[ (g_V + g_A)^2 (1-y) \left( (1-y) + \left( \bar{n}_{\bar{\nu}} - \frac{\bar{p}_e}{E_{\bar{\nu}}} \right) \bar{\eta}_e \right) + \right. \\ & + (g_V - g_A)^2 (1 - \bar{n}_{\bar{\nu}} \bar{\eta}_e) + \\ & \left. + (g_V^2 - g_A^2) \left( \frac{\bar{p}_e}{E_{\bar{\nu}}} \bar{\eta}_e - y \left( \bar{n}_{\bar{\nu}} \bar{\eta}_e + \frac{m_e}{E_{\bar{\nu}}} \right) \right) \right]; \quad (6) \\ \frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e e}}{dy\sigma_0} = \frac{E_{\bar{\nu}}}{8} & \left[ (g_V + g_A)^2 (1-y) \times \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \left[ (1-\gamma) + \left( \bar{n}_{\bar{\nu}} - (2-y) \frac{\bar{p}_e}{E_{\bar{\nu}} y + 2m_e} \right) \bar{\eta}'_e \right] + \\ & + (g_V - g_A)^2 \left[ 1 - \left( \bar{n}_{\bar{\nu}} - \frac{2(E_{\bar{\nu}} + m_e)}{E_{\bar{\nu}} y + 2m_e} \frac{\bar{p}_e}{E_{\bar{\nu}}} \right) \bar{\eta}'_e \right] + \\ & + \left( g_V^2 - g_A^2 \right) \left[ \frac{E_{\bar{\nu}} y - 2m_e(1-y)}{E_{\bar{\nu}} y + 2m_e} \frac{\bar{p}_e}{E_{\bar{\nu}}} \bar{\eta}'_e - y \left( \bar{n}_{\bar{\nu}} \bar{\eta}'_e + \frac{m_e}{E_{\bar{\nu}}} \right) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Эти формулы также приводят к соотношениям (4а)–(4е). Для неполяризованных электронов

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\bar{\nu}e}}{dy} &= \frac{E_{\bar{\nu}}}{4} \times \\ & \times \left[ (g_V + g_A)^2 (1-y)^2 + (g_V - g_A)^2 - (g_V^2 - g_A^2) \frac{ym_e}{E_{\bar{\nu}}} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Как и в случае  $\nu e$ -рассеяния, получение информации о параметре  $\sin^2 \theta_w$  возможно путем прецизионного измерения дифференциального сечения (8).

Проиллюстрируем зависимость численных значений  $d\sigma_{\bar{\nu}e}/dy$  от ориентаций векторов  $\bar{n}_{\bar{\nu}}$  и  $\bar{p}_e$  относительно  $\bar{\eta}'_e$  (рис. 2) на примере  $y$ -распределения продольно поляризованных электронов отдачи (формула (7)). Если  $E_{\bar{\nu}} = 10$  МэВ, то с уменьшением кинетической энергии электрона от 7,34 МэВ ( $\alpha = 10^\circ$ ) до 0,12 МэВ ( $\alpha = 70^\circ$ )  $d\sigma_{\bar{\nu}e}/dy$  для (+,+)–ориентаций монотонно увеличивается от 0,49 до 3,68. В случае же (+,-)– и (-,-)–ориентаций его увеличение от  $9,5 \cdot 10^{-3}$  до 6,77 и от 0,36 до 2,05 сопровождается появлением максимумов, равных соответственно 7,44 ( $T = 0,61$  МэВ,  $\alpha = 50^\circ$ ) и 3,17 ( $T = 0,84$  МэВ,  $\alpha = 45^\circ$ ). Значение  $d\sigma_{\bar{\nu}e}/dy$  при  $E_{\bar{\nu}} = 10$  ГэВ и изменении  $T$  от 32,76 МэВ

( $\alpha = 10^\circ$ ) до 0,14 МэВ ( $\alpha = 70^\circ$ ) монотонно возрастает от  $5,32 \cdot 10^2$  до  $6,61 \cdot 10^2$  (+,+) и от  $3,32 \cdot 10^2$  до  $4,61 \cdot 10^2$  (-,+); (+,-)–, и (-,-)–ориентации приводят к его уменьшению от  $9,21 \cdot 10^2$  до  $7,97 \cdot 10^2$  и от  $7,21 \cdot 10^2$  до  $5,97 \cdot 10^2$ .

Введем по аналогии с  $K_1$  отношение  $y$ -распределений неполяризованных конечных электронов при  $\bar{\nu}e$ -рассеянии

$$K_2 = \left( \frac{d\sigma_{\bar{\nu}e}}{dy} \right)_{SM} / \left( \frac{d\sigma_{\bar{\nu}e}}{dy} \right)_{V-A},$$

в котором числитель определяется формулой (8), а знаменатель – ее частным (V-A)-видом ( $g_V = g_A = 1$ ):

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}e}}{dy} = E_{\bar{\nu}} (1-y)^2. \quad (8a)$$

Наличие множителя  $1/(1-y)^2$  в выражении для  $K_2$  приводит к его возрастанию с уменьшением угла вылета электрона. Оно становится значительным, когда энергии электрона отдачи и начального антинейтрино оказываются близкими по величине. Так, полагая  $E_{\bar{\nu}} = 10$  МэВ, получаем, что  $K_2$  равно 0,78, если  $T = 5,55$  МэВ ( $\alpha = 15^\circ$ ), но при  $T = 9,02$  МэВ ( $\alpha = 5^\circ$ ) и при 9,75 МэВ ( $\alpha = 0^\circ$ ) предсказывается равным соответственно 5,26 и 72,28. Если  $T \ll E_{\bar{\nu}}$ , то рассматриваемое отношение, как и в случае  $\nu e$ -рассеяния, равно полусумме квадратов констант  $g_V^e$  и  $g_A^e$ . Этим же значением (0,59) оно определяется и в крайне релятивистском пределе.

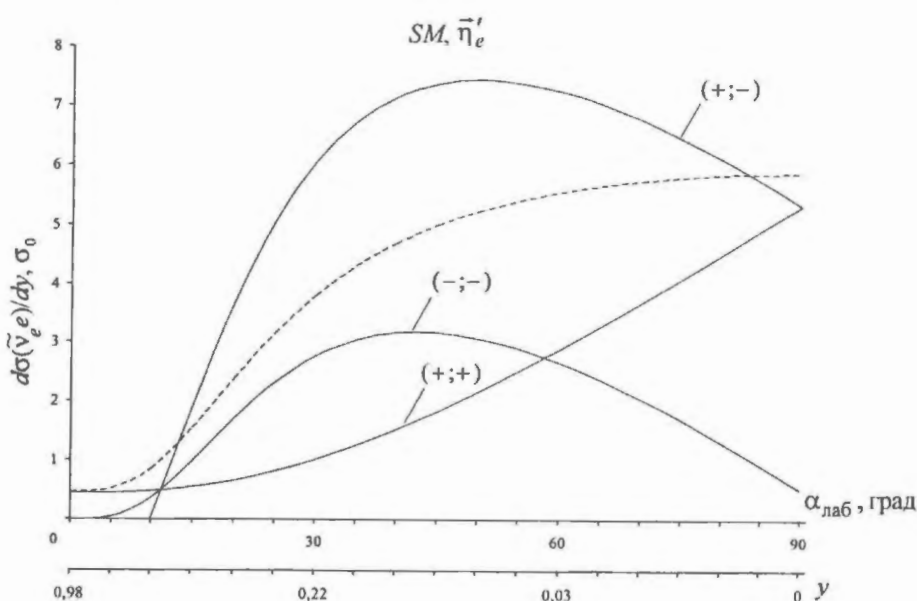


Рис. 2. Влияние поляризации электронов отдачи на их  $y$ -распределения при рассеянии антинейтрино ( $\bar{\nu}_e$ )

Угловое распределение электронов отдачи при  $\nu e$ -рассеянии в низкоэнергетическом приближении описывается формулой

$$\frac{d\sigma}{d\cos\alpha\sigma_0} = \frac{4(E_\nu + m_e)^2 E_\nu m_e \cos\alpha}{\left[(E_\nu + m_e)^2 - E_\nu^2 \cos^2\alpha\right]^2};$$

$$\left\{ g_L^2 (E_\nu + \bar{p}_\nu \bar{\eta}_e) + g_R^2 F_1(E_\nu, \alpha) \times \right.$$

$$\left. \times [E_\nu F_1(E_\nu, \alpha) - (\bar{p}_\nu - \bar{p}_e) \bar{\eta}_e] + \right.$$

$$\left. + g_L g_R [F_2(F_\nu, \alpha) (\bar{p}_\nu \bar{\eta}_e - m_e) - \bar{p}_e \bar{\eta}_e] \right\};$$

$$F_1(E_\nu, \alpha) = \frac{(E_\nu + m_e)^2 - E_\nu (E_\nu + 2m_e) \cos^2\alpha}{(E_\nu + m_e)^2 - E_\nu^2 \cos^2\alpha}; \quad (9)$$

$$F_2(E_\nu, \alpha) = \frac{2E_\nu m_e \cos^2\alpha}{(E_\nu + m_e)^2 - E_\nu^2 \cos^2\alpha}.$$

При  $g_A \rightarrow -g_A$  и изменении знака перед слагаемыми, содержащими  $\bar{\eta}_e$ , из (9) получаем выражение для  $d\sigma_{\bar{\nu}e}/(d\cos\alpha\sigma_0)$ .

Запишем формулу (9) без учета поляризации электрона-мишени в компактной форме, используя обозначения  $\omega = E_q/m_e$ ,  $\omega_0 = (\omega+1)/\omega$  и  $\sigma_{0e} = \sigma_0 m_e$ :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\alpha\sigma_{0e}} = \frac{4\omega_0^2 \cos\alpha}{(\omega_0^2 - \cos^2\alpha)^2} \times$$

$$\left\{ g_L^2 + g_R^2 \left[ \frac{\omega_0^2 - \frac{\omega+2}{\omega} \cos^2\alpha}{\omega_0^2 - \cos^2\alpha} \right]^2 - \right.$$

$$\left. - g_L g_R \frac{2\cos^2\alpha}{\omega^2 (\omega_0^2 - \cos^2\alpha)} \right\}. \quad (9a)$$

В контактном ( $V-A$ )-приближении

$$\frac{d\sigma_{\nu e}}{d\cos\alpha\sigma_{0e}} = \frac{4\omega_0^2 \cos\alpha}{(\omega_0^2 - \cos^2\alpha)^2}; \quad (10)$$

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}e}}{d\cos\alpha\sigma_{0e}} = \frac{4\omega_0^2 \cos\alpha}{(\omega_0^2 - \cos^2\alpha)^4} \left( \omega_0^2 - \frac{\omega+2}{\omega} \cos^2\alpha \right)^2. \quad (11)$$

Сравнивая (10) и (11), приходим к выводу, что при  $\omega \gg 1$  угловые распределения конечных электронов совпадают. Однако в области меньших, в частности, "солнечных" значений энергии нейтральных лептонов их характер различен. Упругое  $\nu e$ -рассеяние характеризуется узкой диаграммой направленности электронов отдачи, дифференциальное сечение (10) имеет пик в направлении импульса начального нейтрино. Оно мо-

нотонно возрастает при увеличении  $\omega$  и резко убывает с ростом угла вылета электрона. Угловое распределение электронов в  $\bar{\nu}e$ -рассеянии имеет максимум, при малой энергии начального антинейтрино значительно отстоящий от направления его движения. С увеличением энергии он смещается в сторону меньших углов вылета электрона.

Особенности угловых распределений, предсказываемые ( $V-A$ )-теорией, имеют место и в рамках стандартной электрослабой модели. Согласно (9a), например,  $d\sigma_{\nu e}/(d\cos\alpha\sigma_{0e})$  при увеличении  $\alpha$  от 5 до 70° монотонно уменьшается от 26,57 до 0,19 ( $E_\nu = 10$  МэВ) и от  $6,13 \cdot 10^3$  до 0,22 ( $E_\nu = 1$  ГэВ).  $d\sigma_{\bar{\nu}e}/(d\cos\alpha\sigma_{0e})$  при уменьшении от 1,44 до 0,67 ( $E_{\bar{\nu}} = 3,2$  МэВ), от 17,51 до 0,89 ( $E_{\bar{\nu}} = 10$  МэВ) и от 184,6 до 0,98 ( $E_{\bar{\nu}} = 31,6$  МэВ) имеет максимумы, равные соответственно 3,04 ( $\alpha = 27,5^\circ$ ), 22,2 ( $\alpha = 15^\circ$ ) и 199,8 ( $\alpha = 7,5^\circ$ ). Отношения угловых распределений электронов на основе двухмодельных представлений

$$K_{3(4)} = \left( \frac{d\sigma_{\nu e}(\bar{\nu}e)e}{d\cos\alpha} \right)_{SM} / \left( \frac{d\sigma_{\nu e}(\bar{\nu}e)e}{d\cos\alpha} \right)_{V-A}$$

в пределе  $E_q \gg m_e$  не зависят от угла  $\alpha$  и в случае неполяризованной мишени определяются комбинацией констант  $\left( (g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \right) / 2 \cong 0,59$ , а при учете  $\bar{\eta}_e$  ( $(+,+)$ - и  $(+,-)$ -ориентации) —  $\left( (g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \right) / 4 \cong 0,53$ .

Различные варианты взаимной ориентации векторов поляризации электрона-мишени и импульса начального нейтрального лептона (электрона отдачи) оказывают влияние (рис. 3–4)\* и на угловые распределения [3]. Так, если в случае рассеяния эль-нейтрино на неполяризованном электроном дифференциальное сечение при  $E_\nu = 10$  МэВ и  $\alpha = 5^\circ$  равно  $1,83 \cdot 10^2$ , то для  $(+,+)$ - и  $(+,-)$ -ориентаций оно оказывается равным  $3,66 \cdot 10^2$  и  $4,74 \cdot 10^2$  соответственно, а для  $(-,-)$  — лишь 0,47. Отношение  $d\sigma_{qe}/d\cos\alpha$ , описываемое формулой (9), к угловому распределению электронов для неполяризованной мишени (9a) в пределе  $E_q \gg m_e$  не зависит от угла  $\alpha$  и при  $(+,+)$ - и  $(+,-)$ -ориентациях как для  $\nu_e$ , так и  $\bar{\nu}_e$ -рассеяний определяется комбинацией констант

\* На рис. 1–4 представлены угловые и  $u$ -распределения конечных электронов при  $\nu e$ - и  $\bar{\nu}e$ -рассеяниях для различных случаев ориентации векторов импульсов начальных нейтральных лептонов ( $E_q = 10$  МэВ) и конечного электрона относительно спина электрона-мишени (отдачи). Пунктирные кривые — угловые и  $u$ -распределения неполяризованных электронов (SM).

$(g_V^I + g_A^I)^2 / ((g_V^I)^2 + (g_A^I)^2)$ , т. е. оказывается равным 1,82 ( $\nu_e e$  и  $\bar{\nu}_e e$ ), 1,16 ( $\nu_\mu e$  и  $\bar{\nu}_\mu e$ ), а при  $(-,+)$ - и  $(-, -)$ -ориентациях  $(g_V^I + g_A^I)^2 / ((g_V^I)^2 + (g_A^I)^2)$ , т. е. принимает значения 0,18 ( $\nu_e e$  и  $\bar{\nu}_e e$ ) и 0,84 ( $\nu_\mu e$  и  $\bar{\nu}_\mu e$ ). К указанным значениям обсуждаемое отношение при-

ближается с увеличением угла  $\alpha$  независимо от энергии начального (анти)нейтрино. Но, если, например, в случае  $(+,-)$ -ориентаций, когда  $E_\nu = 10$  ГэВ, они достигаются уже при  $\alpha = 5^\circ$  ( $\nu_e e$ ) и при  $\alpha = 7,5^\circ$  ( $\nu_\mu e$ ), то для  $E_\nu = 10$  МэВ предсказываются медленное "сползание" ( $\nu_e e$ ) от 2,65 ( $\alpha = 0^\circ$ ) к 1,82 ( $\alpha = 80^\circ$ ) и "подъем" ( $\nu_\mu e$ ) от 0,29 ( $\alpha = 0^\circ$ ) к 1,16 ( $\alpha = 87,5^\circ$ ).

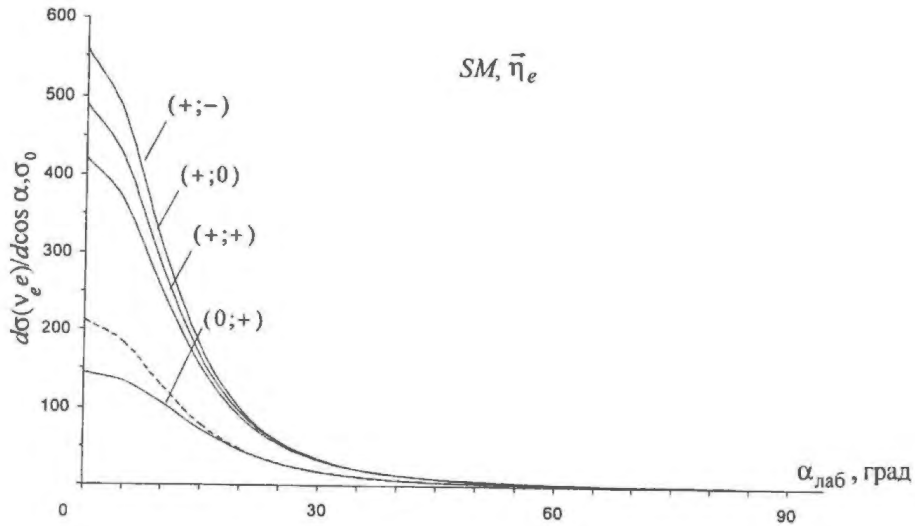


Рис. 3. Угловые распределения электронов отдачи при рассеянии эль-нейтрино ( $\nu_e$ ) на поляризованном электроне-мишени ( $SM$ )

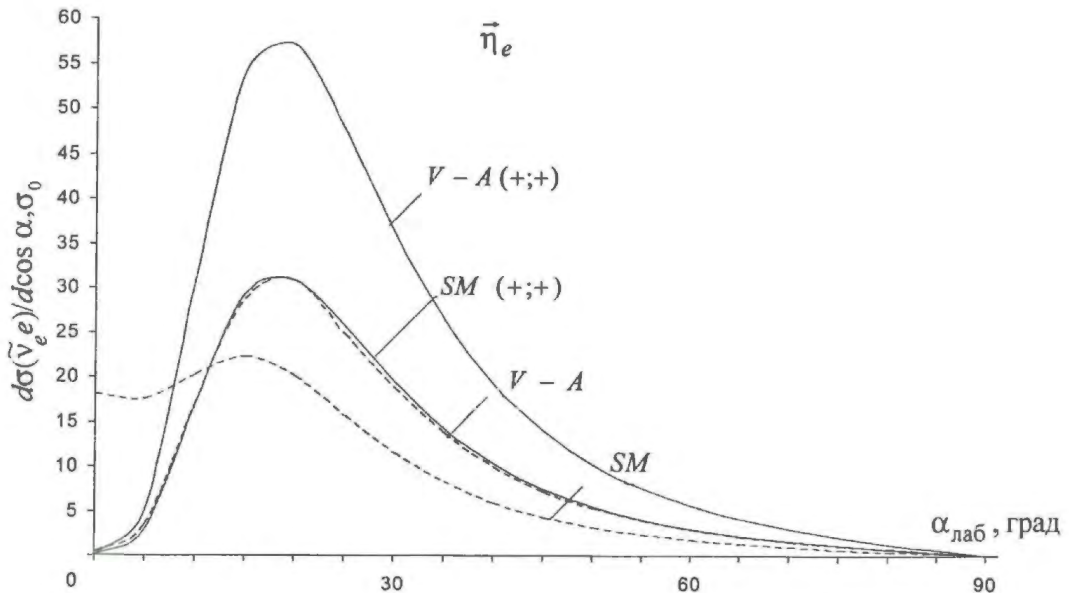


Рис. 4. Сопоставление  $(V-A)$ - и "стандартного" угловых распределений электронов отдачи при рассеянии антиэль-нейтрино ( $\bar{\nu}_e$ ) на поляризованном электроне-мишени;  $(+,+)$  - ориентации

Полное сечение  $\nu e(\bar{\nu}e, g_L \leftrightarrow g_R)$ -рассеяния в обозначениях, принятых в (9а), имеет вид

$$\sigma = \sigma_{0e} \frac{2\omega^2}{2\omega+1} \left( g_L^2 + g_R^2 \frac{4\omega^2 + 6\omega + 3}{3(2\omega+1)^2} - g_L g_R \frac{1}{2\omega+1} \right). \quad (12)$$

Оценивая вклад в  $\sigma_{\nu e e}$  "правого" слагаемого, находим, что, например, для  $E_{\nu e} = 0,3; 1$  и  $10$  МэВ его отношение к "левому"  $\left( \left( g_R^e / g_L^e \right)^2 \cong 0,95 \right)$  предсказывается равным соответственно  $0,55; 0,41$  и  $0,34$ . Вклад "лево-правой" интерференции  $\left( \left( g_R / g_L \right) \cong 0,32 \right)$  при тех же значениях энергии равен  $0,15; 6,2 \cdot 10^{-2}$  и  $7,5 \cdot 10^{-3}$ .

Из (12) получаем известные выражения для полных  $(V-A)$ -сечений. При  $\omega \gg 1$  они, как и в случае  $\nu\nu$ - и  $\bar{\nu}\nu$ -рассеяний, связаны соотношением

$$\sigma_{\bar{\nu}e e} = \frac{1}{3} \sigma_{\nu e e},$$

а в пределе  $\omega \ll 1$  принимают одинаковый вид

$$\sigma_{qe} = 2\sigma_{0e}\omega^2.$$

Квадратичная зависимость указывает на чрезвычайно малую вероятность  $(\nu-e)$ -взаимодействия в области сверхнизкой энергии нейтральных лептонов. В этом случае значение полного сечения определяется только энергией начального (анти)нейтрино и не зависит от массы электрона.

Сопоставляя полные сечения на основе стандартной электрослабой и  $(V-A)$ -моделей, получаем, что, например, при  $E_q = 0,1; 1$  и  $5$  МэВ

$$K_5 = (\sigma_{\nu e e})_{SM} / (\sigma_{\nu e e})_{V-A}$$

равно соответственно  $0,45; 0,52$  и  $0,54$ , а

$$K_6 = (\sigma_{\bar{\nu}e e})_{SM} / (\sigma_{\bar{\nu}e e})_{V-A} =$$

$0,28; 0,57$  и  $0,66$ . В ультрарелятивистском пределе  $E_q \gg m_e$  введенные отношения сечений определяются комбинациями констант

$$K_5 = \frac{1}{3} \left( (g_V^e)^2 + g_V^e g_A^e + (g_A^e)^2 \right) \cong 0,55$$

и

$$K_6 = (g_V^e)^2 - g_V^e g_A^e + (g_A^e)^2 \cong 0,69.$$

Вклад  $Z$ -диаграммы в рассеяние эль-(анти)нейтрино на электроне будем характеризовать отношениями угловых и  $u$ -распределений электронов отдачи в  $\nu e e$ - и  $\bar{\nu}e e$  ( $\bar{\nu}e e$ - и  $\bar{\nu}_\mu e$ )-рассеяниях.

Характерной особенностью  $u$ -распределений

$$K_{7(8)} = \left( \frac{d\sigma_{\nu e(\bar{\nu}e)e}}{dy} \right) / \left( \frac{d\sigma_{\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e}}{dy} \right)$$

является монотонное приближение их значений с уменьшением кинетической энергии электрона к предельному  $-4,66$  ( $\alpha = 90^\circ$ ), определяемому комбинацией констант связи  $\left( (g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \right) / \left( (g_V^\mu)^2 + (g_A^\mu)^2 \right)$  при любых энергиях (анти)нейтрино. В случае  $\bar{\nu}e$ -рассеяний предсказывается возрастание от первоначальных ( $\alpha = 0^\circ$ ) значений, а в случае  $\nu e$ -рассеяний, наоборот, убывание, например, при  $E_q = 3,2$  и  $10$  МэВ соответственно от  $0,49$  и  $0,8$  ( $\bar{\nu}e$ ), от  $6,19$  и  $6,9$  ( $\nu e$ ). Если  $E_q \gg m_e$ , то отношения  $K_{7(8)}$  достигают предела  $(4,66)$  уже при  $\alpha = 15^\circ$ , приближаясь к нему от "стартовых" значений, для  $K_7$  определяемого, как и предельного, комбинацией констант  $g_V$  и  $g_A$ :  $(g_V^e + g_A^e)^2 / (g_V^\mu + g_A^\mu)^2 \cong 7,31$ , а для  $K_8$  равного единице.

Учет поляризации электрона отдачи позволяет сделать вывод, что в крайне релятивистском пределе  $(+,+)$ -ориентации с увеличением  $\alpha$  от  $0$  до  $90^\circ$  (кинематически разрешенные углы) приводят к монотонному возрастанию как  $K_7$ , так и  $K_8$  от  $1$  до  $7,31$ , а  $(-,-)$ -ориентации, наоборот, к их убыванию от  $7,31$  до  $1$ . Рассматривая отношения  $u$ -распределений при учете поляризации электрона-мишени для  $E_\nu = 1(10)$  МэВ и увеличении  $T$  от  $0,05$  до  $0,95$  МэВ (от  $0,5$  до  $9,5$  МэВ), находим, что, например, в случае  $(+,0)$ -ориентаций  $K_7$  уменьшается от  $9,31$  до  $1,48$  (от  $10,98$  до  $1,78$ ). При этих же значениях энергий антинейтрино  $K_8$ , например, в случае  $(-,0)$ -ориентаций увеличивается от  $0,95$  до  $7,25$  (от  $4,6$  до  $7,3$ ).

Характер зависимости отношений угловых распределений

$$K_{9(10)} = \left( \frac{d\sigma_{\nu e(\bar{\nu}e)e}}{d \cos \alpha} \right) / \left( \frac{d\sigma_{\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e}}{d \cos \alpha} \right)$$

от угла вылета электрона и начальной энергии (анти)нейтрино аналогичен изложенному для случая  $u$ -распределений. Но в отличие от последних в ультрарелятивистском пределе  $K_{9(10)}$  не зависят от угла  $\alpha$  и при  $(+,+)$ - и  $(+,-)$ -ориентациях равны  $7,31$ , а при  $(-,+)$  и  $(-,-)$ -единице.

Анализ полных сечений  $\nu e e$ - и  $\bar{\nu}e e$ -рассеяний на основе (12) показывает, что с увеличением  $E_q$ , например, от  $0,5$  до  $10$  МэВ отношение

$$K_{11} = \sigma_{\nu e e} / \sigma_{\nu_\mu e}$$

возрастает от  $3,99$  до  $5,94$ , а

$$K_{12} = \sigma_{\bar{\nu}e e} / \sigma_{\bar{\nu}_\mu e}$$

от 2,14 до 2,92. При  $E_q \gg m_e$

$$K_{11} = \frac{(g_V^e)^2 + g_V^e g_A^e + (g_A^e)^2}{(g_V^\mu)^2 + g_V^\mu g_A^\mu + (g_A^\mu)^2} \cong 6,1;$$

$$K_{12} = \frac{(g_V^e)^2 - g_V^e g_A^e + (g_A^e)^2}{(g_V^\mu)^2 - g_V^\mu g_A^\mu + (g_A^\mu)^2} \cong 2,99.$$

Для отношений

$$R_{I(2)} = \sigma_{\nu_\mu(\nu_e) e} / \sigma_{\bar{\nu}_\mu(\bar{\nu}_e) e}$$

при рассеянии на электроны мюонных (анти)нейтрино в релятивистском пределе получаем

$$R_1 = \frac{(g_V^\mu)^2 + g_V^\mu g_A^\mu + (g_A^\mu)^2}{(g_V^\mu)^2 - g_V^\mu g_A^\mu + (g_A^\mu)^2} \cong 1,17.$$

В случае же рассеяния нейтральных эль-лептонов

$$R_2 = \frac{(g_V^e)^2 + g_V^e g_A^e + (g_A^e)^2}{(g_V^e)^2 - g_V^e g_A^e + (g_A^e)^2} \cong 2,39,$$

в то время как

$$(R_2)_{V-A} = 3.$$

Представленные результаты дают возможность предположить, что экспериментальное исследование дифференциальных сечений рассеяния (анти)нейтрино на поляризованном электроны-мишени, спектра поляризованных электронов отдачи и полных сечений позволит получить сведения о структуре диагональных нейтральных токов лептонов, а также может явиться чувствительным способом изучения интерференции нейтральных и заряженных токов в упругом  $\nu_e e$ - и  $\bar{\nu}_e e$ -рассеянии.

### Список литературы

1. Гнедов Ю. А., Романов Ю. И. – Известия АН СССР. Сер. Физическая, 1988, т. 52, с. 1015–1019.
2. Романов Ю. И. – Там же, 2005, т. 69, № 11, с. 1692–1695.
3. Романов Ю. И. – Там же, 2006, т. 70, № 2, с. 302–304.

## СОДЕРЖАНИЕ

Фомушкин Э. Ф., Андреев М. Ф., Абрамович С. Н. К вопросу о характеристиках предполагаемого изомера $^{232m}\text{Pa}$ . . . . .	3
Кугаев А. В., Коблик Ю. Н., Иоанноу П. Д., Флиц- иан Е. С. К исследованию кулоновской энергии ядерной системы в точке разрыва при делении . . . . .	7
Графутин В. И., Залужный А. Г., Тимошенко С. П., Бритков О. М., Илюхина О. В., Калугин В. В., Мяс- ищева Г. Г., Прокопьев Е. П., Фунтиков Ю. В. Свойства атома позитрония в кварце . . . . .	10
Графутин В. И., Залужный А. Г., Илюхина О. В., Калугин В. В., Мясищева Г. Г., Прокопьев Е. П., Тимошенко С. П., Фунтиков Ю. В. Возможные свойства позитронных состояний в ме- зофизике полупроводников и нанoeлектронике. . . . .	16
Устиненко В. А., Богданов В. Н., Горбунов В. В., Иванова Г. Г., Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Лы- чагин А. К., Сажнов В. В., Синицын А. В., Софро- нов В. Н., Тесаловский Н. А., Тюпанов А. А. Расчетно-теоретические и экспериментальные методы определения температуры микротвэлов в экспериментах на ИЯР БИГР . . . . .	19
Ульянов А. С., Садовой А. А. Интегральное уравнение для резонансного рассея- ния . . . . .	24
Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Кацубо Л. П., Стрильчук Н. В., Трифонов П. Н., Федоткин С. Н. Возбуждение позитронами $^{113m}, ^{115m}\text{In}$ . . . . .	27
Коблик Ю. Н., Пикуль В. П., Юлдашев Б. С., Иоан- ноу П. Д., Флициан Е. С. Форма ядра в точке разрыва при разных кинетиче- ских энергиях осколков деления . . . . .	30
Маслов В. М. Спектры мгновенных нейтронов деления U и Pu выше порога эмиссионного деления . . . . .	33
Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Драпей С. С., Кочергина Е. О., Стрильчук Н. В. Исследование возбуждения атомов Ag в процессе внутренней конверсии $\gamma$ -лучей . . . . .	41
Драпей С. С., Желтоножский В. А., Садовников Л. В., Стрильчук Н. В., Шкулькова О. Г. Исследование эффектов проникновения в E1- и M1-переходах $^{44}\text{Sc}$ . . . . .	45

## CONTENTS

Fomushkin E. F., Andreev M. F., Abramovich S. N. On the problem of assumed $^{232m}\text{Pa}$ isomer charac- teristics . . . . .	3
Khugaev A. V., Koblik Yu. N., Ioannou P. D., Flitsi- yan E. S. To the determination of Coulomb energy of nuclear system in the scission point at the fission . . . . .	7
Grafutin V. I., Zaluzhnyi A. G., Timoshenkov S. P., Britkov O. M., Ilyukhina O. V., Kalugin V. V., My- asishcheva G. G., Prokop'ev E. P., Funtikov Yu. V. Positronium properties in quartz . . . . .	10
Grafutin V. I., Zaluzhnyi A. G., Ilyukhina O. V., Kalugin V. V., Myasishcheva G. G., Prokop'ev E. P., Timoshenkov S. P., Funtikov Yu. V. Possible properties of positron states in semiconductor methphysics and nanoelectronics . . . . .	16
Ustinenko V. A., Bogdanov V. N., Gorbunov V. V., Ivanova G. G., Kolesov V. F., Kuvshinov M. I., Ly- chagin A. K., Sazhnov V. V., Sinitsyn A. V., Sofro- nov V. N., Tesalovskii N. A., Tyupanov A. A. Calculated-theoretical and experimental methods of micro fuel element temperature determination in ex- periments on NPR BIGR . . . . .	19
Ul'yanov A. S., Sadovoy A. A. Integral equation for resonance scattering . . . . .	24
Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Katsubo L. P., Strilchuk N. V., Trifonov P. N., Fedotkin S. N. $^{113m}, ^{115m}\text{In}$ excitation by positrons . . . . .	27
Koblik Yu. N., Pikul V. P., Yuldashev B. S., Ioannou P. D., Flitsiyan E. S. The nucleus form in the breaking point at different kinetic energies of the fission fragments . . . . .	30
Maslov V. M. Spectra of the instantaneous neutrons of the U and Pu fission higher than a fission emissive threshold . . . . .	33
Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Drapey S. S., Kochergina E. O., Strilchuk N. V. Investigation of Ag atoms excitation in the process of internal conversion of $\gamma$ -rays . . . . .	41
Drapey S. S., Zheltonozhsky V. A., Sadovnikov L. V., Strilchuk N. V., Shkulkova O. G. Study of penetration effects in E1- and M1-transitions of $^{44}\text{Sc}$ . . . . .	45

<i>Лебедев В. М., Крившич А. Г., Смолин В. А.</i> Исследование старения газоразрядных детекторов частиц методом ядерных реакций. . . . .	48	<i>Lebedev V. M., Krivchitch A. G., Smolin V. A.</i> Investigation of aging of particle gaseous detectors using nuclear reaction analysis . . . . .	48
<i>Буртебаев Н., Буртебаева Д. Т., Звенигородский А. Г., Жеребцов В. А., Таова С. М.</i> Модификация библиотеки оцененных ядерных данных SABA для ввода дифференциальных сечений ядерных реакций . . . . .	56	<i>Burtebaev N., Burtebaeva D. T., Zvenigorodsky A. G., Zherebtsov V. A., Taova S. M.</i> Modification of the library of the estimated nuclear data SABA for the entering of the differential cross- sections of nuclear reactions . . . . .	56
<i>Романов Ю. И.</i> Рассеяние (анти) нейтрино на электроны как тест стандартной электрослабой модели . . . . .	63	<i>Romanov Yu. I.</i> The (anti) neutrino electron scattering as a test of standard electroweak model . . . . .	63

Ответственный за выпуск В. Ф. Колесов

Редактор В. М. Тагирова                      Корректор М. В. Кривова  
Компьютерная подготовка оригинала-макета Н. А. Лештаева

---

Подписано в печать 15.12.2006                      Формат 60 × 84/8  
Офсетн. печ                      Усл. печ. л. ~ 9      Уч.-изд. л. ~ 10  
Тираж 200 экз.      Зак. тип. 1301-2006      Индекс 3646      14 статей

---

Отпечатано в ИПК ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"  
607188, г. Саров Нижегородской обл.

**Индекс 3646**

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып. 2, 1-72