

## УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ АЛЬФА-ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПУСКАЕМОГО ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ $^{241}\text{Am}$

Б.М. Александров, Г.М. Гуревич, С.В. Топалов, Д.Л. Шишкин

*Выполнены измерения угловой анизотропии испускания альфа-частиц ядрами  $^{241}\text{Am}$ , ориентированными магнитным сверхтонким взаимодействием при низких температурах. Знак анизотропии соответствует преимущественному испусканию альфа-частиц с полюсов ядра. Определено сверхтонкое магнитное поле на ядре  $^{241}\text{Am}$  в  $\text{ZrFe}_2$  ( $400 \pm 55 \text{ T}$ ).*

В первой качественной модели альфа-распада деформированных ядер, предложенной Хиллом и Уилером /1/, на основе анализа проницаемости электростатического барьера было сделано предсказание о преимущественном испускании альфа-частиц с полюсов вытянутого сфероидального ядра. Для экспериментальной проверки этого предсказания в /2 – 4/ выполнены измерения угловой анизотропии альфа-излучения некоторых актинидов, ориентированных при низких температурах комбинированным электрическим квадрупольным и магнитным дипольным взаимодействием в монокристаллах парамагнитных солей. Низкая теплопроводность этих солей и большие времена ядерной спин-решеточной релаксации не позволяли осуществлять точную термометрию и препятствовали получению надежных количественных данных. Возникли трудности и при качественной интерпретации полученных результатов. Так, в работе /2/ было обнаружено преимущественное испускание альфа-частиц  $^{237}\text{Np}$  перпендикулярно с-оси монокристалла  $\text{NpO}_2 \cdot \text{Rb}(\text{NO}_3)_3$ . Поскольку направление осей симметрии ядер  $^{237}\text{Np}$  относительно кристаллической оси зависит от соотношения знаков констант сверхтонкого электрического и магнитного взаимодействия, а также от знака квадрупольного момента ядра, полученный в /2/ результат не поддавался однозначной интерпретации в рамках модели Хилла и Уилера. Для разрешения возникшей проблемы предприняты попытки разработать модели альфа-распада, которые предсказывают максимум углового распределения в направлении спина исходного ядра независимо от знака его квадрупольного момента, т.е. в направлении полюсов вытянутого или сплюснутого ядра /5, 6/.

Проверку теоретических моделей можно осуществить, измеряя угловое распределение альфа-излучения ориентированных ядер, для которых направление оси ориентации спинов точно фиксировано, например, направлением внешнего магнитного поля. Такие условия реализуют, внедряя актиниды в металлические матрицы с кубической симметрией и ориентируя ядра магнитным сверхтонким взаимодействием. Использование металлических матриц, обладающих высокой теплопроводностью и малым временем ядерной спин-решеточной релаксации, исключает возникновение в образце заметных градиентов температуры и позволяет выполнять надежные количественные измерения температурной зависимости альфа-анизотропии.

В данной работе выполнены измерения угловой анизотропии альфа-излучения ядер  $^{241}\text{Am}$ , внедренных в подложки из  $\text{ZrFe}_2$  и Pt. Америций является ван-Флекковским парамагнетиком и имеет электронную конфигурацию с нулевым полным моментом в основном состоянии. Наложение внешнего магнитного поля индуцирует электронный магнитный момент, пропорциональный полю. Поскольку  $\text{ZrFe}_2$  является кубическим ферромагнетиком, можно ожидать, что в нем на ядро америция действует значительное сверхтонкое поле. В парамагнитной платине на ион америция действует лишь относительно небольшое внешнее магнитное поле (0,7 Т), которое индуцирует малый магнитный момент, так что ожидаемый эффект ориентации должен быть слабым.

Образцы  $^{241}\text{Am}(\text{ZrFe}_2)$  получены напылением на подложку из  $\text{ZrFe}_2$  оксида америция с последующим восстановлением в парах лития и отжигом в вакууме при  $1200^\circ\text{C}$  в течение 2 ч. При использовании платиновой подложки восстановление и отжиг осуществлялись в атмосфере водорода. Готовые образцы имели вид дисков диаметром 3 – 4 и толщиной 0,5 – 1 мм (в случае  $\text{ZrFe}_2$ ) и 2 мкм (в случае Pt). Активность

их составляла  $2 - 3 \cdot 10^3$  Бк. Готовые образцы припаивались мягким припоем к холодопроводу рефрижератора растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  установки НОРД [7] вместе с ядерным ориентационным термометром  $^{54}\text{MnNi}$ . Магнитное поле на образце создавалось двумя парами сверхпроводящих катушек Гельмгольца, которые позволяли получать поле нужного направления. В случае  $\text{ZrFe}_2$  магнитное поле было ориентировано параллельно плоскости диска, в случае Pt использовалось как параллельное, так и перпендикулярное поле. Измерения выполнены в интервале температур  $12 - 1000$  мК. Для регистрации альфа-частиц использовался кремниевый поверхностно-барьерный детектор, работавший при температуре  $4,2$  К. Энергетическое разрешение детектора при этой температуре составляло  $\sim 30$  кэВ. Гамма-излучение ( $835$  кэВ) от ядерного термометра регистрировалось двумя  $\text{Ge}(\text{Li})$  детекторами объемом  $50 \text{ см}^3$ , установленными под углами  $0$  и  $90^\circ$  относительно направления внешнего магнитного поля.

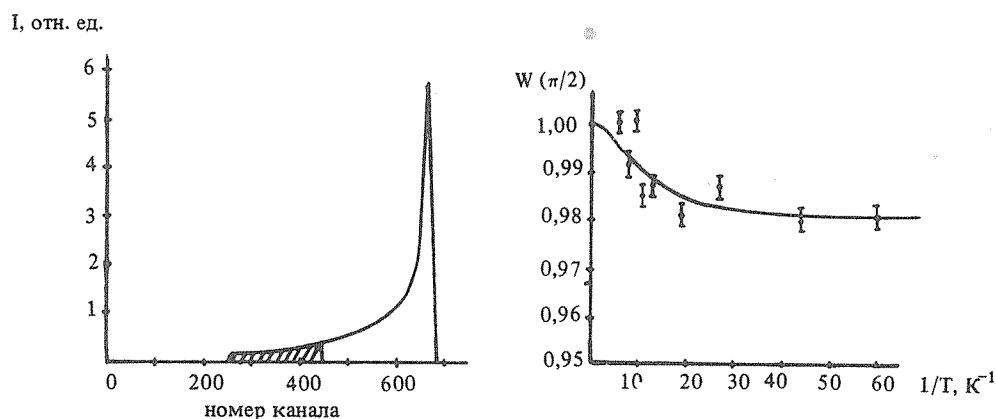


Рис. 1. Форма спектра альфа-излучения  $^{241}\text{Am}$ , внедренного в  $\text{ZrFe}_2$ .

Рис. 2. Температурная зависимость анизотропии альфа-излучения  $^{241}\text{Am}$  для всего спектра, показанного на рис. 1.

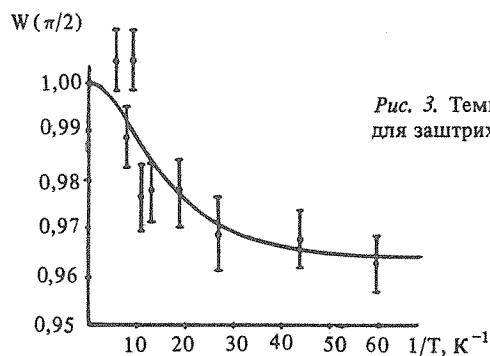


Рис. 3. Температурная зависимость анизотропии альфа-излучения  $^{241}\text{Am}$  для заштрихованной части спектра, показанного на рис. 1.

Угловое распределение альфа-частиц, испускаемых ориентированными ядрами, можно описать выражением

$$W(\theta, T) = 1 + R \sum_{k=2, 4, \dots} A_k Q_k B_k(T) P_k(\cos\theta), \quad (1)$$

где  $A_k$  — параметры, определяемые схемой распада;  $Q_k$  — поправки на конечный телесный угол детектора;  $B_k(T)$  — статистические тензоры ориентации исходного ядра, полностью описываемые заселенностями ядерных подуровней;  $P_k$  — полиномы Лежандра;  $R$  — доля ядер  $^{241}\text{Am}$ , на которые действует полное сверхтонкое поле;  $\theta$  — угол между направлением внешнего магнитного поля (ось ориентации) и направлением испускания альфа-частиц;  $T$  — абсолютная температура. Для чисто магнитного сверхтонкого взаимодействия заселенности ядерных подуровней определяются отношением энергии магнитного расщепления  $\mu B_{\text{hf}}/I$  ( $\mu$ ,  $I$  — магнитный момент и спин ядра,  $B_{\text{hf}}$  — сверхтонкое магнитное поле на ядре) к тепловой энергии  $kT$ .

На рис. 1 показана форма спектра альфа-излучения для ядер  $^{241}\text{Am}$ , внедренных в  $\text{ZrFe}_2$ . Характер спектра свидетельствует о том, что значительная часть активности находится вблизи поверхности образца.

Экспериментальное значение  $W$  определялось как отношение скорости счета при низкой температуре к скорости счета при температуре около 4 К, когда угловое распределение альфа-излучения можно считать изотропным. На рис. 2 и 3 приведены экспериментальные зависимости  $W(\pi/2, T)$  соответственно для всего спектра, показанного на рис. 1, и для заштрихованной части спектра, соответствующей более глубоко внедренным атомам  $\text{Am}$ . Знак анизотропии, показанной на рис. 2 и 3, соответствует преимущественному испусканию альфа-частиц в направлении ядерной оси симметрии, т. е. с полюсов ядра  $^{241}\text{Am}$ . Это означает, что альфа-частичные s- и d-волны (соответствующие значениям орбитального момента альфа-частиц  $L = 0$  и 2) находятся в фазе.

Сплошные линии на рис. 2, 3 соответствуют аппроксимации экспериментальных точек выражением (1), в котором в качестве параметров взяты величины  $R$  и  $B_{\text{hf}}$ . В выражении (1) членами с  $k > 4$  можно пренебречь из-за их малости. Значения  $A_2$  и  $A_4$ , рассчитанные по теории Бора, Фрёмана и Моттельсона /8/, составляют:  $A_2 = 0,7747$ ,  $A_4 = 0,0756$ . Полученные в результате подгонки по методу наименьших квадратов значения параметров составили: для рис. 2 —  $B_{\text{hf}} = 400 \pm 55 \text{ T}$ ,  $R = 0,038 \pm 0,002$ ; для рис. 3 —  $B_{\text{hf}} = 285 \pm 60 \text{ T}$ ,  $R = 0,074 \pm 0,01$ .

Для  $^{241}\text{AmPt}$ , как и ожидалось, не было обнаружено заметного отклонения от изотропного распределения альфа-частиц.

Авторы благодарны А.С. Грибову, А.А. Голыжникову, А.М. Чернову за помощь в проведении измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hill D. L., Wheeler J. A. Phys. Rev., 89, 1102 (1953).
2. Hanauer S. H. et al. Phys. Rev., C124, 1512 (1961).
3. Soinski A. J., Shirley D. A. Phys. Rev., C10, 1488 (1974).
4. Soinski A. J. et al. Phys. Rev., C2, 2379 (1970).
5. Chaudhury M. L. J. Phys. A: Gen. Phys., 3, 378 (1970).
6. Berggren T. Phys. Let., B197, 1 (1987).
7. Грибов А. С. и др. Препринт ИЯИ П-0454, М., 1986.
8. Bohr A. et al. Mat.-Fys. Medd., 29, No 10 (1955).

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 15 марта 1989 г.