

02;12

ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЯДЕР ПО СВЕРХТОНКИМ СМЕЩЕНИЯМ РЕНТГЕНОВСКИХ К-ЛИНИЙ

© Н.М.Мифтазов, А.А.Родионов, Ю.П.Смирнов,
В.В.Федоров

1. Взаимодействие между магнитным моментом ядра и неспаренным $1s_{1/2}$ электроном возбужденного атома с дыркой в K -оболочке приводит к сверхтонкому расщеплению $1s_{1/2}$ уровня на две компоненты $I + 1/2$ и $I - 1/2$, где I — спин ядра. В процесс фотовозбуждения K -уровня заселение этих компонент происходит пропорционально их статистическим весам. В процессах электронного захвата и внутренней конверсии возможно нестатистическое заселение компонент сверхтонкой структуры ^[1,2], что приводит к энергетическому смещению рентгеновских K -линий, возбуждаемых в этих процессах, относительно флуоресцентной K -линии. Величина смещения пропорциональна магнитному моменту ядра и имеет порядок 100 мэВ/я.м. в средней области Z . Это позволило использовать измерения смещений рентгеновских линий для определения магнитных моментов ряда ядер ^[1-3]. Целью настоящей работы является: измерение магнитных моментов ядерных состояний и уточнение ранее полученных данных новым методом; выяснение возможных систематических ошибок и путей их устранения.

2. Для измерения смещений был использован кристалл-дифракционный спектрометр по Кошуа, позволяющий обеспечить точность измерения в несколько миллиэлектронвольт ^[4]. Спектрометр имел светосилу $\sim 10^{-7}$, узел смены сравниваемых источников рассчитан на работу с активностями до 100 кюри. В поле зрения спектрометра поочередно вводились два источника: первый, в котором рентгеновское K -излучение возникало за счет исследуемого конверсионного перехода, и второй, реперный, в котором излучение возбуждалось фотоионизацией внешним источником γ -квантов. В качестве такого источника был использован радиоактивный изотоп тулия ^{170}Tm , испускающий γ -кванты с энергией 84 кэВ ($\sim 10\%$), и рентгеновское излучение (K -линии с энергией $\sim 52 \text{ кэВ}$ от конверсии на K -оболочке) иттербия ^{170}Yb ($\sim 90\%$), образующегося в результате β -распада ^{170}Tm .

3. Измеренные на опыте смещения зависят от изотопического и химического состава образцов и должны быть исправлены на эти эффекты. Поправка на изотопическое смещение вводилась с использованием экспериментальных данных [5]. Химическое смещение принималось отсутствующим, так как сравниваемые образцы брались в одной и той же химической форме. Вопрос о применимости в качестве репера флуоресцентной линии был исследован специально. Основанием для выбора в качестве репера флуоресцентных K -линий соответствующих элементов является то, что эти линии не смещены из-за сверхтонкого взаимодействия (статистическое заселение компонент сверхтонкой структуры). Кроме того, процессы фотовозбуждения и конверсии имеют схожий физический механизм: в обоих случаях выбрасывается электрон из K -оболочки, создавая мгновенное и одинаковое изменение потенциала внутри атома. Поправка на зависимость сечений от энергии в пределах ширины линии (см. [6]) может быть вычислена и учтена. Эта зависимость приводит к тому, что профиль K -линии деформируется и эффективно несколько сдвигается. Учитывалась также поправка, обусловленная примесью несмещенной рентгеновской линии, возбуждаемой ионизацией своими же электронами от β -распада и конверсии, а также своим γ -излучением.

Для изотопов бария и индия учет дополнительных эффектов исчерпывается этими поправками. Они невелики, и после их введения сверхтонкий сдвиг, измеренный для состояния с известным магнитным моментом ^{135}Ba , сравнительно хорошо согласуется с расчетным значением (см. таблицу).

Для изотопов теллура ^{123}Te и ^{125}Te ситуация является более сложной. Изучаемый конверсионный переход входит в каскад из двух переходов, ядро распадается каскадом, и каждый из конверсионных ядерных переходов сопровождается своим рентгеновским квантом. Наблюдаемая рентгеновская линия в этом случае представляет собой смесь линий, смещенных на разные величины. Чтобы определить смещение изучаемой линии, нужно знать смещения остальных линий, а следовательно, магнитные моменты остальных промежуточных состояний. Таким образом, если есть возможность вычислить сверхтонкое расщепление и сдвиг, соответствующие мешающим переходам, то ввести необходимую поправку не представляет труда.

Однако в том случае, когда время рекомбинации дырочных состояний атомной оболочки сравнимо с временем жизни промежуточного ядерного состояния в каскаде (для изоляторов время рекомбинации дырки в верхних уровнях

Результаты измерений магнитных моментов ядер методом сверхтонких смещений рентгеновских линий, возбуждаемых при внутренней конверсии. E_{I^*} — энергия изучаемого уровня, $T_{1/2}$ — его время жизни, E_{γ} — энергия конверсионного перехода на данный уровень, τ — тип перехода, L — его мультипольность, I_0^* — спин начального состояния ядра, с которого идет переход на изучаемый уровень, I^* — спин конечного (изучаемого) состояния ядра; ΔE_{ex} — величина экспериментально измеренного смещения наблюдаемой конверсионной рентгеновской линии (при наличии каскада она является смесью линий, сдвинутых на различные величины, от разных конверсионных переходов) относительно флуоресцентной; ΔE_{cor} — выделенное смещение конверсионной линии от изучаемого перехода на исследуемый уровень; μ — магнитный момент исследуемого состояния, пересчитанный из величины ΔE_{cor} по формулам, полученным выше. В нижней строчке приводится значение магнитного момента, известное из литературных данных.

	^{114}In	^{123}Te	^{125}Te
$E_{I_0^*}$ (кэВ)	0	158.99	35.46
$T_{1/2}$ (с)	71.9	$0.196 \cdot 10^{-9}$	$1.48 \cdot 10^{-9}$
E_{γ} (кэВ)	190.27	88.46	109.27
τL	E4	M4	M4
I_0^*	5^+	$11/2^-$	$11/2^-$
I^*	1^+	$3/2^+$	$3/2^+$
ΔE_{ex} (мэВ)	-124 ± 3	-6.4 ± 5	-43.3 ± 2.1
ΔE_{cor} (мэВ)	-169 ± 13	41.0 ± 9.5	56.0 ± 6.0
μ	$+3.22 \pm 0.25$	$+0.45 \pm 0.11$	$+0.62 \pm 0.06$
$\mu_{\text{табл.}}^*$	$+2.817 \pm 0.011$	$\pm 0.72 \pm 0.12$	$+0.60 \pm 0.02$
	$+2.96 \pm 0.08$		

Продолжение таблицы

	^{133}Ba	^{135}Ba
$E_{I_0^*}$ (кэВ)	12.33	0
$T_{1/2}$ (с)	$6.8 \cdot 10^{-9}$	Стаб.
E_{γ} (кэВ)	275.93	268.24
τL	M4	M4
I_0^*	$11/2^-$	$11/2^-$
I^*	$3/2^+$	$3/2^+$
ΔE_{ex} (мэВ)	55.9 ± 7.6	75.7 ± 6.3
ΔE_{cor} (мэВ)	65.9 ± 7.6	102 ± 8
μ	$+0.58 \pm 0.08^{**}$	0.86 ± 0.07
$\mu_{\text{табл.}}^*$	—	0.83716

* Данные из [13-16].

** Переобработанное значение [3]. Оно хорошо согласуется с расчетным результатом Кислингера и Соренсена: $\mu_{\text{расч}} = 0.54$ [17].

составляет $\tau_p > 10^{-8}$ с), то следующий в каскаде рентгеновский переход происходит в условиях сильной ионизации атома, что приводит к заметному энергетическому сдвигу рентгеновской линии. Этот вопрос был экспериментально исследован на примере распада ^{125}Te [7]. Теоретическое вычисление поправок, связанных с данным эффектом, представляется довольно сложным. Практически же влияние эффекта всплывания дырки будет пренебрежимо мало, если исследуемое вещество взять в виде металла, где $\tau_p \leq 10^{12}$ с. Для ^{15}Te магнитный момент определялся из эксперимента на металлическом теллуре, так что поправка на релаксацию отсутствует. В результате имеется хорошее согласие полученного момента с литературными данными.

Величина магнитного момента изотопа ^{123}Te получена из измерений смещения рентгеновской линии ^{123}Te , сопровождающей K -конверсию, относительно флуоресцентной линии изотопа ^{125}Te , причем оба изотопа были взяты в виде окиси теллура TeO_2 (диэлектрик). Предполагалось, что добавочное смещение, обусловленное "всплыванием" дырки при каскаде, такое же, как и для ^{125}Te , поскольку в обоих случаях имеет место ядерный каскад из двух переходов и каждым переходом возбуждается рентгеновская линия (смещенная на свою величину), причем времена жизни промежуточных состояний в обоих случаях много меньше времени релаксации в диэлектрике: $\tau_i \ll \tau_p$. Тем не менее эти времена отличаются почти на порядок [8]: $\tau_i^{125\text{Te}} = 1.48 \cdot 10^{-9}$ с, $\tau_i^{123\text{Te}} = 0.196 \cdot 10^{-9}$ с. Поэтому смещения, связанные с неполной релаксацией атома при втором переходе, могут отличаться (атом, вообще говоря, будет в разных состояниях в разные моменты времени). Если разницу двух значений магнитного момента ^{123}Te (полученного нами и ранее известного) в таблице отвести за счет этого отличия, то добавочное смещение в $^{123}\text{TeO}_2$ по сравнению с $^{125}\text{TeO}_2$ будет равно: $\delta E^{\text{добав}} = (17 \pm 10)$ мэВ.

4. Результаты измерений сверхтонких сдвигов, а также величины сдвигов, полученные из экспериментальных значений после введения поправок на указанные выше эффекты, приведены в таблице. Там же приведены значения магнитных моментов ядерных уровней, полученные из этих данных. Для вычисления магнитных моментов использованы полученные ранее [9,10] выражения для сдвига K -уровня:

$$\Delta E_{n1/2k} = a_{n1/2k} \frac{(I_0 - 1)(I_0 + I + 1)}{4L} \cdot \frac{1 - \rho(\tau L)}{1 + (L + 1)L\rho(\tau L)}$$

$$a_{nj\kappa} = \frac{2\epsilon\mu_N g\kappa}{j(j+1)} \int f_{nj\kappa}(\tau) g_{nj\kappa}(\tau) d\tau; \quad q = \mu/I,$$

где I_0, I — спины начального и исследуемого ядерных состояний соответственно; L — мультипольность перехода; $\rho(\tau L) = |b_{k'_2}(\tau L)|^2 / |b_{k'_1}(\tau L)|^2$ — отношение квадратов приведенных матричных элементов конверсионного перехода, соответствующих двум возможным состояниям k'_1 и k'_2 вылетающего электрона (вычислено для конкретных случаев по программам Центра данных ПИЯФ [11]); μ_N — ядерный магнетон, μ — магнитный момент ядра в ядерных магнетонах. Постоянные сверхтонкой структуры $a_{nj\kappa}/g$ табулированы [12].

Таким образом, измерение сверхтонких смещений рентгеновских линий является новым методом измерения магнитных моментов ядерных состояний (в том числе и возбужденных).

Авторы выражают благодарность О.И. Сумбаеву за полезные обсуждения и консультации, А.Е. Совестьнову, А.В. Тюнису, В.А. Шабурову за помощь при измерениях, П.Л. Соколовой за помощь при оформлении работы. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 9-02-04793).

Список литературы

- [1] Borchert G.L., Hansen P.G., Jonson B., Rawn H.L., Schult O.W.B., Tidemand-Peterssen P. // Phys. Lett. 1977. V. 63A. P. 15-18.
- [2] Езоров А.И., Родионов А.А., Рыльников А.С., Совестьнов А.Е., Сумбаев О.И., Шабуров В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 514-517.
- [3] Грушко Ю.С., Курьянов К.Е., Мифтазов Н.М., Рыльников А.С., Смирнов Ю.П., Федоров В.В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 120-126.
- [4] Сумбаев О.И. // УФН. 1978. Т. 124. С. 281-306.
- [5] Voeltz F., Lee P.L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1974. V. 14. P. 5-6, 605-611.
- [6] Азиезер А.И., Берестецкий В.В. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969.
- [7] Мифтазов Н.М., Рыльников А.С., Смирнов Ю.П., Федоров В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 61-62.
- [8] Katakura J., Oshima M., Kitao K., Iimura H. // Nuclear Data Sheets. 1993. V. 70. N 2. P. 217-267; Ohya S., Tamura T. // Ibid. N 3. P. 531-583.
- [9] Родионов А.А., Федоров В.В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 12. С. 114-124.
- [10] Fedorov V.V., Rodionov A.A. // Phys. Lett. 1989. V. 136A. P. 306-311.
- [11] Банд И.М., Тржасковская М.Б. // Препринт ЛИЯФ-300. Л., 1977. 29 с.
- [12] Родионов А.А., Федоров В.В., Банд И.М., Тржасковская М.Б. // Препринт ЛИЯФ-1364. Л., 1988; Fedorov V.V., Rodionov A.A., Band I.M., Trzhaskovskaya M.B. // J. Phys. B. 1995. V. 28. P. 1963-1973.

- [13] *Nuytten C., Vanderplassche D., van Walle E., Vanneste L.* // *Phys. Rev.* 1982. V. C26. P. 1701-1707.
- [14] *Tamura T., Matumoto Z., Miyano K., Ohya S.* // *Nuclear Data Sheets.* 1980. V. 29. P. 453-533.
- [15] *Tamura T., Matumoto Z., Ohshima M.* // *Nuclear Data Sheets.* 1981. V. 32. P. 497-593.
- [16] *Sergeenkov Yu. V.* // *Nuclear Data Sheets.* 1987. V. 52. P. 205-273.
- [17] *Kisslinger L.S., Sorensen R.A.* // *Rev. Mod. Phys.* 1963. V. 35. P. 853-915.

Петербургский
институт
ядерной физики
им. Б.П. Константинова

Поступило в Редакцию
25 октября 1995 г.
