

К использованию БДК в ЭВМ предъявляется ряд специфических требований [2], которым в полной мере удовлетворяет только код 2421 (код Айкена) и относящийся к этой же кодовой группе БДК 4221, однако в силу некоторых свойств находят применение и другие БДК: 8421, 8421 с избытком 3, 5421, 7421, 74210 (код 2 из 5, в котором десятичные цифры отображаются пентадами) и др. [3].

Во всяком случае, несмотря на ограничения, номенклатура используемых на практике БДК достаточно широка. В этой связи изложенная в статье методика определения числа вариантов БДК и их записи может облегчить усилия специалистов по выбору оптимального для конкретных условий БДК.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гитис Э. И. Преобразователи информации для электронных цифровых вычислительных машин.— М., 1975.
2. Поспелов Д. А. Арифметические основы вычислительных машин дискретного действия.— М., 1970.
3. Савельев А. Я. Арифметические и логические основы цифровых автоматов.— М., 1980.

Поступила в редакцию
30.06.83.

Кафедра автоматизации научных исследований

УДК 620.179.153

А. Д. ЛЕВКОВИЧ, А. Н. ПЕРЦЕВ

БЕТА-ИЗЛУЧЕНИЕ ОБРАЗЦОВЫХ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ГАММА-ИСТОЧНИКОВ

Образцовые спектрометрические гамма-источники (ОСГИ) изготавливаются на основе нуклидов, претерпевающих бета-распад с последующим испусканием гамма-излучения (исключение — ОСГИ на основе нуклида ^{241}Am , претерпевающего альфа-распад). Каждый ОСГИ представляет собой тонкий (диаметр 6 мм) слой вещества, содержащего нуклид, заключенный между двумя тонкими плоско-параллельными полиэтиленовыми пленками, скрепленными по периметру алюминиевым кольцом. Поскольку суммарная толщина слоя радиоактивного вещества источника и слоев фиксирующих его пленок составляет незначительную долю длины максимального пробега бета-частиц нуклидов в указанных веществах, можно ожидать, что бета-спектры таких источников, вплоть до областей малых энергий, с достаточно хорошим приближением будут совпадать с бета-спектрами соответствующих нуклидов. Следовательно, образцовые спектрометрические гамма-источники могут рассматриваться как тонкие, т. е. спектрометрические бета-источники. В этом случае расширяются возможности использования ОСГИ в спектрометрии, радиометрии и дозиметрии ионизирующих излучений вообще и бета-спектрометрии в частности, так как проблема тонкого бета-источника решается достаточно корректно.

С помощью многоканального спектрометра на основе пластмассового сцинтиллятора типа NZ 109/B (диаметр 70 и толщина 10 мм) измерены бета-спектры ОСГИ, содержащие нуклиды ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs , и построены их графики Ферми — Кюри (рис. 1), чтобы изучить основные параметры бета-спектров нуклидов: форму бета-спектров и граничную энергию. Рабочее напряжение спектрометра определялось на основании зависимости его разрешения R по гамма-линии ^{137}Cs от напряжения питания ФЭУ (в работе использовался ФЭУ типа MF12) и равнялось 1500 В (при этом $R=13,5\%$). Калибровка спектрометра производилась по гамма-линиям $E_\gamma=511$ кэВ (нуклид ^{22}Na) и $E_\gamma=662$ кэВ (нуклид ^{137}Cs) и конверсионной линии $E_e=624$ кэВ нуклида ^{137}Cs . Все измерения проводились со статистической точностью лучше 1%. Фон гамма-излучения учитывался методом алюминиевого фильтра. Для примера на рис. 2 приведены типичные результаты измерений с ОСГИ на основе нуклида ^{137}Cs .

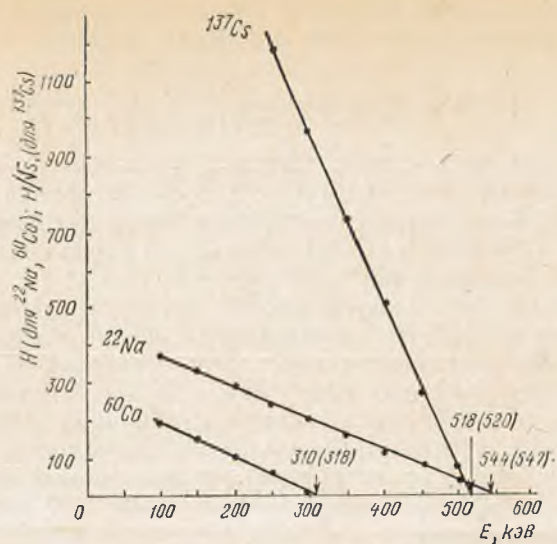


Рис. 1. Графики Ферми — Кюри для образцовых спектрометрических гамма-источников на основе нуклидов ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs .

Приведены значения граничной энергии бета-спектров, найденные экспериментально; рядом (в скобках) — табличные значения граничной энергии бета-спектра соответствующего нуклида



Рис. 2. Результаты измерений излучения ОСГИ на основе нуклида ^{137}Cs :

- 1 — излучение источника, не экранированного алюминиевой пластинкой;
- 2 — спектр бета-излучения (получен вычитанием кривой 3 из кривой 1);
- 3 — излучение источника, экранированного алюминиевой пластинкой толщиной 2 мм (гамма-излучение источника)

Для ОСГИ на основе нуклидов ^{22}Na и ^{60}Co графики Ферми — Кюри являются прямолинейными при значениях ординат

$$H \equiv \gamma \sqrt{\frac{N(E)}{\sqrt{E(E+2mc^2)}(E+mc^2)F(E,Z)}}, \quad (1)$$

где $N(E)$ — число бета-частиц, зарегистрированных в единицу времени в интервале энергий от E до $E+dE$; $F(E, Z)$ — поправка на кулоновское взаимодействие бета-частицы с дочерним ядром с атомным номером Z ; $mc^2 = 511$ кэВ — энергия покоя электрона; γ — произвольный множитель, выбранный из соображений удобства.

Следовательно, бета-спектры ОСГИ на основе нуклидов ^{22}Na и ^{60}Co имеют разрешенную форму (как известно, бета-переходы для нуклидов ^{22}Na и ^{60}Co являются разрешенными). Бета-спектры ОСГИ на основе нуклидов ^{22}Na и ^{60}Co по форме совпадают с бета-спектрами соответствующих нуклидов. Очень близки и значения граничной энергии бета-спектров ОСГИ с ^{22}Na и ^{60}Co , определенные по соответствующим графикам Ферми-Кюри (см. рис. 1), с табличными значениями этих величин для нуклидов ^{22}Na и ^{60}Co [1]: в случае ^{22}Na — 544 и 557 кэВ; ^{60}Co — 310 и 318 кэВ соответственно.

Для ОСГИ на основе нуклида ^{137}Cs график Ферми — Кюри является прямолинейным при значениях ординат

$$\frac{H}{\sqrt{S_1}} \equiv \frac{\gamma}{\sqrt{S_1}} \sqrt{\frac{N(E)}{\sqrt{E(E+2mc^2)}(E+mc^2)F(E,Z)}}, \quad (2)$$

где $S_1 = S_1(E, E_{\beta}^{\max}, Z)$ — форма-фактор для первого порядка запрещения [2] (здесь E_{β}^{\max} — граничная энергия бета-спектра).

Следовательно, бета-спектр ОСГИ на основе нуклида ^{137}Cs имеет запрещенную в первом порядке форму (как известно, бета-переход для нуклида ^{137}Cs является запрещенным в первом порядке). Бета-спектр ОСГИ на основе нуклида ^{137}Cs по форме совпадает с бета-спектром нуклида ^{137}Cs . Граничная энергия бета-спектра ОСГИ с ^{137}Cs , определенная по графику Ферми-Кюри (см. рис. 1), практически совпадает с табличным значением этой величины для нуклида ^{137}Cs [3]: 518 и 520 кэВ соответственно. Следовательно, параметры бета-спектра ОСГИ на основе нуклида ^{137}Cs и самого нуклида ^{137}Cs близки.

Итак, можно сделать вывод, что бета-спектры ОСГИ на основе нуклидов, испускающих при распаде бета-частицы, и соответствующих нуклидов практически совпадают. Это относится как к случаю исследованных ОСГИ на основе нуклидов ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs , так и к случаю ОСГИ на основе нуклидов ^{65}Zn , ^{88}Y , ^{203}Hg , что видно из табличных значений граничных энергий бета-спектров перечисленных нуклидов: ^{22}Na : $E_{\beta+}^{\max(1)} = 547$ кэВ (89,7%), $E_{\beta+}^{\max(2)} = 1830$ кэВ (0,06%); ^{60}Co : $E_{\beta-}^{\max(1)} = 318$ кэВ (~100%), $E_{\beta-}^{\max(2)} = 1480$ кэВ (0,12%); ^{65}Zn : $E_{\beta+}^{\max} = 325$ кэВ (1,7%); ^{88}Y : $E_{\beta+}^{\max} = 766$ кэВ (0,2%); ^{137}Cs : $E_{\beta-}^{\max(1)} = 520$ кэВ (~92%), $E_{\beta-}^{\max(2)} = 1200$ кэВ (~8%); ^{203}Hg : $E_{\beta-}^{\max} = 220$ кэВ (100%) (β^+ и β^- — позитронный и электронный спектры соответственно; цифры в скобках указывают в процентах долю соответствующего типа бета-распада нуклида) [1, 3].

Образцовые спектрометрические гамма-источники могут рассматриваться и как спектрометрические бета-источники. В свидетельстве к каждому ОСГИ указываются физические характеристики источника (природа и период полураспада нуклида, энергия гамма-квантов и число гамма-квантов с данной энергией, испускаемых в телесный угол 4π в одну секунду) и дается аттестационная характеристика источника (дата аттестации и активность нуклида в источнике на дату аттестации). Зная эти данные об ОСГИ, а также схему распада на дату, можно легко определить требуемые характеристики ОСГИ (спектрометрические, радиометрические, дозиметрические) как бета-источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дзелепов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер ($A < 100$).— М.— Л., 1966.
2. Зырянова Л. П. Уникальные бета-переходы.— М.— Л., 1960.
3. Дзелепов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер.— М.— Л., 1960.

Поступила в редакцию
06.07.83.

*Кафедра ядерной физики и мирного
использования атомной энергии*

УДК 539.1

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ, В. В. СКАДОРОВ

О ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ γ-КВАНТОВ В ВЕЩЕСТВЕ, ПОДВЕРЖЕННОМ ДЕЙСТВИЮ УЛЬТРАЗВУКА

В настоящее время γ-резонансная спектроскопия в условиях ультразвукового возбуждения является одним из важных инструментов исследования свойств вещества [1—3]. Однако до последнего времени теоретическое обоснование метода фактически отсутствовало и при интерпретации результатов пользовались противоречивыми формулами [1—3]. Так, согласно общепринятой теории [1], выражение для интенсивности γ-квантов, прошедших через толстую колеблющуюся мишень, содержит предэкспоненциальные множители, пропорциональные функциям Бесселя, а показатель преломления функций Бесселя не содержит. Некорректность такой формулы особенно ясна при больших амплитудах колебаний, когда доля ядер, имеющих не сдвинутые на частоту ультразвука положения резонансов, значительно сокращается, что должно приводить к уменьшению поглощения в мишени, увеличению интенсивности прошедших квантов. В соответствии с теорией [1] интенсивность прошедших γ-квантов на несдвинутом резонансе будет падать как $J_0^2(ka)$, где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, k — волновое число γ-кванта, a — амплитуда колебаний ядра. В работе [4] одним из авторов на основе точного решения задачи о поведении осциллятора под действием периодической внешней силы предложена теория прохождения γ-квантов через кристаллы, подверженные действию внешнего возмущения звуковой (лазерной) волной. Ниже эта теория применяется для анализа проблемы прохождения мессбауэровских γ-квантов через кристаллы, подверженные действию ультразвука.

В соответствии с теорией [4] уравнения Максвелла, описывающие прохождение когерентной волны мессбауэровских γ-квантов через кристалл в условиях ультразвуковой накачки, могут быть записаны следующим образом:

$$-\text{rot rot } \underline{E}(\underline{r}; \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \underline{\varepsilon}(\underline{r}; \omega) \underline{E}(\underline{r}; \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\underline{\tau}} \sum_{n_1, n} \exp\{i(n - n_1) \underline{\chi r}\} e^{-i\underline{\tau r}} \underline{\chi}_n(\underline{\tau}; n, n_1) \cdot \underline{E}(\underline{r}; \omega - (n - n_1)\Omega) = 0. \quad (1)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\underline{\varepsilon}(\underline{r}; \omega) = \hat{1} + \underline{\chi}^e(\underline{r}) + \sum_{\underline{\tau}} \sum_n \underline{\chi}_n(\underline{\tau}; n, n) \exp\{-i\underline{\tau r}\} \quad (2)$$

тензор диэлектрической проницаемости нестационарного кристалла;

$$\underline{\chi}^e(\underline{r}) = \sum_{\underline{\tau}} \underline{\chi}^e(\underline{\tau}) J_0(\underline{\tau a}) e^{i\underline{\tau r}}$$

$$\underline{\chi}_n(\underline{\tau}; n, n_1) = -\frac{4\pi\eta}{\bar{n}\omega^2 V_0 (2I_0 + 1)} \frac{\Phi_{1, n_1}(k) \otimes \Phi_{2, n}(k + \tau)}{\omega + n\Omega - \frac{1}{\bar{n}}(E_a - E_{a_0}) + i\Gamma/2} \quad (3)$$