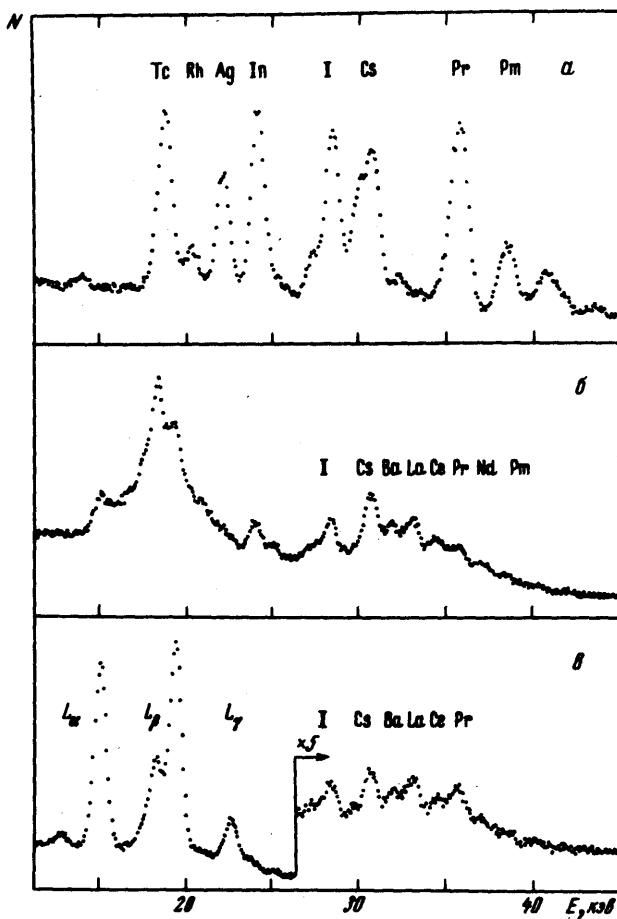


ЭФФЕКТ ЧЕТНОСТИ ЗАРЯДА В РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРАХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

Б. М. Александров, А. Г. Доничкин, С. М. Соловьев
В. П. Эйсмонт

В настоящее время в связи с новыми возможностями, открываемыми техникой полупроводниковой спектроскопии высокого разрешения, получают интенсивное развитие исследования рентгеновского излучения, сопровождающего радиоактивный распад атомных ядер. В данной работе созданный нами полупроводниковый спектрометр мягкого электромагнитного излучения [1], примененный ранее для определения выхода флюоресценции L_2 — подоболочки кюрия [2], использован для изучения рентгеновских лучей продуктов деления. Сообщаются первые экспериментальные результаты.

Исследовалось рентгеновское излучение продуктов спонтанного деления Cf^{252} . Для этого осколки собирались на алюминиевую фольгу, располагаемую над открытым источником Cf^{252} , а затем фольга помещалась вблизи окна полупроводникового спектрометра. Время сбора продуктов, также как и время между концом сбора и измерением рентгеновских спектров изменялось от одного часа до одного месяца. На рис. *a* приведено энергетическое распределение рентгеновских квантов продуктов деления, полученное через 12 часов после 30-суточного сбора. Хотя абсолютные и относительные интенсивности отдельных линий спектра, которые можно видеть на рисунке, существенно различны для различных продолжительностей сбора и выдержек до измерения, данное распределение хорошо отражает наиболее интересную особенность — в спектре присутствует лишь характеристическое излучение продуктов с нечетным зарядом. Видны линии K_{α} -переходов ^{43}Tc , ^{45}Rh , ^{47}Ag , ^{49}In , ^{53}I , ^{55}Cs , ^{59}Pr , ^{61}Pm (K_{β} -линии проявляются как изломы K_{α} -линий или между K_{α} -линиями элементов с большим Z) и нет линий (в данном случае, с интенсивностью $\gtrsim 0,1$ от отмеченных) соседних четных элементов.



Спектры рентгеновского излучения: *a* – *K*-серия вторичных продуктов деления, *б* – серия осколков деления, *в* – полный спектр мишени из Cf^{252}

Наблюдаемое излучение возникает как результат внутренней конверсии при β -распаде на возбужденные уровни ядра. Число рентгеновских квантов, испускаемых продуктов с зарядом Z в момент времени t , $N_k(Z, t)$, определяется числом материнских атомов, распадающихся в этот момент, $N(Z - 1, A_i, t) \lambda(Z - 1, A_i)$, вероятностью заселения возбужденных уровней дочернего ядра и их конверсии на *K*-оболочке, $\bar{W}_k(Z, A_i)$, и выходом флюоресценции для этой оболочки $\omega_k(Z)$:

$$N_k(Z, t) = \omega_k(Z) \sum_{A_i} \bar{W}_k(Z, A_i) N(Z - 1, A_i, t) \lambda(Z - 1, A_i)$$

(суммирование по A_i , массовому числу продукта деления, учитывает возможность выхода продукта с зарядом Z в нескольких соседних изобарических цепочках). Выход флюоресценции является гладкой функцией заряда, β -активность продуктов при рассматриваемых временах сбора и выдержки, по-видимому, также не имеет заметных флюктуаций от одного атомного номера к другому (при значительно больших временах может оказаться большая стабильность, и следовательно, "выживаемость" ядер с четным Z), таким образом, за наблюдаемый эффект четности заряда следует считать ответственным процесс

внутренней конверсии. Действительно, в цепочке изobar с четным A при распаде четного по Z продукта образуются нечетно-нечетные ядра, плотность низколежащих уровней которых, грубо говоря, вдвое выше, чем у четно-нечетных или нечетно-четных ядер, и значительно выше, чем у четно-четных ядер (эффект спаривания нуклонов). Поэтому можно думать, что при образовании ядра с нечетным числом протонов (за счет цепочек с четным A) вероятность конверсии будет особенно велика: фактор \bar{W}_k , учитывающий внутреннюю конверсию, представляется суммой по всем возбужденным уровням E_i , на которые происходит β -распад:

$$\bar{W}_k = \sum_i p(E_i) \alpha_k(E_i),$$

где $p(E_i)$ – вероятность распада на уровень с энергией E_i , а α_k – коэффициент внутренней конверсии, быстро растущий с уменьшением E_i ($\alpha_k \sim E^{-2}$). Не исключено, что играют роль и какие-то другие еще неизвестные факторы, повышающие вероятность внутренней конверсии при β -распаде в ядро с нечетным Z , например, большая вероятность распада на возбужденные уровни или большая разница в угловых моментах основных и возбужденных состояний нечетных протонов по сравнению с аналогичными величинами для нечетных нейтронов.

Повышенная эмиссия рентгеновского излучения ядер с нечетным зарядом наблюдалась также при изучении электромагнитных переходов в осколках – первичных продуктах деления (т. е. ядрах после эмиссии мгновенных нейтронов, но до β -распада) [3]. Эти переходы происходят за время порядка $10^{-10} \div 10^{-9}$ сек после акта деления. Измеренное нами на том же спектрометре (методом совпадений с осколками деления) энергетическое распределение характеристического K -излучения первичных продуктов, включающее все переходы за время, меньшее 10^{-6} сек, показано на рис. б; на рис. в показан полный спектр электромагнитного излучения мишени из Cf^{252} , включающий в себя L -серию Cm^{248} (образующегося при α -распаде), а также K -серии рентгеновского излучения первичных и вторичных продуктов деления. На обоих рисунках хорошо видны четно-нечетные флюктуации в интенсивностях рентгеновских лучей, подтверждающие данные работы [3], однако эти флюктуации существенно меньше, чем наблюдаемые для одних вторичных продуктов. Вопрос о том, в какой мере разница в силе эффектов четности заряда связана с разницей в энергиях возбуждения, угловых моментах, нуклонных составах первичных и вторичных продуктов, нуждается в дальнейшем изучении.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Н.А.Перфилову, Б.С.Джелепову и М.А.Михайловой за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
24 апреля 1972 г.

Литература

- [1] С.М.Соловьев, А.Н.Смирнов, Л.И.Тывин, В.П.Эйсмонт. ПТЭ, 1, 52, 1972.
 - [2] С.М.Соловьев, Л.И.Тывин, В.П.Эйсмонт. ЖЭТФ, 62, 31, 1972.
 - [3] R.L.Watson, H.R.Bowman, S.G.Thompson. Phys. Rev., 162, 1169, 1967.
-