Vol. B8 (1977) ACTA PHYSICA POLONICA No 3

АНАЛИЗ ПОЛНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН Γ_γ

ANALYSIS OF THE TOTAL WIDTHS OF THE RESONANCES Γ_γ

У. Гаруска, Х. Малэцки, К. Тшециак

Физический Институт Лодзинского Университета*

(Поступила в редакцию 5 марта 1976, в переработанной форме 8 октьября 1976)

The purpose of this paper is to discuss (basing on the recent data on the total widths of the resonances) dependence of Γ_γ on excitation energy several MeV greater than the binding energy, for several nuclides. Because we did not find any dependence Γ_γ on E_γ, we calculate the average values of the total widths. We take these average values to test the dependence of Γ_γ on the mass number of compound nucleus, effective excitation energy and the density of single nucleon states at the Fermi level. We find the following expression

$$\Gamma_\gamma = 11.7\,A^{-1.6}U^{0.8}\,a^{-0.2}.$$

В настоящее время существует широкий экспериментальный материал касающийся радиационных ширин Γ_γ. В большинстве результатов данных в работе [1] имеется большая погрешность, не менее 10%. Существует ряд теорий стремящихся указать характер зависимости Γ_γ от массового числа A, эффективной энергии возбуждения $U = E_w - \Delta$ (E_w — энергия возбуждения, Δ — энергия спаривания) и a — параметра плотности одночастичных состояний вблизи энергии Ферми. Анализ вероятности электромагнитных переходов рассмотривается Вайскопфом [2]. При услови, что в Γ_γ основной вклад дают электрические дипольные переходы, радиационные ширины резонансов могут быть представлены в виде

$$\Gamma_\gamma = 0{,}2A^{2/3}\,\frac{1}{D_0}\int\limits_0^{E_w} E^3\,\frac{D(E_w)}{D(E_w-E_\gamma)}\,dE. \tag{1}$$

E_w — энергия возбуждения, $D\,(E_w)$ — расстояние между резонансными уровнями при энергии возбуждения E_w, D_0 — расстояние между уровнями вблизи основного состояния ядра на которое могут идти переходы рассматриванного типа и мультипольности. В формуле (1) Γ_γ выражается в eV, а D_0, D и E в MeV.

* Address: Instytut Fizyki, Uniwersytet Łódzki, Narutowicza 68, 90-136 Łódź, Poland.

Используя зависимость на плотность уровней

$$\varrho(E) = 1/D(E) \sim \frac{1}{aU^2} \exp(2\sqrt{aU}) \tag{2}$$

и подсчитывая подинтегральное выражение в формуле (1) получается зависимость в виде

$$\Gamma_\gamma = 5{,}8\, A^{2/3} \frac{1}{D_0}\, U^{1{,}8} a^{-2{,}2}. \tag{3}$$

В работе Аксела [3] вероятность электромагнитного перехода, при распаде возбужденного состояния ядра связана с параметрами гигантского дипольного резонанса. На основании теории Аксела при использовании плотности уровней (2) получается более сильную зависимость Γ_γ от A и U

$$\Gamma_\gamma = A^{7/3} U^{2{,}2} a^{-2{,}8}. \tag{4}$$

Такую же зависимость Γ_γ от A получает Куклин [4] разрабатывая модель частиц Ферми находящихся в бесконечной прямоугольной яме потенциала, а именно

$$\Gamma_\gamma = 1{,}2 \cdot 10^{-5} A^{7/3} T^7, \tag{5}$$

где $T = \sqrt{E_w/a}$.

Из вышеуказанного видно, что получены разными авторами формулы, предусматривают различную зависимость радиационной ширины от таких параметров ядра как A, U, a. Потому целесообразно сравнить теорию с современным экспериментальным материалом.

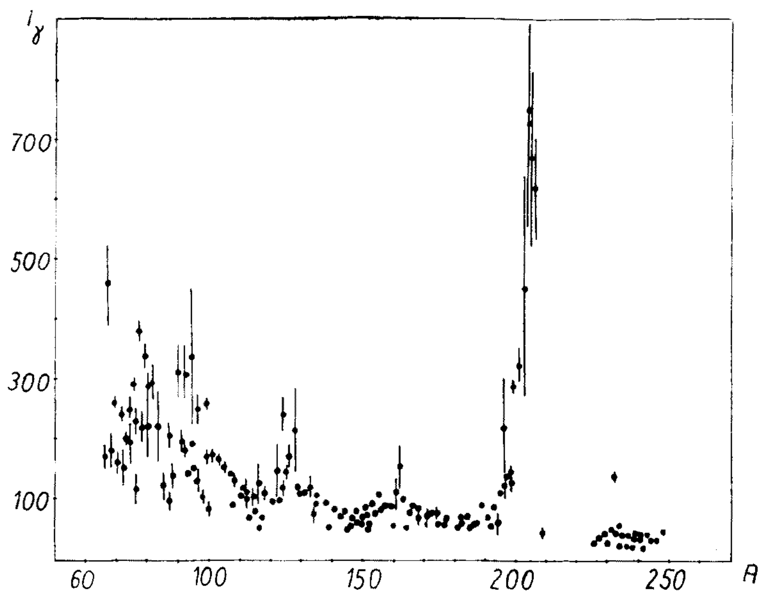

Рис. 1. Зависимость полных радиационных ширин Γ_γ от массового числа A

Формулы ((3), (4), (5)) указывают положительный показатель при A (2/3, 7/3), что обозначает увеличение Γ_γ по мере возрастания массового числа A. Рассматривая усредненные нами экспериментальные результаты (график 1) четко замечается уменьшительный характер зависимости Γ_γ от A.

Цель настоящей работы исследовать на основании новейших данных касающихся радиационных ширин зависимости Γ_γ от энергии возбуждения а также зависимости усредненных радиационных ширин от U, a, A. Экспериментально определены полные радиационные ширины Γ_γ в некоторых случаях имеют погрешность около 50% [1]. По этой причине до настоящего времени не известно, зависят-ли для данного изотопа полные радиационные ширины Γ_γ от энергии возбуждения. Затем, кажется интересным исследовать зависимость радиационных ширин от энергии возбуждения E_γ выше энергии связи нейтрона для отдельных нуклидов. Так как тяжело предвидеть характер этой зависимости лучше всего описать её многочленом отыскивая оптимальную степень. Отыскиваемую функционную зависимость представляется в виде

$$y = \sum_{j=0}^{n} b_j p_j(x), \tag{6}$$

где $p_j(x)$ — ортогональные многочлены Чебышева. Параметры b_j оценивается по формуле

$$b_j = \frac{1}{H_j} \sum_{k=1}^{N} y_k p_j(x_k) w_k, \tag{7}$$

где

$$H_j = \sum_{k=1}^{N} p_j^2(x_k) w_k, \tag{8}$$

w_k — веса измерений, n — степень многочлена, N — число исследуемых резонансов. К исследуемым экспериментальным точкам применяется многочлен используя метод наименьших квадратов. Минимальное значение суммы квадратов отклонений [5] имеет среднее ожидаемое значение

$$S_n = \sum_{k=1}^{N} w_k [y_k - \sum_{j=0}^{n} b_j p_j(x_k)]^2. \tag{9}$$

y_k — экспериментальные значения.

$$\sigma_n^2 = \frac{S_n}{N-n-1}. \tag{10}$$

Значение n выше которого σ_n остаётся почти постоянным даёт искаемое среднеквадратичное приближение.

В настоящей работе были исследованы зависимости радиационных ширин Γ_γ от энергии E_γ для 120 изотопов (от ^{45}Sc к ^{248}Cm). В 67 случаях оказывается, что многочлен лучше всего изображающий экспериментальные точки является многочленом нулевой степени. Для 23 изотопов это был многочлен первой степени, для 20 — второй, 4 — третий, 6 — четвертой.

Графики 2 и 3 изображают примерно зависимость Γ_γ от E_γ для изотопов ^{77}Se и ^{165}Ho. Для ^{77}Se резонансные ширины [6] обозначаются с малой точностью (ошибки ряда 20%), лучше всего изображающим эту формулу является многочлен нулевой

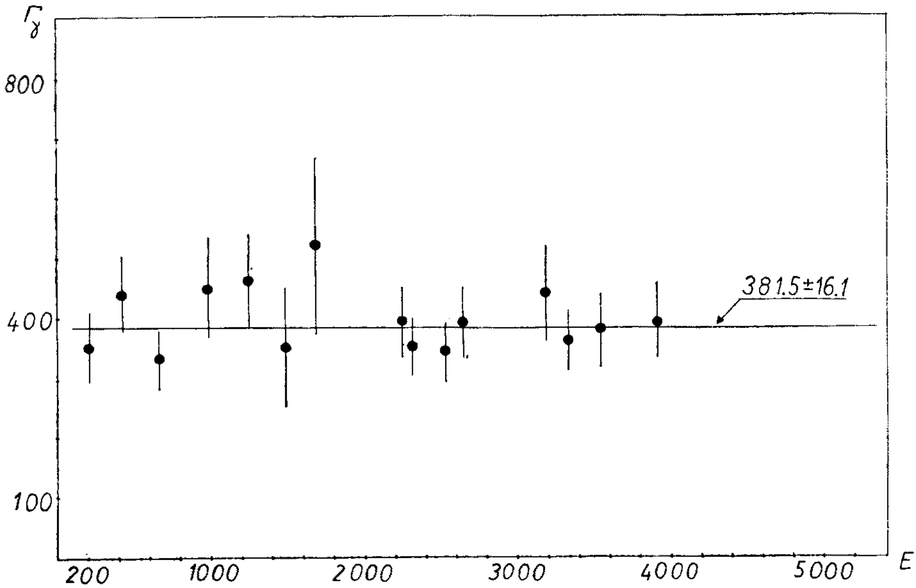

Рис. 2. Зависимость Γ_γ от E_γ для ^{77}Se

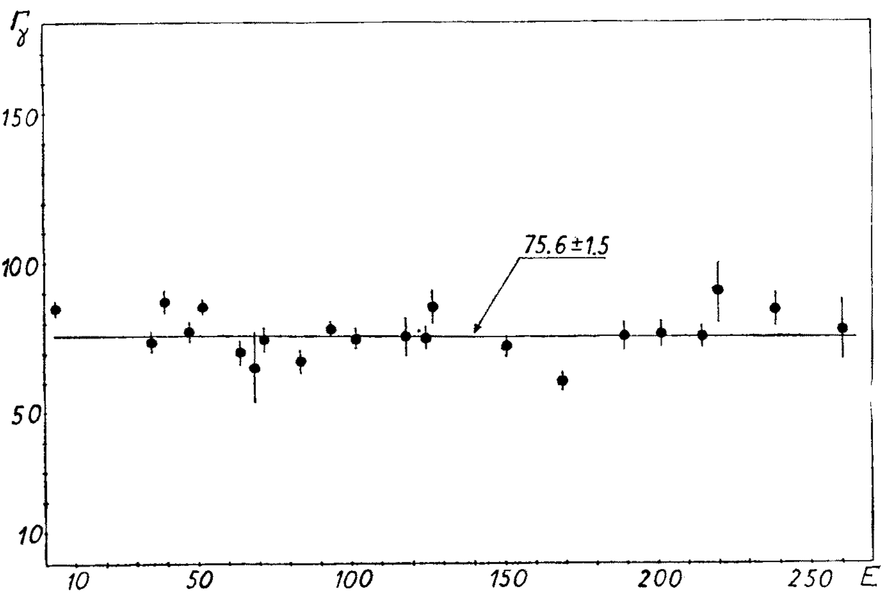

Рис. 3. Зависимость Γ_γ от E_γ для ^{165}Ho

степени с коэффициентом $a_0 = 381{,}5$ МэV. При обозначени Γ_γ ошибки ^{165}Ho не превзошли 3% [1]. Превосходное приближение для этого изотопа получается многочленом третьей степени $a_0 = 85{,}1$, $a_1 = -0{,}57 \cdot 10^{-1}$, $a_2 = -0{,}12 \cdot 10^{-2}$, $a_3 = 0{,}56 \cdot 10^{-5}$. Следует заметить, что в случаях, когда ширины были обозначены с большой точностью (ошибка не превзошла 5%) т.е. для ^{165}Ho, ^{155}Gd, ^{182}W, ^{58}Ni, ^{135}Ba, ^{197}Au, ^{236}U, ^{238}U, ^{242}Pu, имеется незначительная зависимость Γ_γ от E_γ. В большинстве случаев коэффициенты более высоких степеней на столько малы, что можно ними пренебречь. Это наблюдение, а также факт, что свыше 50% исследуемых изотопов оказывали нулевую степень многочлена уполномочивает констатировать отсутствие зависимости радиационных ширин от E_γ. Так как не подтверждается зависимость полной радиационной ширины Γ_γ от энергии E_γ для отдельных изотопов, можно подсчитать усредненные радиационные ширины. В работах [7, 8] перечислены усредненные значения Γ_γ без указывания метода усреднения.

В данной работе были использованы новейшие результаты указанные в [1] и [6]. Поскольку с неодинаковой точностью были исполненны измерения, отсюда для определения усредненной величины Γ_γ применяем формулу

$$\sigma_w = \frac{\sum_{i=1}^{n'} w_i \sigma_i}{\sum_{i=1}^{n'} w_i}, \tag{11}$$

где σ_i, s_i, w_i, n' соответственно резонансные ширины, ошибки, веса измерений и количество данных когда исполняется следущая реляция

$$(S_{\text{ext}}/S_{\text{int}}) < 1 + 1/\sqrt{2(n'-1)}, \tag{12}$$

$$S_{\text{ext}} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n'} w_i(\sigma_i - \sigma_w)^2 / [(n'-1) \sum_{i=1}^{n'} w_i]}, \tag{13}$$

$$S_{\text{int}} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n'} w_i^2 s_i^2 / \sum_{i=1}^{n'} w_i^2}. \tag{14}$$

Веса вычислялись по формуле $w_i = 1/s_i^2$.

В случае, когда реляция не исполняется, т.е. разброс результатов на столько большой, что они не совпадают друг с другом в пределах ошибки, следует принять, что они отягощены большими ошибками, чем это указывается. Веса в этом случае будут $w_i = 1(s_i^2 + e^2)$. Введенную здесь систематическую ошибку „e“ вычисляется с зависимости

$$\sum_{i=1}^{n'} s_i^2/n' + e^2 = \sum_{i=1}^{n'} (\sigma_i - \bar{\sigma})^2/(n'-1), \tag{15}$$

где $\bar{\sigma}$ — среднее арифметическое.

График 1 представляет собой зависимость полных радиационных ширин от массового числа A. Кривая имеет уменьшительный характер. На диаграмме возникают максима поблизости нуклидов с массовым числом 125 и 200. Однако следует заметить, что для этих изотопов Γ_γ обозначается с малой точностью. Таким образом высчитанные радиационные ширины были использованы для проверки характера зависимости Γ_γ от массового числа составного ядра A, эффективной энергии возбуждения U и параметра плотности одночастичных состояний вблизи уровня Ферми a. Согласно теоретическим предпосылкам [3, 4, 9] были разысканы зависимости типа

$$\Gamma_\gamma^{\mathrm{p}} = KA^\alpha U^\beta a^\gamma, \tag{16}$$

где K, α, β, γ постоянные.

Разработано программу машины Одра 1305 позволяющую найти K, α, β, γ методом наименьших квадратов. С этой целью было минимализировано выражение

$$\chi^2 = \sum (\ln \Gamma_\gamma^{\mathrm{p}} - \ln \Gamma_\gamma)^2 w_i, \tag{17}$$

где w_i — вес экспериментального значения. Эффективную энергию возбуждения получается как в работах [10, 11]

$$U = E - \begin{cases} 0 & \text{для ядер ч — ч,} \\ \sigma_{\mathrm{n}} & \text{для ядер Н — ч,} \\ \sigma_{\mathrm{p}} & \text{для ядер ч — Н,} \\ \sigma_{\mathrm{n}} + \sigma_{\mathrm{p}} & \text{для ядер Н — Н.} \end{cases} \tag{18}$$

Параметры плотности a подсчитывается на основании новейших данных о нейтронных резонансах [12]. Знакомтсво экспериментального значения $\overline{D}$ (среднее расстояние уровней со спином $J_1 = I + 1/2$ и $J_2 = I - 1/2$) позволяет высчитать параметр a из формулы плотности уровней возбужденного ядра с энергией возбуждения U [1]

$$\varrho(U, J) = \frac{\sqrt{\pi}}{12a^{1/4}U^{5/4}} \exp(2\sqrt{aU}) \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\,\sigma^3} \exp\left[\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right], \tag{19}$$

$$\sigma^3 = 6/\pi^2 \langle m^2 \rangle \sqrt{aU}, \tag{20}$$

$$m^2 = 0.24\, A^{2/3}. \tag{21}$$

Полученное нами эмпирическое выражение имеет вид

$$\Gamma_\gamma = 11{,}7 A^{-1{,}6} U^{0{,}8} a^{-0{,}2}\ \mathrm{eV}. \tag{22}$$

Сравнивая с работой [7], в которой

$$\Gamma_\gamma = 8{,}7 A^{-0{,}9} U^{0{,}91} a^{-0{,}57} \tag{23}$$

можно заметить существенное изменение коэффициента при массовом числе A.

В полученной нами эмпирической формуле Γ_γ уменьшивается медленее с увеличением A, чем следует это из формулы (23). В теоретических работах [3, 4, 5] показатель A положительный, что обозначает увеличение Γ_γ с увеличением массового числа A. Эмпирические зависимости полученные нами не подтверждают теоретических предсмотрений.

ЛИТЕРАТУРА

[1] S. F. Mughabhab, D. I. Garber, *Neutron Cross Section*, BNL 325, 1973.

[2] Дж. Блатт, В. Вайскопф, *Теоретическая ядерная физика*, ИИЛ, Москва 1954.

[3] P. Axel, *Phys. Rev.* **126**, 671 (1962).

[4] Р. Н. Куклин, *Ядерная физика* **7**, 3 (1968).

[5] L. Z. Rumszyński, *Matematyczne opracowanie wyników eksperymentalnych*, WNT, Warszawa 1973 (in Polish).

[6] Х. Малэцки, Л. Б. Пикельнер, И. М. Саламатин, Э. И. Шарапов, *Ядерная физика* **9**, 6 (1969).

[7] Х. Малэцки, Л. Б. Пикельнер, И. М. Саламатин, Э. И. Шарапов, ОИЯИ, Р-3-4929, Дубна 1970.

[8] H. Małecki, *Niektóre parametry jądrowe wyznaczone metodą spektrometrii neutronów powolnych*, UŁ 1970 (in Polish).

[9] G. A. Bartholomew, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **11**, 259 (1961).

[10] В. А. Кравцов, *Массы атомов и энергии связи ядер*, Москва 1974.

[11] P. F. Niemirowski, Y. K. Adamczuk, *Nucl. Phys.* **39**, 4 (1962).

[12] A. Gilbert, J. Cameron, *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965).