ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Ֆիզիկա-մաթեմատ. գիտություններ XVII, № 5, 1964 Физико-математические науки

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

В. А. ДЖРБАШЯН

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДРА МЕДЛЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ СПИНОМ

Взаимодействие частицы с ядром в нерелятивистском случае можно представить в виде [1, 2]

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{|r - r_n|} - i\frac{4\pi\omega}{c}\sum_{\lambda\mu} J_n A^M_{\lambda\mu}(<)\, J A^M_{\lambda\mu}(>), \tag{1}$$

где J_n — ядерный ток, $A^M_{\lambda\mu}$ — вектор-потенциал магнитного 2^λ-поля

$$A^M_{\lambda\mu} = [\lambda(\lambda+1)]^{-1/2}\zeta_\lambda L Y_{\lambda\mu}, \tag{2}$$

$$\zeta_\lambda = j_\lambda \approx \frac{1}{(2\lambda+1)!!}\left(\frac{\omega r}{c}\right)^\lambda \text{ для ядерного излучения: } (<), \tag{2а}$$

$$\zeta_\lambda = h^{(1)}_\lambda \approx -i(2\lambda-1)!!\left(\frac{\omega r}{c}\right)^{-\lambda-1} \text{ для расходящейся волны: } (>), \tag{2б}$$

$J = J_{\text{орб.}} + J_{\text{спин.}}$ есть ток, обусловленный движением частицы. Из уравнения Паули для него имеем

$$J_{\text{орб.}} A^M_{\lambda\mu} = -\frac{Z_1 e h}{2\pi m c} P A^M_{\lambda\mu}, \tag{3}$$

$$J_{\text{спин.}} A^M_{\lambda\mu} = \frac{Z_1 e h\, \mu_p}{2\pi m c}\, s \operatorname{rot} A^M_{\lambda\mu}. \tag{4}$$

Воспользовавшись выражениями (1)—(4) для $V^1 = V - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$ получим

$$V^1 = V^{1E} + V^{1M\text{орб.}} + V^{1M\text{спин.}}, \tag{5}$$

где

$$V^{1E} = \sum_{\lambda\mu}\frac{4\pi}{2\lambda+1}(-1)^\mu Q(E\lambda, -\mu)\, R(E\lambda, \mu), \tag{6}$$

$$V^{1M\text{орб., спин.}} = -\sum_{\lambda\mu}\frac{4\pi}{2\lambda+1}(-1)^\mu Q(M\lambda, -\mu)\, R_{\text{орб., спин.}}(M\lambda, \mu), \tag{7}$$

Q—мультипольный момент ядра, R—оператор перехода, относящийся к частице. Последний соответственно равен

$$R(E\lambda, \mu) = Z_1 e r^{-\lambda-1} Y_{\lambda\mu}(\theta\varphi) \tag{8}$$

$$R_{\text{орб.}}(M\lambda, \mu) = \frac{Z_1 e h}{2\pi m c \lambda} r^{-\lambda-1} L Y_{\lambda\mu}(\theta\varphi)\vec{\nabla}. \tag{9}$$

$$R_{\text{спин.}}(M\lambda, \mu) = \frac{Z_1 e h \mu_p}{2\pi m c} \vec{s\nabla}(r^{-\lambda-1} Y_{\lambda\mu}(\theta\varphi)). \tag{10}$$

Подставляя (5)—(10) в исходное выражение для сечения возбуждения [3, 4, 5]

$$\sigma = \frac{4\pi^2 m^2 v_f}{h^4 v_i} \frac{1}{(2s+1)(2I+1)} \int \sum_{M_i M_f \mu_i \mu_f} \left| \int u^*_{\mu_f} \varphi^*_f F^{*-}_{k_f} V^1 u_{\mu_i} \varphi_i F^+_{k_i} \right|^2 d\Omega, \tag{11}$$

и пользуясь известными формулами, окончательно получим

$$\sigma = \sum_{\lambda=1}^{\infty} (\sigma_\lambda^E + \sigma_\lambda^{M\text{орб.}} + \sigma_\lambda^{M\text{спин.}}), \tag{12}$$

где σ_λ^E — сечение 2^λ — польного кулоновского возбуждения [3],

$\sigma_\lambda^{M\text{орб.}}$ — сечение 2^λ — польного магнитно-орбитального возбуждения:

$$\sigma_\lambda^{M\text{орб.}} = \left(\frac{2\pi Z_1 e}{hc}\right)^2 \frac{v_f}{v_i} B(M, \lambda) \frac{64\pi^2(\lambda+1)}{\lambda(2\lambda+1)} \sum_{l_i l_f} (2l_f+1)(2l_i+3) \times$$
$$\times (2l_i+1)^2 (l_i+1) \begin{pmatrix} l_i+1 & l_f & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{Bmatrix} \lambda & \lambda & 1 \\ l_i & l_i+1 & l_f \end{Bmatrix}^2 \left| M^{-\lambda-2}_{l_i l_f} \right|^2. \tag{13}$$

$\sigma_\lambda^{M\text{спин.}}$ — сечение 2^λ — польного магнитно-спинового возбуждения:

$$\sigma_\lambda^{M\text{спин.}} = \left(\frac{2\pi Z_1 e}{hc}\right)^2 \frac{v_f}{v_i} \frac{s(s+1)}{3} \mu_p^2 B(M, \lambda) \frac{64\pi^2(\lambda+1)}{2\lambda+1} \times$$
$$\times \sum_{l_i l_f} (2l_i+1)(2l_f+1) \begin{pmatrix} l_i & l_f & \lambda+1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \left| M^{-\lambda-2}_{l_i l_f} \right|^2. \tag{14}$$

$B(M, \lambda)$ — приведенная вероятность переходов,

$M^{-\lambda-2}_{l_i l_f}$ — радиальный матричный элемент [3].

Формула (13) несколько отличается от выражения статьи Альдер и др. [3], поскольку там (в формулах II B-49, II B-50) допущена неточность, и аналогична выражению Биденхарна и др. [2].

$\sigma_\lambda^{M\text{спин.}}$ просто связано с $\sigma^E_{\lambda+1}$ и при спине частицы $s=1/2$ и $\lambda=1$ совпадает с результатом Биденхарна и Талера [6].

В заключение отметим, что при $s > 1/2$ (например, при возбуждении дейтронами) сечение возбуждения M1 практически обусловлено спиновой частью $\frac{\sigma_1^{M\text{спин.}}}{\sigma_1^{M\text{орб.}}}$. В этом легко убедиться, представив отношение в виде

$$\frac{\sigma_1^{M\text{спин.}}}{\sigma_1^{M\text{орб.}}} = \frac{s(s+1)}{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)\left(\frac{1}{C}-1\right)}$$

и воспользовавшись значениями $C = C(\xi, \eta)$, приведенными на рис. 2 работы [6].

Физический институт ГКАЭ
г. Ереван

Поступила 15 II 1964

Վ. Հ. ՋՐԲԱՇՅԱՆ

ՄԻՋՈՒԿԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԳՐԳՌՈՒՄԸ ԿԱՄԱՎՈՐ ՍՊԻՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ԴԱՆԴԱՂ ՄԱՍՆԻԿՈՎ

Ամփոփում

Աշխատության մեջ ստացված է կամավոր սպին ունեցող դանդաղ մասնիկով միջուկի 2^l-պոլային էլեկտրամագնիսական գրգռման կտրվածքը։ Ցույց է տրված, որ մասնիկի սպինային մագնիսական մոմենտով պայմանավորված կտրվածքի մասը M1 գրգռման մեջ տալիս է հիմնական ներդրումը, երբ $s > \frac{1}{2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б.* Квантовая электродинамика. ГИТТЛ, М., 1953.
2. *Biedenharn L. C., Mc Hale J. L., Thaler R. M.* Quantum calculation of Coulomb excitation. Phys. Rev., **100**, 1955, 376.
3. *Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winther A.* Study of nuclear structure by electromagnetic excitation with accelerated ions. Rev. Mod. Phys., **28**, 1956, 432.
4. *Джрбашян В. А.* Возбуждение ядер медленными заряженными частицами. ЖЭТФ, **44**, 1963, 157.
5. *Джрбашян В. А.* Дисперсионная формула в теории возбуждения ядер. Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, **16**, 2, 1963, 87.
6. *Biedenharn L. C., Thaler R. M.* Quantum calculation of Coulomb excitation. M1 and M1—E2 mixed transitions and classical approximation Phys. Rev., **104**, 1956, 1643.