ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.К. Лукьянов

Р - 1532

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ПРИ РАССЕЯНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Дубна 1964

В.К. Лукьянов

Р-1532

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ПРИ РАССЕЯНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в "Известия АН СССР"

Дубна 1964

Введение

С помошью кулоновского возбуждения можно получать надежную информацию об уровнях и вероятностях электромагнитных переходов в ядрах, особенно при изучении низколежащих возбужденных состояний тяжелых ядер. При этом обычно рассматривается неупругое рассеяние заряженных частиц с энергией ниже кулоновского барьера /1,2/. Это удобно, во-первых, потому что электромагнитное взаимодействие и движение частиц в кулоновском поле хорошо изучены и, во-вторых, потому что можно не учитывать действия ядерных сил, которые включаются возле кулоновского барьера и могут приводить к образованию составного ядра, распадающегося со значительной вероятностью в неупругий канал с вылетом легких частиц. Таким образом, при возбуждении ядра легкими частицами p , d , α с околобарьерной энергией становится невозможным экспериментально отделить неупругие каналы с вылетом этих частиц через составное ядро от каналов "прямого" возбуждения кулоновским полем.

В последнее время интенсивно изучается кулоновское возбуждение тяжелыми ионами, которые приводят к значительно большим сечениям возбуждения ядер. Здесь также по мере приближения к кулоновскому барьеру действие ядерных сил может приводить к образованию составной системы, однако распад ее по неупругому каналу с вылетом той же самой тяжелой частицы маловероятен из-за большого числа других всевозможных неупругих каналов, например, каналов с вылетом легких частиц / n , p , d , α /, γ -квантов и каналов деления. Это позволяет считать, что с помощью опытов на совпадение можно выделять процессы "прямого" возбуждения ядра кулоновским и ядерным полем налетающей тяжелой частицы, причем ее ядерное поле будет возбуждать ядро-мишень в околобарьерной области лишь "хвостом" ядерного потенциала.

В качестве первого следствия такого возбуждения ядерным полем следует ожидать появления монопольных переходов типа $0^+ \to 0^+$ в ядре-мишени, которые в случае кулоновского возбуждения запрещены, так как спин "передаваемого" ядру фотона равен единице. Аналогичным образом дополнительное "ядерное" возбуждение будет приводить к росту кривых выхода квадрупольных и других переходов в ядре.

В настоящей работе получены квантовомеханические и квазиклассические выражения для сечений возбуждения мультипольности λ на основании общего вида мультипольного разложения потенциалов кулоновского и ядерного взаимодействий.

Приложения сделаны для случая монопольного перехода в ядре Gd^{156}, возбуждаемого тяжелыми ионами C^{12} и Ar^{40}.

Вывод формулы сечения

Для вывода формул дифференциального и полного сечений будем использовать метод искаженных волн, который в нашем случае сводится к следующему. При энергиях падающих частиц ниже кулоновского барьера гамильтониан системы можно разбить на части, выделив члены $U_{\text{вз.}}$, ответственные за переход:

$$\mathcal{H} = H + T + U = H + T + U_0 + U_{\text{вз.}} \qquad /1/$$

Тогда переход системы в возбужденное состояние $i \to f$ характеризуется матрицей x/

$$T_{if} = \langle \Phi_f | U_{\text{вз.}} | \Phi_i \rangle, \quad \Phi = \psi(\vec{r}) \, | IM \rangle, \qquad /2/$$

причем волновые функции относительного движения $\psi(\vec{r})$ есть искаженные волны, удовлетворяющие уравнению

$$(T + U_0 - E)\, \psi(\vec{r}) = 0, \qquad /3/$$

а волновые функции $| IM \rangle$ есть собственные функции гамильтониана H, описывающего внутренне состояние системы.

Сечение выражается с помощью /2/ в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi}{\hbar v_i} \rho(E_f) \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i M_f} | T_{if} |^2 = \frac{2\pi}{h v_i} \rho(E_f) W_{if}, \qquad /4/$$

$$\rho(E_f) = \frac{m^2 v_f}{(2\pi\hbar)^3}.$$

В случае возбуждения ядра кулоновским и ядерным полем налетающей частицы вероятность перехода

$$W_{if} = W_{if}^{\text{кул.}} + W_{if}^{\text{яд.}} + W_{if}^{\text{интерф.}},$$

---

x/ Представление матрицы перехода в виде /2/ становится неверным в случае так называемого "многократного возбуждения", теория которого развита для кулоновского поля в работе /3/. Запись /2/ оказывается справедливой, если выполняется условие

$$P = \frac{d\sigma^{\text{неупр.}}(\theta=\pi)}{d\sigma^{\text{упр.}}(\theta=\pi)} \ll 1. \qquad /2'/$$

поскольку потенциал взаимодействия состоит из двух частей:

$$U_{\text{вз.}} = U^{\text{кул.}}_{\text{вз.}} + U^{\text{яд.}}_{\text{вз.}},$$

а

$$U_{\circ} = U^{\text{кул.}}_{\circ} + U^{\text{яд.}}_{\circ}.$$

Для каждого из потенциалов $U^{\text{кул.}}$ и $U^{\text{яд.}}$ используем обычное представление:

$$U = U_{\circ} + U_{\text{вз.}} = \int \rho(\vec{R})\, v(|\vec{r} - \vec{R}|)\, d\vec{R}\ , \qquad /5/$$

где $\rho(\vec{R})$ –плотность заряда /либо нуклонов/ ядра-мишени, а $v(x)$ –взаимодействие между центром падающей частицы и единицей объема ядра-мишени, которое можно записать в виде разложения по шаровым функциям:

$$v(|\vec{r} - \vec{R}|) = \sum_{st} \sum_{\lambda\mu} G^{\lambda}_{st}\, q_{\lambda s}(R)\, q_{\lambda t}(r)\, Y^{*}_{\lambda\mu}(\Omega_{\vec{R}})\, Y_{\lambda\mu}(\Omega_{\vec{r}})\ . \qquad /6/$$

$$r > R$$

Тогда из формулы /5/ получим выражение для потенциала взаимодействия

$$U_{\text{вз.}} = \sum_{st} \sum_{\lambda\mu} G^{\lambda}_{st}\, q_{\lambda t}(r)\, Y_{\lambda\mu}(\Omega_{\vec{r}})\, \mathfrak{M}^{*}_{\lambda\mu} - U_{\circ}\ , \qquad /7/$$

где

$$\mathfrak{M}^{*}_{\lambda\mu} = (-1)^{\mu} \int \rho(\vec{R})\, q_{\lambda s}(R)\, Y_{\lambda\, -\mu}(\Omega_{\vec{R}})\, d\vec{R}\ . \qquad /8/$$

Поскольку потенциал относительного движения $U_{\circ}$ не зависит от внутренних координат ядра-мишени, то в матричный элемент перехода /2/ будет давать вклад лишь первое слагаемое формулы /7/. Для расчета матрицы перехода T_{if} удобно представить волновые функции относительного движения в виде разложения:

$$\psi^{(\pm)}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{4\pi}{kr} \sum_{\ell m} i^{\ell} e^{\pm i\sigma_{\ell}}\, Y^{*}_{\ell m}(\Omega_{\vec{k}})\, Y_{\ell m}(\Omega_{\vec{r}})\, u_{\ell}(kr),$$

$$u_{\ell}(kr) = [\cos\delta_{\ell}\, F_{\ell}(kr) + \sin\delta_{\ell}\, G_{\ell}(kr)]\, e^{i\delta_{\ell}}\ , \qquad /9/$$

где σ_{ℓ} и δ_{ℓ} кулоновские и ядерные фазы. Подставляя /7/–/9/ в /2/ и затем в формулу для дифференциального сечения /4/, получаем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi}{h v_{i}}\, \rho(E_{f})\, 4\pi \sum_{\lambda} \sum_{\substack{st\\ s't'}} \sum_{\substack{\kappa\\ \kappa'}} G^{\lambda\kappa}_{st}\, G^{*\lambda\kappa'}_{s't'} \langle I_{f} \| \mathfrak{M}^{s\kappa}(\lambda) \| I_{i} \rangle \langle I_{f} \| \mathfrak{M}^{s'\kappa'}(\lambda) \| I_{i} \rangle^{*} \times$$

$$\times \sum_{\substack{\ell_i \ell_f \\ \ell'_i \ell'_f}} i^{(\ell_i - \ell_f - \ell'_i + \ell'_f)} e^{i(\sigma_{\ell_i} + \sigma_{\ell_f} - \sigma_{\ell'_i} - \sigma_{\ell'_f})} (-1)^{\ell'_i - \ell'_f} \frac{(2\ell_i + 1)(2\ell'_i + 1)}{[(2\ell + 1)(2\ell' + 1)]^{-1/2}} \times$$

/10/

$$\times (\ell_i \lambda 00 | \ell_f 0)(\ell'_i \lambda 00 | \ell'_f 0) I^{t\kappa}_{\ell_f \ell_i}(\lambda) \overset{*}{I}{}^{t'\kappa'}_{\ell'_f \ell'_i}(\lambda) \sum_j (\ell_i \ell'_i 00 | j0)(\ell_f \ell'_f 00 | j0) \times$$

$$\times W(\ell_f \lambda j \ell'_f ; \ell_i \ell'_i) P_j(\cos\theta).$$

Здесь индексы κ , κ' введены для удобства и означают либо /кул./, либо /яд./, то есть величина, зависящая от такого индекса, связана с разложением /6/ либо кулоновского, либо ядерного потенциала взаимодействия. Орбитальные интегралы обозначены как

$$I^{t\kappa}_{\ell_f \ell_i}(\lambda) = \frac{1}{k_i k_f} \int u^*_{\ell_f}(k_f r) q^{t\kappa}_{\lambda}(r) u_{\ell_i}(k_i r) dr . \qquad /11/$$

Выражение для полного сечения неупругого рассеяния легко получить интегрированием /10/ по всем углам рассеяния θ :

$$\sigma = \frac{2\pi}{\hbar v_i} \rho(E_f)(4\pi)^2 \sum_\lambda \sum_{\substack{st \\ s't'\kappa'}} \sum_\kappa G^{\lambda\kappa}_{st} \overset{*}{G}{}^{\lambda\kappa'}_{s't'} \langle I_f || \mathfrak{M}^{s\kappa}(\lambda) || I_i \rangle \langle I_f || \mathfrak{M}^{s'\kappa'}(\lambda) || I_i \rangle^* .$$

/12/

$$\sum_{\ell_i \ell_f} (2\ell_i + 1)(\ell_i \lambda 00 | \ell_f 0)^2 I^{t\kappa}_{\ell_f \ell_i}(\lambda) \overset{*}{I}{}^{t'\kappa'}_{\ell_f \ell_i}(\lambda).$$

Квазиклассическое приближение

Обычно в реакциях кулоновского возбуждения выбирают такие энергии падающий частиц, чтобы выполнялось условие квазиклассичности $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \gg 1$. В случае тяжелых ионов такое условие выполяется практически всегда для большого интервала энергий падающих частиц, включающего также область возле кулоновского барьера. Тогда формулы для сечений и орбитальных интегралов значительно упрощаются и иногда приводят к ответу в аналитическом виде.

Для перехода от квантовомеханических выражений /10/ и /12/ к квазиклассическим воспользуемся асимптотическими формулами для больших ℓ_1 и ℓ_1 /2/:

$$(\ell_1 \lambda 00 | \ell_1 0) \to \sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda+1}}\; Y_{\lambda\mu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right),$$

$$\sum_{\ell_1 \ell_1} \to \sum_{\mu} \int d\ell\,,$$

$$d\sigma^{\text{упр.}} \to \pi \lambda\!\!\!^{-2}\; 2\ell\, d\ell\,, \qquad /13/$$

$$I^{tK}_{\ell_1 \ell_1}(\lambda 0) \to I^{tK}_{\lambda\mu}(\theta, \xi), \quad \xi = \eta_1 - \eta_1 .$$

Теперь формулы для сечений примут вид:

$$\frac{d\sigma^{\text{кв.кл.}}}{d\Omega} = \frac{2\pi}{\hbar v_1}\, \rho(E_1)\, \frac{(4\pi)^3}{\pi \lambda\!\!\!^{-2}}\, \frac{d\sigma^{\text{упр.}}}{d\Omega} \sum_{\lambda\mu} \sum_{\substack{st\\ s't'}} \sum_{\substack{K\\ K'}} (2\lambda+1)^{-1}\, G^{\lambda K}_{st}\, G^{\lambda K'*}_{s't'} \qquad /14/$$

$$\langle I_1 \| \mathfrak{M}^{sK}(\lambda) \| I_1 \rangle \langle I_1 \| \mathfrak{M}^{s'K'}(\lambda) \| I_1 \rangle^{*}\, Y^2_{\lambda\mu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) I^{tK}_{\lambda\mu}(\theta\xi)\, I^{t'K'*}_{\lambda\mu}(\theta\xi),$$

$$\sigma^{\text{кв.кл.}} = \frac{2\pi}{\hbar v_1}\, \rho(E_1)\, \frac{(4\pi)^3}{\pi \lambda\!\!\!^{-2}} \sum_{\lambda\mu} \sum_{\substack{st\\ s't'}} \sum_{\substack{K\\ K'}} (2\lambda+1)^{-1}\, G^{\lambda K}_{st}\, G^{\lambda K'*}_{s't'} \times \qquad /15/$$

$$\langle I_1 \| \mathfrak{M}^{sK}(\lambda) \| I_1 \rangle \langle I_1 \| \mathfrak{M}^{s'K'}(\lambda) \| I_1 \rangle^{*}\; Y^2_{\lambda\mu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \int \frac{d\sigma^{\text{упр.}}}{d\Omega}\, I^{tK}_{\lambda\mu}(\theta\xi)\, I^{t'K'*}_{\lambda\mu}(\theta\xi)\, d\Omega .$$

Выражение для орбитальных интегралов /11/ также упрощается, поскольку волновые функции относительного движения $u_\ell(kr)$ уже являются квазиклассическими. При подбарьерных энергиях можно пренебречь в первом приближении влиянием "хвоста" ядерного потенциала на относительное движение падающей частицы /так как здесь $U_0^{\text{кул.}} \gg U_0^{\text{яд.}}$ /, хотя возмущающий ядерный потенциал $U^{\text{яд.}}_{\text{вз.}}$ будет приводить к внутриядерным переходам наравне с кулоновским потенциалом $U^{\text{кул.}}_{\text{вз.}}$ Тогда $u_\ell(kr)$ есть просто кулоновские функции $F_\ell(kr)$. Подставляя их квазиклассическое выражение в формулу для орбитального интеграла /11/ и делая замену переменных

$$r = \frac{\eta}{k}\,[\epsilon \operatorname{ch} \omega + 1],$$

получим:

$$I^{tK}_{\lambda\mu}(\theta\xi) = \frac{1}{4k^2}\,\frac{\eta}{k}\int_{-\infty}^{\infty} q^{tK}_{\lambda}(r(\omega))\, e^{i\xi(\epsilon\, sh\omega+\omega)}\,\frac{(\epsilon + ch\omega + i\, sh\omega\sqrt{\epsilon^2-1})^{\mu}}{(1+\epsilon\, ch\,\omega)^{\mu-1}}\, d\omega\,, \quad /16/$$

где

$$\epsilon = \sin^{-1}\frac{\theta}{2}\,, \quad \xi = \eta_f - \eta_i\,, \quad k = \frac{k_i + k_f}{2}\,, \quad \eta = \frac{\eta_i + \eta_f}{2}\,.$$

Монопольные переходы ($\lambda = 0$)

Найдем полное сечение возбуждения монопольного перехода в квазиклассическом приближении. Этот случай является наиболее простым и в то же время наиболее интересным, так как в случае обычного кулоновского возбуждения при энергиях ниже барьера такие переходы возбудить нельзя. Действительно, для кулоновского потенциала взаимодействия точечных зарядов разложение /5/ дает

$$G^{\lambda\,(\text{кул.})}_{st} = \frac{4\pi}{2\lambda+1}\,\delta_{s0}\,\delta_{t0}\,; \quad q^{(\text{кул.})}_{\lambda}(R) = R^{\lambda}\,; \quad q^{(\text{кул.})}_{\lambda}(r) = r^{-(\lambda+1)}\,. \qquad /17/$$

В этом случае матричный элемент монопольного перехода

$$< I_f \,||\, \mathfrak{M}^{(\text{кул.})}(0) \,||\, I_i > = < I_f \,||\, Z \,||\, I_i > = 0$$

из-за ортогональности ядерных функций начального и конечного состояний. Это равенство приводит к исчезновению как кулоновского, так и интерференционного, слагаемых в сечениях /14/ и /15/ и таким образом

$$\sigma(\lambda=0) = \sigma^{\text{яд.}}(\lambda=0).$$

Будем считать, что влиянием ядерного потенциала на относительное движение подбарьерных частиц можно пренебречь. Тогда для вычисления сечения монопольного перехода необходимо задать, кроме кулоновского потенциала относительного движения $U_0^{\text{кул.}}$, лишь ядерный потенциал взаимодействия $U^{\text{яд.}}_{\text{вз.}}$ Так как мы рассматриваем подбарьерные столкновения, где взаимодействие происходит на "хвостах" ядерного потенциала, то нам достаточно задать правильную форму потенциала лишь на краю ядра, в области его резкого спада. На границе ядра /падающего тяжелого иона/ в области $x > R_1$ хорошей аппроксимацией известного потенциала Вудса-Саксона /с параметрами u_0 , $R_1 = r_0 A^{1/3}$, a / является функция:

$$v(x) = -V_0\,\frac{e^{-\alpha x}}{\alpha x}\,, \quad V_0 = \frac{u_0\, R_1\, \alpha}{8}\,\exp(\alpha R_1)\,, \quad \alpha = \frac{1}{a}\,. \qquad /18/$$

Для потенциала такого вида разложение /6/ дает:

$$G^{\lambda\,/\text{яд.}/}_{\bullet t} = 4\pi V_0\, \delta_{\bullet 0}\, \delta_{t0}\,, \quad q^{/\text{яд.}/}_{\lambda}(R) = j_{\lambda}(iaR)\,, \quad q^{/\text{яд.}/}_{\lambda}(r) = h^{(1)}_{\lambda}(iar)\,. \qquad /19/$$

Подставляя $q_{\lambda=0}(r) = h^{(1)}_0(iar)$ в квазиклассическое выражение орбитального интеграла /16/, получим:

$$I_{00}(\theta\xi) = -\frac{1}{2k^2 a} \exp\left[-a\frac{\eta}{k} - \xi \operatorname{arctg}\left(\xi\frac{k}{a\eta}\right)\right] K_{i\xi}\left(\epsilon\sqrt{\xi^2 + \left(a\frac{\eta}{k}\right)^2}\right). \qquad /20/$$

В случае, когда выполняется условие $\xi = \eta_f - \eta_i << 1$, вместо K -функции можно взять первый член ее асимптотического разложения. Тогда

$$\underset{\xi << 1}{I_{00}(\theta\xi)} = -\frac{\sqrt{\pi}}{2k^2 a}\left(2\epsilon a\frac{\eta}{k}\right)^{-1/2} \exp\left[-a\frac{\eta}{k}(1+\epsilon) - \xi \operatorname{arctg}\left(\xi\frac{k}{a\eta}\right)\right]. \qquad /21/$$

Выражение для сечения монопольного перехода получим подстановкой в /15/ орбитального интеграла /21/, причем для сечения упругого рассеяния надо взять резерфордовскую формулу:

$$\frac{d\sigma^{\text{упр.}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{\text{кул.}}}{d\Omega} = \frac{1}{4}\left(\frac{\eta}{k}\right)^2 \sin^{-4}\frac{\theta}{2}\,.$$

Проводя в /15/ интегрирование по всем углам рассеяния, найдем полное сечение

$$\sigma(\lambda=0) = 8\pi^3\left(\frac{V_0}{\hbar v a^2}\right)^2 \exp\left[-4a\frac{\eta}{k} - 2\xi \operatorname{arctg}\left(\xi\frac{k}{a\eta}\right)\right] \left|\langle I_i \| \mathfrak{M}^{(\text{яд.})}_{(\lambda=0)} \| I_f \rangle\right|^2. \qquad /22/$$

Отсюда видно, что сечение экспоненциально растет с ростом энергии падающих частиц, а его абсолютное значение зависит от величины ядерного матричного элемента.

Для оценки величины сечения монопольного возбуждения рассчитаем ядерный матричный элемент $0^+ \to 0^+$ – перехода в ядре, которое можно описать в рамках модели А.С. Давыдова [4]. Данная модель использует параметры β_0 и γ_0, соответствующие минимуму потенциальной энергии по β – и γ – колебаниям, и параметр неадиабатичности μ. В случае $\gamma_0 = 0$ нулевые γ – колебания поверхности ядра могут приводить все же к равновесной форме ядра с параметром γ равнов. $= \Gamma$. В предельном случае $\mu < 1/3$, $\gamma_0 = 0$ и $\Gamma < 15^\circ$ волновые функции основного и возбужденного состояний равны

$$\psi_{nm} = \frac{H_n\left(\frac{\beta-\beta_0}{\mu\beta_0}\right) F\left(-m, 1, \frac{\gamma^2}{2\Gamma^2}\right)}{\left[2^n n!\, \mu\, \beta_0 \sqrt{\pi}\right]^{1/2} \Gamma} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\gamma^2}{2\Gamma^2} + \left(\frac{\beta-\beta_0}{\mu\beta_0}\right)^2\right]\right\}, \qquad /23/$$

причем, например, для основного 0^+ – состояния $n=m=0$, а для 0^+_β – колебательного состояния $n=1$, $m=0$.

Выражение для оператора перехода $\mathfrak{M}^{\text{яд.}}(\lambda=0)$ можно получить, выбрав для плотности нуклонов ступенчатую функцию

$$\rho^{(\text{яд.})}(R)=\begin{cases}\dfrac{3A}{4\pi R_0^3} & R<\mathfrak{R}\\ 0 & R>\mathfrak{R}\end{cases}, \qquad /24/$$

где форма ядра задается в виде:

$$\mathfrak{R}=R_0+\Delta R\,,\qquad \Delta R=R_0\Big(\sum_{\kappa,\ \nu=0,\pm 2} a_\kappa\, D^{(2)}_{\nu\kappa}(\Theta)\, Y_{2\mu}(\Omega_{\vec R})-\frac{\beta^2}{4\pi}\Big)\,,$$

$$a_0=\beta\cos\gamma\,,\qquad a_{\pm 2}=\frac{\beta\sin\gamma}{\sqrt 2}\,.$$

Подставляя теперь /19/ и /24/ в формулу /8/, получим с точностью до членов разложения $\approx\beta^3$ следующее выражение для оператора монопольного перехода:

$$\mathfrak{M}^{(\text{яд.})}(\lambda=0)=\frac{3A}{(4\pi)^{3/2}R_0^3}\int_0^{\mathfrak{R}} j_0(iaR)\,d\vec R=const+\frac{3A}{2(4\pi)^{3/2}}\Big(ch\,aR_0-\frac{sh\,aR_0}{aR_0}\Big)\beta^2 \qquad /25/$$

Остается вычислить ядерный матричный элемент монопольного перехода $\langle I_f\,\|\,\mathfrak{M}(\lambda=0)\,\|\,I_i\rangle$, где оператор и волновые функции заданы формулами /25/ и /23/. В результате выражение для сечения /22/ с возбуждением монопольного $0^+\to 0^+_\beta$ – колебательного перехода примет вид:

$$\sigma(\lambda=0)=\Big(\frac{3AV_0\mu\beta_0^2}{4\pi v a^2}\Big)^2\Big(ch\,aR_0-\frac{sh\,aR_0}{aR_0}\Big)\times \qquad /26/$$

$$\times\exp\Big[-4a\frac{\eta}{k}-2\xi\,\mathrm{arctg}\Big(\xi\frac{k}{a\eta}\Big)\Big]\,.$$

О б с у ж д е н и е

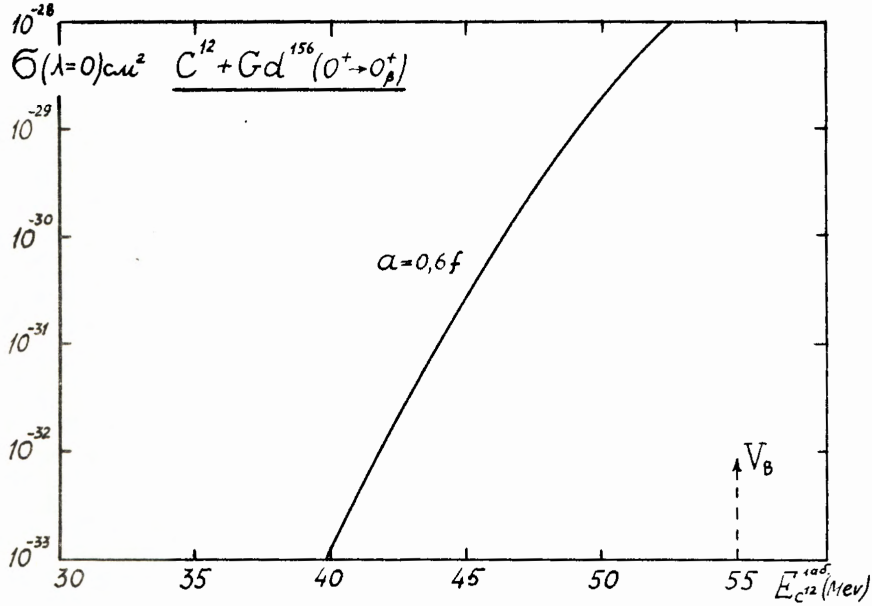
Сделаем оценку величины полученного сечения /26/ для какого-либо конкретного случая. Вычислим, например, сечение возбуждения монопольного перехода $0^+ \to 0^+_\beta$ в Gd^{156} ядерным полем падающих тяжелых ионов C^{12} и Ar^{40}. Для расчета параметров этого поля /18/ можно взять обычные значения параметров саксоновского потенциала $u_0 = 45$ Мэв, $r_0 = 1{,}25f$, $a = 0{,}6\ f$. Параметры ядра Gd^{156}, описываемого в рамках модели А.С. Давыдова, можно взять из работы /5/: $\mu = 0{,}25$, $\beta_0 = 0{,}33$, $E_{0^+_\beta} = 1$ Мэв. Прежде чем проводить расчеты по формуле /26/, необходимо проверить условие /2 / применимости используемых приближений /2/. Подстановка параметров в /2'/ дает $P_{C^{12}} \approx 10^{-3}$, $P_{Ar^{40}} = 3.10^{-5}$, то есть условие $P \ll 1$ в данном случае выполняется. Вычисленные по формуле /26/ сечения представлены как функции энергии падающих ионов на рис. 1 и 2. Видно, что для Ar^{40} как более тяжелой частицы, сечение является более плавной функцией энергии, чем для C^{12}. Поэтому для эксперимента лучше выбирать тяжелые бомбардирующие частицы, так как эффект для них будет начинаться при энергиях более далеких от барьера, чем для легких частиц.

На рис. 2 показана также кривая, рассчитанная для $a = 0{,}4\,f$, то есть для более узкого слоя "размазки" потенциала, чем при $a = 0{,}6\ f$. Сечение при этом уменьшается примерно на два порядка, что свидетельствует о чувствительности эффекта к размерам диффузного слоя ядра. Это можно использовать для определения параметров формы потенциала у поверхности ядра.

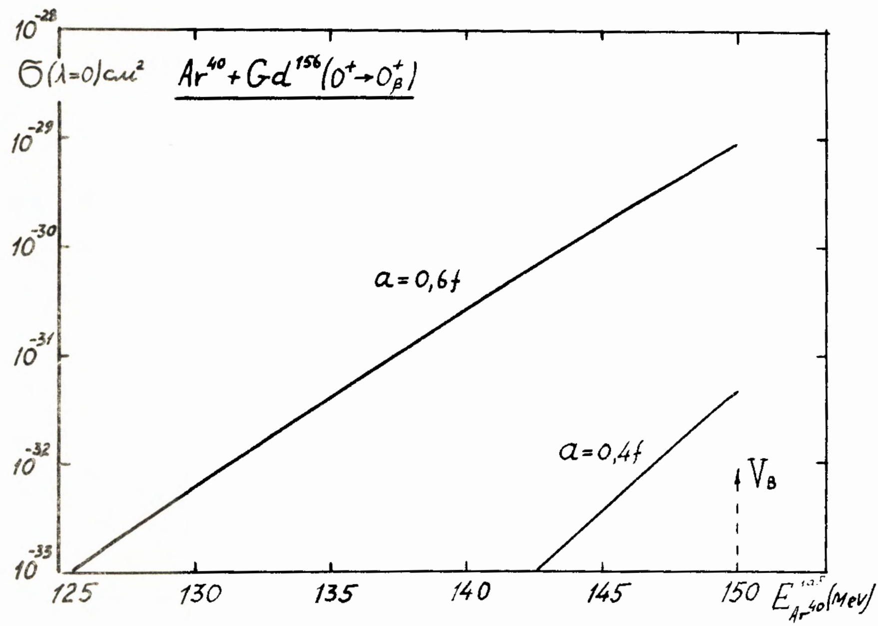
Л и т е р а т у р а

1. К.А. Тер-Мартиросян. ЖЭТФ, 22, 284 /1952/.
2. *K. Alder, A. Bohr* и др. См. сб. "Деформация атомных ядер", ИЛ., 1958.
3. *K. Alder, A. Winther. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 32, 8 (1960).
4. А.С. Давыдов. Вестник МГУ, вып. физ., 1, 56 /1961/; *Nucl. Phys.*, 24, 682 (1961); А.С. Давыдов, В.С. Ростовский, А.А. Чабан. Вестник МГУ, вып.физ., 3, 66 /1961/; *Nucl. Phys.*, 27, 134 (1961).
5. *V.N. Lutsenko. Nucl. Phys.*, 47, 42 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 января 1964 г.



Р и с. 1.



Р и с. 2.

Рис. 1, 2. Сечение возбуждения монопольного $0^+ \to 0^+_\beta$ – перехода в Gd^{156} в зависимости от энергии падающих ионов C^{12} и Ar^{40}.