ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 7131

А.И.Титов

КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛИТИЯ В ОБЛАСТИ ОКОЛОБАРЬЕРНЫХ ЭНЕРГИЙ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

К

P4 - 7131

А.И.Титов

КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛИТИЯ В ОБЛАСТИ ОКОЛОБАРЬЕРНЫХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в ЯФ

§1. Введение

В реакции взаимодействия лития с ядром одним из самых мощных каналов /после упругого рассеяния/ является расщепление лития в поле ядра на альфа-частицу и дейтон. Интерес к таким реакциям обусловлен, с одной стороны, спецификой их механизма в условиях сильной связи каналов развала и упругого рассеяния, с другой, - попыткой извлечь информацию о структуре ядерного взаимодействия, например, потенциалы между сталкивающимися ядрами в области околобарьерных энергий. В этом отношении ионы лития удобны тем, что для них канал расщепления идет в основном только через возбуждение одного низколежащего $^3D_3$ /2,184 Мэв/ состояния лития, которое лежит в непрерывном спектре и быстро распадается. Следующее по энергии возбуждения состояние отличается от основного перестройкой внутренних кластерных функций, и поэтому соответствующие ему матричные элементы потенциала взаимодействия оказываются малыми. Другие уровни лития с большей энергией возбуждения /1,2/ /4,52; 5,5 Мэв и выше/ дают пренебрежимый вклад в сечение, поскольку оно экспоненциально убывает с ростом энергии возбуждения.

Далее, ионы лития относятся к тяжелым ионам, их относительное движение хорошо описывается классической траекторией, и поэтому процесс неупругого рассеяния можно рассматривать в рамках простого, квазиклассического варианта метода сильной связи каналов, развитого для реакций неупругого рассеяния с возбуждением частиц в околобарьерной области энергий /3/.

Ранее качественный анализ сечения возбуждения $^3D_3$ уровня лития проводился для подбарьерных энергий в рамках первого порядка теории кулоновского возбуждения в работе /4/. В работе /5/ то же сечение исследовалось на основе квазиклассического варианта метода искаженных волн в забарьерной области энергий.

Цель настоящей работы - дать конкретный теоретический анализ реакций расщепления лития в наиболее интересной области энергий, вблизи кулоновского барьера, где ядерные силы только начинают вступать в игру, и сравнить полученные результаты с имеющимися экспериментальными данными.

Рассмотрение ведется в рамках метода сильной связи каналов, который позволяет также изучить важный методический вопрос о взаимном влиянии каналов развала и упругого рассеяния. Кроме того, ряд расчетов выполнен для выяснения физики явления - изучена зависимость сечения от структурных параметров лития и роль ядерного взаимодействия в механизме реакции.

§2. Сечение расщепления

В задачах рассеяния тяжелых ионов в силу условия $\eta > 1$ $\left(\eta = \frac{Z_p Z_T e^2}{\hbar v}\right)$ можно использовать квазиклассическое приближение. Для неупругого рассеяния оно сводится к решению задачи в два этапа. Вначале отыскивается классическая траектория $\vec{r}(t)$ относительного движения ядер в поле среднего ядерного и кулоновского потенциала $V(r)$. Затем функция $\vec{r}(t)$ подставляется в оставшуюся часть взаимодействия $V_{int}(\xi,\vec{r})$, которое теперь зависит от времени и координат внутреннего движения ядра - ξ /в данном случае лития/. Потенциал V_{int} играет роль внешнего поля, которое вызывает возбуждение ядра. В случае, когда кинетическая энергия сталкивающихся частиц E_k значительно превосходит энергию возбуждения уровня ΔE, движение центра тяжести альфа-частицы и дейтона в среднем поле $V(r)$ не зависит от их относительного движения. Тогда сечение расщепления лития выражается через амплитуду возбуждения a_I уровня $^3D_3$, который дает основной вклад в канал развала, амплитуду распада из этого состояния Γ_I и сечение "упругого рассеяния центра тяжести" лития $\sigma_{e\ell}$:

$$d\sigma_{dis} = d\ddot{\sigma}_{e\ell} \; F d\vec{q} \; . \qquad /1/$$

Здесь

$$F = \frac{1}{2I_0 + 1} \sum_{M_0 \sigma} \Big| \sum_M \Gamma_I(q\, s\sigma; IM)\, a_I(IM, I_0 M_0) \Big|^2 , \qquad /2/$$

s - спин дейтона, σ - его проекция, $\vec{q}$ - волновой вектор относительного движения альфа-частицы и дейтона. Амплитуда распада Γ_I имеет вид /6/

$$\Gamma_I(q\, s\sigma;\, IM) = \langle s\sigma L M_L | IM \rangle \frac{A(q)}{q} Y_{LM_L}(\hat{q}) , \qquad /3/$$

$$A^2(q) = \frac{h}{\pi} \sqrt{\frac{2E_0}{\mu}} \frac{\Gamma/2}{(h^2 q^2/2\mu - E_0)^2 + \Gamma^2/4} , \qquad /4/$$

где $\mu = \dfrac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$; $m_1 m_2$ - массы дейтона и альфа-частицы, E_0 - резонансная энергия уровня /энергия уровня относительно порога развала/, E_0= 0,713 Мэв, Γ - его ширина /Γ= 21 кэв/, L - орбитальный момент /L= 2/.

Для определения амплитуд a_I нужно решить уравнение Шредингера:

$$ih \frac{\partial \psi(\xi, t)}{\partial t} = [H_0(\xi) + V_{int}(\xi, r(t))]\, \psi(\xi, t) . \qquad /5/$$

Его решение естественно искать в виде разложения:

$$\psi(\xi, t) = \sum_\nu a_\nu e^{-iE_\nu t/h} |\nu\rangle \qquad /6/$$

по функциям ядра в отсутствие внешнего поля

$$H_0 |\nu\rangle = E_\nu |\nu\rangle . \qquad /7/$$

Тогда для a_ν получаем систему связанных уравнений:

$$i\hbar \frac{\partial a_\nu}{\partial t} = \sum_{\nu} e^{i\omega_{\nu\nu'} t} A(\nu\nu') a_{\nu'} \qquad /8/$$

с начальным условием:

$$a_\nu (t = -\infty) = \delta_{\nu\nu_0} , \qquad /9/$$

где

$$\omega_{\nu\nu'} = (E_\nu - E_{\nu'})/\hbar ,$$
$$A(\nu\nu') = \langle\nu| V_{int} |\nu'\rangle , \qquad /10/$$
$$|\nu\rangle = |IMLSN\rangle .$$

Сечение "упругого рассеяния" $\bar{\bar{\sigma}}_{e\ell}$ в /1/ можно представить в виде:

$$\bar{\bar{\sigma}}_{e\ell} = \sigma^{\circ}_{e\ell} \cdot X , \qquad /11/$$

где $\sigma^{\circ}_{e\ell}$- сечение упругого рассеяния на действительной части потенциала $V(r)$, а X - вероятность частицам остаться либо в упругом канале, либо в канале возбуждения $^3D_3$ уровня.

Сечение упругого рассеяния с учетом всех каналов определится по формуле:

$$\sigma_{e\ell} = \bar{\bar{\sigma}}_{e\ell} \cdot P_0 , \qquad /12/$$

где

$$P_0 = \frac{1}{2I_0 + 1} \sum_{M_0} |a_{\nu_0}|^2 .$$

С другой стороны, обычно упругое рассеяние описывают, не выделяя в явном виде канал развала, что соответствует представлению сечения как

$$\sigma_{e\ell} = \sigma^{o}_{e\ell} \cdot \gamma , \qquad /13/$$

где γ выражается через мнимую часть W оптического потенциала:

$$\gamma = exp\,(-\frac{2}{\hbar}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} W(r(t))dt). \qquad /14/$$

Таким образом, множитель γ определяется из экспериментов по упругому рассеянию и имеет смысл вероятности частицам остаться в упругом канале, в то время как величина $1-\gamma$ есть вероятность перехода во все неупругие каналы, включая и канал развала. Итак, из соотношений /11/-/13/ можно определить важную для нас величину χ, которая определяет сечение $\bar{\sigma}_{e\ell}$:

$$\chi = \gamma/P_0 . \qquad /15/$$

Если теперь ввести вероятность возбуждения $^3D_3$ уровня

$$P_1 = \frac{1}{2I_0+1}\sum_{M_1M_0}|a_{\nu_1}|^2 , \qquad /16/$$

то отношение

$$\delta = \frac{P_1}{1-\gamma} \qquad /17/$$

будет определять меру эффективности канала развала по отношению ко всем неупругим канал... ... δ близка к единице, то канала развала - доминирующий.

С учетом формул /1/, /11/, /15/ дифференциальное сечение канала развала принимает вид:

$$d^3\sigma_{dis} = \frac{d\sigma_{e\ell}}{d\Omega_k}\frac{F}{P_0}S(\hat{k},\vec{q};\hat{k}_2 k_1)d\Omega_2 d\vec{k}_1 , \qquad /18/$$

где $\vec{k}$ - волновой вектор относительного движения центров масс, $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ - волновые векторы дейтона и альфа-частицы, $S(\vec{k}\vec{q}; \vec{k}_2\vec{k}_1)$ - якобиан преобразования от переменных $\vec{k}$ и $\vec{q}$ к экспериментально наблюдаемым - $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$. В частном случае, отвечающем обычной постановке экспериментов по развалу, когда обе вылетающие частицы лежат в плоскости пучка, т.е. разность азимутальных углов $\phi_1 - \phi_2$ равна либо нулю - частицы регистрируются по одну второну от пучка, либо π -частицы регистрируются по разные стороны от пучка, якобиан преобразования S имеет вид:

$$S = \frac{1}{k_1 k} \Big| (d_1 - d_2) \{ (d_1 k_1)^2 \frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} + d_1 d_2 k_2^2 \frac{\sin\theta_2}{\sin\theta_1} +$$

$$+ (d_1^2 + d_1 d_2) k_1 k_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \} \Big| , \qquad /19/$$

где

$$d_i = \frac{m_j}{m_i + m_j} (-1)^j ; \quad j, i = 1, 2 ;$$

m_2, m_1- массы альфа-частицы и дейтона. Полное сечение канала развала, проинтегрированное по всем углам вылетающих частиц и импульсу $\hbar q$, равно:

$$\sigma_{dis} = \int \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega_k} \cdot \frac{F}{P_0} \cdot d\Omega_k d\vec{q}. \qquad /20/$$

Таким образом, основная задача нахождения полных и дифференциальных сечений развала сводится к решению системы уравнений /8/ с начальными условиями /9/. Для этого необходимо знать явный вид матричных элементов потенциала взаимодействия.

Получим потенциалы среднего поля $\bar{V}(r)$ и взаимодействия $V_{int}(r)$ с помощью мультипольного разложения полного потенциала, который представим в виде суммы альфа-частичного и дейтонного потенциалов:

$$V(\vec{r}) = \sum_{n=d,\alpha} V_N^n(\vec{r} - d_n \vec{\rho}) + V_c^n(\vec{r} - d_n \vec{\rho}). \qquad /21/$$

Здесь $\vec{r}$ - расстояние между центрами сталкивающихся ядер, а роль внутренней координаты играет вектор $\vec{\rho}$ относительного движения альфа-частицы и дейтона в литии: $\vec{\rho} = \vec{r}_d - \vec{r}_\alpha$. Ядерный потенциал $V_N^n(r)$ состоит из действительной и мнимой частей:

$$V_N^n(r) = -V_0^n f_v^n(r) - iW_0^n f_w^n(r) \qquad /22/$$

с радиальной зависимостью

$$f_x^n(r) = \frac{1}{(1+\exp((r-R_x^n)/b_x^n)}\ ; \quad x = v,\, w\ ; \quad R_x^n = r_{0x}^n \cdot A_T^{1/3}$$

$$f_w^d = (4/b_w^d)\frac{d}{dr}[1+\exp((r-R_w^d)/b_w^d)]^{-1}. \qquad /23/$$

Мультипольное разложение для кулоновской части взаимодействия имеет обычный вид:

$$V_c^n(\vec{r}-d_n\vec{\rho}) = \frac{z_T z_p e^2}{r}\sum_{\lambda\mu}\frac{4\pi}{2\lambda+1}\left(\frac{d_n\rho}{r}\right)^\lambda Y^*_{\lambda\mu}(\hat{r})\,Y_{\lambda\mu}(\hat{\rho}). \qquad /24/$$

Для получения мультипольного разложения ядерной части взаимодействия воспользуемся тем фактом, что при околобарьерных энергиях столкновения основной вклад в амплитуду возбуждения дают лишь хвосты ядерных потенциалов, которые с достаточной степенью точности можно аппроксимировать потенциалом Юкавы:

$$V_N(r) = \tilde{\tilde{V}}_0\,\frac{e^{-\beta r}}{\beta r}\ ; \quad \text{при} \quad \frac{r-R}{b} > 1. \qquad /25/$$

Далее, используя соотношение

$$\frac{e^{-(\vec{r}-d\vec{\rho})\beta}}{\beta|\vec{r}-d\vec{\rho}|} = 4\pi i\sum_{\lambda\mu} j_\lambda(id\beta\rho)\,h^{(1)}(i\beta r)\,Y^*_{\lambda\mu}(\hat{r})\,Y_{\lambda\mu}(\hat{\rho}), \qquad /26/$$

где j_λ и $h_\lambda^{(1)}$ - сферические функции Бесселя и Ханкеля первого рода, получаем, с учетом /24/, мультипольное разложение для полного потенциала в виде:

$$V(\vec{r},\rho) = \sum_{\lambda\mu} \Big(\sum_{n=d,\alpha} [V_{N\lambda}^{n}(r)\mathfrak{M}_N^{n}(\lambda\rho) + V_{c\lambda}^{n}(r)\mathfrak{M}_c^{n}(\lambda\rho)] \; Y_{\lambda\mu}^{*}(\hat{r})Y_{\lambda\mu}(\hat{\rho})\Big), \qquad /27/$$

где

$$V_{N\lambda}^{n} = \bar{\bar{V}}_0^{n}\cdot 4\pi i\, h_\lambda^{(1)}(i\beta r); \quad V_{c\lambda}^{n} = \frac{z_T e^2}{r^{\lambda+1}}\left(\frac{4\pi}{2\lambda+1}\right) \qquad /28/$$

$$\mathfrak{M}_N^{n}(\lambda\rho) = j_\lambda(i\beta_n d_n \rho); \quad \mathfrak{M}_c^{n} = z_n(d_n\rho)^{\lambda}. \qquad /29/$$

В качестве центрального среднего поля естественно брать усредненное по основному состоянию лития полное взаимодействие $V(\vec{r},\vec{\rho})$. Остальные члены разложения взаимодействия определяют $V_{int}(r,\rho)$.

В данной задаче рассматривается область энергий вблизи кулоновского барьера $E \leq U$, где основную роль играет кулоновский потенциал, к которому примешивается хвост ядерного потенциала. Таким образом, траектория частицы остается в основном кулоновской и лишь вблизи ядра испытывает искажение. Это искажение можно учесть простой перенормировкой кулоновской траектории так, как это делалось, например, в работе /1/.

Для вычисления матричных элементов, кроме явного вида операторов перехода $\mathfrak{M}(\lambda\rho)$, необходимо задать еще волновые функции основного и возбужденного состояния лития. Отметим, что структура лития и спектр его состояния изучались в ряде специальных работ /7, 8/. Для нас важным следствием этих работ является возможность выделения в литии коллективной переменной ρ, описывающей относительное движение альфа-частичной и дейтонной ассоциаций, и представления волновых функций его нижайших состояний в виде:

$$|\nu\rangle = \phi_a \phi_d \, [\bar{\phi}_{s\sigma} \, \Phi_{LMN}(\rho)]_{I_\nu M_\nu} \, , \qquad /30/$$

где ϕ_a, ϕ_d - внутренние функции альфа-частичной и дейтонной ассоциаций в литии, $\Phi_{LMN}(\rho)$ - волновая функция их относительного движения, $\bar{\phi}_{s\sigma}$ - спиновая функция состояния.

Обычно в качестве $\Phi_{LMN}(\rho)$ берут осцилляторные функции. Например, функции основного $^3S_1$ и первого возбужденного состояния имеют вид:

$$\Phi_{LM_0}(^3S_1) = \Phi(\xi) Y_{00}(\hat{\rho}) \, ; \quad \Phi_{LM_1} = \Phi(\xi) Y_{2M}(\hat{\rho}) \, , \qquad /31/$$

$$\Phi(\xi) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}\,\sqrt{1.5}} \, \xi^2 e^{-\frac{\xi^2}{2}} \, \frac{1}{R_0^{3/2}} \, ; \quad \xi^2 = \frac{\rho^2}{R_0^2} \, . \qquad /32/$$

Основным параметром здесь является R_0. Он определяет размеры лития, и его значение можно рассчитать в рамках определенных модельных представлений. Мы будем брать R_0 близким к расчетам по методу нуклонных ассоциаций и согласующихся с данными экспериментов по неупругому рассеянию электронов.

§3. Обсуждение результатов

На основе численного решения системы связанных уравнений /8/ исследовалась зависимость сечений развала от структурных параметров лития, вклад ядерного взаимодействия в канал развала, влияние канала развала на упругое рассеяние, и проводились сравнения с имеющимися экспериментальными данными. Параметры ядерных потенциалов взяты из данных по упругому рассеянию альфа-частиц и дейтонов на ядрах /9,10/ и приведены в таблице. Параметр R_0 /формула 32/ и энергия возбуждения во всех расчетах, кроме методических, на рис.1 брались равными: R_0 = 2,05 фм, ΔE = 2,184 Мэв.

3.1. Зависимость от структурных параметров лития

На рис. 1 приведены методические расчеты полных сечений в зависимости от вариации энергий возбуждения уровня ΔE и размеров ядра ^6Li R_0. Результаты сводятся к следующему:

1. На рис. 1в видно, что с увеличением ΔE сечения развала уменьшаются. При этом скорость убывания сечений больше в области кулоновского возбуждения $(E < U_Б)$, чем в области ядерного $(E > U_Б)$. Это объясняется тем, что гасящий фактор $exp(i\Delta Et/h)$ в /8/ с ростом ΔE начинает сильно осциллировать и тем самым уменьшать вклад в сечение лишь в области значений $t \neq 0$, которые соответствуют удаленным участкам траектории, где основной вклад в сечение дает именно кулоновский потенциал.

2. Рис. 1б показывает, что сечения развала увеличиваются с ростом R_0, причем это увеличение почти не зависит от энергии и оказывается, как и следовало ожидать, примерно пропорциональным R_0^4.

3.2. Роль ядерного взаимодействия и эффективность канала развала

Из рис. 2а видно, что включение ядерного взаимодействия приводит к резкому, примерно на порядок величины, росту сечения развала в околобарьерной области. Таким образом, при $E \geq U$ ядерное взаимодействие становится определяющим.

Рис. 2б иллюстрирует эффективность канала развала по отношению ко всем неупругим каналам, т.е. отношение вероятности развала P_1 к вероятности всех неупругих процессов, включая и канал развала. Видно, что с увеличением энергии это отношение резко возрастает и при $E \geq U$ канал развала оказывается доминирующим над всеми остальными неупругими каналами.

3.3. Дифференциальные сечения расщепления лития

Изучение дифференциальных сечений расщепления может дать существенную информацию о деталях механизма реакции и о параметрах ядерного взаимодействия. На рис. 3а,б приведены расчеты таких сечений. Альфа-частицы и дейтоны вылетают в плоскости пучка. Если направление дейтона и его энергия фиксируются, то сечение зависит только от угла вылета альфа-частицы. Особенностью кривых является наличие острых резонансов, которые отстоят иа равных расстояниях $\Delta\theta$ от угла θ_α°, равного углу вылета дейтона. При $\theta_\alpha = \theta_\alpha^\circ \pm \Delta\theta$ энергия относительного движения альфа-частицы и дейтона равна резонансной энергии E_0. Кривые дифференциальных сечений сильно зависят от углов вылета θ_α и θ_d. Действительно, θ_α и θ_d определяют угол рассеяния центра масс θ_k, который вместе с энергией E_k определяет амплитуды возбуждения a_ν.

3.4. Сравнение с экспериментом

На рис. 4 приведено сравнение теоретических расчетов по изложенному здесь методу полных сечений расщеплений лития с экспериментальными данными по реакциям $^6Li+{}^{58}Ni$; ^{120}Sn; ^{208}Pb /11/; ^{127}Au /12/.

В этих экспериментах измерялось лишь полное сечение вылета альфа-частиц, т.е. канал развала не выделялся и в сечение давали вклад также все другие каналы с вылетом альфа-частиц. Тем не менее из рисунка видно, что теоретические кривые сечений развала в основном правильно описывают эксперимент. Некоторые расхождения в области надбарьерных энергий могут быть следствием вклада в сечение других процессов с вылетом α-частиц, например, сечения срыва дейтона, который в расчете не учитывался. Кроме того, надо учитывать, что развитый здесь метод квазиклассического описания развала становится неприменимым при больших энергиях падающих частиц.

В заключенне выражаю искреннюю благодарность В.К.Лукьянову за постоянное внимание и интерес к работе.

Литература

1. F.Ajzenberg-Selove, L.Lauritsen. Nucl.Phys., 11, 1, 1959.
2. F.Ajzenberg-Selove, L.Lauritsen. Energy Levels of the Light Nuclei. Ann.Rev. of Nucl.Sci., 10, 409, 1960.
3. В.К.Лукьянов, А.И.Титов. Препринт ОИЯИ, Е4-6989, Дубна, 1973.
4. J.M.Hausteen, H.W.Wittern. Phys.Rev., 137, 3B, 524, 1965.
5. Я.Грабовский. Acta Phys. Polonica, 26, 1255, 1964.
6. А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. Реакции, рассеяние и распады в нерелятивистской квантовой механике. §27. Наука, М, 1966.
7. Ю.А.Кудеяров, Ю.Ф.Смирнов, М.А.Чеботарев. ЯФ 4, 1048, 1966.
8. Y.C.Tang, K.Wildermuth, L.D.Pearlstein. Phys.Rev., 123, 548, 1961.
9. Lynne McFadden, G.R.Satchler. Nucl.Phys. 84, 177, 1966.
10. F.Hinternerger et al. Nucl.Phys., A111, 265, 1968.
11. K.O.Pfieffer, E.Speth, K.Bethge. Preprint Heidelberg Univ., 1972.
12. C.E.Anderson, W.J.Lnox, A.R.Quinton. Bull. Am. Phys.Soc., 5, 292, 1960.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 мая 1973 года.

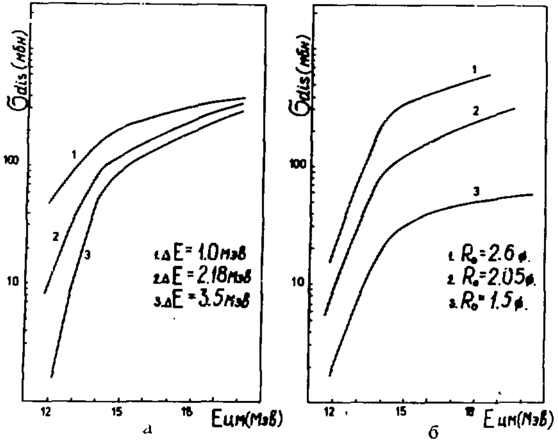

Рис. 1. Полные сечения расщепления лития в реакции типа $^{6}Li + ^{58}Ni \to ^{58}Ni + \alpha + d$ а. R_0 = 2,05 ф; б. ΔE = = 2,184 Мэв.

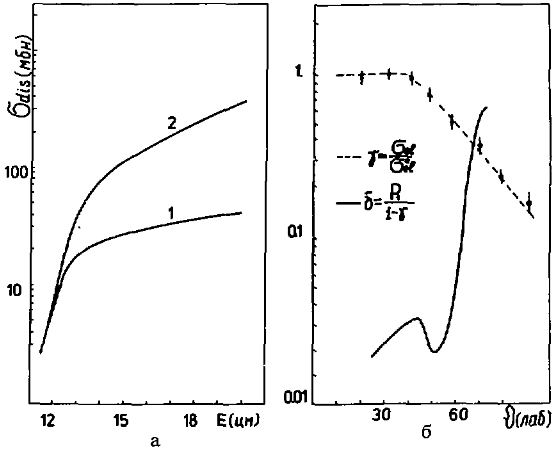

Рис. 2а. Реакции типа $^{6}Li + {}^{58}Ni \rightarrow {}^{58}Ni + \alpha + d$.
Кривая 1 - расчет полного сечения чисто кулоновского расщепления. Кривая 2 - расщепление с учетом вклада ядерных сил. б. Эффективность канала развала. Сплошная кривая - отношение вероятности развала к вероятности всех неупругих процессов, включая канал развала. Пунктирная кривая - вероятность всех неупругих процессов. Экспериментальные точки взяты из работы /11/.

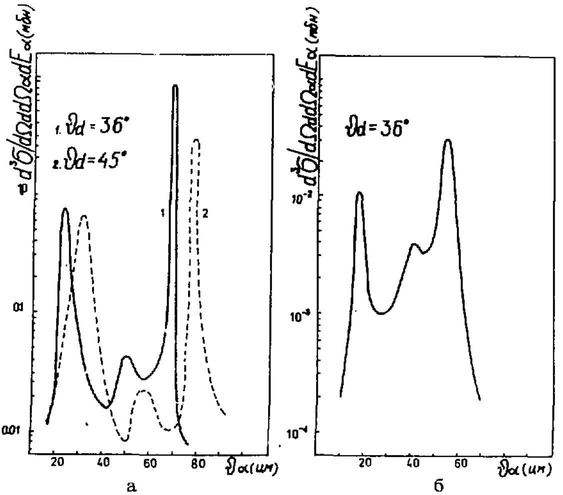

Рис. 3. Дифференциальные сечения расщепления а. Реакция $^{6}Li + {}^{58}Ni \to {}^{58}Ni + a + d$ кинетическая энергия лития $E_{цм}$ = 20 Мэв, энергия дейтонов $E_d = 1/3\,E_{цм}$ б. Реакция $^{6}Li + {}^{208}Pb \to {}^{208}Pb + a + d$, $E_{цм}$ = 23 Мэв, $E_d = 1/3\,E_{цм}$.

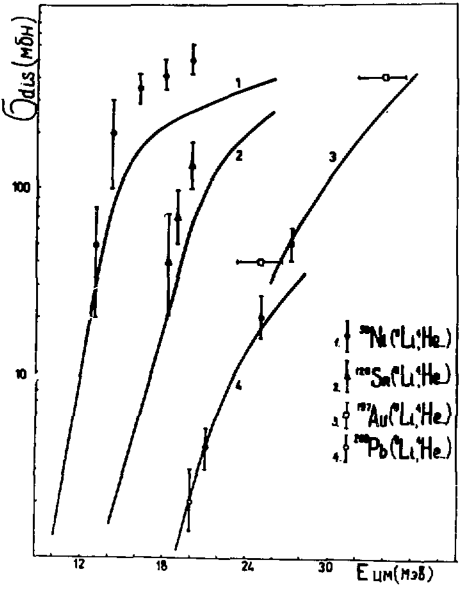

Рис. 4. Сравнение теоретических расчетов полных сечений расщепления лития в поле ядер ^{58}Ni, ^{120}Sn, ^{197}Au, ^{208}Pb с экспериментальными интегральными сечениями вылета α-частиц.

Таблица

n	V_0^n (Мэв)	r_{0V}^n (ф)	b_V^n (ф)	W_0^n (Мэв)	r_{0w}^n (ф)	b_w^n (ф)
$n = a$	185	1,40	0,52	25	1,40	0,52
$n =$ [illegible]	V_D	1,05	b_v	W_D	1,28	b_w

$$V_D = 100 + 2,5 * z_T / A_T^{1/3} - 0.5\,E \text{ (Мэв)}$$

$$b_v = 0,71 + 0,04\, A_T^{1/3}$$

$$W_D = 5 + 2 \cdot A_T^{1/3}$$

$$b_w = 0,71 + 0,02\, A_T^{1/3}$$