

И.85

20

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

П.Н.Исаев

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОВЕКТОРНЫХ МОД
И ДИСПЕРСИЯ ЗАРЯДОВЫХ РАСПРЕДЕ-
ЛЕНИЙ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЁЛЫМИ
ИОНАМИ

ПРЕПРИНТ 80-178

БИБЛИОТЕКА
ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1980 г.



Новосибирск

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОВЕКТОРНЫХ МОД И ДИСПЕРСИЯ ЗАРЯДОВЫХ
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

П. Н. Исаев

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрены вклады $\delta\sigma_z^2$ реальных изовекторных фононов в дисперсию зарядовых распределений при фиксированной массовой асимметрии продуктов реакции глубоко-неупругих передач. Возбуждение изовекторных фононов двойной системы обусловлено релаксацией неравновесной флуктуации изовекторной плотности в момент контакта сталкивающихся ядер. Получены оценки $\delta\sigma_z^2$ в зависимости от конфигураций двойной системы в момент ее распада.

1. Введение

В настоящее время считается общепринятой трактовка экспериментов по глубоко-неупругим столкновениям тяжелых ионов с точки зрения образования и эволюции двойной ядерной системы, динамику которой можно описать с помощью небольшого числа коллективных степеней свободы /1/. В первую очередь это глобальные степени свободы Q , описывающие сравнительно медленную эволюцию формы и ориентации двойной системы. Кроме того, важную роль в динамике двойной системы играют сравнительно быстрые высоколежащие коллективные моды. В частности, возбуждение изоскалярных мод, благодаря их большой частоте и сильной связи с относительным движением, может стать одним из основных каналов диссипации кинетической энергии /2,3/.

Сильная связь глобального и внутреннего (одночастичного и коллективного) движения приводит к тому, что собственные моды сталкивающихся ядер в значительной мере искажаются, трансформируясь в собственные моды ядерной системы. Это искажение проявляется прежде всего в том, что матрица плотности и среднее поле существенным образом зависят от глобальных переменных Q , определяющих форму и равновесные свойства при заданной конфигурации двойной системы. По этой причине рассмотрение высоколежащих коллективных мод необходимо вести в рамках адиабатической теории возмущений, точно учитывающей все эффекты искажения введением подвижного базиса для фононов. Микроскопическое построение коллективного гамильтониана глобального движения на основе метода обобщенной матрицы плотности /4/ проводилось в работе /5/. Связь быстрых коллективных мод и глобального движения рассматривалась в работе /6/.

Наличие связи с глобальным движением должно проявляться прежде всего в понижении собственных частот коллективных мод двойной системы. Кроме того, за счет виртуальных переходов в возбужденные изовекторные состояния двойной системы появляется корреляция изовекторной плотности /7/, что приводит к наблюдаемым следствиям: конечной дисперсии σ_z^2 зарядовых распределений продуктов распада двойной системы по каналам с фикси-

рованной массовой асимметрией /8,9/. Дисперсия зарядовых распределений появляется и в случае распада двойной системы из возбужденного коллективного состояния /7/.

В настоящей работе мы рассмотрим один из возможных механизмов возбуждения изовекторных мод и их вклад в дисперсию зарядовых распределений. Рассмотрение будем вести в рамках приближения одного перехода /10/. Мы убедимся (раздел 2), что как и в случае изоскалярных мод /2,3/, важную роль в механизме возбуждения играет нарушение адиабатичности в момент контакта сталкивающихся ядер: формфакторы связи изовекторных мод претерпевают резкие изменения за сравнительно короткие времена $\approx 10^{-22}$ сек. Это позволит нам в разделе 3 предположить, что по отношению к продольным изовекторным модам, аналогичным дипольному резонансу в обычных ядрах, контакт сталкивающихся ядер происходит мгновенно, что дает возможность оценить вероятность возбуждения таких мод и их вклад в дисперсию зарядовых распределений. Использование подвижного базиса для фононов автоматически учитывает только реальные переходы, не связанные с искажением самого базиса.

2. Формфакторы связи изовекторных мод на начальной стадии реакции

Рассмотрим начальную стадию реакции, когда форма сталкивающихся ядер еще не успела достаточно сильно измениться (динамическая деформация еще невелика) и собственные моды можно рассматривать независимо для каждого ядра. В дальнейшем, образование двойной системы исказит эту простую картину, трансформируя коллективные моды каждого ядра в собственные моды двойной системы. Нам важно убедиться, что предпосылки для возбуждения изовекторных мод создаются уже на начальной стадии.

Коллективные моды мы будем рассматривать в рамках приближения одного перехода /10/. Предполагается, что характерные частоты одночастичных переходов $|\epsilon_1 - \epsilon_2|$ в матричных элементах эффективного поля V_ν (12) (ν - квантовые числа фонона) локализованы вблизи $\bar{\omega}_\nu$ на ширине $\Delta\omega \ll |\omega_\nu - \bar{\omega}_\nu|$. Другими словами, коллективный уровень ω_ν "хорошо отщепляется" от группы

характерных для данной моды одночастичных переходов. Предположим также, что остаточное взаимодействие V_{ab} зависит от координат частиц, но не от импульсов

$$V_{ab} = V_0(\vec{r}_a, \vec{r}_b) + \tau_3^a \tau_3^b V_3(\vec{r}_a, \vec{r}_b) \quad (1)$$

Здесь τ_3 - изоспиновая матрица Паули, V_0 и V_3 - изоскалярная и изовекторная компоненты остаточного взаимодействия.

В этих приближениях из уравнений RPA после перехода к координатному представлению получим ($\Omega_\nu^2 = \omega_\nu^2 - \bar{\omega}_\nu^2$):

$$\Omega_\nu^2 \rho_\nu^0(\vec{r}) + \frac{1}{m} \text{div} \{ \rho_0(\vec{r}) \nabla V_\nu^0(\vec{r}) + \rho_3(\vec{r}) \nabla V_\nu^3(\vec{r}) \} = 0 \quad (2)$$

$$\Omega_\nu^2 \rho_\nu^3(\vec{r}) + \frac{1}{m} \text{div} \{ \rho_0(\vec{r}) \nabla V_\nu^3(\vec{r}) + \rho_3(\vec{r}) \nabla V_\nu^0(\vec{r}) \} = 0 \quad (3)$$

где $\rho_\nu^i(\vec{r})$, $V_\nu^i(\vec{r})$, $i=0,3$ - изоскалярные и изовекторные компоненты переходной плотности и эффективного поля, связанные между собой условиями согласования

$$V_\nu^i(\vec{r}) = \int d^3r' V_i(\vec{r}, \vec{r}') \rho_\nu^i(\vec{r}') \quad (4)$$

$\rho_0(\vec{r}) = \rho_n(\vec{r}) + \rho_p(\vec{r})$ и $\rho_3(\vec{r}) = \rho_n(\vec{r}) - \rho_p(\vec{r})$ - изоскалярная и изовекторная плотности вещества. В этом же приближении условия нормировки имеют вид

$$\int d^3r \left(V_\nu^0(\vec{r}) \rho_\nu^0(\vec{r}) + V_\nu^3(\vec{r}) \rho_\nu^3(\vec{r}) \right) = \delta_{\nu\mu} \frac{\Omega_\nu^2}{2\omega_\nu} \quad (5)$$

Для простоты будем рассматривать столкновения сферических ядер. Пренебрегая эффектами смешивания по изоспину ($\beta_3 = 0$), в случае локального остаточного взаимодействия

$$V_3(\vec{r}, \vec{r}') = G_3 \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (6)$$

в пределе малой диффузности ($\rho_\nu(\vec{r}) = \rho_\nu = \text{const}$ внутри ядра) из (2.3), (2.4) находим ($\nu = \lambda\mu$, λ - момент, μ - его проекция)

$$\Delta V_{\lambda\mu}^3(\vec{r}) + K_\lambda^2 V_{\lambda\mu}^3(\vec{r}) = 0, \quad V_{\lambda\mu}^3(\vec{r}) = G_3 \rho_{\lambda\mu}^3(\vec{r}), \quad K_\lambda^2 = \frac{m \Omega_\lambda^2}{G_3 \rho_0} \quad (7)$$

с граничным условием на поверхности

$$\left(\frac{\partial V_{\lambda\mu}^3}{\partial r} \right)_{R_0} = 0 \quad (8)$$

Нормированная переходная плотность в этом случае имеет вид

$$\rho_{\lambda\mu}^s(\vec{r}) = \frac{1}{X_\lambda} \left(\frac{\rho_0 k_\lambda^2}{m\omega_\lambda R_0^3} \right)^{1/2} j_\lambda(k_\lambda r) Y_{\lambda\mu}^*(\vec{n}) \quad (9)$$

где $X_\lambda^2 = j_\lambda^2(z_\lambda) \left(1 - \frac{\lambda(\lambda+1)}{z_\lambda^2} \right)$, $z_\lambda = k_\lambda R_0$ - первый корень уравнения $j_\lambda'(z) = 0$. Хотя переходная плотность (9) имеет объемный характер, фактически она сосредоточена вблизи поверхности ядра, спадая внутрь по степенному закону. По этой причине, с целью упрощения расчетов формфакторов связи, мы будем рассматривать вместо (6) феноменологическое остаточное взаимодействие QQ - типа

$$V_i(\vec{r}, \vec{r}') = \alpha_\lambda^i \sum_\mu \rho_{\lambda\mu}(\vec{r}) \rho_{\lambda\mu}^*(\vec{r}'), \quad \rho_{\lambda\mu}(\vec{r}) = r^\lambda Y_{\lambda\mu}^*(\vec{n}) \quad (10)$$

которое генерирует поверхностные изоскалярные и изовекторные моды /IO/. Следуя /II/, положим

$$\alpha_\lambda^0 = - \frac{4\pi}{2\lambda+1} \frac{m\omega^2}{A \langle r^{2\lambda-2} \rangle} \quad \alpha_\lambda^3 = \frac{\pi V_1}{A \langle r^{2\lambda} \rangle} \quad (11)$$

где $V_1 \approx 130$ МэВ, $\langle r^\lambda \rangle = A^{-1} \int d^3r \rho_0(\vec{r}) r^\lambda$; $\omega = 41 A^{-1/3}$ МэВ. Средняя частота $\bar{\omega}_\lambda = \lambda \omega$ (переходы с $\Delta N = \lambda$). Спектр и переходная плотность изовекторной моды имеют вид

$$\omega_{3\lambda} = c_{3\lambda} A^{-1/3} = \left(\bar{\omega}_\lambda^2 + \frac{\lambda(2\lambda+3)}{4} \frac{V_1}{m R_0^2} \right)^{1/2} \quad (12)$$

$$\rho_{\lambda\mu}^3(\vec{r}) = \frac{N_\lambda^3}{R_0^2} \delta(r-R_0) Y_{\lambda\mu}^*(\vec{n}), \quad N_\lambda^3 = A^{1/3} \left(\frac{3\lambda}{8\pi m R_0^2 c_{3\lambda}} \right)^{1/2} \quad (13)$$

Различие аппроксимаций (6) и (9) невелико. Так, например, отношение ξ_λ мультипольных моментов

$$M(\lambda\mu) = \int d^3r r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\vec{n}) \rho_{\lambda\mu}^3(\vec{r}) \quad (14)$$

для факторизованного (10) и локального (6) остаточного взаимодействия равно

$$\xi_\lambda = \left| \frac{M_{\text{нов}}(\lambda\mu)}{M_{\text{объем}}(\lambda\mu)} \right|^2 = \left(\frac{z_\lambda^2 - \lambda(\lambda+1)}{2\lambda} \right)^{1/2} \quad (15)$$

и при не слишком больших λ мало отличается от единицы ($\xi_1 = 1.08$, $\xi_2 = 1.14$, $\xi_3 = 1.18$).

В несимметричных ядрах ($N \neq Z$) собственные моды смешаны по изоспину. В первом порядке по $\eta = \frac{N-Z}{A}$ изоскалярная

примесь $\delta\rho_{\lambda\mu}^e$ в почти изовекторной моде имеет вид /IO/

$$\delta\rho_{\lambda\mu}^e(\vec{r}) = \eta_\lambda \rho_{\lambda\mu}^s(\vec{r}), \quad \eta_\lambda = \eta \frac{1}{1 + \frac{4m\omega^2 R_0^2}{(2\lambda+1)V_1}} = \eta \frac{1}{1 + \frac{1.8}{2\lambda+1}} \quad (16)$$

Приступим к расчетам формфакторов связи. Напомним, что в гармоническом приближении фоновая часть обобщенной матрицы плотности имеет вид /IO/

$$\delta R = \sum_\nu (\rho_\nu A_\nu^+ + \rho_\nu^+ A_\nu) \quad (17)$$

где A_ν и A_ν^+ - базис-операторы фононов. В нашем случае невозмущенный коллективный гамильтониан фононов сталкивающихся ядер A и B имеет осцилляторный вид

$$H_0 = \sum_{\lambda\mu} \omega_\lambda^A \left(A_{\lambda\mu}^+ A_{\lambda\mu} + \frac{1}{2} \right) + \sum_{\lambda\mu} \omega_\lambda^B \left(B_{\lambda\mu}^+ B_{\lambda\mu} + \frac{1}{2} \right) \quad (18)$$

где $A_{\lambda\mu}$ и $B_{\lambda\mu}$ - базис-операторы фононов соответствующих ядер. Связь с относительным движением в линейном по фононам приближении имеет вид

$$H_1 = \sum_{\lambda\mu} \left\{ (F_{\lambda\mu}^A(\vec{R}) A_{\lambda\mu}^+ + F_{\lambda\mu}^B(\vec{R}) A_{\lambda\mu}) + (A \rightarrow B, \vec{R} \rightarrow -\vec{R}) \right\} \quad (19)$$

где $\vec{R} = \vec{R}_B - \vec{R}_A$ - относительный радиус вектор, $F_{\lambda\mu}(\vec{R})$ - формфактор связи с относительным движением.

Конкретные выражения для формфакторов связи получим, сворачивая переходную плотность фононов с внешним полем, индуцируемым ядром - партнером. Рассмотрим сначала вклад изовекторной компоненты оптического потенциала /II/, создаваемого ядром

B на ядре A :

$$U_3^{\text{опт}}(\vec{r}) = \frac{U_3}{4} \frac{N_B - Z_B}{A_B} f_B(|\vec{r} - \vec{R}|) \quad (20)$$

где $f_B(r) = [1 + \exp(\frac{r-R_0^B}{c})]^{-1}$ с параметрами $U_3 \approx 100$ МэВ, $R_0^B = 1.25 A_B^{1/3}$ фм, $c = 0.65$ фм. Интегрируя (20) с изовекторной переходной плотностью (13), для соответствующего вклада в формфактор связи получим:

$$F_{1\lambda\mu}^A(\vec{R}) = F_{1\lambda}^A(R) Y_{\lambda\mu}^*(\vec{n}_0) \quad \vec{n}_0 = \vec{R}/R \quad (21)$$

$$F_{1\lambda}^A(R) = \frac{U_3}{4} \frac{N_B - Z_B}{A_B} A_A^{1/3} \left(\frac{3\pi\lambda}{2} \frac{1}{m R_0^2 c_{3\lambda}} \right)^{1/2} g_\lambda^A(R) \quad (22)$$

$$g_\lambda^A(R) = \int_{-1}^{+1} dz P_\lambda(z) f_B(\sqrt{(R_0^A)^2 + R^2 - 2R_0^A R z}) \quad (23)$$

Здесь $P_\lambda(z)$ — полином Лежандра.

Изоскалярная примесь (16) в почти изовекторной моде означает, что в несимметричных ядрах ($\eta \neq 0$) колебания нейтронов относительно протонов будут сопровождаться колебаниями формы ядра. Представим изоскалярную примесь $\delta R^{(0)}$ обобщенной матрицы плотности в виде

$$\delta R^{(0)} = \rho_0 \delta(\bar{r} - R_0^A) \sum_{\lambda\mu} R_0^A \alpha_{\lambda\mu}^A Y_{\lambda\mu}^*(\vec{n}) \quad (24)$$

где $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda-\mu}^+ (-)^M$ — тензорный оператор деформации поверхности ядра. Сравнивая (24) с выражением для $\delta R^{(0)}$ через операторы $A_{\lambda\mu}$ и $A_{\lambda\mu}^+$ (17), находим

$$\alpha_{\lambda\mu}^A = \eta_\lambda \frac{N_{A1}^3}{\rho_0 (R_0^A)^3} (A_{\lambda\mu}^+ + (-)^M A_{\lambda-\mu}) \quad (25)$$

Связь изоскалярной примеси с относительным движением как и в /2/ определяется из вариации *proximity* — потенциала $U_p(s)$ взаимодействия сталкивающихся ядер, зависящего только от расстояния между поверхностями /12/ :

$$S = [R - R_0^A (1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}^A Y_{\lambda\mu}^*(\vec{n}_0)) - R_0^B (1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}^B Y_{\lambda\mu}^*(-\vec{n}_0))] / c_p \quad (26)$$

где $c_p \approx 1$ фм, $\vec{n}_0 = \vec{R}/R$.

Разлагая $U_p(s)$ по степеням $\alpha_{\lambda\mu}$ и ограничиваясь линейным приближением, получим соответствующий вклад $F_{2\lambda\mu}^A(\vec{R}) = F_{2\lambda}^A(R) Y_{\lambda\mu}^*(\vec{n}_0)$ в формфактор связи, где

$$F_{2\lambda}^A(R) = 4\pi \gamma r_0^2 \phi(s) \frac{A_B^{1/3}}{A_A^{1/3} + A_B^{1/3}} \eta_\lambda \left(\frac{2\pi\lambda}{3} \frac{1}{m r_0^2 c_{3\lambda}} \right)^{1/2}, \quad \lambda \geq 2 \quad (27)$$

Здесь $\gamma = 0,955$ МэВ/фм² — коэффициент поверхностного натяжения, $\phi(s)$ — универсальная функция, протабулированная в /12/. При $\lambda = 1$ частота изоскалярной моды равна нулю, что соответствует смещению центра масс, которое уже учтено уравнениями относительного движения.

Аналогичным образом можно учесть кулоновский вклад в формфактор связи. Предполагая, что кулоновское поле налетающего иона эквивалентно полю точечного заряда, помещенного в его центр, получим $F_{3\lambda\mu}^A(\vec{R}) = F_{3\lambda}^A(R) Y_{\lambda\mu}^*(\vec{n}_0)$, где

$$F_{3\lambda}^A(R) = - \frac{Z_B e^2}{R} \left(\frac{R_0^A}{R} \right)^\lambda \frac{A_A^{1/3}}{2\lambda+1} \left(\frac{3\pi\lambda}{2} \frac{1}{m r_0^2 c_{3\lambda}} \right)^{1/2} \begin{cases} 1, & \lambda=1 \\ (1-\eta_\lambda), & \lambda \geq 2 \end{cases} \quad (28)$$

Суммарный формфактор связи представляет собой сумму вкладов (22), (26) и (27).

На рис. 1 и 2 приведены графики радиальных формфакторов $F_{2\lambda}(R)$ и $F_{3\lambda}(R)$ при $\lambda = 1, 2$, построенные по формулам (22), (23) и (27) для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ и $^{132}\text{Xe} + ^{204}\text{Bi}$. Поскольку кулоновские формфакторы меняются за время порядка времени поворота траектории ($\sim 10^{-21}$ сек), их вклад в возбуждение изовекторных мод невелик. Глубина взаимного проникновения при характерных для глубоко-неупругих столкновений значения энергии составляет $\varepsilon = 2 + 3$ фм. Хорошо видно, что на этом интервале формфакторы связи дипольных изовекторных мод претерпевают резкие изменения. При энергиях не менее 3 МэВ/нуклон над кулоновским барьером, эти формфакторы резко возрастают (почти на порядок) за время $\lesssim 10^{-22}$ сек, что подтверждает нарушение адиабатичности и создает предпосылки для возбуждения изовекторных мод уже в исходных ядрах.

Отметим существенную роль эффектов смешивания по изоспину для изовекторных мод с $\lambda \geq 2$. Если по сравнительно больших расстояниях $F_{2\lambda}(R)$ в целом компенсирует $F_{3\lambda}(R)$, то по мере роста ε учет изоскалярной примеси приводит к усилению формфактора связи.

3. Оценки вклада реальных фононов в дисперсию зарядовых распределений

В предыдущем разделе мы убедились, что уже на начальной стадии реакции создаются предпосылки для возбуждения изовекторных мод. Необходимо, однако, иметь в виду, что формфакторы связи вызывают как реальные рождение фононов, так и виртуальные переходы обуславливающие искажение их волновых функций. Кроме того, образование и эволюция двойной системы сделает эффекты искажения еще более существенными, трансформируя изовекторные моды каждого ядра в собственные моды двойной системы и искажая тем самым простую картину независимых мод (раздел 2). К сожалению, практически трудно проследить весь этот процесс от начала до конца. Однако задачу можно упростить, если воспользоваться тем, что время контакта ($\lesssim 10^{-22}$ сек) сравнительно мало, а характерная энергия продольной квазидипольной моды (аналогичной дипольному резонансу в обычных ядрах) составляет $\omega_1 \approx 80 / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$

$\sim 7+10 \text{ МэВ} / 13 /$. Тогда по отношению к этой моде приближенно можно считать, что контакт сталкивающихся ядер происходит мгновенно. В этот момент состояние двойной системы $|\psi\rangle$, вообще говоря, отлично от равновесного $|0, Q\rangle$ и содержит небольшую примесь однофоновых состояний $|\nu, Q\rangle$

$$|\psi\rangle = |0, Q\rangle + \sum_{\nu} c_{\nu} |\nu, Q\rangle \quad |c_{\nu}| \ll 1 \quad (29)$$

где глобальные переменные Q описывают конфигурацию двойной системы в момент контакта. Наличие примеси однофоновых состояний означает, например, что изовекторная плотность в двойной системе в момент контакта отлична от своего равновесного значения $\bar{\rho}_3(\vec{r}) = \frac{N-Z}{A} \rho_0$. На такую возможность указывает успех *proximity*-формализма в описании потенциала взаимодействия двух сложных ядер, где предполагается, что в случае их взаимного проникновения плотность вещества в области перекрытия равна сумме плотностей исходных ядер $/12/$. При этом хорошо воспроизводятся данные по упругому рассеянию и, что особенно важно, данные по сечениям слияния $/14/$.

Пусть в момент контакта двойная система имеет форму, изображенную на рисунке 3а. Для простоты мы предполагаем, что плотность вещества ρ_0 постоянна по всему объему двойной системы. Не представляет труда рассмотреть и другой вариант, когда плотность вещества в области перекрытия складывается из невозмущенных плотностей исходных ядер. Ниже мы убедимся, в обоих случаях результаты получаются одинаковыми. Размер области перекрытия ε имеет порядок диффузности, $Z_1 A_1$ и $Z_2 A_2$ — заряды и массы сталкивающихся ядер, S — площадь контакта. Изовекторная плотность отлична от своего равновесного значения и равна

$$\rho_3(\vec{r}) = \begin{cases} \rho_0 \frac{N_1 - Z_1}{A_1} & \text{в области I} \\ \rho_0 \frac{N_2 - Z_2}{A_2} & \text{в области II} \end{cases} \quad (30)$$

Отсюда для флуктуации $\delta\rho_3(\vec{r}) = \rho_3(\vec{r}) - \bar{\rho}_3(\vec{r})$ изовекторной плотности находим

$$\delta\rho_3(\vec{r}) = \begin{cases} 2\rho_0 \left(\frac{Z}{A} - \frac{Z_1}{A_1} \right) & \text{в области I} \\ 2\rho_0 \left(\frac{Z}{A} - \frac{Z_2}{A_2} \right) & \text{в области II} \end{cases} \quad (31)$$

Чтобы найти коэффициенты c_{ν} в (29), приравняем среднее значение оператора изовекторной плотности $/10/$

$$\hat{\rho}_3(\vec{r}) = \hat{\rho}_3^0(\vec{r}) + \sum_{\nu} (\rho_{\nu}^3(\vec{r}) A_{\nu}^{+} + \hat{\rho}_{\nu}^3(\vec{r}) A_{\nu}) \quad (32)$$

по состоянию $|\psi\rangle$ и $\rho_3(\vec{r})$ из (30). В результате получим

$$\delta\rho_3(\vec{r}) = \sum_{\nu} (c_{\nu} \hat{\rho}_{\nu}^3(\vec{r}) + c_{\nu}^{*} \rho_{\nu}^3(\vec{r})) \quad (33)$$

Используя условие ортонормировки (5) и пренебрегая для простоты эффектами смешивания по изоспину, получим

$$c_{\nu} = \frac{2\omega_{\nu}}{\Omega_{\nu}^2} \int d^3r \delta\rho_3(\vec{r}) V_{\nu}^3(\vec{r}) \quad (34)$$

где эффективное поле $V_{\nu}^3(\vec{r})$ удовлетворяет уравнению (7) в объеме двойной системы с граничным условием

$$\left(\frac{\partial V_{\nu}^3}{\partial n} \right)_{\Sigma(Q)} = 0 \quad (35)$$

на ее поверхности $\Sigma(Q)$. Учитывая это, после разбиения интеграла (34) по областям I и II (где $\delta\rho_3 = \text{const}$) и перехода к интегрированию по поверхности, находим

$$c_{\nu} = - \frac{2\omega_{\nu} c_s^2}{\Omega_{\nu}^4} 2\rho_0 \left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_2}{A_2} \right) \int_S d\vec{r} \cdot \nabla V_{\nu}^3(\vec{r}) \quad (36)$$

Здесь интегрирование ведется по площади контакта S , $c_s^2 = \frac{G_s \rho_0}{m}$ — скорость изовекторного звука. Площадь контакта оценим по числу частиц в области перекрытия

$$SA = \rho_0 S \varepsilon = \frac{4\pi}{3} \rho_0 \varepsilon^2 \bar{R} \quad (37)$$

где $\bar{R} = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ — приведенный радиус сталкивающихся ядер.

Отсюда

$$S = \frac{4\pi}{3} r_0 \varepsilon \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \quad (38)$$

После применения к интегралу (36) теоремы о среднем для вероятности возбуждения $\omega_{\nu} = |c_{\nu}|^2$ находим

$$\omega_{\nu} = \frac{16\omega_{\nu}^2 c_s^4}{\Omega_{\nu}^8 r_0^2} \left(\frac{4\pi}{3} r_0^3 \rho_0 \right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{r_0} \right)^2 \left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_2}{A_2} \right)^2 \frac{A_1^{2/3} A_2^{2/3}}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} \left| \left(\frac{\partial V_{\nu}^3}{\partial z} \right)_{\vec{r}_{\nu}} \right|^2 \quad (39)$$

где \vec{r}_{ν} — некоторая точка на поверхности контакта S . Для оценки заменим $\left| \left(\frac{\partial V_{\nu}^3}{\partial z} \right)_{\vec{r}_{\nu}} \right|^2$ характерным значением $\langle \left| \frac{\partial V_{\nu}^3}{\partial z} \right|^2 \rangle$

которое получим из условия нормировки. Поскольку продольные и поперечные размеры двойной системы имеют одинаковый порядок, то

$$\left\langle \left| \frac{\partial V_r^3}{\partial z} \right|^2 \right\rangle \approx \frac{1}{3} \langle |\nabla V_r^3|^2 \rangle \quad (40)$$

Характерное значение $\langle |\nabla V_r^3|^2 \rangle$ получим из нормировки (5), подставляя туда переходную плотность из (3):

$$\langle |\nabla V_r^3|^2 \rangle = \frac{1}{A} \int d^3r f_c |\nabla V_r^3(\vec{r})|^2 = \frac{m \Omega_v^4}{2 \omega_v A} \quad (41)$$

Подставляя (40), (41) в (39) получим оценку

$$\bar{w}_v \approx \frac{8}{3} \frac{m \omega_v}{\Omega_v^4} \left(\frac{4\pi}{3} r_0^3 f_c \right)^2 \left(\frac{\xi}{r_0} \right)^2 \frac{1}{A} \frac{A_1^{2/3} A_2^{2/3}}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} \left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_2}{A_2} \right)^2 \quad (42)$$

Отсюда видно, что в первую очередь возбуждаются квазидипольные изовекторные моды. Кроме того, $\bar{w}_v = 0$ при $\frac{Z_1}{A_1} = \frac{Z_2}{A_2}$, когда изовекторные плотности исходных ядер совпадают с изовекторной плотностью в двойной системе. В высокочастотном пределе ($\omega_v \gg \omega_v$, $\omega_v \approx \Omega_v$) из (42) получим

$$\bar{w}_v \approx \frac{8}{3} \frac{b_{сим}^2}{\omega_v^3 m r_0^2} \left(\frac{4\pi}{3} r_0^3 f_c \right)^2 \left(\frac{\xi}{r_0} \right)^2 \frac{1}{A} \frac{A_1^{2/3} A_2^{2/3}}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} \left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_2}{A_2} \right)^2 \quad (43)$$

где $m \xi^2 = b_{сим} = 50$ МэВ / II. Подставляя сюда оценку частоты квазидипольной моды $\omega_1 \approx 80 / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ МэВ и положив $\xi \approx 2$ фм, $r_0 = 1,2$ фм, $f_c = 0,17$ фм⁻³, получим

$$\bar{w}_1 \approx 1,6 \left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_2}{A_2} \right)^2 \frac{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}{A} A_1^{2/3} A_2^{2/3} \quad (44)$$

Получим численные значения \bar{w}_1 для некоторых реакций. Для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ оценка (44) дает $\bar{w}_1 \approx 0,02$, тогда как для более асимметричных ядер $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ из (44) получим $\bar{w}_1 \approx 0,1$. Таким образом, вероятность \bar{w}_1 для асимметричных входных каналов составляет несколько процентов, достигая в случае сильно асимметричных ядер величины $\sim 10\%$. Вклад от поперечных мод будет значительно меньше поскольку их частота сравнима с частотами исходных ядер.

Теперь получим оценку дополнительного вклада $\delta \sigma_z^2$ в дисперсию зарядовых распределений при фиксированной массовой асимметрии продуктов распада двойной системы, предполагая, что дальнейшая эволюция двойной ядерной системы в силу адиабатичности не изменит амплитуд C_ν и вероятностей w_ν возбужденных состояний.

При этом структура возбужденного состояния $|v, Q\rangle$ может в значительной степени измениться за счет сильной связи с глобальным движением. В работе /10/ мы показали, что дисперсия зарядовых распределений в случае распада двойной системы из возбужденного состояния $|v, Q\rangle$ равна

$$\sigma_{z\nu}^2 = 3 |Z_1^v|^2 \quad (45)$$

где

$$Z_1^v = - \frac{1}{2} \int_{\Omega_1} d^3r \rho_v^3(\vec{r}) \quad (46)$$

Здесь Q_1 соответствует конфигурации двойной системы в момент ее распада, Ω_1 - область интегрирования со стороны легкого фрагмента от плоскости, по которой произойдет разрыв шейки (положение этой плоскости фиксировано массовой асимметрией продуктов распада), $\rho_v^3(\vec{r})$ - переходная плотность однофононного состояния двойной системы с конфигурацией Q_1 .

Подставляя в (46) переходную плотность из (3), после перехода к интегралу по поверхности с учетом граничного условия (36) и теоремы о среднем, получим

$$Z_1^v = \frac{f_c}{2m\Omega_v^2} \int_{S_f} d\vec{\sigma} \cdot \nabla V_r^3(\vec{r}) = \frac{f_c S_f}{2m\Omega_v^2} \left| \left(\frac{\partial V_r^3}{\partial z} \right)_{\vec{r}} \right|^2 \quad (47)$$

где S_f - площадь контакта фрагментов в момент распада двойной системы. Дальнейшее рассмотрение зависит от формы двойной системы.

Предположим, что двойная система в момент распада была сильно вытянута вдоль оси z , так что ее продольный размер

$$d = 2r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \beta, \quad \beta > 1 \quad (48)$$

был заметно больше ее поперечного размера. Параметр деформации β выбран так, что $\beta = 1$ в случае касания ядер с массовыми числами входного канала. Отсюда площадь S_f можно представить в виде

$$S_f = \frac{A \xi}{f_c d} = \frac{1}{2 f_c r_0} \frac{A}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \frac{\xi}{\beta}, \quad \xi \leq 1 \quad (49)$$

где безразмерный параметр ξ характеризует поперечный размер шейки в момент распада. Для сильно вытянутой двойной системы

$$\left\langle \left| \frac{\partial V_r^3}{\partial z} \right|^2 \right\rangle \approx \langle |\nabla V_r^3|^2 \rangle = \frac{m \Omega_v^4}{2 \omega_v A} \quad (50)$$

Подставляя (47), (49) и (50) в (45) получим

$$\sigma_{zv}^2 \approx \frac{3}{32} \frac{1}{m r_0^2 \omega v} \frac{A}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} \frac{\xi^2}{\beta^2} \quad (51)$$

Для продольной квазидипольной моды $\omega_1 \approx \frac{80}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})\beta}$ МэВ, так что

$$\sigma_{z1}^2 \approx 0.03 \frac{A}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \frac{\xi^2}{\beta} \quad (52)$$

Отсюда для дополнительного вклада $\delta\sigma_z^2 = \omega_1^2 \sigma_{z1}^2$ с учетом (44) получим следующую оценку

$$\delta\sigma_z^2 \approx 0.05 \left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_2}{A_2} \right)^2 A_1^{2/3} A_2^{2/3} \frac{\xi^2}{\beta} \quad (53)$$

Для реакции ${}^{40}\text{Ar} + {}^{232}\text{Th}$ дополнительный вклад в дисперсию зарядовых распределений можно представить в виде $\delta\sigma_z^2 \approx 0.01 \xi^2/\beta$, что при $\xi \approx 1$, $\beta \geq 2$ составляет несколько процентов от экспериментального значения $(\sigma_z^2)_{\text{эксп}} \approx 0.3/8$. В случае более асимметричных ядер дополнительный вклад может оказаться гораздо более заметным. Так, для реакции ${}^{40}\text{Ar} + {}^{232}\text{Th}$ оценка (53) дает $\delta\sigma_z^2 \approx 0.07 \xi^2/\beta$, что при прочих равных условиях почти на порядок больше соответствующего вклада в предыдущем случае.

Если учесть, что в столкновениях с большой массовой асимметрией во входном канале характерные значения дисперсии σ_z^2 лежат в интервале $0.3 + 0.8/8,9$, то дополнительный вклад $\delta\sigma_z^2$ в дисперсию зарядовых распределений в реакции ${}^{40}\text{Ar} + {}^{232}\text{Th}$ может достигать $\sim 10\%$.

Рассмотрим другой предельный случай: предположим, что фрагменты перед распадом двойной системы слабо деформированы. Пусть в момент распада двойная система имела форму, изображенную на рисунке 3а с параметрами, относящимися к выходному каналу. В этом случае для оценки S_f можно воспользоваться формулой (38), а для оценки $\left| \left(\frac{\partial V^3}{\partial z} \right)_{F_v} \right|^2$ — формулами (40), (41). Подставляя все это в (47), (45) получим

$$\sigma_{zv}^2 \approx \frac{1}{8} \frac{1}{m r_0^2 \omega v} \left(\frac{4\pi}{3} r_0^3 \rho_0 \right)^2 \left(\frac{\xi}{r_0} \right)^2 \frac{A_1^{2/3} A_2^{2/3}}{A (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} \quad (54)$$

Учитывая оценку $\omega_1 \approx \frac{80}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}$ МэВ для квазидипольной моды, получим

$$\sigma_{z1}^2 \approx 0.07 \left(\frac{\xi}{r_0} \right)^2 \frac{A_1^{2/3} A_2^{2/3}}{A (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} \quad (55)$$

Напомним, что все параметры в этой формуле относятся к выходному каналу. Предполагая, что эти параметры близки к параметрам входного канала с учетом (44), получим

$$\delta\sigma_z^2 \approx 0.3 \left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_2}{A_2} \right)^2 \frac{A_1^{4/3} A_2^{4/3}}{A^2} \quad (56)$$

Здесь положено $\xi \approx 2$ фм.

Численные значения оценки (56) заметно меньше, чем в случае сильно вытянутой двойной системы (см. (53)). Так, например, для реакции ${}^{40}\text{Ar} + {}^{232}\text{Th}$ $\delta\sigma_z^2 \approx 0.003$, что приблизительно на порядок меньше вклада изовекторных фононов в случае сильно вытянутой двойной системы. Таким образом, в случае малых деформаций фрагментов в момент распада двойной системы, вклад реальных фононов в дисперсию зарядовых распределений перенебрежимо мал. В этом легко убедиться, рассматривая отношение σ_{z1}^2 (52) и (55). Суммарная степень всех A в этом отношении равна $2/3$ и обусловлена отношением квадратов площадей S_f из (49) и (38).

В заключение раздела рассмотрим случай, когда в начальный момент в области перекрытия сталкивающихся ядер плотность вещества ρ_0 и изовекторная плотность складывались из невозмущенных исходных плотностей (рис. 3б). В этом случае флуктуация изовекторной плотности $\delta\rho_{\pm}^{I,II}$ соответственно в областях I и II вне перекрытия определяются как и раньше формулой (31), а в области перекрытия она равна сумме $\delta\rho_{\pm}^I + \delta\rho_{\pm}^{II}$. Разбивая интеграл (34) по областям I, II и области перекрытия (где $\delta\rho_{\pm}$ постоянно), после перехода к интегрированию по поверхности, с учетом (35) получим

$$c_v = \frac{2\omega v c_s^2}{\Omega v^4} \left(\delta\rho_I \int_{S_1} d\vec{\sigma} \cdot \nabla V^3(F) - \delta\rho_{II} \int_{S_2} d\vec{\sigma} \cdot \nabla V^3(F) \right) \quad (57)$$

При малых ξ (по сравнению с длиной волны собственной моды двойной системы), значения $V^3(F)$ на поверхностях S_1 и S_2 приблизительно совпадают и оба поверхностных интеграла можно считать равными и совпадающими с поверхностным интегралом в формуле (36).

Выводы

Мы рассмотрели вклад реальных фононов в дисперсию зарядовых распределений при фиксированной массовой асимметрии продуктов распада двойной системы. Мы убедились, что на начальной стадии реакции формфакторы связи изовекторных мод каждого ядра претерпевают значительные изменения за сравнительно короткий промежуток времени ($\lesssim 10^{-22}$ сек). Это создает предпосылки для возбуждения изовекторных мод в двойной системе. Для изовекторных фононов с $\lambda \geq 2$ заметную роль играют эффекты смешивания по изоспину.

Не имея возможности проследить весь процесс перехода от картины независимых мод каждого ядра к собственным модам двойной системы, мы рассмотрели приближение внезапного контакта по отношению к продольной квазидипольной моде. При этом возбуждение других мод оказалось незначительным. Использование подвижного базиса автоматически учитывает только реальные переходы, не связанные с искажением самого базиса.

В случае сильно вытянутой в момент распада двойной системы дополнительной вклад в дисперсию зарядовых распределений составляет несколько процентов от экспериментального значения для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$. Однако для более асимметричных ядер, где вероятность возбуждения продольного квазидипольного фонона может достигать величины 10%, дополнительный вклад в дисперсию зарядовых распределений ожидается более заметным. Так в случае $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ дополнительный вклад в дисперсию зарядовых распределений составляет около 0,04, т.е. около 10% от характерного для асимметричных входных каналов экспериментального значения дисперсии $\sigma_z^2 \sim 0,3 \pm 0,8$.

В случае слабой деформации фрагментов перед распадом двойной системы, дополнительный вклад в дисперсию зарядовых распределений пренебрежимо мал.

Отметим, что учет возбуждения других мод практически не изменяет полученных результатов. Действительно, из (43), (51) и (54) видно, что дополнительный вклад $\delta\sigma_z^2$ от каждой моды пропорционален $1/\omega_\nu^4$, так что сумма по ν (фактически тройная сумма по дискретным квантовым числам) набирается в основ-

ном на нижнем пределе. Это очевидно, если от суммы перейти к интегралу в пространстве волновых векторов. По этой причине мы ограничили учет только квазидипольной продольной моды.

Автор глубоко признателен В.Г.Зелевинскому за критические замечания и полезные обсуждения вопросов, затронутых в этой работе.

Л и т е р а т у р а

1. V.V. Volkov. *Phys. Rep.* 44 (1978) 93
2. R.A. Broglia, O. Civitarese, C.H. Dasso, A. Winther. *Phys. Lett.* 73B (1978) 405
3. Р.В. Джолос, В.Г. Картавенко, С.И. Федотов. *ЯФ* 31, (1980) 137.
4. С.Т. Беляев, В.Г. Зелевинский. *ИБ* (1972) II95.
5. V.G. Zelevinsky. *Nucl. Phys.* A337 (1980) 40; preprint NORDITA-79/29 (1979)
6. В.Г. Зелевинский. Материалы XII зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1977, с. 53.
7. П.Н. Исаев. Препринт ИЯФ (в печати).
8. B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, et al. *Z. Phys.* A273 (1975) 65.
9. J.V. Kratz, H. Ahrens, W. Bögl, et al. *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 984.
10. П.Н. Исаев. Препринт ИЯФ (в печати).
11. О. Бор, М. Моттельсон. Структура атомного ядра, т.2, "Мир", 1977.
12. J. Blocki, J. Raudrup, J.W. Swiatecki, F. Tsang. *Ann. Phys.* 105 (1977) 427.
13. L.G. Moretto, J. Sventek, G. Mautzouranis. *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979) 563.
14. W.U. Schröder, J.R. Huizenga. *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 27 (1977) 465.

Подписи к рисункам

Рис.1. Радиальные компоненты формфакторов связи $I(2)$ - дипольной моды $\lambda = 1, 3$ и 4 (5 и 6) - изовекторная компонента и изоскалярная примесь, в случае квадрупольной моды $\lambda = 2$ в ядре ^{40}Ar (^{232}Th).

Рис.2. Радиальные компоненты формфакторов связи в ядре ^{132}Xe (^{209}Bi). Обозначения те же, что и на рис.1.

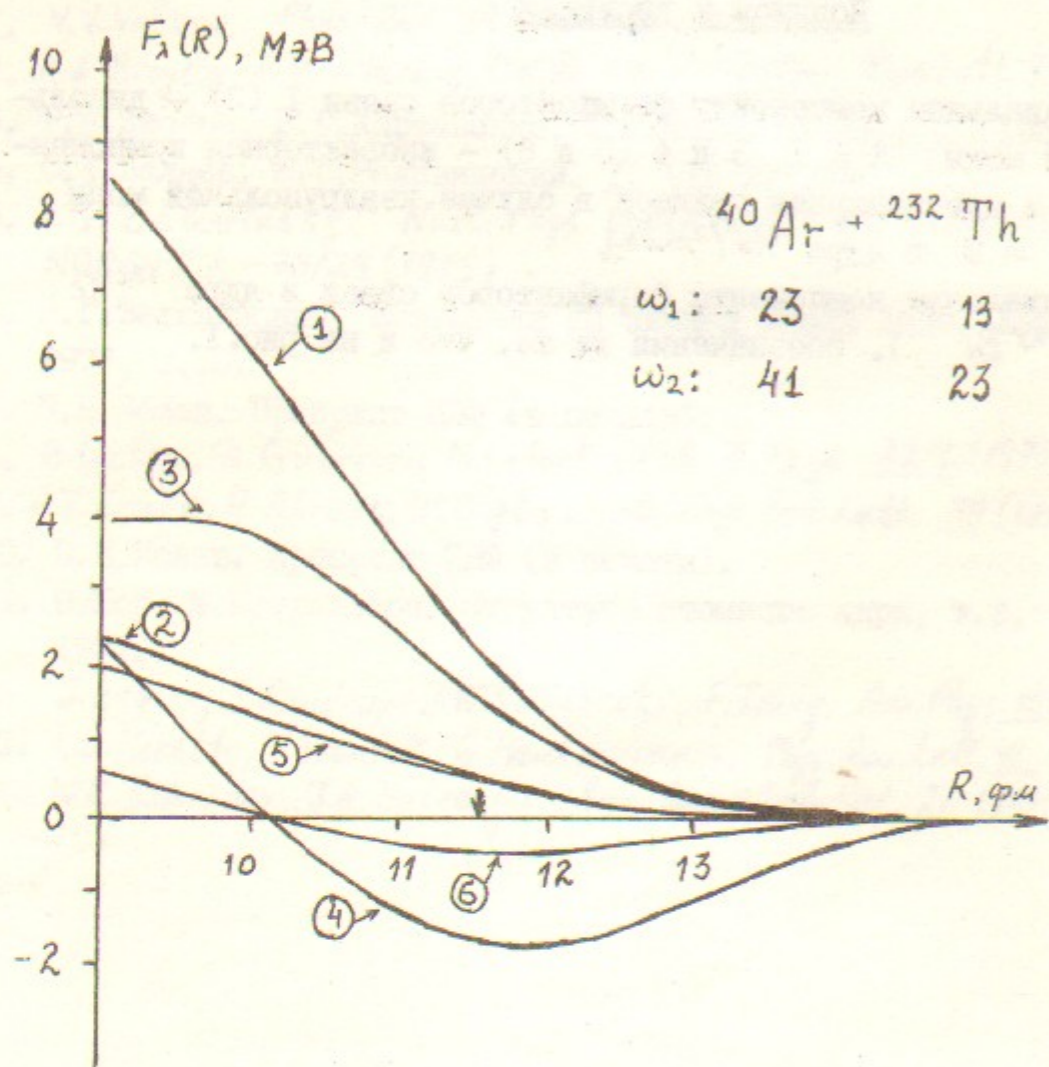


Рис. 1.

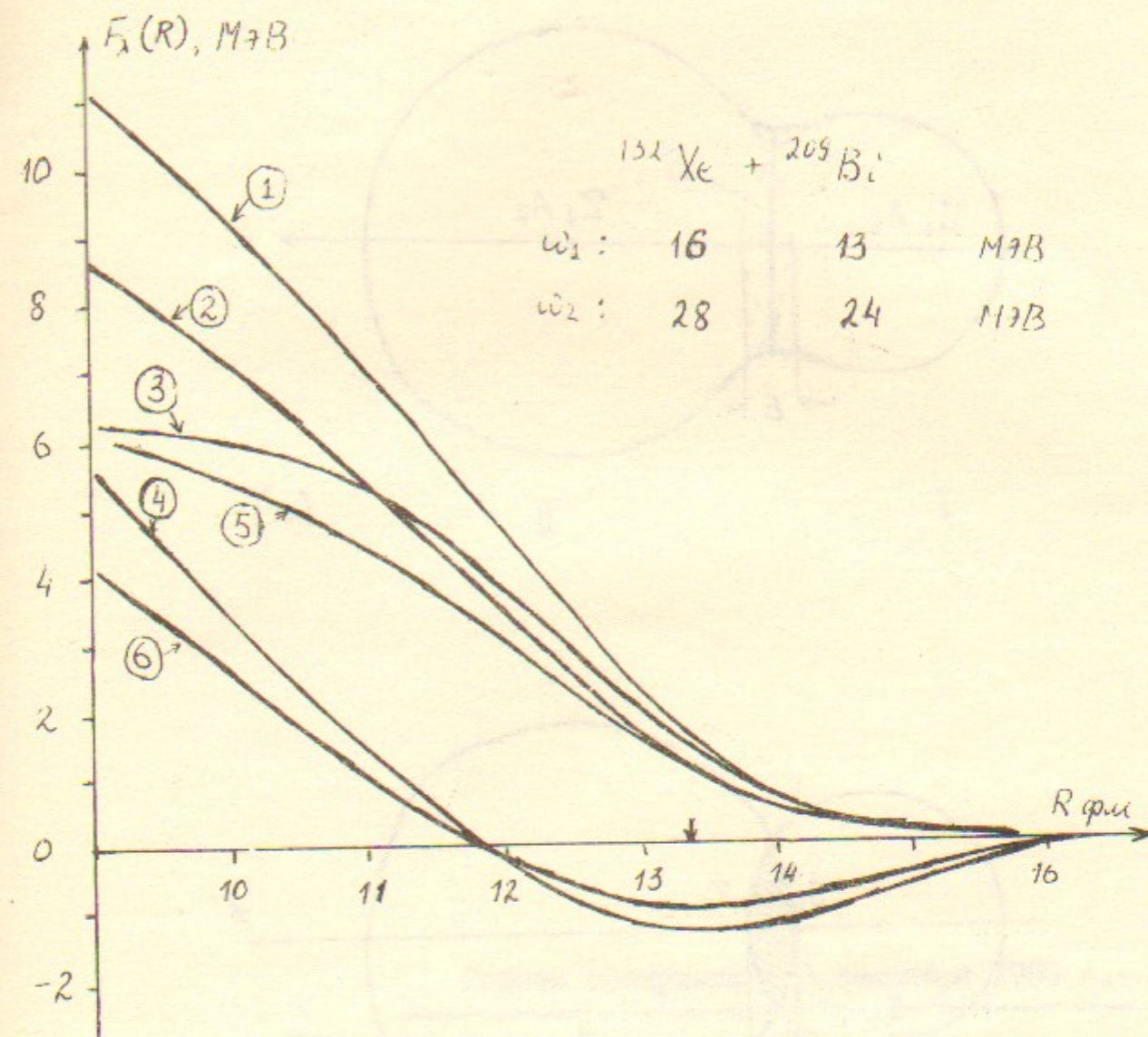


Рис. 2.

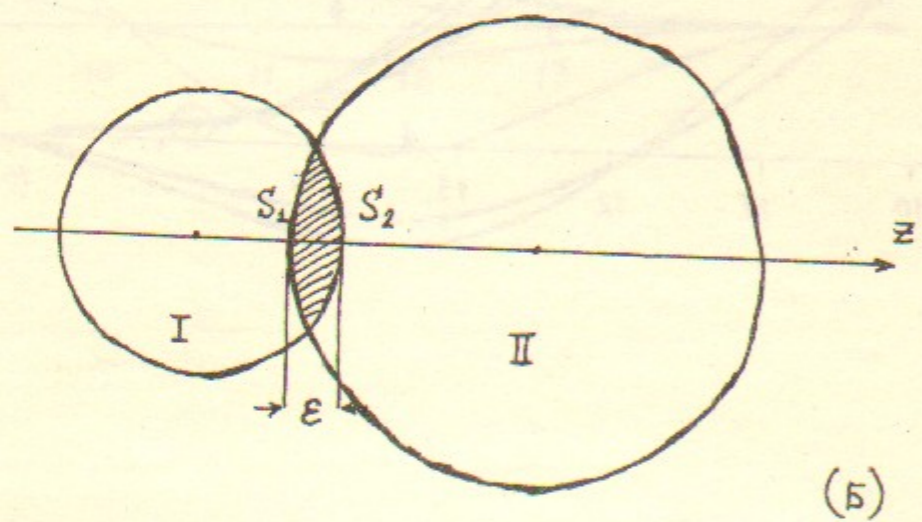
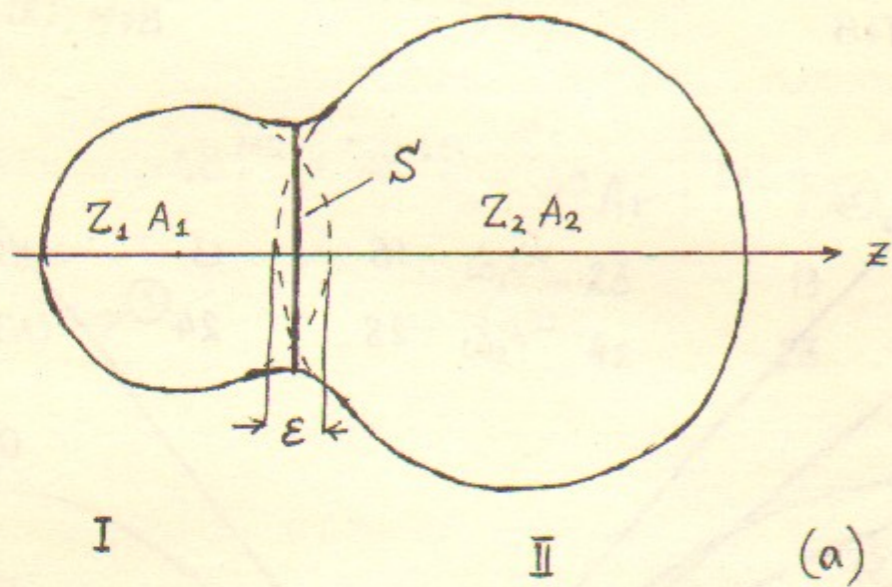


Рис. 3.

Работа поступила - 3 сентября 1980 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. Попов
 Подписано к печати II.IX-1980г. МН 06902
 Усл. 1,3 печ.л., I,I учетно-над.л.
 Тираж 150 экз. Бесплатно
 Заказ № 178.

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР