

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ԶԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿՈՒՄ ՍՈՑԻԱԼԻՍՏԻԿԱՆ ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏԻ

ЕФИ—159(76)

507802642

Վ.Ա.ՎԱՐՏԱՆՅԱՆ, Տ.Ր.ԴԵՎՈՐԿՅԱՆ, Վ.Ս.ՍՈՒԿԻՆ

УЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ФОТОРОЖДЕНИЯ
Λ-МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ С ВЫБИВАНИЕМ НУКЛОНА

ԱՐՄԸՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-159(76)

В.А.ВАРТАНЯН, С.Р.ГЕВОРКЯН,

В.П.СОЛАХЯН.

УЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ
ФОТОРОЖДЕНИЯ π -МЕЗОНОВ НА
ЯДРАХ С ВЫБИВАНИЕМ НУКЛОНА

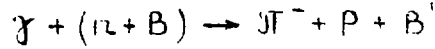
Ереван 1976

© Ереванский физический институт, 1976

Исследование реакций выбивания $(p, 2p)$, (p, pd) , $(e, e'p)$ $(e, e'd)$ и т.д. является хорошим источником информации о структуре ядра. Изучение этих реакций позволяет определять такие важные характеристики ядер, как распределения нуклонов по оболочкам, импульсное распределение нуклонов в ядрах и т.д. В последнее время появились экспериментальные данные по фоторождению π^\pm мезонов на совпадение с выбиваемым нуклоном [1]. Эти эксперименты позволяют, в принципе, исследовать импульсные распределения нейтронов и протонов в ядрах в отдельности, так как фоторождение π^- -мезонов происходит на нейтронах, а π^+ -мезонов на протонах ядра (имеется ввиду бинарное фоторождение). Поскольку в этих экспериментах энергия фотонов неизвестна (тормозной спектр), то необходимо разработать теоретические методы, позволяющие рассчитать сечения процессов выбивания, в которых неизвестны конечные состояния ядер, что и было сделано в работах [2].

В настоящее время на электронно-кольцевом ускорителе ЕрФИ проводится ряд экспериментов по фоторождению π^- -мезонов на ядрах с одновременной регистрацией нуклонов при высоких энергиях ($E_{\gamma_{\max}} = 2 \text{ ГэВ}$). Ввиду этого представляет интерес детальное теоретическое рассмотрение реакции $\gamma A \rightarrow \pi^- B'$, где B' - любые возможные состояния ядра-остатка. В настоящей работе проведено исследование этой реакции с учетом поглощения π^- -мезона и протона в ядре.

Будем предполагать, что реакция фоторождения происходит на выделенном нейтроне ядра, который движется в поле ядра остатка В. Амплитуду процесса.



можно представить в виде [3,4]:

$$F_{fi} = f(\gamma n \rightarrow \pi^- p) \mathcal{F}(Q, \vec{e}_\pi, \vec{e}_p), \quad (1)$$

где $f(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$ есть амплитуда фоторождения π^- -мезона на движущемся в ядре с импульсом Q нейтроне;

$$\mathcal{F}(Q, \vec{e}_\pi, \vec{e}_p) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \Phi_{B'}^f(\vec{\xi}) \Phi_A^i(\vec{\xi}, \vec{R}) \cdot \exp\{i\vec{Q}\vec{R} + \frac{i}{v_\pi} \int_0^\infty V_{\pi B}(\vec{R} + \vec{e}_\pi s) ds + \frac{i}{v_p} \int_0^\infty V_{pB}(\vec{R} + \vec{e}_p s) ds\} d\vec{\xi} d\vec{R} \quad (2)$$

В выражении (2) $\Phi_A^i(\vec{\xi}, \vec{R})$ есть волновая функция начального состояния ядра А; $\Phi_{B'}^f(\vec{\xi})$ — волновая функция конечного состояния ядра В'; $\vec{Q} = \vec{k}_p = \vec{k}_\pi$, $\vec{R} = \vec{r}_p = \vec{r}_\pi$ — импульс выделенного нейтрона в ядре; v_π и v_p — скорости π^- -мезона и вылетающего протона; $\vec{e}_\pi = \frac{\vec{k}_\pi}{k_\pi}$ и $\vec{e}_p = \frac{\vec{k}_p}{k_p}$ — единичные векторы по направлению движения π^- -мезона и протона; $V_{\pi B}$ и V_{pB} — соответственно потенциалы взаимодействия π^- -мезона и протона с ядром-остатком В; \vec{R} — координата выделенного нуклона, на котором идет элементарный акт, а $\vec{\xi}$ — координаты остальных нуклонов.

Если ограничиться областью достаточно высоких энергий рожденного π^- -мезона и вылетающего протона (в эксперименте планируется измерение π^- -мезонов с импульсами $k_\pi \geq 1,5 \text{ ГэВ}/c$, а протонов с импульсами $k_p \geq 0,5 \text{ ГэВ}/c$), то можно воспользоваться связью опти-

ческого потенциала с амплитудой упругого рассеяния вперед $f(0)$ и одночастичным распределением нуклонов в ядре $\rho(\vec{u})$:

$$V(\vec{u}) = -\frac{2\pi}{m} f(0) \rho(\vec{u}).$$

Воспользовавшись далее условием полноты для волновых функций ядра-остатка B' ($\sum_f \Phi_B^{*f}(\vec{\xi}') \Phi_B^f(\vec{\xi}) = \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}')$), получим:

$$\begin{aligned} \sum_f |F_{fi}|^2 &= |f(\pi N \rightarrow \pi p)|^2 \frac{(A-Z)}{(2\pi)^3} \int \Phi_A^{i*}(\vec{\xi}, \vec{R}') \Phi_A^i(\vec{\xi}, \vec{R}) d\vec{\xi} \cdot \\ &\cdot \exp \left\{ iQ(\vec{R} - \vec{R}') - \frac{\phi'_1}{2} \int_0^\infty \rho(R + \vec{e}_\pi s) ds - \frac{\phi'_1}{2} \int_0^\infty \rho(\vec{R}' + \vec{e}_\pi s) ds - \right. \\ &\left. - \frac{\phi'_2}{2} \int_0^\infty \rho(\vec{R} + \vec{e}_p s) ds - \frac{\phi'_2}{2} \int_0^\infty \rho(\vec{R}' + \vec{e}_p s) ds \right\} d\vec{R} d\vec{R}', \quad (3) \end{aligned}$$

где: $\phi'_{1(2)} = \frac{4\pi}{ik} f_{1(2)}(0) = \phi_{1(2)} \left(1 - i \frac{\text{Re} f_{1(2)}(0)}{\text{Im} f_{1(2)}(0)} \right);$

$$f_1 \equiv f(\pi N \rightarrow \pi N), \quad f_2 \equiv f(p N \rightarrow p N),$$

а $\phi_{1(2)}$ - полные сечения взаимодействия π -мезонов и протонов с нуклонами. Множитель $A-Z=N$ возникает из-за того, что элементарный акт идет только на нейтронах ядра.

В выражении (3) величина

$$\int \Phi_A^{i*}(\vec{\xi}, \vec{R}') \Phi_A^i(\vec{\xi}, \vec{R}) d\vec{\xi} = \rho(\vec{R}, \vec{R}')$$

представляет собой матрицу плотности начального ядра А. Сделаем в (3) замену переменных $\vec{u} = \frac{\vec{R} + \vec{R}'}{2}$, $\vec{z} = \vec{R} - \vec{R}'$ и воспользуемся выражением для $\rho(\vec{R}, \vec{R}')$, используемом при расчете сечений рассеяния электронов на ядрах [5]:

$$\rho(\vec{R}, \vec{R}') = \frac{1}{2} \rho(\vec{u}) F_S(\vec{z}, K_F),$$

где K_F - импульс Ферми, а F_S представляет собой корреляционную функцию, которая в слетеровском приближении плоских волн имеет вид

$$F_S(K_F z) = \frac{3(\sin K_F z - K_F z \cos K_F z)}{(K_F z)^3}.$$

Функция F_S является быстро меняющейся по сравнению с одночастичным распределением $\rho(\vec{u})$, что позволяет представить выражение (3) в виде

$$\begin{aligned} \sum_f |F_{fi}|^2 &= |f(\gamma n \rightarrow \pi \bar{p})|^2 \frac{A-Z}{A^2 (2\pi)^3} \int e^{i\vec{Q}\vec{z}} F_S(K_F z) d\vec{z} N(A, \vec{e}_n, \vec{e}_p, \\ N(A, \vec{e}_n, \vec{e}_p) &= \int \rho(\vec{u}) d\vec{u} \exp[-\epsilon_1 \int_0^\infty \rho(\vec{u} + \vec{e}_n s) ds - \\ &\quad - \epsilon_2 \int_0^\infty \rho(\vec{u} + \vec{e}_p s) ds]. \end{aligned} \quad (4)$$

Фурье - образ корреляционной функции F_S можно рассчитать, воспользовавшись результатами работы [5]:

$$\frac{1}{2(2\pi)^3} \int e^{i\vec{Q}\vec{z}} F_S(K_F z) d\vec{z} = \frac{3}{8 K_F^3 \pi} \Theta(K_F - Q),$$

где

$$\Theta(K_F - Q) = \begin{cases} 1 & K_F > Q \\ 0 & K_F < Q \end{cases}$$

Дифференциальное сечение процесса $\gamma A \rightarrow \pi^- p B'$ дается следующим выражением

$$\frac{d\sigma}{d^3k_{\pi} d^3k} = (2\pi)^4 \sum_f |F_{fi}|^2 \delta(E_p + E_{\pi} - E_{\gamma} - E_Q) =$$

$$= (2\pi)^3 \frac{3}{4k_F^3} \Theta(k_F - Q) |f(\gamma n \rightarrow \pi^- p)|^2 N(A, \vec{e}_{\pi}, \vec{e}_p) \delta(E_p + E_{\pi} - E_{\gamma} - E_Q),$$

где E_Q - энергия движущегося в ядре нейтрона, на котором происходит фоторождение.

Так как процесс изучается на тормозном спектре фотонов, необходимо вычислять сечение на эквивалентный фотон

$$\frac{d\sigma}{d^3k_{\pi} d^3k_p Q} = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \Psi(E_{\text{max}}, E_{\gamma}) \frac{d\sigma}{d^3k_{\pi} d^3k_p}(E_{\gamma}) dE_{\gamma}.$$

В этом выражении $E_{\text{пор}}$ - пороговая энергия реакции фоторождения π^- -мезонов на ядре; E_{max} - максимальная энергия тормозного спектра (энергия электронов); $\Psi(E_{\text{max}}, E_{\gamma})$ - функция, характеризующая тормозной спектр. Амплитуда фоторождения на свободном нуклоне связана с дифференциальным сечением в системе центра инерции (γn) $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ хорошо известным соотношением [3.]

$$|f(\gamma n \rightarrow \pi^- p)|^2 = \frac{\tilde{E}^2}{(2\pi)^4 E_{\gamma} E_p E_Q E_{\pi}} \frac{\tilde{K}_{\gamma}}{\tilde{K}_{\pi}} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\tilde{E}, \tilde{\theta}),$$

где $\tilde{E} = \tilde{E}_{\gamma} + \tilde{E}_Q$ есть суммарная энергия налетающего фотона и движущегося в ядре с импульсом \vec{Q} нейтрона в системе их центра инерции; \tilde{K}_{γ} и \tilde{K}_{π} импульсы фотона и π^- -мезона в этой системе, а $\tilde{\theta}$ - соответствующий угол рассеяния.

Рассмотрим теперь зависимость интересующего нас сечения от атомного номера. Из выражения (4) видно,

что A -зависимость дифференциального сечения определяется поведением эффективных нуклонных чисел $N(A, \vec{e}_\pi, \vec{e}_p)$. Заметим, что эти числа зависят лишь от скалярного произведения $\vec{e}_\pi \vec{e}_p = \cos \theta$ (θ - угол между протоном и π - мезоном). Из условия нормировки ядерной плотности $\int \rho(\vec{u}) d\vec{u} = A$ следует, что если пренебречь перерассеяниями в ядре ($\delta_1 = \delta_2 = 0$), то $N(A, \theta) = A$.

Для изучения зависимости $N(A, \theta)$ от атомного номера необходимо задаться конкретной моделью для ядерной плотности $\rho(\vec{u})$.

Воспользуемся для ядерной плотности моделью однородной сферы:

$$\rho(\vec{u}) = \begin{cases} \rho_0 & u \leq R_j \\ 0 & u > R_j \end{cases}.$$

При этом выражение (4) принимает следующий вид:

$$N(A, \theta) = \rho_0 \int \exp \left\{ -\delta_1 \rho_0 \left[\sqrt{R_j^2 - (\vec{u} - (\vec{u} \vec{e}_\pi) \vec{e}_\pi) - \vec{u} \vec{e}_\pi} \right] - \right. \\ \left. - \delta_2 \rho_0 \left[\sqrt{R_j^2 - (\vec{u} - (\vec{u} \vec{e}_p) \vec{e}_p)^2 - \vec{u} \vec{e}_p} \right] \right\} d\vec{u}. \quad (5)$$

Этот интеграл можно аналитически вычислить в области малых и больших углов. Ввиду громоздкости получаемых формул, приведем эти выражения, пренебрегая членами, малость которых обусловлена условием $l \ll R_j$.

В области малых углов ($\theta \approx 30^\circ$):

$$N(A, \theta) \approx \frac{\pi}{\delta_1 + \delta_2} \left\{ R_j^2 - \frac{1}{2 \rho_0^2 (\delta_1 + \delta_2)^2} - \right. \\ \left. \theta^2 \frac{\delta_1 \delta_2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} \left[R_j^2 (\ln 2 \gamma \rho_0 (\delta_1 + \delta_2) R_j - 2) + \frac{3}{2 \rho_0^2 (\delta_1 + \delta_2)^2} \right] \right\} \quad (6)$$

В этом выражении σ_1 и σ_2 - полные сечения взаимодействия π - мезонов и протонов с нуклонами;
 $\rho_0 = (\frac{4}{3}\pi R^3)^{-1}$ - ядерная плотность; $\gamma = 1,78$ - постоянная Эйлера.

В области больших углов ($150^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$)

$$N(A, \theta) \approx \frac{\pi}{2\rho_0\sigma_1\sigma_2} \left\{ \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\rho_0\sigma_1\sigma_2} \right) + \right. \\
\left. + (\pi - \theta)^2 \left[R^2 \left(\frac{\rho_0\sigma_1\sigma_2}{\sigma_2 - \sigma_1} \right)^2 \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\rho_0\sigma_1\sigma_2} - \frac{2 \ln \frac{\sigma_2}{\sigma_1}}{\rho_0(\sigma_2 - \sigma_1)} \right) - \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2\rho_0\sigma_1\sigma_2} \right] \right\} \quad (7)$$

Так как $R_{\pi} = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, то, как видно из выражения (6), при малых углах между π - мезоном и вылетающим протоном сечение меняется по закону $A^{\frac{2}{3}}$. С ростом угла зависимость от атомного номера уменьшается, так что при углах порядка 180° сечение практически не зависит от A (см. (7)).

Этот результат можно просто понять, исходя из следующих простых соображений.

В эксперименте регистрируются только те π - мезоны и протоны, которые образуются в поверхностном слое ядра с толщиной порядка длины свободного пробега адрона $\ell = \frac{1}{\rho_0\sigma}$. Объем этого слоя есть произведение поверхности ядра на длину свободного пробега, и поэтому эффективные числа меняются по закону $A^{\frac{2}{3}}$ при малых углах. В случае разлета протона и π - мезона на большие углы процесс снова идет на поверхности ядра, но из рожденных на поверхности ядра частиц в счетчики попадают лишь те, которые вылетают под углом к касательной не большим, чем $\alpha = \arcsin \frac{\ell}{2R}$.

Отношение телесного угла, на который могут разлетаться две частицы, к полному телесному углу, есть $\sin^2 \alpha$, и поэтому количество пар (π -мезон и протон), вылетающих из ядра, пропорционально площади поверхности ядра, умноженной на $\sin^2 \alpha$, то есть $R^2 \frac{\ell}{2R} \sim \ell R$.

Толщина слоя, в котором рождаются эти пары, есть $\frac{\rho^2}{2R}$, и поэтому при больших углах разлета $N(A, \theta) \sim \frac{\rho^2}{2R} \sim \rho R \frac{\rho^2}{2R} \sim \rho^3$, т.е. не зависит от атомного номера.

На рис.1 приведена зависимость эффективных нуклонных чисел от угла при разных значениях полных сечений взаимодействия вылетающего протона с нуклонами. Расчет проводился по формуле (5) на ЭВМ. Набор верхних кривых соответствует выбору, в качестве мишени, свинца (Pb^{208}), нижних - меди (Cu^{64}). Полное сечение взаимодействия π -мезонов с нуклонами полагалось равным $\sigma(\pi N) = 30 \text{ mb}$, что соответствует энергии пиона $E_{\pi} \approx 2 \text{ GeV}$. Для величины $B(\rho N)$ выбирались значения, соответствующие интервалу энергий вылетающего протона $E_p \approx 100 + 300 \text{ Мэв}$ так как в эксперименте будут измеряться протоны таких энергий.

Беря, зависимость эффективных нуклонных чисел от атомного номера в виде $N(A, \theta) \approx A^n$, мы получаем, что показатель степени зависит от угла между вылетающими π -мезоном и протоном. Вид этой зависимости приведен на рис.2. Экспериментальное подтверждение рассмотренной выше картины позволило бы применять аналогичные методы для расчета более сложных процессов выбивания нуклонов и кластеров из атомных ядер при высоких энергиях.

Авторы выражают глубокую благодарность К.Ш.Егяну, С.Г.Матиняну, Р.А.Сардаряну и А.В.Тарасову за обсуждения и ценные замечания, а также Н.З.Акопову и С.Корчагину за помощь при проведении численных расчетов на ЭВМ.

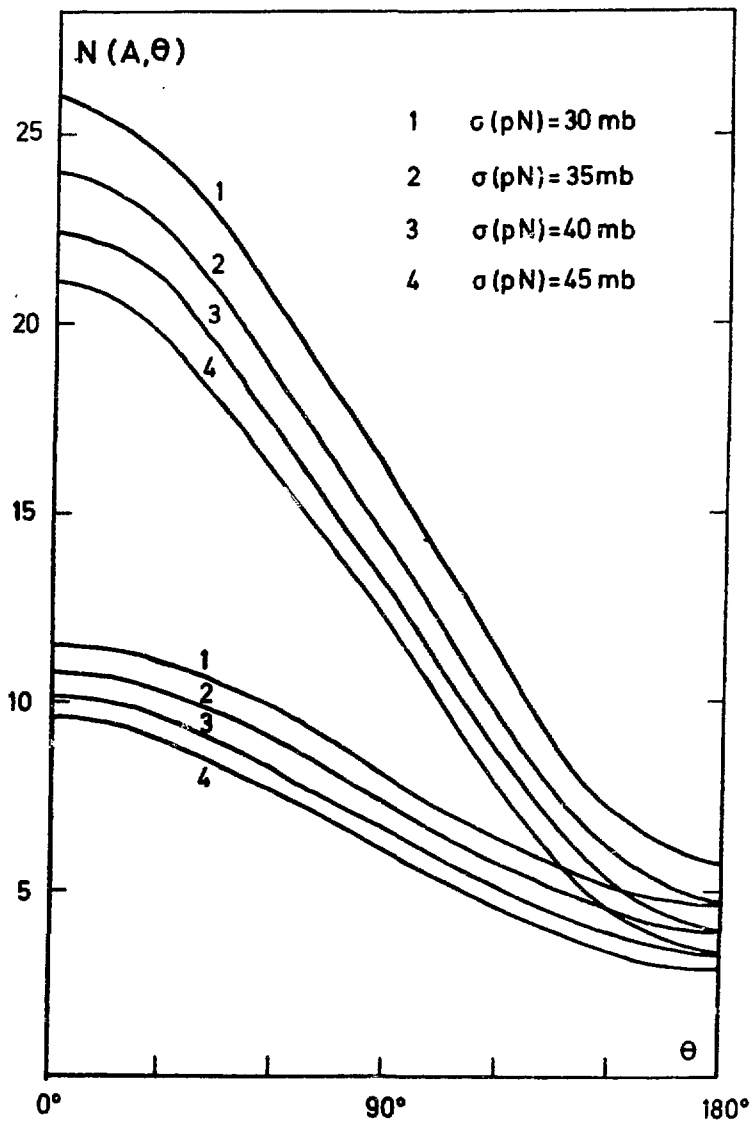


Рис. 1

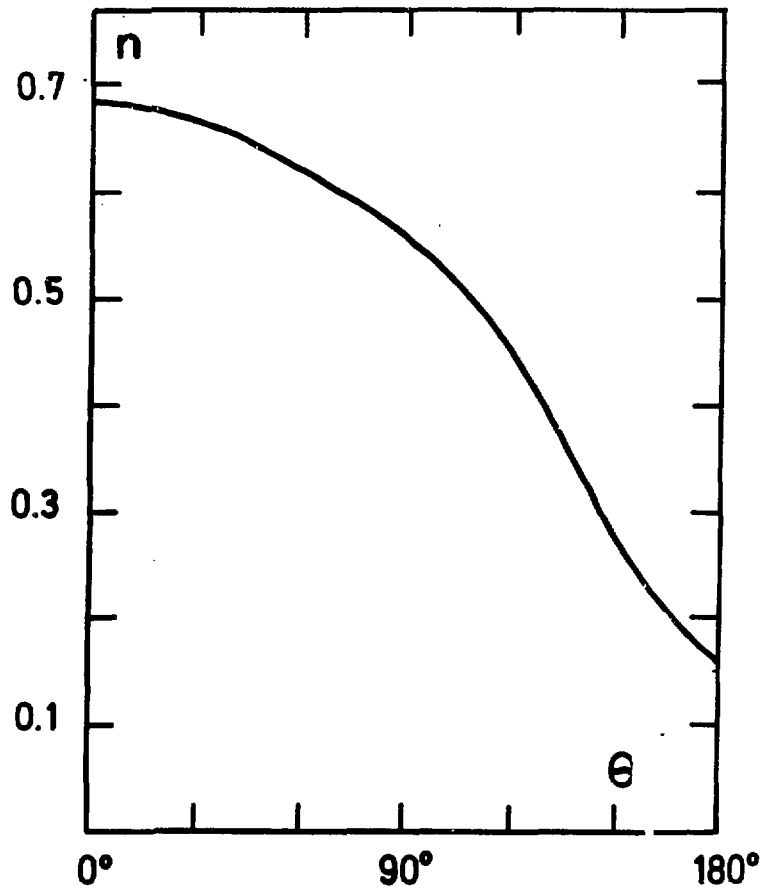


Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. И.В.Главанакон, В.И.Крышкин, В.Н.Стибунов. Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Ядерные реакции при высоких энергиях", Тбилиси, (1972);
К.Тзара. Доклад на II семинаре "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях", Москва, (1972).
2. А.В.Шебеко, ЯФ, 14, 1191, (1971); А.В.Шебеко, Н.В.Гончаров, ЯФ, 18, 1034 (1973).
3. С. Jacob and Th.A.J.Maris. Rev.Mod.Phys.38,121 (1966).
4. V.V.Balashov and V.I.Markov.Nucl.Phys.A163,465 (1971).
5. H.A.Bethe and A.Molinari.Ann.of Phys.63,393(1971).

Рукопись поступила 2-го декабря 1975 г.



