741

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Лаборатория теоретической физики

Л.И. Лапидус, Чжоу Гуан-чжао

Д-741

О ПРОЦЕССАХ $\bar{K} + N \to \Lambda(\Sigma) + \gamma$

Дубна 1961

Л.И. Лапидус, Чжоу Гуан-чжао

Д-741

О ПРОЦЕССАХ $\bar{K} + N \to \Lambda(\Sigma) + \gamma$

А н н о т а ц и я

Показано, что некоторые сведения о процессах $\Lambda(\Sigma)+\pi \to \Lambda(\Sigma)+\gamma$ можно получить, исследуя реакции $\bar{K}+N \to \Lambda(\Sigma)+\gamma$. Проводится подробный феноменологический анализ этих процессов в S -состоянии.

Рассматривается теорема Кролл-Рудермана для фоторождения пионов на гиперонах около порога.

1. Одним из важнейших вопросов физики элементарных частиц является изучение взаимодействия между нестабильными частицами. Из-за отсутствия мишени из нестабильных частиц приходится использовать косвенные методы для этой цели.

В [1] мы показали, что с помощью условия унитарности S -матрицы можно установить некоторые соотношения между матричными элементами для процессов $\bar{K}+N\to\bar{K}+N$, $\bar{K}+N\to\pi+\Lambda(\Sigma)$ и $\Lambda(\Sigma)+\pi\to\Lambda(\Sigma)+\pi$. Поэтому можно получить некоторые сведения о процессах $\Lambda(\Sigma)+\pi\to\Lambda(\Sigma)+\pi$, проводя анализ сечений и поляризации барионов в упругом рассеянии и в реакциях с участием K-мезонов и нуклонов. Аналогичные результаты получены другими авторами[2,3]. В [2] и особенно в [3] развит метод для подробного анализа упругого рассеяния и взаимодействия K-мезонов с нуклонами в S -состоянии. Из существующих экспериментальных данных удается определить разность фаз S -волн $\pi-\Sigma$ -рассеяния в состояниях с изоспином $\dot{I}=1$ и $\dot{I}=0$.

С целью получить некоторые сведения об электромагнитном и сильном взаимодействиях гиперонов в настоящей заметке рассматриваются процессы

$$\bar{K}+N\to\Lambda(\Sigma)+\gamma. \qquad /1/$$

Условия унитарности S -матрицы приводят к тому, что матричные элементы для процессов $\pi+\Lambda(\Sigma)\to\Lambda(\Sigma)+\gamma$ оказываются связанными с матричными элементами процессов $\bar{K}+N\to\Lambda(\Sigma)+\gamma$. Для простоты рассмотрим реакции /1/ только в S - состоянии. Используем метод K-матрицы, развитый в [3].

2. Для нашей задачи удобно воспользоваться симметричной и эрмитовой K-матрицей, которая выражается через T-матрицу с помощью соотношения

$$K=T-i\pi K\rho T=T-i\pi T\rho K, \qquad /2/$$

где ρ -плотность фазового объема для промежуточных состояний с фиксированной полной энергией. Для двухчастичных /бинарных/ реакций с определенным значением момента количества движения матрица ρ имеет диагональный вид. При релятивистской нормировке волновых функций диагональные элементы ρ -матрицы равны

$$\rho_{nn} = \frac{M_n \cdot K}{\pi E}\,, \qquad /3/$$

где K -относительный импульс частиц в с.ц.м.; M_n -масса барионов в промежуточном состоянии; E -полная энергия системы.

$$E = (K^2 + M_n^2)^{1/2} + (K^2 + m^2)^{1/2}. \qquad /4/$$

Если ввести обозначения

$$K' = \pi \rho^{1/2} K \rho^{1/2}\,, \quad T' = \pi \rho^{1/2} T \rho^{1/2}\,, \qquad /5/$$

то уравнение /2/ можно представить в виде

$$K' = T' - iK'T' = T' - iT'K'. \qquad /6/$$

Из /6/ получаем

$$T' = (1 - iK')^{-1} K' = K' (1 - iK')^{-1}. \qquad /7/$$

Выраженное через T' -матрицу сечение реакции /1/ в состоянии с определенным значением полного момента количества движения J и четности равняется

$$\sigma(i \to j) = \frac{4\pi}{K^2} (J + 1/2)\, |\langle j | T' | i \rangle|^2. \qquad /8/$$

Рассмотрим субматрицы введенных K- и T- матриц. Обозначим их через

$$\alpha = \langle \bar{K}N | K | \bar{K}N \rangle \qquad T_{KK} = \langle \bar{K}N | T | \bar{K}N \rangle$$

$$\beta = \langle \bar{K}N | K | Y\pi \rangle \qquad T_{KY} = \langle \bar{K}N | T | Y\pi \rangle$$

$$\beta^+ = \langle Y\pi | K | \bar{K}N \rangle \qquad T_{YK} = \langle Y\pi | T | \bar{K}N \rangle$$

$$\gamma = \langle Y\pi | K | Y\pi \rangle \qquad T_{YY} = \langle Y\pi | T | Y\pi \rangle$$

$$\zeta = \langle \bar{K}N | K | Y\gamma \rangle \qquad T_{K\gamma} = \langle \bar{K}N | T | Y\gamma \rangle$$

$$\zeta^+ = \langle Y\gamma | K | \bar{K}N \rangle \qquad T_{\gamma K} = \langle Y\gamma | T | \bar{K}N \rangle$$

$$\eta = \langle Y\pi | K | Y\gamma \rangle \qquad T_{Y\gamma} = \langle Y\pi | T | Y\gamma \rangle$$

$$\eta^{+} = \langle Y\gamma | K | Y\pi \rangle \qquad T_{\gamma Y} = \langle Y\gamma | T | Y\pi \rangle \qquad /9/$$

$$\zeta = \langle Y\gamma | K | Y\gamma \rangle \qquad T_{\gamma\gamma} = \langle Y\gamma | T | Y\gamma \rangle .$$

Субматрицы K' и T' - матриц обозначим соответствующими буквами со штрихами. В дальнейшем пренебрегается субматрицей ζ, которая, по крайней мере, на порядок меньше других матриц.

Если ввести обозначения

$$K_0 = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^{+} & \gamma \end{pmatrix} , \quad \delta = \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix} , \qquad /10/$$

то можно записать

$$K = \begin{pmatrix} K_0 & \delta \\ \delta^{+} & 0 \end{pmatrix} . \qquad /11/$$

Из /5/, /7/, /10/ и /11/ легко получить, что

$$T'_{KK} = (1 - iX')^{-1} X' \quad ; \quad T'_{YY} = (1 - iZ')^{-1} Z'$$

$$T'_{KY} = (1 - iX')^{-1} \beta' (1 - i\gamma')^{-1} = (1 - i\alpha')^{-1} \beta' (1 - iZ')^{-1}$$

$$T'_{YK} = (1 - iZ')^{-1} \beta'^{T} (1 - i\alpha')^{-1} = (1 - i\gamma')^{-1} \beta'^{T} (1 - iX')^{-1}$$

$$T'_{K\gamma} = (1 - iX')^{-1} \xi' + i (1 - iX')^{-1} \beta' (1 - i\gamma')^{-1} \eta' \qquad /12/$$

$$T'_{Y\gamma} = i (1 - iZ')^{-1} \beta'^{T} (1 - i\alpha')^{-1} \xi' + (1 - iZ')^{-1} \eta'$$

$$T'_{\gamma K} = \xi'^{T} (1 - iX')^{-1} + i \eta'^{T} (1 - i\gamma')^{-1} \beta'^{T} (1 - iX')^{-1}$$

$$T'_{\gamma Y} = i \xi'^{T} (1 - i\alpha')^{-1} \beta' (1 - iZ')^{-1} + \eta'^{T} (1 - iZ')^{-1} .$$

где

$$X' = \alpha' + i\beta' (1-i\gamma')^{-1} \beta'^T \quad ; \quad Z' = \gamma' + i\beta'^T (1-i\alpha')^{-1} \beta'. \qquad /13/$$

3. В нашем обсуждении достаточно учесть электромагнитное взаимодействие в первом порядке теории возмущений, рассмотрев отдельно вклады изоскалярной и изовекторной частей электромагнитного взаимодействия.

Начнем с изоскалярного тока. В этом случае полный изоспин $\dot{I} = 0$ для системы $\Lambda + \gamma$ и $\dot{I} = 1$ для $\Sigma + \gamma$ системы. Обозначим матричные элементы с изоскалярным током для процессов $\bar{K} + N \to \Lambda(\Sigma) + \gamma$ и $\Lambda(\Sigma) + \pi \to \Lambda(\Sigma) + \gamma$ через ξ^0_Λ, ξ^1_Σ, Z^0_Λ и Z^1_Σ, соответственно. В случае изовекторного тока полный изоспин $\dot{I} = 1$ для системы $\Lambda + \gamma$ и $\dot{I} = 0{,}1$ для системы $\Sigma + \gamma$. Соответствующие матричные элементы обозначим через ξ^1_Λ, ξ^1_Σ, ξ'^1_Σ, Z^1_Λ, Z^0_Σ и Z'^1_Σ.

Рассмотрим каналы с изоспином $\dot{I} = 0$. В этом случае субматрицы α, β и γ являются просто числами. При этом /3/ приводится к виду

$$X = \alpha + i\pi\beta^2 \rho_\Sigma / (1 - i\pi\gamma\rho_\Sigma) = a + ib, \qquad /14/$$

где

$$a = \alpha - \frac{\pi^2 \beta^2 \gamma \rho_\Sigma^2}{1 + \pi^2 \rho_\Sigma^2 \gamma^2}$$

$$b = \frac{\pi\beta^2 \rho_\Sigma}{1 + \pi^2 \rho_\Sigma^2 \gamma^2} > 0. \qquad /15/$$

Подставляя /14/ в /12/, получим

$$T'_{KK} = (1 - iX')^{-1} X' = \pi \rho_K (a^0 + ib^0) \Delta_0^{-1}$$

$$T'_{\Sigma K} = \pi^{1/2} \rho_K^{1/2} (b^0)^{1/2} e^{i\lambda_\Sigma} \Delta_0^{-1}, \qquad /16/$$

где $\quad \operatorname{tg} \lambda_\Sigma = \pi\gamma\rho_\Sigma \quad ; \Delta_0 = 1 - i\pi\rho_K (a^0 + ib^0).$

Формулы /16/ для процессов $\bar{K}+N\to\bar{K}+N$ и $\bar{K}+N\to\Sigma+\pi$ были получены многими авторами[3].

Запишем

$$T'_{\gamma K}=\xi^{T}(1-iX')^{-1}+i\eta^{T}(1-i\gamma')^{-1}\beta'^{T}(1-iX')^{-1}=$$

$$=\begin{pmatrix}T'_{\Lambda\gamma K}\\ T'_{\Sigma\gamma K}\end{pmatrix} \qquad /17/$$

и

$$\eta^{T}=\begin{pmatrix}\eta^{o}_{\Lambda\Sigma}\\ \eta^{o}_{\Sigma\Sigma}\end{pmatrix},\quad \xi^{T}=\begin{pmatrix}\xi^{o}_{\Lambda K}\\ \xi^{o}_{\Sigma K}\end{pmatrix}.$$

Из /14/, /15/, /16/ и /17/ легко получить, что

$$T'_{\Lambda\gamma K}=\pi\rho_{\gamma\Lambda}^{1/2}\rho_{K}^{1/2}\Delta_{o}^{-1}\left[\xi^{o}_{\Lambda K}+i\eta^{o}_{\Lambda\Sigma}\pi^{1/2}\rho_{\Sigma}^{1/2}(b^{o})^{1/2}e^{i\lambda_{\Sigma}}\right]$$

$$T'_{\Sigma\gamma K}=\pi\rho_{\gamma\Sigma}^{1/2}\rho_{K}^{1/2}\Delta_{o}^{-1}\left[\xi^{o}_{\Sigma K}+i\eta^{o}_{\Sigma\Sigma}\pi^{1/2}\rho_{\Sigma}^{1/2}(b^{o})^{1/2}e^{i\lambda_{\Sigma}}\right]. \qquad /18/$$

Заметим, что $T'_{\Lambda\gamma K}$, $T'_{\Sigma\gamma K}$ и $T'_{\Sigma K}$ имеют почти одинаковую энергетическую зависимость в области малых энергий, где / в предположении положительности относительной четности гиперонов/ зависимостью от энергии величин ρ_{Σ}, ρ_{Λ}, $\rho_{\gamma\Lambda}$ и $\rho_{\gamma\Sigma}$ можно пренебречь.

Перейдем к рассмотрению каналов с изоспином $\dot{I}=1$. В этом случае γ и β являются матрицами

$$\gamma=\begin{pmatrix}\gamma_{\Lambda\Lambda} & \gamma_{\Sigma\Lambda}\\ \gamma_{\Lambda\Sigma} & \gamma_{\Sigma\Sigma}\end{pmatrix}\qquad \beta=(\beta_{\Lambda K},\ \beta_{\Sigma K}). \qquad /19/$$

Нетрудно проверить, что и в этом случае X является просто комплексным числом

$$X = a^1 + i b^1 \quad , \qquad /20/$$

где

$$a^1 = \alpha - \pi\beta\, \rho_\gamma^{1/2} \frac{1}{1+\gamma'^2} \gamma' \rho_\gamma^{1/2} \beta^T$$

$$b^1 = \pi\beta\, \rho_\gamma^{1/2} \frac{1}{1+\gamma'^2} \rho_\gamma^{1/2} \beta^T . \qquad /21/$$

Из /12/, /13/, /19/, /20/ и /21/ следует, что

$$T'_{KK} = \pi \rho_K (a^1 + i b^1)\, \Delta_1^{-1}$$

$$T'_{\Lambda K} = \pi^{1/2} \rho_K^{1/2} (b^1_{\Lambda K})^{1/2} e^{i\lambda_{\Lambda K}} \Delta_1^{-1} \qquad /22/$$

$$T'_{\Sigma K} = \pi^{1/2} \rho_K^{1/2} (b^1_{\Sigma K})^{1/2} e^{i\lambda_{\Sigma K}} \Delta_1^{-1} ,$$

где

$$\Delta_1 = 1 - i\pi\rho_K (a^1 + i b^1)$$

$$\pi^{1/2} \rho_K^{1/2} b_{\Lambda K}^{1/2} e^{i\lambda_{\Lambda K}} \equiv \langle \Lambda | (1 - i\gamma')^{-1} \beta'^T | K \rangle \qquad /23/$$

$$\pi^{1/2} \rho_K^{1/2} b_{\Sigma K}^{1/2} e^{i\lambda_{\Sigma K}} \equiv \langle \Sigma | (1 - i\gamma')^{-1} \beta'^T | K \rangle ,$$

а величины $b_{\Lambda K}$ и $b_{\Sigma K}$ связаны с b

$$b_{\Lambda K} + b_{\Sigma K} = b . \qquad /24/$$

Если представить матрицы ξ и η в виде

$$\xi = (\xi_{\Lambda K}, \xi_{\Sigma K}) \qquad /25/$$

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta_{\Lambda\Lambda} & \eta_{\Sigma\Lambda} \\ \eta_{\Lambda\Sigma} & \eta_{\Sigma\Sigma} \end{pmatrix} ,$$

то матричные элементы $T'_{\gamma\Lambda K}$, $T'_{\gamma\Sigma K}$ принимают вид

$$T'_{\gamma\Lambda K} = \pi \rho_{\gamma\Lambda}^{1/2} \rho_K^{1/2} \Delta_1^{-1} \left[\xi_{\Lambda K} + i \eta_{\Lambda\Lambda} \pi^{1/2} \rho_\Lambda^{1/2} b_{\Lambda K}^{1/2} e^{i\lambda_{\Lambda K}} + \right.$$

$$\left. + i\eta_{\Lambda\Sigma} \pi^{1/2} \rho_\Sigma^{1/2} b_{\Sigma K}^{1/2} e^{i\lambda_{\Sigma K}} \right] \qquad /26/$$

и

$$T'_{\gamma\Sigma K} = \pi \rho_{\gamma\Sigma}^{1/2} \rho_K^{1/2} \Delta_1^{-1} \left[\xi_{\Sigma K} + i \eta_{\Sigma\Lambda} \pi^{1/2} \rho_\Lambda^{1/2} b_{\Lambda K}^{1/2} e^{i\lambda_{\Lambda K}} + \right.$$

$$\left. + i\eta_{\Sigma\Sigma} \pi^{1/2} \rho_\Sigma^{1/2} b_{\Sigma K}^{1/2} e^{i\lambda_{\Sigma K}} \right]. \qquad /27/$$

Для упрощения введем новые обозначения

$$\alpha_\Lambda^0 = \pi^{1/2} \rho_{\gamma\Lambda}^{1/2} \left[\xi_{\Lambda K}^0 + i \eta_{\Lambda\Sigma}^0 \pi^{1/2} \rho_\Sigma^{1/2} (b^0)^{1/2} e^{i\lambda_\Sigma} \right]$$

$$\alpha_\Sigma^0 = \pi^{1/2} \rho_{\gamma\Sigma}^{1/2} \left[\xi_{\Sigma K}^0 + i \eta_{\Sigma\Sigma}^0 \pi^{1/2} \rho_\Sigma^{1/2} (b^0)^{1/2} e^{i\lambda_\Sigma} \right]$$

$$\alpha_\Lambda^1 = \pi^{1/2} \rho_{\gamma\Lambda}^{1/2} \left[\xi_{\Lambda K}^1 + i \eta_{\Lambda\Lambda}^1 \pi^{1/2} \rho_\Lambda^{1/2} (b_{\Lambda K}^1)^{1/2} e^{i\lambda_{\Lambda K}} + \right.$$

$$\left. + i \eta_{\Lambda\Sigma}^1 \pi^{1/2} \rho_\Sigma^{1/2} (b_{\Sigma K}^1)^{1/2} e^{i\lambda_{\Sigma K}} \right]$$

$$\alpha_\Sigma^1 = \pi^{1/2} \rho_{\gamma\Sigma}^{1/2} \left[\xi_{\Sigma K}^1 + i \eta_{\Sigma\Lambda}^1 \pi^{1/2} \rho_\Lambda^{1/2} (b_{\Lambda K}^1)^{1/2} e^{i\lambda_{\Lambda K}} + \right. \qquad /28/$$

$$\left. + i \eta_{\Sigma\Sigma}^1 \pi^{1/2} \rho_\Sigma^{1/2} (b_{\Sigma K}^1)^{1/2} e^{i\lambda_{\Sigma K}} \right]$$

$$\alpha'^{1}_\Sigma = \pi^{1/2} \rho_{\gamma\Sigma}^{1/2} \left[\xi'^{1}_{\Sigma K} + i \eta'^{1}_{\Sigma\Lambda} \pi^{1/2} \rho_\Lambda^{1/2} (b_{\Lambda K}^1)^{1/2} e^{i\lambda_{\Lambda K}} + \right.$$

$$\left. + i \eta'^{1}_{\Sigma\Sigma} \pi^{1/2} \rho_\Sigma^{1/2} (b_{\Sigma K}^1)^{1/2} e^{i\lambda_{\Sigma K}} \right],$$

с помощью которых сечения процессов /1/ могут быть записаны в следующем виде

Процесс	Сечение
$K^- + p \to \Lambda^0 + \gamma$ $\bar{K}^0 + n \to \Lambda^0 + \gamma$	$\frac{2\pi m_K}{E_K \cdot K} \left| \alpha_\Lambda^0 \Delta_0^{-1} \pm \alpha_\Lambda^1 \Delta_1^{-1} \right|^2$
$K^- + p \to \Sigma^0 + \gamma$ $\bar{K}^0 + n \to \Sigma^0 + \gamma$	$\frac{2\pi m_K}{E_K \cdot K} \left| -\frac{1}{\sqrt{3}} \alpha_\Sigma^0 \Delta_0^{-1} \pm \alpha_\Sigma^1 \Delta_1^{-1} \right|^2$
$K^- + n \to \Sigma^- + \gamma$ $\bar{K}^0 + p \to \Sigma^+ + \gamma$	$\frac{2\pi \cdot m_K}{E_K \cdot K} \left| \Delta_1^{-1} \right|^2 \left| \alpha_\Sigma^1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \alpha_\Sigma^{11} \right|^2.$

Таким образом, экспериментальное исследование процессов $\bar{K} + N \to \Lambda(\Sigma) + \gamma$ в $\bar{K} + p$ и $\bar{K} + d$ столкновениях может дать некоторые сведения о матричных элементах α_Λ и α_Σ. Этих сведений, конечно, недостаточно для восстановления матричных элементов ξ и η, которые описывают фоторождение мезонов на гиперонах. Тем не менее они могут оказаться полезными для изучения взаимодействия гиперонов с мезонами и фотонами.

4. Мощным методом анализа сильных взаимодействий оказывается метод дисперсионных соотношений /д.с./, использование которого в ряде случаев позволяет получить интересные результаты в области малых энергий. Можно думать, что метод д.с. применим и к процессу фоторождения мезонов на гиперонах.

В настоящей заметке мы ограничимся обобщением теоремы Кролл-Рудермана для фоторождения пионов около порога /4/.

Предположим, что Λ и Σ гипероны имеют положительную относительную четность и K-мезон псевдоскалярен. В области малых энергий родившихся частиц достаточно учесть электрическое дипольное излучение. Обобщенная теорема Кролл-Рудермана утверждает, что с точностью до $m_\pi/M_\varkappa$ 15% матрица η для электрического дипольного перехода определяется полностью константами связи пионов с гиперонами.

Запишем гамильтониан пион-гиперонного взаимодействия в виде

$$\mathcal{H} = i g_{\Sigma\Lambda} \bar{\vec{\Sigma}} \gamma_5 \Lambda \vec{\pi} + i g_{\Sigma\Sigma} \left([\bar{\vec{\Sigma}} \gamma_5 \vec{\Sigma}] \cdot \vec{\pi} \right) + h.c. =$$
$$= i g_{\Sigma\Lambda} \left[\bar{\Sigma}_0 \gamma_5 \Lambda \pi_0 + \bar{\Sigma}_+ \gamma_5 \Lambda \pi^+ + \bar{\Sigma}_- \gamma_5 \Lambda \pi^- \right] + \qquad /29/$$
$$+ i g_{\Sigma\Sigma} \Big[\left(\bar{\Sigma}_- \gamma_5 \Sigma_- - \bar{\Sigma}_+ \gamma_5 \Sigma_+ \right) \pi^0 + \left(\bar{\Sigma}_+ \gamma_5 \Sigma_0 \pi^+ - \bar{\Sigma}_- \gamma_5 \Sigma_0 \pi^- \right) + \left(\bar{\Sigma}_0 \gamma_5 \Sigma^- \pi^+ - \bar{\Sigma}_0 \gamma_5 \Sigma^+ \pi^- \right) \Big] + h.c.$$

Следуя методу Лоу [5], можно получить, что

$$\eta^0_{\Lambda\Sigma} \sim m_\pi / M, \quad \eta^1_{\Sigma\Lambda} \sim m_\pi / M, \quad \eta^1_{\Sigma\Sigma} \sim m_\pi / M$$

$$\eta^{11}_{\Sigma\Lambda} = \eta^{11}_{\Lambda\Sigma} = \sqrt{2}\, \alpha^{1/2} f_{\Sigma\Lambda} \left[1 + O\left(m_\pi / M \right) \right] \qquad /30/$$

$$\eta^{11}_{\Sigma\Sigma} = \alpha^{1/2} f_{\Sigma\Sigma} \left[1 + O\left(m_\pi / M \right) \right]; \quad \eta^0_{\Sigma\Sigma} \sim \frac{m_\pi}{M},$$

где m_π -масса пиона, M- масса гиперона, а $\alpha^2 = e^2/4\pi = 1/137$, $f^2 = g^2/8\pi M$.

Литература

1. Л.И. Лапидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 37, 283, 1957 г.
2. J.D.Jackson, D.G.Ravenhall, H.W.Wyld. Nuovo Cimento, 9,834 (1958).
   R.H.Dalitz, S.F.Tuan Ann. of Phys., 8,100 (1959).
   M.Ross, G.Show. Phys.Rev., 115,1773 (1959).
3. R.H.Dalitz, S.F.Tuan. Ann. of Phys., 10,307 (1960).
   P.T.Mathews, A.Salam. Nuovo Cimento, 13,382 (1959).
   J.D.Jackson, H.Wyld. Nuovo Cimento, 13,84 (1959).
4. K.M.Kroll, M.A.Ruderman. Phys.Rev., 93,233 (1954).
5. F.E.Low. Phys.Rev., 97,1392 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 мая 1961 г.