ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 9355

Нгуен Суан Хан, В.Н.Первушин

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ С АНОМАЛЬНЫМИ МАГНИТНЫМИ МОМЕНТАМИ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ. πN-РАССЕЯНИЕ И КУЛОНОВСКАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

1975

P2 - 9355

Нгуен Суан Хан, В.Н.Первушин

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ С АНОМАЛЬНЫМИ МАГНИТНЫМИ МОМЕНТАМИ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ. πN-РАССЕЯНИЕ И КУЛОНОВСКАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Направлено в ТМФ

1. Введение

Эйкональное приближение для амплитуды рассеяния высокоэнергетических частиц в квантовой теории поля исследовалось многими авторами [1–7]. В этих исследованиях, однако, фактически не принимается во внимание наличие спиновых структур у рассеивающихся частиц. Между тем хорошо известно из эксперимента, что спиновые эффекты представляют большой интерес во многих процессах. Поэтому в настоящей работе рассмотрена задача обобщения приближения эйконала с целью учета спиновых эффектов, а именно, изучаются рассеяния частиц с аномальными магнитными моментами.

Здесь исследуется электромагнитное взаимодействие, т.е. взаимодействие, обусловленное обменом векторными частицами с исчезающей массой $\mu \to 0$. В работах [8–10] было доказано, что именно в этом случае эйкональное приближение хорошо работает в большой области энергии. Интересно отметить, что в [11–12] эйкональное приближение было применено к задаче о связанных состояниях. При этом были получены не только формула Бальмера, но и релятивистские поправки к основному уровню энергии.

Взаимодействие частицы, обладающей аномальным магнитным моментом, с электромагнитным полем является неренормируемым [13,14]. Поскольку в неренормируемых теориях поля обычная теория возмущения неприменима [14–17], в данной работе используется метод функционального интегрирования, позволяющий выполнить расчеты в компактной форме.

План изложения следующий. В первом параграфе рассматривается рассеяние скалярного пиона на нуклоне с аномальным магнитным моментом "πN". Получено эйкональное представление амплитуды рассеяния в области больших энергий при фиксированных передачах. Показано, что учет аномального магнитного момента приводит к добавлению в эйкональной фазе аддитивного члена, ответственного за переворот спина в процессе рассеяния, и в асимптотике $s \to \infty$ проблемы перенормировки не возникают. Во втором параграфе приводится вычисление кулоновской интерференции при рассеянии заряженных адронов. Найденная разность фаз, определяющая интерференцию, является обобщением формулы Бете в рамках квантовой теории поля.

2. Эйкональное представление амплитуды рассеяния пиона на нуклоне с аномальным магнитным моментом

Рассмотрим рассеяние скалярной частицы /пиона, π / на спинорной частице с аномальным магнитным моментом κ /нуклоне, N/ в области высоких энергий и при фиксированных передачах.

При построении эйконального представления амплитуды рассеяния в рамках функционального подхода можно исходить из эйконального разложения точной двухточечной функции Грина "πN" на массовой поверхности [2] или из усреднения двух классических амплитуд рассеяния, найденных в эйкональном приближении [1]. В данной работе мы будем использовать последний способ, который оказывается более простым. Амплитуду рассеяния "πN" будем искать по формуле

$$i(2\pi)^4\,\delta^{(4)}(p_1+p_2-q_1-q_2)T(p_1,p_2;q_1,q_2)=$$

$$=\exp\left\{-\frac{i}{2}\int dz_1 dz_2\,\frac{\delta}{\delta A_\rho(z_1)}D_{\rho\sigma}(z_1-z_2)\frac{\delta}{\delta A_\sigma(z_2)}\right\}\times$$

$$\times F^{Э}_{\pi}(p_1,\ q_1\,|A)F^{Э}_{N}(p_2,q_2\,|A)\Big|_{A=0}\,, \qquad /1/$$

где $F_\pi^Э(p,q\,|\,A)$ - амплитуда рассеяния пиона /p и q - импульсы пиона до и после рассеяния/ на внешнем векторном поле $eA_\mu(x)$, $(\partial^\mu A_\mu(x)=0)$, которая в эйкональном приближении имеет вид /18/

$$F_\pi^Э(p,q|A) = -\int dx\; e^{i(q-p)x} \left(\frac{d}{d\alpha} \exp[ie\int_\alpha^\infty 2p^\mu A_\mu(x-2p\xi)d\xi]\right)_{\alpha=0} . \qquad /2/$$

$F_N^Э(p,q\,|A)$ - амплитуда рассеяния нуклона на внешнем векторном поле $eA_\mu(x)$ /18/.

$$F_N^Э(p,q\,|A) = -\frac{\bar u(q)}{2m}\int dx\; e^{i(q-p)x}\; T_\gamma \times$$

$$\times\left(\frac{d}{d\alpha}\exp[\,i\int_\alpha^\infty 2\,j^\mu[p,\gamma(\xi)]A_\mu(x-2p\xi)]\right)_{\alpha=0} u(p). \qquad /3/$$

Здесь используется сокращенная запись:

$$j^\mu[p,\gamma(\xi)] = -ep^\mu - i\kappa[p^\nu\gamma^\mu(\xi) - p^\mu\gamma^\nu(\xi)]\partial_\nu . \qquad /4/$$

T_γ - символ упорядочения γ-матриц по переменной ξ /19/, а спиноры $\bar u(q)$, $u(p)$ на массовой поверхности удовлетворяют свободному уравнению Дирака и условию нормировки $\bar u(q)\,u(q) = 2m$.

После подстановки /2-4/ в /1/ вариационное дифференцирование легко выполняется, в результате получим:

$$i(2\pi)^4\,\delta^{(4)}(p_1+p_2-q_1-q_2)T(p_1, p_2; q_1, q_2) =$$

$$= \frac{\bar u(q_2)}{2m}\int\prod_{k=1}^{2} dx_k \exp[\,i(q_k-p_k)x_k\,]\,T_{\gamma_2} \times$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\alpha_1\,\partial\alpha_2}\exp\{\,4ie\int_{\alpha_1}^\infty d\xi_1\int_{\alpha_2}^\infty d\xi_2\; p_1^\mu D^c_{\mu\nu}(x_1-x_2-2p_1\xi_1+\right.$$

$$\left.+2p_2\xi_2)j^\nu[p_2,\gamma(\xi_2)]\}\right)u(p_2), \qquad \alpha_1=\alpha_2=0 . \qquad /5/$$

В формуле /5/ рассматривается рассеяние вперед, поэтому были опущены радиационные поправки к рассеивающимся частицам.

Дальнейшее вычисление проведем в системе центра масс сталкивающихся частиц $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 = \vec{p}$ и направим ось z по импульсу p_1 .

$$p_1 = (p_{10}, 0, 0, p), \quad p_2 = (p_{20}, 0, 0, -p),$$

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_{10} + p_{20})^2 = 4p_0^2 , \quad p_{10} = p_{20} = p_0 ,$$

$$t = (q_1 - p_1)^2 = (q_2 - p_2)^2 = -\Delta^2 . \qquad /6/$$

Теперь, делая замену переменных [3]

$$x_1 + x_2 = z , \quad x_1 - x_2 = b ,$$

$$\xi_1 \to \xi_1 - \frac{pb_0 - p_0 b_z}{4pp_0},$$

$$\xi_2 \to \xi_2 + \frac{pb_0 + p_0 b_z}{4pp_0} \qquad /7/$$

и интегрируя по dz , db_0, db_z , для амплитуды рассеяния получим:

$$T(s,t) = -2is \frac{\bar{u}(q_2)}{2m} \int d\vec{b}_\perp e^{i\Delta \vec{b}_\perp} .$$

$$/8/$$

$$(T_{\gamma_2} \exp\{ie \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_2 \hat{p}_1^{\mu} D^{e}_{\mu\nu}(b_{\tau_1\tau_2}) j^{\nu}[\hat{p}_2, \gamma(\tau_2)]\} - 1) u(p_2),$$

где

$$\hat{p}_i^{\mu} = \frac{p_i^{\mu}}{|p|} , \quad \tau_i = 2|p|\xi_i \qquad (i = 1,2),$$

$$/9/$$

$$b_{\tau_1\tau_2} = \vec{b}_\perp - \hat{p}_1 \tau_1 + \hat{p}_2 \tau_2 .$$

Используем формулу /8/ в области высоких энергий $s \to \infty$ при фиксированных переданных импульсах $\frac{|t|}{s} \to 0$ /рассеяние вперед/. В этой области спиноры $u(p)$ и $\bar{u}(q)$, являющиеся решениями свободного уравнения Дирака /см., например, [13] /, в асимптотике принимают вид

$$u(p) = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\vec{\sigma}\vec{p}}{|p|} \end{pmatrix} \sqrt{m}\ \psi_p ,$$

$$\bar{u}(q) = \bar{\psi}_q \ \sqrt{m}\ (1,\ \frac{\vec{\sigma}\vec{p}}{|p|}),\quad |\vec{p}| \simeq |\vec{q}|, \qquad /10/$$

где ψ_p, $\bar{\psi}_q$ - обычные двухкомпонентные спиноры. Используем разложение $j^{\mu}[\hat{p}, \gamma(\tau)]$ по z-компоненте импульса* и подставляем /10/ в /8/. В результате амплитуда рассеяния принимает вид

$$T(s,t) = -2is\,\bar{\psi}_{q_2} \int d\vec{b}_{\perp} e^{i\Delta \vec{b}_{\perp}} [e^{i\chi_0(b)}\ \Gamma_1(b) - 1]\,\psi_{p_2}, \qquad /11/$$

где $\chi_0(b)$ - фаза соответствует кулоновскому взаимодействию. Эта фаза определяется формулой

$$\chi_0(b) = \frac{e^2}{(2\pi)^2} \int d\vec{k}_{\perp} \frac{e^{-i\vec{k}_{\perp}\vec{b}_{\perp}}}{\mu^2 + \vec{k}_{\perp}^2} = \frac{e^2}{2\pi} K_0(\mu|\vec{b}_{\perp}|), \qquad /12/$$

---

*
$$j^{\mu}[\hat{p}, \gamma(\tau)] A_{\mu}(x-\hat{p}\tau) = \hat{p}^{\mu}[-e + i\kappa \vec{\gamma}_{\perp}(\tau)\vec{\partial}_{\perp}] A_{\mu}(x-\hat{p}\tau)$$
$$-\kappa[\vec{\gamma}_{\perp}]^{\mu}\partial_{\tau} A_{\mu}(x-\hat{p}\tau) + i\kappa[\frac{p_z}{p_0}\gamma^{0} - \gamma^{z}][\partial_0 A_z(x-\hat{p}\tau) -$$
$$-\partial_z A_0(x-\hat{p}\tau)], \qquad (\vec{\gamma}_{\perp})^{\mu} = (0, -\vec{\gamma}_{\perp}, 0).$$

$K_0(\mu|\vec{b}_\perp|)$ - функция Кельвина нулевого порядка, а выражение $\Gamma_1(b)$ равно

$$\Gamma_1(b) = \frac{1}{2}(1, -\sigma_z)\,T_{\tau_2}\,\exp\{-e\kappa\int_{-\infty}^{\infty} d\tau_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_2\,[\hat{p}_1^{\mu}\vec{\gamma}^{\,+}(\tau_2)\times$$

$$\times\vec{\partial}_{+} D_{\mu\rho}(b_{\tau_1\tau_2})\hat{p}_2^{\rho} - \hat{p}_1^{\mu}[\gamma^z(\tau_2) + \gamma^{\circ}(\tau_2)\frac{p_z}{p_0}]\times$$

$$\times[\partial_z D_{\mu 0}(b_{\tau_1\tau_2}) - \partial_0 D_{\mu z}(b_{\tau_1\tau_2})]]\}\binom{1}{-\sigma_z}. \qquad /13/$$

Заметим, что разложение последнего выражения в ряд по степеням $[\gamma^z + \gamma^{\circ}\frac{p_z}{p_0}]$ фактически ведется по величине $[\gamma^z + \gamma^{\circ}\frac{p_z}{p_0}]^2 = -\frac{m^2}{p_0^2}$, так как $(1, -\sigma_z)[\gamma^z + \gamma^{\circ}\frac{p_z}{p_0}]\binom{1}{-\sigma_z} = 0$. Поэтому вторым слагаемым под знаком экспоненты в /13/ вообще можно пренебречь. Тогда для $\Gamma_1(b)$ имеем

$$\Gamma_1(b) = \frac{1}{2}(1, -\sigma_z)\,T_{\tau_2}\,\exp\{-2e\kappa\int_{-\infty}^{\infty} d\tau_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_2\,\vec{\gamma}_\perp(\tau_2)\,\vec{\partial}_\perp D(b_{\tau_1\tau_2})\}\binom{1}{-\sigma_z}.$$

$$/14/$$

Поскольку выполняется равенство

$$[\vec{\gamma}^{\perp}(\tau_2)\vec{\partial}_\perp D_0^c(b_{\tau_1\tau_2}),\ \vec{\gamma}_\perp(\tau_2')\vec{\partial}_\perp D_0^c(b_{\tau_1\tau_2'})]_{\tau_2=\tau_2'} = 0, \qquad /15/$$

то $\vec{\gamma}_\perp(\tau_2)$ -матрица в формуле /14/ не зависит от упорядоченного параметра τ_2 и T_{τ_2} - упорядоченная экспонента совпадает с обычной

$$\Gamma_1(b) = \frac{1}{2}(1, -\sigma_z)\exp\{-2e\kappa\,\vec{\gamma}_\perp\,\vec{\partial}_\perp\int_{-\infty}^{\infty} d\tau_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_2\,D_0^c(b_{\tau_1\tau_2})\}\binom{1}{\sigma_z} =$$

$$= \frac{1}{2}(1, -\sigma_z)\exp\{-\frac{e\kappa}{2\pi}\vec{\gamma}_\perp\cdot\vec{\partial}_\perp K_0(\mu|\vec{b}_\perp|)\}\binom{1}{-\sigma_z}. \qquad /16/$$

Перейдем к цилиндрическим координатам $\vec{b}_\perp = \vec{\rho} = \rho \vec{n}$, $\vec{n} = (\cos\phi, \sin\phi)$, ϕ - азимутальный угол в плоскости (x, y). Учитывая далее

$$[\vec{n} \times \vec{\sigma}]_z = -\sigma_x \sin\phi + \sigma_y \cos\phi ,$$
$$[\vec{n} \times \vec{\sigma}]_z^2 = 1 , \qquad /17/$$

получим

$$\Gamma_1(b) = \exp\{ i [\vec{n} \times \vec{\sigma}]_z \chi_1(\vec{\rho}) \}, \qquad /18/$$

где $\chi_1(\vec{\rho})$ определяется формулой

$$\chi_1(\vec{\rho}) = \frac{e\kappa}{2\pi} \partial_\rho K_0(\mu |\rho|). \qquad /19/$$

В результате получим эйкональное представление для амплитуды рассеяния "πN" *:

$$T_{\pi N}(s,t) = -2is \bar{\psi}_{q_2} \int d\vec{b}_\perp e^{i\Delta \vec{b}_\perp} (\exp\{ i\chi_0(b) +$$
$$+ i[\vec{n} \times \vec{\sigma}]_z \chi_1(b) \} - 1) \psi_{p_2} . \qquad /20/$$

Таким образом, учет аномального магнитного момента нуклона в эйкональной фазе приводит к появлению аддитивного члена, который ответственен за переворот спина в процессе рассеяния.

Интегрируя в формуле /20/ по угловой переменной [20], для амплитуды будем иметь

---

* Амплитуда $T(s,t)$ в системе центра масс нормирована следующими соотношениями:

$$\sigma_{tot} = \frac{\mathrm{Im}\, T(s,t=0)}{s} , \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|T(s,t)|^2}{64\pi^2 s} .$$

$$T_{\pi N}(s,t) = \bar{\psi}_{q_2}\,[f_0(s,\Delta) + i\sigma_y f_1(s,\Delta)]\,\psi_{p_2}\,. \qquad /21/$$

здесь $f_0(s,\Delta)$ и $f_1(s,\Delta)$ описывают процессы без переворота и с переворотом спина, соответственно они даются следующими выражениями:

$$f_0(s,\Delta) = -4\pi i s \int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_0(\Delta\rho)[e^{i\chi_0}\cos\chi_1 - 1],$$

$$f_1(s,\Delta) = 4\pi s \int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_1(\Delta\rho)\sin\chi_1\,. \qquad /22/$$

Очевидно, все полученные результаты /20-22/ конечны, поэтому проблема перенормировки в асимптотике $s\to\infty$ в нашем приближении не возникает.

3. *Кулоновская интерференция*

Интересно применить полученные выше результаты к обсуждению кулоновской интерференции [21-23] при рассеянии заряженных адронов /πN/*. Учет ядерного взаимодействия в нашем подходе осуществляется заменой эйкональной фазы [25] $\chi_{em}(b) \to \chi_{em}(b) + \chi_h(b)$

$$T(s,t) = -2is\bar{\psi}_{q_2}\int d\vec{b}_\perp\, e^{i\vec{\Delta}\vec{b}_\perp}\times$$

$$\times(\exp[\,i\chi_{em}(b) + i\chi_h(b)] - 1)\,\psi_{p_2}\,, \qquad /24/$$

---

* Кулоновская интерференция для частиц с аномальным магнитным моментом впервые была рассмотрена в работе /24/, где амплитуда вычислялась фактически лишь в первом борновском приближении по кулоновскому взаимодействию. Релятивистское эйкональное приближение впервые было применено для вычисления кулоновской интерференции без учета спина в работе /25/.

Литература

1. S.Coleman, J.Wess, B.Zumino. Phys.Rev.,177,2239 (1969); C.L.Callan, Jr. and S.Coleman,J.Wess and Zumino. Phys.Rev., 177, 2247 (1969). Д.В.Волков.Препринт ИТФ 69-75, Киев (1969). C.Isham. Nuovo Cim., v.LIXA, No.3, 356 (1969).
2. A.Salam, J.Strathdee. Phys.Rev.,184, 1750 (1969). C.Isham, A.Salam, J.Strathdee. Ann.Phys.,(N.Y.), 62, 98 (1973).
3. Д.В.Волков, ЭЧАЯ, 4, 3 (1973).
4. V.I.Ogievetsky. Proc. of X-th Winter School of Theoretical Physics in Karpacz, v.1, p.117, Wroclaw, 1974.
5. J.Goldstone, A.Salam, S.Weinberg. Phys.Rev.127, 965 (1962).
6. S.Weinberg. Phys.Rev., D7, 1068 (1973).
7. B.W.Lee, E.Abers. Physics Reports, 9C, No 1; 1 (1973).
8. B.W.Lee, J.Zinn-Justin. Phys.Rev., D5, 3137 (1972).
9. А.Б.Борисов, В.И.Огиевецкий, ТМФ 21, 329 (1974).
10. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 18, 188 (1967).
11. T.W.B.Kibble. Phys.Rev.,155, 1554 (1967).
12. W.A.Bardeen, B.W.Lee. Phys.Rev.,177, 2389 (1969).
13. A.Z.Dubničkova. Preprint JINR E2-8696, Dubna (1975).
14. E.A.Ivanov, V.I.Ogievetsky. Preprint JINR E2-8593, Dubna (1975).
15. M.Gell-Mann, M.Levy. Nuovo Cim., 16, 705 (1960).
16. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 29, 388 (1972).
17. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 29, 1698 (1972).
18. A.Salam, J.Strathdee. Nucl.Phys., B76, 477 (1974).
19. M.Kaku, K.Kikkawa. Phys.Rev., D10, 1110 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1975 года

При вычислении $T_{ch}(s,t)$ бралась стандартная формула

$$T_h(s,t) = \bar{\psi}_q f_h(s,t=0)\psi_p e^{R^2 t}, \qquad t = -\Delta^2. \tag{28}$$

Причем

$$f_h(s,t=0) = s\,\sigma_{tot}\left[i + \frac{\mathrm{Re}\, f_h(s,t=0)}{\mathrm{Im}\, f_h(s,t=0)}\right]. \tag{29}$$

Тогда, вычисляя интеграл /26/, получим:

$$T_{ch}(s,t) = T_h(s,t)\left[1 + \frac{e\kappa}{4\pi}\sigma_y \Delta\right]\exp, \qquad \phi_t = -i\alpha[\ln(R\mu)^2 + 2C]. \tag{30}$$

Отсюда для разности /бесконечных/ фаз амплитуд $T_{ch}(s,t)$ и $T_c(s,t)$ получим следующее выражение /см.также [25]/:

$$\phi = \phi_t - \phi_c = -i\alpha \ln(R\Delta)^2. \tag{31}$$

В отличие от работы [24], где рассматривается кулоновская интерференция с учетом аномального магнитного момента, в нашем подходе произведено точное суммирование всех лестничных и кросслестничных диаграмм Фейнмана. При рассеянии на малые углы $\Delta \simeq 2p\sin\frac{\theta}{2} \simeq p\theta$ / p - релятивистский импульс частицы в системе центра масс/ разность фаз оказывается равной $\phi = 2\ln\frac{1}{Rp\theta}$. Этот результат практически совпадает с результатом, полученным Бете [21].

В заключение авторы благодарят Б.М.Барбашова, М.К.Волкова, С.П.Кулешова, В.В.Нестеренко, А.Т.Филиппова за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. H.D.I.Abarbanel, G.Itzykson. Phys.Rev.Letters, 23, 53 (1969).
2. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov,V.A.Matveev, V.N.Pervushin, A.N.Sissakian, A.N.Tavkhelidze. Phys. Letters, 33B, 484 (1970);
Б.М.Барбашов, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян. ТМФ, 3, 342 /1970/.
3. И.В.Андреев. ЖЭТФ, 58, 253 /1970/.
4. M.Levy, J.Sucher. Phys.Rev., 186, 1656 (1969).
5. F.Englert, P.Nicoletopoulos, R.Brout, G.Truffin. Nuovo Cim., 64A, 561 (1969).
6. S.J.Chang, S.Ma. Phys.Rev.Letters, 22, 1334 (1969); Phys.Rev., 188, 1235 (1969).
7. H.Cheng, T.T.Wu. Phys.Rev.Letters, 22, 666, 1405 (1969); Phys.Rev., 182, 1852, 1868, 1873, 1899 (1969); Phys.Rev., 186, 1611 (1969).
8. H.Banerjee, S.Malis. Phys.Rev., D9, 596 (1974).
9. С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев, А.Н.Тавхелидзе. ТМФ, 18, 147 /1974/.
10. R.Car, G.M.Circuta. Nuovo Cimento Letters, 11, 358 (1974).
11. E.Brezin, C.Itzykson, J.Zinn-Justin. Phys.Rev., D1, 2349 (1970).
12. M.Levy, J.Sucher. Phys.Rev., 186, 1656 (1969).
13. С.Швебер. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. ИЛ, Москва, 1963.
14. T.D.Lee, C.N.Yang. Phys.Rev., 128, 899 (1962).
15. S.Okubo. Progr. Theor. Phys., 11, 80 (1954).
16. M.K.Volkov. Ann. of Phys., 49, 202 (1968).
17. А.Т.Филиппов. Сб. "Нелокальные, нелинейные и неренормируемые теории поля", стр. 133-155. ОИЯИ, Д2-7161, Дубна, 1973.
18. В.Н.Первушин. ТМФ, 4, 28 /1970/; ТМФ, 9, 264/1971/.
19. R.Feynman. Phys.Rev., 84, 108 (1951).
20. С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян. ТМФ, 3, 73 /1970/.
21. H.A.Bethe. Ann. of Phys., 3, 190 (1958).
22. J.Rix, R.M.Thaler. Phys.Rev., 152, 1357 (1966).
23. M.P.Locher. Nucl.Phys., B2, 525 (1967).
24. А.П.Ванжа, Л.И.Лапидус, А.В.Тарасов. ЯФ, 16, 1023 /1972/.
25. И.В.Андреев, ЯФ, 12, 634 /1970/.
26. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов рядов и произведений. Наука, М., 1971.

**Рукопись поступила в издательский отдел
2 декабря 1975 года.**