

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-83-490

М.К.Волков, А.А.Осипов

ДЛИНЫ π К-РАССЕЯНИЯ

1983

В нашей предыдущей работе^{/1/} в модели составных мезонов, основанной на рассмотрении локальных четырехкварковых взаимодействий^{/2,3/}, были получены оценки для величин длин $\pi\pi$ -рассеяния $a_0^0, a_0^2, a_1^1, a_2^0, a_2^2$ и a_3^1 . В расчетах были использованы формфакторы распадов $(\rho, \epsilon, S^*) \rightarrow 2\pi$ и учтена q^2 -зависимость четырехугольных кварковых диаграмм. В этой работе аналогичный метод будет применен для вычисления длин πK -рассеяния.

Рассмотрим феноменологические мезонные лагранжианы, полученные в работах^{/4,5/}:

$$\mathcal{L}_1 = -2g^2 (\bar{K}K) \vec{\pi}^2,$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_2 = & 2g \{ m_u \vec{\pi}^2 (\epsilon \cos \alpha + S^* \sin \alpha) + \\ & + \bar{K}K \epsilon [(2m_u - m_s) \cos \alpha + \sqrt{2} (2m_s - m_u) \sin \alpha] + \\ & + \bar{K}K S^* [(2m_u - m_s) \sin \alpha - \sqrt{2} (2m_s - m_u) \cos \alpha] + \\ & + m_s \vec{\pi} (\bar{K} \vec{r} \bar{K} + \bar{K} \vec{r} K) \}, \end{aligned} \quad /1/$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_3 = & g_\rho (\vec{\pi} \times \partial \vec{\pi}) \vec{\rho} + \frac{i}{2} g_\rho [\vec{\rho} (\bar{K} \vec{r} \overleftrightarrow{\partial} K) + \\ & + (\vec{\pi} \overleftrightarrow{\partial} \bar{K}) \vec{r} K^* + \bar{K}^* \vec{r} (K \overleftrightarrow{\partial} \vec{\pi})], \end{aligned}$$

где $\pi, K, \epsilon, S^*, \bar{K}, \rho, K^*$ - поля соответствующих мезонов, $g = m_u / F_\pi$ - константа сильного взаимодействия, g_ρ - векторная константа ($g_\rho^2 / 4\pi = 3$), $m_u = 280$ МэВ и $m_s = 503$ МэВ - массы кварков, $\alpha = 17^\circ$ - угол отклонения от идеального смешивания синглет-октетных компонент скалярных мезонов.

При вычислении амплитуды рассеяния необходимо использовать формфакторы распадов

$$T \begin{pmatrix} \epsilon \\ S^* \end{pmatrix} \rightarrow 2\pi = 2gm_u \left[1 - \frac{q^2 - m_{\epsilon, S^*}^2}{(4\pi F_\pi)^2} \right] \vec{\pi}^2 \begin{pmatrix} \epsilon \cos \alpha \\ S^* \sin \alpha \end{pmatrix},$$

$$T \bar{K} \rightarrow K\pi = 2gm_s \left[1 - \frac{q^2 - m_K^2}{(4\pi F_K)^2} \right] \vec{\pi} (\bar{K} \vec{r} K + \bar{K} \vec{r} \bar{K}),$$

$$T_{\rho \rightarrow 2\pi} = -ig_{\rho} \left(1 + \frac{q^2 - m_{\rho}^2}{8\pi^2 F_{\rho}^2}\right) p_i^{\nu} \epsilon_{ijk} \pi^i \pi^j \rho^k, \quad /2/$$

$$T_{K^* \rightarrow K\pi} = -\frac{i}{2} g_{\rho} \left(1 + \frac{q^2 - m_{K^*}^2}{8\pi^2 F_K^2}\right) p_i^{\nu} f_{ijk} \phi^i \phi^j v_{\nu}^k \quad |_{4 \leq k \leq 7}$$

Здесь $F_{\pi} = 95$ МэВ - константа пионного распада, а $F_K \approx 1,3 F_{\pi}$ - константа каонного распада. Эти формфакторы получены q^2 -разложением кварковых петель /см. /1/. Амплитуды /2/, следующие из лагранжиана /1/, вполне удовлетворительно описывают соответствующие распады. Действительно, на их основе получаются следующие оценки*:

$$\Gamma_{\epsilon \rightarrow 2\pi} = 350 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{S^* \rightarrow 2\pi} = 26 \text{ МэВ}, \quad /3/$$

$$\Gamma_{\bar{K} \rightarrow K\pi} = 330 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{K^* \rightarrow K\pi} = 36 \text{ МэВ}.$$

В то же время экспериментальные значения равны /8/:

$$\Gamma_{\epsilon \rightarrow 2\pi} \sim 300-400 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{S^* \rightarrow 2\pi} = 26 \pm 5 \text{ МэВ}, \quad /4/$$

$$\Gamma_{\bar{K} \rightarrow K\pi} \sim 250 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{K^* \rightarrow K\pi} = 50,8 \pm 0,9 \text{ МэВ}.$$

Обратимся теперь к вычислению длин πK -рассеяния. Четырехугольные кварковые диаграммы /рис.1/ дают следующие вклады в амплитуды πK рассеяния:

$$T_{\square}^+ = (2g)^2 \left[-1 + \frac{t-c}{(4\pi F_{\pi})^2}\right],$$

$$T_{\square}^- = (2g)^2 \frac{s-u}{(4\pi F_{\pi})^2},$$

где $t = (p_1 - p_2)^2$, $s = (p_1 + q_1)^2$, $u = (p_1 - q_2)^2$, а p_1, p_2 и q_1, q_2 - импульсы пионов и каонов. Здесь $c/(4\pi F_{\pi})^2$ - малый произвольный параметр, который фиксируется по оптимальному выбору значений $a_0^{1/2}$ и $a_0^{3/2}$.

* Здесь и далее при выполнении численных расчетов используются экспериментальные значения для масс мезонов: $m_{\epsilon} = 770$ МэВ, $m_{S^*} = 975$ МэВ, $m_{\bar{K}} = 1350$ МэВ, $m_{K^*} = 892$ МэВ, $m_{\rho} = 770$ МэВ, $m_K = 495$ МэВ, $m_{\pi} = 140$ МэВ.

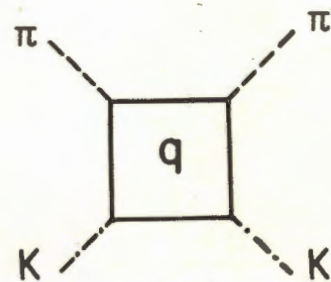


Рис. 1

Диаграммы с промежуточными скалярными мезонами /рис.2/ приводят к следующим выражениям для амплитуд πK -рассеяния:

$$T_1^+ = (2g)^2 \left\{ \frac{m_s^2}{m_K^2 - s} \left[1 + \frac{m_K^2 - s}{(4\pi F_K)^2}\right]^2 + \frac{m_s^2}{m_K^2 - u} \left[1 + \frac{m_K^2 - u}{(4\pi F_K)^2}\right]^2 + \mathcal{Q}(\epsilon, S^*, t) \right\}, \quad /6/$$

$$T_1^- = (2g)^2 \left\{ \frac{m_s^2}{m_K^2 - s} \left[1 + \frac{m_K^2 - s}{(4\pi F_K)^2}\right]^2 - \frac{m_s^2}{m_K^2 - u} \left[1 + \frac{m_K^2 - u}{(4\pi F_K)^2}\right]^2 \right\}$$

или

$$T_1^{1/2} = (2g)^2 \left\{ \frac{3m_s^2}{m_K^2 - s} \left[1 + \frac{m_K^2 - s}{(4\pi F_K)^2}\right]^2 - \frac{m_s^2}{m_K^2 - u} \left[1 + \frac{m_K^2 - u}{(4\pi F_K)^2}\right]^2 + \mathcal{Q}(\epsilon, S^*, t) \right\}, \quad /6'/$$

$$T_1^{3/2} = (2g)^2 \left\{ \frac{2m_s^2}{m_K^2 - u} \left[1 + \frac{m_K^2 - u}{(4\pi F_K)^2}\right]^2 + \mathcal{Q}(\epsilon, S^*, t) \right\},$$

где

$$\mathcal{Q}(\epsilon, S^*, t) = 2m_u \left\{ [(2m_u - m_s) \cos^2 \alpha + \frac{2m_s - m_u}{\sqrt{2}} \sin 2\alpha] \frac{\left[1 + \frac{m_{\epsilon}^2 - t}{(4\pi F_{\pi})^2}\right]^2}{m_{\epsilon}^2 - t} + \right. \quad /7/$$

$$\left. + [(2m_u - m_s) \sin^2 \alpha - \frac{2m_s - m_u}{\sqrt{2}} \sin 2\alpha] \frac{\left[1 + \frac{m_{S^*}^2 - t}{(4\pi F_{\pi})^2}\right]^2}{m_{S^*}^2 - t} \right\}.$$

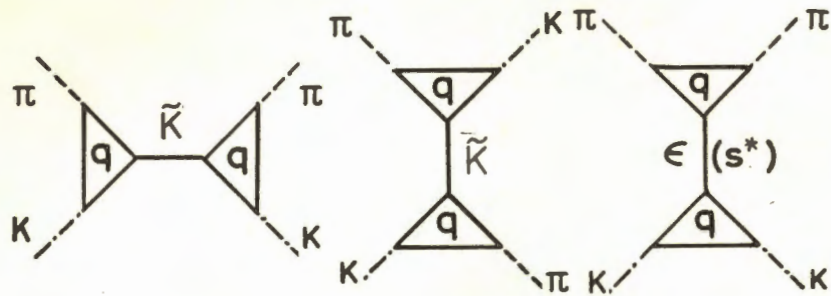


Рис. 2

Суммарный вклад амплитуд /5/ и /6/ в длины πK -рассеяния равен

$$\bar{a}_0^{1/2} = 0,153 m_\pi^{-1} - \frac{g^2}{2\pi} \frac{c}{(4\pi F_\pi)^2} (m_K + m_\pi)^{-1},$$

/8/

$$\bar{a}_0^{3/2} = -0,05 m_\pi^{-1} - \frac{g^2}{2\pi} \frac{c}{(4\pi F_\pi)^2} (m_K + m_\pi)^{-1},$$

$$\bar{a}_1^{1/2} = 0,01 m_\pi^{-3}, \quad \bar{a}_1^{3/2} = 0,001 m_\pi^{-3},$$

$$\bar{a}_2^{1/2} = 4,2 \cdot 10^{-5} m_\pi^{-5}, \quad \bar{a}_2^{3/2} = 5,2 \cdot 10^{-5} m_\pi^{-5}.$$

Диаграммы с промежуточными векторными мезонами /рис.3/ приводят к амплитудам

$$T_2^+ = \left(\frac{g\rho}{2}\right)^2 \left[\frac{t-u}{m_{K^*}^2 - s} \left(1 + \frac{s - m_{K^*}^2}{8\pi^2 F_K^2}\right)^2 + \frac{t-s}{m_{K^*}^2 - u} \left(1 + \frac{u - m_{K^*}^2}{8\pi^2 F_K^2}\right)^2 \right],$$

/9/

$$T_2^- = \left(\frac{g\rho}{2}\right)^2 \left[\frac{t-u}{m_{K^*}^2 - s} \left(1 + \frac{s - m_{K^*}^2}{8\pi^2 F_K^2}\right)^2 - \frac{t-s}{m_{K^*}^2 - u} \left(1 + \frac{u - m_{K^*}^2}{8\pi^2 F_K^2}\right)^2 + \right.$$

$$\left. + 2 \frac{s-u}{m_\rho^2 - t} \left(1 + \frac{t - m_\rho^2}{8\pi^2 F_\pi^2}\right)^2 \right]$$

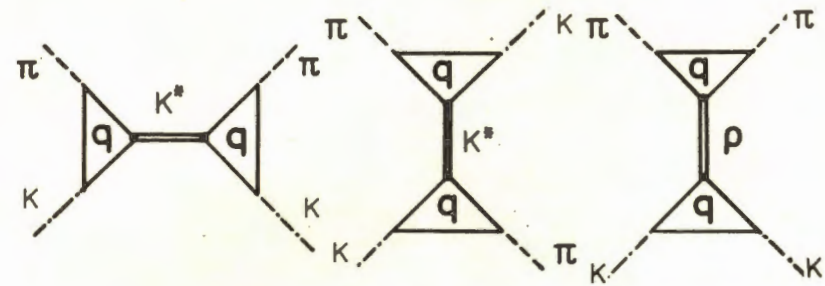


Рис. 3

или

$$T_2^{1/2} = g_\rho^2 \left\{ \frac{s-u}{m_\rho^2 - t} \left(1 + \frac{t - m_\rho^2}{8\pi^2 F_\pi^2}\right)^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4} \left[3 \frac{t-u}{m_{K^*}^2 - s} \left(1 + \frac{s - m_{K^*}^2}{8\pi^2 F_K^2}\right)^2 - \frac{t-s}{m_{K^*}^2 - u} \left(1 + \frac{u - m_{K^*}^2}{8\pi^2 F_K^2}\right)^2 \right] \right\},$$

/9'/

$$T_2^{3/2} = \frac{g_\rho^2}{2} \left[\frac{u-s}{m_\rho^2 - t} \left(1 + \frac{t - m_\rho^2}{8\pi^2 F_\pi^2}\right)^2 + \frac{t-s}{m_{K^*}^2 - u} \left(1 + \frac{u - m_{K^*}^2}{8\pi^2 F_K^2}\right)^2 \right].$$

Их вклады в длины рассеяния равны

$$\bar{a}_0^{1/2} = -0,021 m_\pi^{-1}, \quad \bar{a}_1^{1/2} = 0,0078 m_\pi^{-3}, \quad \bar{a}_2^{1/2} = 19,8 \cdot 10^{-5} m_\pi^{-5},$$

/10/

$$\bar{a}_0^{3/2} = -0,022 m_\pi^{-1}, \quad \bar{a}_1^{3/2} = 0,0013 m_\pi^{-3}, \quad \bar{a}_2^{3/2} = -17,2 \cdot 10^{-5} m_\pi^{-5}.$$

Суммируя /8/ и /10/, получаем следующие значения для длин πK -рассеяния:

$$\begin{aligned} a_0^{1/2} &= 0,13 m_\pi^{-1}, & a_0^{1/2} &= 0,1 m_\pi^{-1}, \\ a_0^{3/2} &= -0,07 m_\pi^{-1}, & a_0^{3/2} &= -0,1 m_\pi^{-1}, \end{aligned} \quad (c=0) \quad (c = \frac{m_K^2 + m_\pi^2}{2}),$$

/11/

$$a_1^{1/2} = 0,018 m_\pi^{-3}, \quad a_1^{3/2} = 0,002 m_\pi^{-3},$$

$$a_2^{1/2} = 2,4 \cdot 10^{-4} m_\pi^{-5}, \quad a_2^{3/2} = -1,2 \cdot 10^{-4} m_\pi^{-5},$$

$$a_0^{(-)} = 0,07 m_\pi^{-1}, \quad a_1^{(-)} = 0,0044 m_\pi^{-3}.$$

Экспериментальные значения равны /7/:

$$m_{\pi a_0^{1/2}} = 0,24 \pm 0,002^{/8/}; 0,13 \pm 0,09^{/9/},$$

$$m_{\pi a_0^{3/2}} = -0,05 \pm 0,006^{/8/}; -0,13 \pm 0,03^{/9/},$$

$$m_{\pi a_1^{3/2}} = 0,018 \pm 0,002^{/8/}; 0,018^{/9/},$$

$$m_{\pi a_0^{(-)}} = 0,09 \pm 0,03^{/8/}; 0,09 \pm 0,02^{/9/},$$

$$m_{\pi a_1^{(-)}} = 0,0065 \pm 0,001^{/8/}.$$

Можно попытаться уточнить полученные формулы, вводя различные F_K и g_K для разных сортов мезонов, ориентируясь при этом на распады $K \rightarrow K\pi$ и $K^* \rightarrow K\pi$. Выбирая $F_{\bar{K}} = 1,6 \cdot F_{\pi}$

$$(g_{\bar{K}} = \frac{m_s + m_u}{2F_{\bar{K}}} = 0,87g), F_{K^*} = 1,2F_{\pi} (g_{K^*} = \frac{m_s + m_u}{2F_{K^*}} = 1,17g),$$

можно добиться хорошего согласия с экспериментом в описании указанных распадов. Однако значения длин πK -рассеяния при этом мало меняются, так что лучше использовать первоначальный упрощенный вариант вычисления.

Из формул /8/ и /10/ легко видеть, что как и в случае $\pi\pi$ рассеяния, диаграммы с промежуточными векторными мезонами мало влияют на длины πK -рассеяния в s -волнах, однако их роль заметно вырастает при определении длин в высших парциальных волнах.

В заключение отметим, что похожий метод, но с другим способом регуляризации, применялся для изучения πK системы в работе /10/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ, Е2-83-177, Дубна, 1983.
2. Волков М.К., Эберт Д. ЯФ, 1982, 36, с. 1265.
3. Ebert D., Volkov M.K. Z.Phys.C, 1983, 16, p. 205.
4. Волков М.К., Креопалов Д.В. ОИЯИ, Е2-83-19, Дубна, 1983.
5. Волков М.К., Креопалов Д.В. ОИЯИ, Р2-83-310, Дубна, 1983.
6. Particle Data Group, Phys.Lett., 1982, 111B, No.4.
7. Dumbrajs O. et al. Nucl.Phys., 1983, 216B, p. 277.
8. Johannesson N., Nilsson G. Nuovo Cimento, 1978, 43A, p. 376.
9. Karabarounis A., Shaw G. Journal Phys., 1980, 6G, p. 583.
10. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1220.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Волков М.К., Осипов А.А.
Длины π K-рассеяния

P2-83-490

В модели составных мезонов, основанной на рассмотрении локальных четырехкварковых взаимодействий, получены следующие оценки для величин длин рассеяния: $m_{\pi^0 a_0^{1/2}} = 0,1$; $m_{\pi^0 a_0^{3/2}} = -0,1$; $m_{\pi^0 a_0^{(-)}} = 0,07$; $m_{\pi^0 a_1^{1/2}} = 0,018$; $m_{\pi^0 a_1^{3/2}} = 0,002$; $m_{\pi^0 a_1^{(-)}} = 0,0044$; $m_{\pi^0 a_2^{1/2}} = 2,4 \times 10^{-4}$ и $m_{\pi^0 a_2^{3/2}} = -1,2 \times 10^{-4}$. В расчетах использованы формфакторы распадов $(\rho, \epsilon, \delta^*) \rightarrow 2\pi$ и $(K, K^*) \rightarrow K\pi$. Учтена q^2 -зависимость четырехугольных кварковых диаграмм. Показано, что основной вклад в длины рассеяния s -волн дают q^2 -члены из кварковых четырехугольных диаграмм. Замечено, что диаграммы с промежуточными векторными мезонами начинают играть существенную роль при вычислении p - и d -волновых длин рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики и Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Volkov M.K., Osipov A.A.
The π K-Scattering Lengths

P2-83-490

The $m_{\pi^0 a_0^{1/2}} = 0,1$, $m_{\pi^0 a_0^{3/2}} = -0,1$, $m_{\pi^0 a_0^{(-)}} = 0,07$, $m_{\pi^0 a_1^{1/2}} = 0,018$, $m_{\pi^0 a_1^{3/2}} = -0,002$, $m_{\pi^0 a_1^{(-)}} = 0,0044$, $m_{\pi^0 a_2^{1/2}} = 2,4 \cdot 10^{-4}$ and $m_{\pi^0 a_2^{3/2}} = -1,2 \cdot 10^{-4}$ scattering lengths are calculated in the framework of the composite meson model which is based on four-quark interactions. The decay form factors of $(\rho, \epsilon, \delta^*) \rightarrow 2\pi$, $(K, K^*) \rightarrow K\pi$ are used. The q^2 -terms of the quark box diagrams are taken into account. It is shown that the q^2 -terms of the box diagrams give the main contribution to the s -wave scattering lengths. The diagrams with the intermediate vector mesons begin to play the essential role at calculation of the p - and d -wave scattering lengths.

The investigation has been performed at the Laboratory of the Theoretical Physics, and Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой