

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



7853

С346.5Г

Д-82

Экз. чит. зала

P2 - 7853

О.В.Думбрайс, М.Сташель

2716/1-74

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЛОГАРИФМА
АМПЛИТУДЫ K^+ -РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД

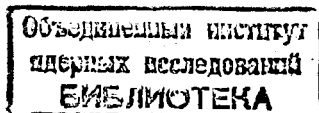
1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

О.В.Думбрайс*, М.Сташель**

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЛОГАРИФМА
АМПЛИТУДЫ K^+p -РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД

Направлено в *Physics Letters*



* НИИЯФ МГУ.

** Варшавский университет, Польша.

Хорошо известно, что дисперсионная теория каон-нуклонного рассеяния вперед все еще страдает значительными недостатками. Это обусловлено разными причинами: наличием большой нефизической области, плохим знанием констант связи $K_{N\Lambda}$, $K_{N\Sigma}$, отсутствием измерений реальной части амплитуды в области кулоновской интерференции. Результаты различных вычислений дисперсионных соотношений для амплитуды $K_{\pm p}$ -рассеяния вперед подробно проанализированы и подытожены в обзорах ^{/1, 2/}. К числу самых последних исследований на эту тему следует отнести работы ^{/3-8/}.

В данной работе $K_{\pm p}$ -рассеяние вперед впервые анализируется при помощи дисперсионных соотношений для логарифма амплитуды. Главная их особенность заключается в том, что не надо знать констант связи. Их роль играют здесь положения нулей амплитуды. Кроме того, вместо полных сечений выступают дифференциальные сечения для рассеяния вперед. На пригодность таких дисперсионных соотношений впервые указывается в работе ^{/9/}, а в работах ^{/10, 11/} они применялись для случая $\pi^{\pm} p$ -рассеяния. Использование дисперсионных соотношений для логарифма амплитуды $K_{\pm p}$ -рассеяния вперед стало возможным только после появления работ ^{/12, 5, 13/}, в которых рассматривается вопрос о нулях этой амплитуды. В статье ^{/12/} на основе теоремы ^{/14/}, связывающей число нулей амплитуды с числом ее полюсов и фазой на пороге и на бесконечности, установлено, что амплитуда $K_{\pm p}$ -рассеяния вперед может иметь три нуля. Более того, найдено, что эта амплитуда имеет один вещественный нуль между полюсами Λ и Σ и пару комплексных нулей. Положения комплексных нулей найдены модельно-независимым способом /т.е. без использования

моделей для амплитуды в нефизической и асимптотических областях и без использования каких-либо сведений о константах связи/ путем численного аналитического продолжения амплитуды из физической области к комплексным значениям энергии. Положения этих же нулей, не очень отличающиеся от предыдущих, найдены также в работе /5/ модельно-независимым способом, но с использованием совершенно иного метода численного аналитического продолжения /падэ-приближение/. Наконец, в /13/ при весьма разумном предположении /1,2/ о том, что $g_{KN\Lambda}^2 \geq 5$, найден довольно узкий интервал на действительной оси, где может находиться вещественный нуль.

Дисперсионное соотношение для логарифма амплитуды K^+_{p} -рассеяния вперед $F_{\pm}(\omega) = D_{\pm}(\omega) + iA_{\pm}(\omega)$ имеет следующий вид *:

$$\delta_{-}(\omega) = \sqrt{\omega + m_K} \sqrt{\omega - \omega_{\pi\Lambda}} \left\{ \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{-m_K} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \frac{\ln |F_{-}(\omega')|}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega' - \omega_{\pi\Lambda}}} - \right.$$

$$- \frac{1}{\pi} P \int_{\omega_{\pi\Lambda}}^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \frac{\ln |F_{-}(\omega')|}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega' - \omega_{\pi\Lambda}}} \left. - \frac{\pi}{2} - \Phi(\omega, \omega_{\Lambda}) + \Phi(\omega, \omega_{or}) - \Phi(\omega, \omega_{\Sigma}) + \right.$$

$$+ i \ln \left[\frac{2\sqrt{(\omega + m_K)(\omega - \omega_{\pi\Lambda})(\omega_{oc} + m_K)(\omega_{oc} - \omega_{\pi\Lambda})} + 2(\omega + m_K)(\omega - \omega_{\pi\Lambda}) + (\omega_{oc} - \omega)(2\omega + m_K - \omega_{\pi\Lambda})}{(\omega - \omega_{oc}^*)} \right] -$$

$$- i \ln \left[\frac{2\sqrt{(\omega + m_K)(\omega - \omega_{\pi\Lambda})(\omega_{oc}^* + m_K)(\omega_{oc}^* - \omega_{\pi\Lambda})} + 2(\omega + m_K)(\omega - \omega_{\pi\Lambda}) + (\omega_{oc}^* - \omega)(2\omega + m_K - \omega_{\pi\Lambda})}{(\omega - \omega_{oc})} \right],$$

где

* Вывод см. в Приложении.

$$\Phi(\omega, \omega_{zero, pole}) = \arcsin \left[\frac{2m_K \omega_{\pi\Lambda} - 2\omega \omega_{zero, pole} + (\omega + \omega_{zero, pole})(\omega_{\pi\Lambda} - m_K)}{(\omega_{zero, pole} - \omega)(\omega_{\pi\Lambda} + m_K)} \right] \quad /2/$$

Здесь $\delta_{-}(\omega)$ означает фазу амплитуды K^-_{p} -рассеяния, ω - лабораторная энергия, $\omega_{\pi\Lambda}$ - начало нефизического разреза, $\omega_{\Lambda, \Sigma}$ - положения Λ - и Σ -полюсов соответственно, ω_{or} - положение вещественного нуля, ω_{oc} - положение комплексного нуля.

В качестве исходных данных по модулю амплитуды

$$|F_{\pm}(\omega)| = \sqrt{(d\sigma_{\pm}(\omega)/d\Omega)_0} \quad \text{мы использовали для}$$

K^+_{p} -рассеяния от порога до 0,14 ГэВ/с приближение эффективного радиуса S-волны /15/, от 0,14 ГэВ/с до 15 ГэВ/с - компиляции экспериментальных данных /16, 17/. Для K^-_{p} -рассеяния от порога нефизической области до 0,3 ГэВ/с применялись две разных модели: параметризация постоянной длины рассеяния /18/ и модель К-матрицы нулевого радиуса /19/, от 0,3 ГэВ/с до 15 ГэВ/с данные брались из компиляций /16, 17/. Выше 15 ГэВ/с использовались две модели: 1/ модель с постоянным полным сечением и нулевой реальной частью и 2/ модель с растущим полным сечением и ненулевой реальной частью /20/.

Результаты вычислений представлены на рис. 1,2. Как и следовало ожидать /из-за логарифма под знаком интеграла/, результаты в интересующей нас области энергии очень нечувствительны по отношению к способу параметризации амплитуды в нефизической, низкоэнергетических и высокоэнергетических областях. Поэтому различия эти на рисунках не показаны. С другой стороны, значения реальной части сильно зависят от используемых значений положений нулей амплитуды. Это опять-таки естественно, поскольку, как уже отмечалось, положения нулей играют роль констант связи. Хорошее согласие теоретических кривых с экспериментальными данными указывает на то, что найденные в работах /12, 5, 13/ по-

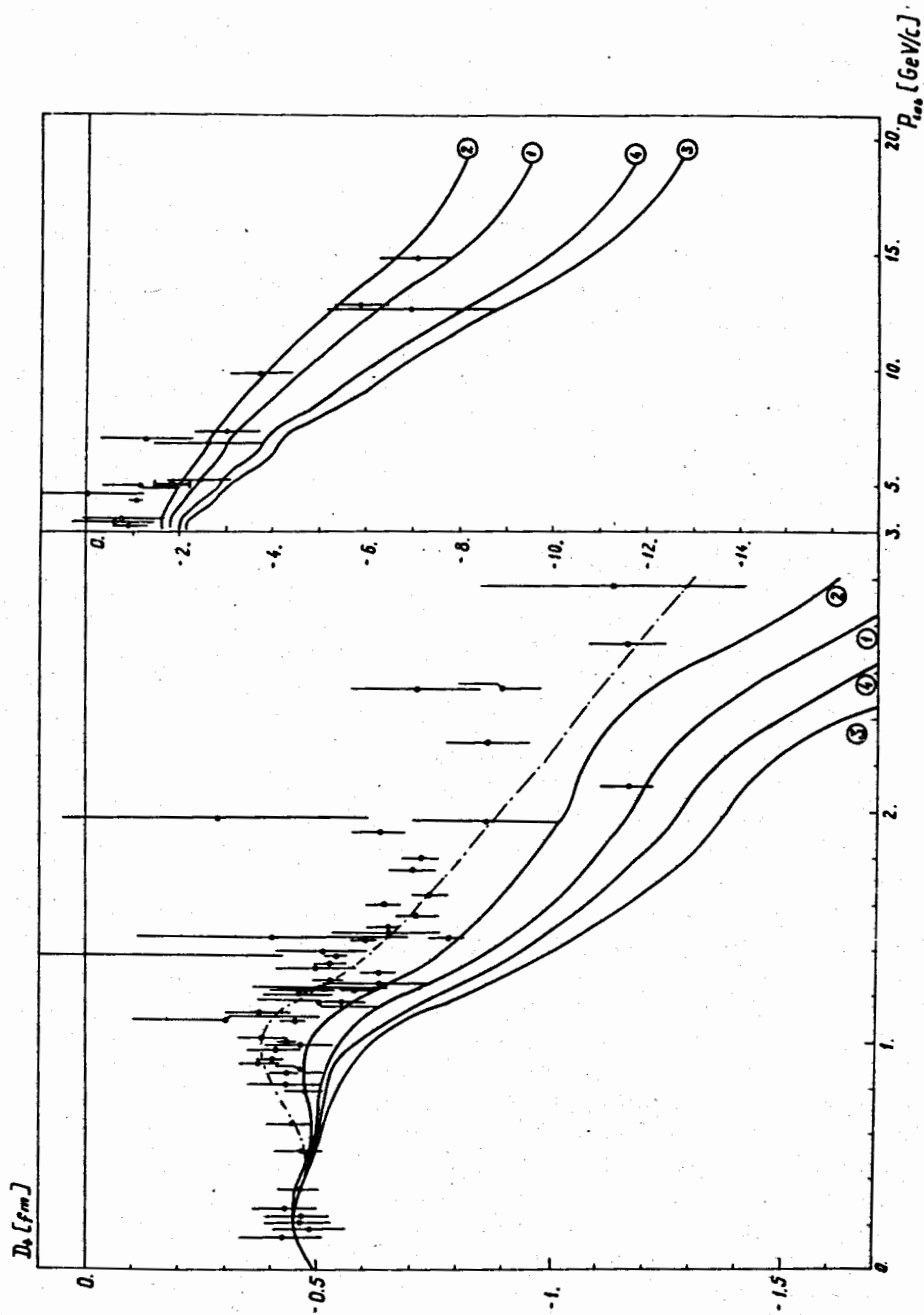


Рис. 1. Реальная часть амплитуды $K^+ p$ -рассеяния вперед /в лаб. сист./ как функция импульса каона. Кривая 1 соответствует использованию в расчетах значения положения комплексного нуля, найденного в работе /5/, и нижней границы значения вещественного нуля, найденной в работе /13/. Кривая 2 - то же самое, но с использованием верхней границы значения вещественного нуля. Кривые 3 и 4 - то же самое, но с комплексным нулем, найденным в работе /12/. Прерывистая кривая соответствует теоретическому расчету работы /22/. Экспериментальные значения /16,17/, кроме значения, обозначенного через Φ , определены только с точностью до знака.

ложения нулей близки к истинным значениям. Однако самым интересным результатом работы мы считаем ход кривой реальной части амплитуды $K^- p$ -рассеяния ниже ≈ 1 ГэВ/с. Все без исключения расчеты, проведенные до сих пор, предсказывали положительные значения D_- в некотором интервале ниже ≈ 1 ГэВ/с. Здесь слово остается за экспериментом. Очень желательно было бы иметь хотя бы одно измерение D_- в области кулоновской интерференции в этом районе энергий, что позволило бы определить знак D_-^* .

Выражаем глубокую благодарность Ю.С.Вернову и М.Свентскому за дискуссии. Мы признательны также В.И.Журавлеву, П.С.Исаеву и В.А.Мещерякову за полезные замечания.

М.Стась благодарна ОИЯИ за гостеприимство.

* Экспериментальные значения реальной части амплитуды $K^\pm p$ -рассеяния вперед определены только с точностью до знака. Поэтому "экспериментальный пик" на рис. 2 с одинаковой вероятностью может находиться в нижней полуплоскости. Кроме того, все экспериментальные значения $(d\sigma(\omega)/d\Omega_0)$ получены путем экстраполяции дифференциального сечения к нулевому углу. Как хорошо известно, эта процедура очень деликатна и результат может сильно зависеть от выбора конкретной параметризации. В этой связи см. работу /21/, где предложен самый общий способ такой экстраполяции, правильно учитывающий аналитические свойства амплитуды рассеяния.

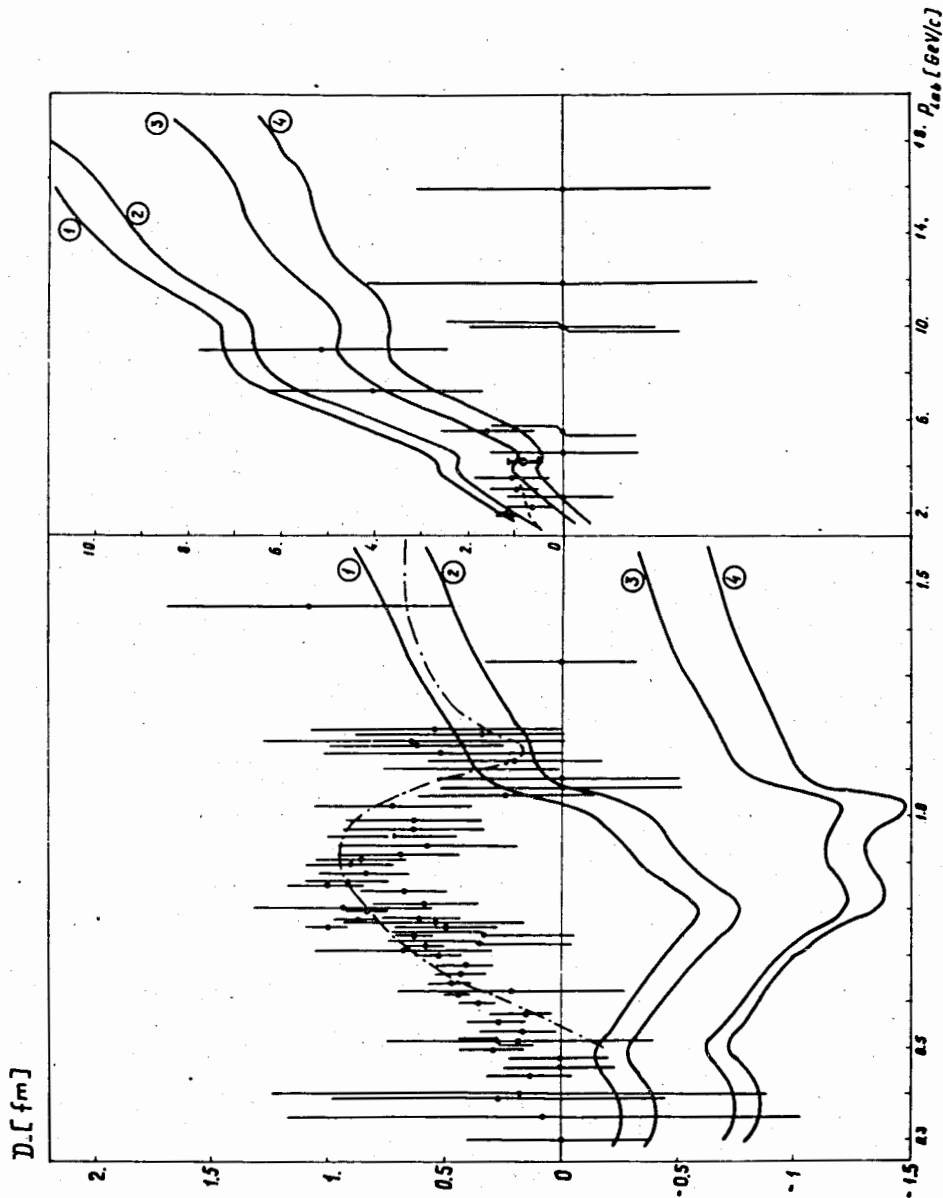


Рис. 2. Реальная часть амплитуды K_p^- -рассеяния вперед. Все обозначения те же, что и на рис. 1.

Приложение

Аналитическая структура амплитуды K_p^\pm -рассеяния вперед $F_\pm(\omega) = D_\pm(\omega) + iA_\pm(\omega)$ представлена на рис. 3. Построим функцию

$$f(\omega) = \frac{\ln \left[\frac{\omega - \omega_{oc}^*}{\omega - \omega_{oc}} F(\omega) \right]}{\sqrt{\omega + m_K} \sqrt{\omega - \omega_{\pi\Lambda}}} \quad /A.1/$$

Выражение под знаком логарифма не имеет нулей в верхней полуплоскости ω , а на действительной оси удовлетворяет равенству

$$\left| \frac{\omega - \omega_{oc}^*}{\omega - \omega_{oc}} F(\omega) \right| = |F(\omega)| \quad /A.2/$$

Преобразуем $f(\omega)$ в следующем виде:

$$f(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\omega + m_K} \sqrt{\omega - \omega_{\pi\Lambda}}} \{ \ln |F(\omega)| + i[\delta(\omega) - i \ln \frac{\omega - \omega_{oc}^*}{\omega - \omega_{oc}}] \} \quad /A.3/$$

где

$$\delta(\omega) = \text{arctg} \frac{A(\omega)}{D(\omega)} \quad /A.4/$$

- фаза амплитуды рассеяния.

Запишем для функции $f(\omega)$ дисперсионное соотношение

$$\text{Im} f(\omega) = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re} f(\omega') d\omega'}{\omega' - \omega} \quad /A.5/$$

которое с учетом /A.3/ принимает следующий вид:

$$\frac{\delta_-(\omega) - i \ln \frac{\omega - \omega_{oc}^*}{\omega - \omega_{oc}}}{\sqrt{\omega + m_K} \sqrt{\omega - \omega_{\pi\Lambda}}} = -\frac{1}{\pi} \left\{ -P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \frac{\ln |F_-(\omega')|}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega' - \omega_{\pi\Lambda}}} + \right.$$

$$+P \int_{\omega_{\pi\Lambda}}^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \frac{\ln|F_-(\omega')|}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega' - \omega_{\pi\Lambda}}} +$$

/A.6/

$$+ \int_{-m_K}^{\omega_{\pi\Lambda}} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \left[\delta(\omega') - i \ln \frac{\omega' - \omega_{oc}^*}{\omega' - \omega_{oc}} \right] \frac{1}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega_{\pi\Lambda} - \omega}} \Bigg\}.$$

Два первых интеграла можно вычислить на основе данных

по $|F_{\pm}(\omega)| = \sqrt{(d\sigma_{\pm}(\omega)/d\Omega)_0}$. Третий интеграл разобьем на две части, I_1 и I_2 . Начнем с вычисления второй части:

$$I_2 = \int_{-m_K}^{\omega_{\pi\Lambda}} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \ln \left(\frac{\omega' - \omega_{oc}^*}{\omega' - \omega_{oc}} \right) \frac{1}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega_{\pi\Lambda} - \omega'}}. \quad /A.7/$$

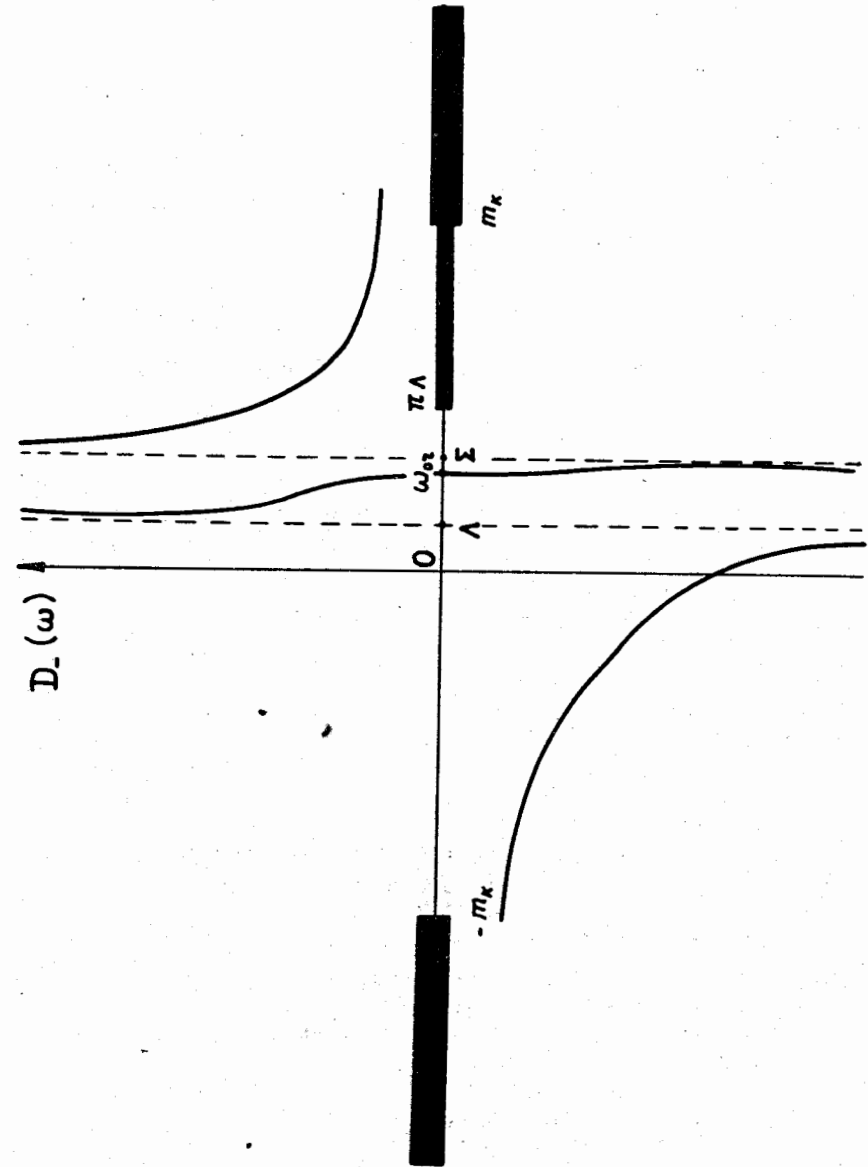
Введем вспомогательную функцию

$$g(\omega) = \frac{\ln(\omega - \omega_{oc})}{\sqrt{\omega + m_K} \sqrt{\omega - \omega_{\pi\Lambda}}}, \quad /A.8/$$

для которой запишем теорему Коши:

$$\frac{\ln(\omega - \omega_{oc})}{\sqrt{\omega + m_K} \sqrt{\omega - \omega_{\pi\Lambda}}} = \frac{1}{2\pi i} \int_{C_1} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \frac{\ln(\omega' - \omega_{oc})}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega' - \omega_{\pi\Lambda}}} +$$

Рис. 3. Аналитическая структура амплитуды $K^{\pm p}$ -рассеяния вперед в ω -плоскости. Положения Λ - и Σ -поллюсов обозначены через Λ и Σ соответственно, положение действительного нуля - ω_{oc} . Физический порог K^+p -рассеяния обозначен через $-m_K$, нефизический разрез начинается в точке $\omega_{\pi\Lambda}$. Кривые представляют лишь схематически изменение реальной части. Из эксперимента известно, что $D_-(-m_K) < 0$. Все параметризации предсказывают $D_-(\omega_{\pi\Lambda}) > 0$. Знаки вычетов в полюсах Λ и Σ обуславливают ход кривой между полюсами.



$$+ \frac{1}{2\pi i} \int_{C_2} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \frac{\ln(\omega' - \omega_{oc})}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega' - \omega_{\pi\Lambda}}}. \quad /A.9/$$

Здесь C_1 - контур, окружающий разрез вдоль действительной оси от $-m_K$ до $\omega_{\pi\Lambda}$, а C_2 - контур, окружающий логарифмический разрез, идущий от ω_{oc} до ∞ . Сравнивая /A.7/ и /A.9/ и взяв соответствующий стандартный интеграл, получаем

$$\int_{-m_K}^{\omega_{\pi\Lambda}} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \frac{\ln(\omega' - \omega_{oc})}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega_{\pi\Lambda} - \omega'}} = \frac{-\pi}{\sqrt{\omega + m_K} \sqrt{\omega - \omega_{\pi\Lambda}}} \times$$

$$\times \ln \left[\frac{2\sqrt{(\omega + m_K)(\omega - \omega_{\pi\Lambda})(\omega_{oc} + m_K)(\omega_{oc} - \omega_{\pi\Lambda})}}{2\sqrt{(\omega + m_K)(\omega - \omega_{\pi\Lambda})} + 2\omega + m_K - \omega_{\pi\Lambda}} \right] +$$

$$+ \frac{2(\omega + m_K)(\omega - \omega_{\pi\Lambda}) + (\omega_{oc} - \omega)(2\omega + m_K - \omega_{\pi\Lambda})}{2\sqrt{(\omega + m_K)(\omega - \omega_{\pi\Lambda})} + 2\omega + m_K - \omega_{\pi\Lambda}}. \quad /A.10/$$

Аналогичным способом можно вычислить вторую часть интеграла I_2 , где ω_{oc} заменено на ω_{oc}^* .

Интеграл I_1 , в который входит фаза амплитуды рассеяния, разделим на три части, соответствующие положениям полюсов и вещественного нуля:

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-m_K}^{\omega_{\pi\Lambda}} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \frac{\delta_-(\omega')}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega_{\pi\Lambda} - \omega'}} =$$

$$= \delta(\omega_{\Lambda}^-) \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{\Lambda}) + \delta(-m_K) \tilde{\Phi}(\omega, -m_K) +$$

$$+ \delta(\omega_{or}^-) \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{or}) - \delta(\omega_{\Lambda}^+) \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{\Lambda}) +$$

$$+ \delta(\omega_{\Sigma}^-) \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{\Sigma}) - \delta(\omega_{or}^+) \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{or}) +$$

$$+ \delta(\omega_{\pi\Lambda}) \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{\pi\Lambda}) - \delta(\omega_{\Sigma}^+) \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{\Sigma}), \quad /A.11/$$

где

$$\tilde{\Phi}(\omega, \omega') = \int \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \frac{1}{\sqrt{\omega' + m_K} \sqrt{\omega_{\pi\Lambda} - \omega'}} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\omega + m_K} \sqrt{\omega - \omega_{\pi\Lambda}}} \arcsin \left[\frac{2m_K \omega_{\pi\Lambda} - 2\omega' \omega + \omega'(\omega_{\pi\Lambda} - m_K)}{(\omega' - \omega)(m_K + \omega_{\pi\Lambda})} \right].$$

/A.12/

Значки "+" и "-" при аргументах фазы указывают, с которой стороны подходим к данному значению аргумента.

Учитывая тот факт, что мнимая часть амплитуды равна нулю между порогами, а реальная часть ведет себя так, как показано на рис. 3, получаем $\delta(-m_K) = -\pi$,

$$\tilde{\Phi}(\omega, -m_K) = -\frac{\pi}{2\sqrt{\omega + m_K} \sqrt{\omega - \omega_{\pi\Lambda}}}.$$

Аналогично

$$\delta(\omega_{\Lambda}^-) = \pi, \quad \delta(\omega_{\Lambda}^+) = 0, \quad \delta(\omega_{or}^-) = 0, \quad \delta(\omega_{or}^+) = \pi,$$

$$\delta(\omega_{\Sigma}^-) = \pi, \quad \delta(\omega_{\Sigma}^+) = 0, \quad \delta(\omega_{\pi\Lambda}) = 0. \quad /A.13/$$

Поэтому

$$I_1 = - \frac{\pi}{\sqrt{\omega+m_K} \sqrt{\omega-\omega_{\pi\Lambda}}} - \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{\Lambda}) + \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{or}) - \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{\Sigma}). \quad /A.14/$$

Подставляя все в выражение /A.6/, в конечном итоге получаем

$$\delta_-(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\omega+m_K} \sqrt{\omega-\omega_{\pi\Lambda}}} \left\{ \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{-m_K} \frac{d\omega'}{\omega'-\omega} \frac{\ln|F_-(\omega')|}{\sqrt{\omega'+m_K} \sqrt{\omega'-\omega_{\pi\Lambda}}} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{\pi} P \int_{\omega_{\pi\Lambda}}^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega'-\omega} \frac{\ln|F_-(\omega')|}{\sqrt{\omega'+m_K} \sqrt{\omega'-\omega_{\pi\Lambda}}} \right\} -$$

$$- \frac{\pi}{2} - \Phi(\omega, \omega_{\Lambda}) + \Phi(\omega, \omega_{or}) - \Phi(\omega, \omega_{\Sigma}) + \quad /A.15/$$

$$+ i \ln \left\{ \frac{2\sqrt{(\omega+m_K)(\omega-\omega_{\pi\Lambda})(\omega_{oc}+m_K)(\omega_{oc}-\omega_{\pi\Lambda})} + 2(\omega+m_K)(\omega-\omega_{\pi\Lambda}) + (\omega_{oc}-\omega)(2\omega+m_K-\omega_{\pi\Lambda})}{2\sqrt{(\omega+m_K)(\omega-\omega_{\pi\Lambda})(\omega_{oc}^*+m_K)(\omega_{oc}^*-\omega_{\pi\Lambda})} + 2(\omega+m_K)(\omega-\omega_{\pi\Lambda}) + (\omega_{oc}^*-\omega)(2\omega+m_K-\omega_{\pi\Lambda})} \right\} -$$

где

$$\Phi(\omega, \omega_{zero, pole}) = \frac{1}{\sqrt{\omega+m_K} \sqrt{\omega-\omega_{\pi\Lambda}}} \tilde{\Phi}(\omega, \omega_{zero, pole}). \quad /A.16/$$

Значение фазы для $K^+ p$ - рассеяния получаем также из выражения /A.15/. Для этого оно вычисляется при отрицательных значениях ω , и используется свойство перекрестной симметрии

$$D_-(-\omega) = D_+(\omega), \quad /A.17/$$

$$A_-(-\omega) = -A_+(\omega).$$

Важно отметить, что, конечно, результаты вычислений согласно /A.15/ не зависят от единиц измерений амплитуды рассеяния, поскольку

$$\ln a \cdot \left(-P \int_{-\infty}^{-m_K} \frac{d\omega'}{\omega'-\omega} \frac{1}{\sqrt{\omega'+m_K} \sqrt{\omega'-\omega_{\pi\Lambda}}} + \right.$$

$$\left. + P \int_{\omega_{\pi\Lambda}}^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega'-\omega} \frac{1}{\sqrt{\omega'+m_K} \sqrt{\omega'-\omega_{\pi\Lambda}}} \right) = 0, \quad /A.18/$$

где a - произвольная постоянная.

Литература

1. N.M.Queen, M.Restignoli and G.Violini. Fortschr. Phys., 17, 467 (1969).
2. N.M.Queen, M.Restignoli and G.Violini. Fortschr. Phys., 21, 651 (1973).
3. E.Pietarinen and C.P.Knudsen. Nucl.Phys., B67, 637 (1973).
4. N.Sznajder Hald, J.L.Petersen and G.Nenciu. Nucl.Phys., B59, 93 (1973).
5. C.Lopez and F.J.Yndurain. Nucl.Phys., B64, 315 (1973).
6. R.W.Meyer and H.Winzeler. Zeeman Laboratory preprint, May 30, 1973.
7. A.Cruz and A.Mabres. University of Zaragoza preprint, August, 1973.
8. T.Kariya. Prog. Theor. Phys., 50, 891 (1973).
9. R.Odorico. Nuovo Cimento, 54A, 96 (1968).
10. J.A.McClure and S.Jorna. Nuovo Cimento, 67A, 667 (1970).
11. J.A.McClure and L.E.Pitts. Phys.Rev., D5, 109 (1972).
12. O.V.Dumbrajs. Nucl.Phys., B38, 600 (1972).
13. O.V.Dumbrajs and M.Staszal. JINR preprint, P2-7823, Dubna, 1974.
14. M.Sugawara and A.Tubis. Phys.Rev., 130, 2127 (1963).
15. A.D.Martin and R.Perrin. Nucl.Phys., B10, 125 (1969).

16. O.V.Dumbrajs, T.Yu.Dumbrajs and N.M.Queen. *Fortschr. Phys.*, 19, 491 (1971).
17. N.M.Queen. *Birmingham University report UB-KP-2-73*, October, 1973.
18. J.K.Kim. *Phys.Rev.Lett.*, 14, 29 (1965).
19. A.D.Martin and G.G.Ross. *Nucl.Phys.*, B16, 479 (1970).
20. C.Bourrely, J.Fischer and Z.Sekera. *Nucl.Phys.*, B67, 452 (1973).
21. O.V.Dumbrajs, Kh.Chernev and Z.Zlatanov. *Nucl.Phys.*, B69 (1974).
22. O.V.Dumbrajs, T.Yu.Dumbrajs and N.M.Queen. *Nucl.Phys.*, B26, 497 (1971).

*Рукопись поступила в издательский отдел
5 апреля 1974 года.*