ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 4633

Михал Маевски

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ МОДЕЛЬ С УЧЕТОМ УНИТАРНОСТИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

Р2 - 4633

Михал Маевски x/

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ МОДЕЛЬ С УЧЕТОМ УНИТАРНОСТИ

Направлено в ЯФ

x/ Постоянный адрес:

Michał Majewski, Katedra Fizyki Teoretycznej U.Ł., Łódź, Al. Kościuszki 21, Poland.

Abstract

Application of the finite energy sum rules to the scattering amplitudes shows that the resonant approximation is unsatisfactory. The monotonous parts of the amplitudes should be taken into account and their description is an important problem.

The asymptotical term $A_i(\omega)$ corresponding to Regge trajectory $\alpha_i(t)$ satisfies the one-dimensional dispersion relation (D R). In the case of signature odd term, the ρ trajectory, for instance, the real and imaginary parts of $A_i(\omega)$ are connected by the relation

$$\mathrm{Re}\,A_\rho(\omega) = \frac{2\omega}{\pi}\, P \int_0^\infty \frac{\mathrm{Im}\,A_\rho(\omega')\,d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2}.$$

The lower limit of the integral can be replaced by $\omega_0 > 0$ by adding to $A_i(\omega)$ the real function $\phi_i(\omega, \omega_0)$ which is small for $\omega \gg \omega_0$. It is easy to see that the superposition of such functions with even and odd signature satisfies the forward D R for the scattering amplitude with threshold ω_0. Thus we are led to the monotonous solution of D R.

The additional terms should be introduced to describe resonances in the direct channel. In the case of high energetic resonances (ω_r large) the function $A^r = \frac{\Gamma/2}{\omega_r - \omega - i\Gamma/2}$ approximately satisfies D R. In the opposite case (ω_r small) D R are used to calculate the real contribution by the imaginary one which is described with the Breit-Wigner function. The latter is introduced to the amplitude with a coefficient κ_r which is called " the altitude of resonance". The numerical value of κ_r should be such that the partial amplitude which is build as a sum of monotonous and resonance terms reach the unitary limit at $\omega = \omega_r$ for each elastic resonance. In such a way the interference solution of D R is constructed. Such a manner of construction excludes double counting.

The function A^r satisfying itsefl D R is not the C D D term as it gives a contribution only if it is necessary to satisfy the unitarity condition. Perhaps there is no C D D ambiguity in the class of the interference solutions of D.R.

At the energy of elastic resonance the real part of the corresponding partial wave should disappear. This leads to the condition on the parameters of Regge asymptotics i.e. to the connection of bootstrap type between the direct and crossing channels.

1. Введение

В последнее время возрастает интерес к попыткам применения асимптотических формул Редже для описания поведения амплитуд рассеяния частиц в области средних и низких энергий. Сюда следует отнести работы по интерференционной модели (И.М.)[/1/], конечным правилам сумм[/2,3/] и модели Венециано[/4/].

Первоначальная формулировка И.М. была подвергнута критике за двойной учёт (double counting)[/3/]. В процессе дискуссии, возникшей по этому поводу, она обогатилась новыми вариантами[/5,6/] и соображениями в пользу возможности разбиения амплитуд на монотонную и резонансную части[/7/]. Однако ни при формулировке И.М., ни в связи с дискуссией по поводу двойного учёта не обсуждалась проблема унитарности. Не использовались в ней и дисперсионные соотношения (Д.С.).

Мы предлагаем новый вариант И.М., в котором амплитуды явным образом строятся как решение Д.С. Учитывается также, хотя и в ограниченном виде, условие унитарности. Естественно, что при такой формулировке вопрос о двойном учёте не возникает.

2. Исходные предпосылки

Пусть дана амплитуда какого-нибудь процесса рассеяния вперед $A_T(\omega, t=0)$ с нормальными порогами, например, πN, $\pi\pi$ и т.д. Пусть переменная ω для этого процесса выбрана так, что кроссинг-симметрия $u \leftrightarrow s$ $(t=0)$ формулируется как замена $\omega \leftrightarrow -\omega$. Предположим далее, что амплитуды $A_T(\omega)$ определены в плоскости с разрезами $(-\infty, -b][b, \infty)$, имеют конечное число полюсов в подпороговой области, соответствующих частицам и связанным состояниям, и нормированы таким образом, что $\mathrm{Im}\, A_T(\omega) \sim \omega\, \sigma_T(\omega)$. Пусть амплитуды A_T удовлетворяют Д.С.

$$\mathrm{Re}\, A_T(\omega) = \text{полюса} + \frac{1}{\pi}\int_b^\infty \frac{\mathrm{Im}\, A_T(\omega')\, d\omega'}{\omega' - \omega} + \sum_{T'} a_{TT'} \frac{1}{\pi}\int_b^\infty \frac{\mathrm{Im}\, A_{T'}(\omega')\, d\omega'}{\omega' + \omega}, \quad (2.1)$$

где $a_{TT'}$ – матрица кроссинг-симметрии $u \to s$. Для того чтобы интегралы имели смысл, нужно, вообще говоря, произвести некоторое число вычитаний.

Наконец предположим, что поведение амплитуд $A_T(\omega)$ при высоких энергиях описывается суперпозицией полюсов Редже с нужными квантовыми числами.

3. Неудовлетворительность резонансной модели

Д.С. (2.1) не всегда можно удовлетворить в резонансном приближении, т.е. предполагая, что ниже некоторой энергии, с которой начинается асимптотический режим, мнимая часть амплитуды состоит из нескольких брейт-вигнеровских функций, соответствующих существующим резонансам. В этом можно убедиться на примере $\pi\pi$ -рассеяния, амплитуда которого не содержит полюсов на физическом листе. Для этой цели надо написать конечные правила сумм для кроссинг-четных $A^{(+)}_{1,2}(\omega)$ и кроссинг-нечётной $A^{(-)}(\omega)$ комбинаций амплитуд, замыкая контур вдоль разрезов двумя полуокружностями радиуса R, расположенными в асимптотической области. Предполагая, что асимптотика $A^{(+)}_{1,2}$ описывается траекториями P и P', а асимптотика $A^{(-)}$ – траекторией ρ, полагая $\omega = 1$ и исключая длины рассеяния, мы получим:

$$\frac{2}{\pi}\int_1^R \frac{\omega' d\omega'}{\omega'^2-1}\,\mathrm{Im}(-2A_0+9A_1+5A_2)+\frac{2}{\pi}\int_1^R \frac{d\omega'}{\omega'^2-1}\,\mathrm{Im}(2A_0+3A_1-5A_2)\cong$$

$$\cong C_1 R^{\alpha_P} + C_2 R^{\alpha_{P'}} + C_3 R^{\alpha_\rho - 1} .$$

Здесь правая часть равенства возникает от интегрирования асимптотики по верхней и нижней полуокружностям радиуса R, а C_i при известных параметрах траекторий – некоторые числа. Пренебрегая третьим членом справа и принимая для двух первых данные, приведенные Роте /8/, мы можем убедиться, что это равенство противоречиво в том смысле, что если бы мы захотели определить из него радиус R, при котором оно выполняется, то оказалось бы, что R должно быть малым, и во всяком случае меньше самого правого резонанса, учтённого в интеграле. Учёт третьего члена практически ничего не изменяет. Отсюда можно сделать вывод, что монотонные части амплитуд существенны и пренебрегать ими нельзя.

4. Монотонное решение Д.С.

Предположим, что монотонная часть амплитуды, составляющая фон для резонансов, дается продолжением асимптотики на низкие энергии. Область энергии вблизи порога, на которую уже не удается продолжить асимптотику, мы будем называть "пороговой областью". Покажем сейчас, что построенная таким образом монотонная часть амплитуды приближенно удовлетворяет Д.С.

Прежде всего отметим, что асимптотический одночлен Редже, соответствующий какой-нибудь траектории $\alpha_i(t)$

$$A_i(\omega) = \gamma_i\, \xi_i \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}}\right)^{\alpha_i} , \tag{4.1}$$

(γ – вычет траектории, ξ – сигнатурный множитель, $\bar{\omega}$ – нормационная постоянная, см., например, [9]) удовлетворяет следующему Д.С. для кроссинг-чётной или кроссинг-нечётной амплитуды[x]

$$\mathrm{Re}\, A_i^{\sigma=+1}(\omega) = \frac{2}{\pi}\, P \int_0^\infty \frac{\omega' d\omega'\, \mathrm{Im}\, A_i^{\sigma=+1}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} , \tag{4.2}$$

$$\mathrm{Re}\, A_i^{\sigma=-1}(\omega) = \frac{2\omega}{\pi}\, P \int_0^\infty \frac{d\omega'\, \mathrm{Im}\, A_i^{\sigma=-1}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} , \tag{4.3}$$

где σ означает сигнатуру траектории. Таким образом, уравнению (4.2)

---

[x] Этот факт, по-видимому, был замечен (см. [16]), однако ему не было уделено должного внимания.

для кроссинг-чётной функции удовлетворяет одночлен с любыми квантовыми числами и $\sigma=+1$, а уравнению (4.3) – любой одночлен, для которого $\sigma=-1$. В соотношении (4.2) должно быть проведено вычитание для того, чтобы интеграл имел смысл.

У интегралов (4.2) и (4.3) – неправильный порог. Это положение легко исправить путем введения в действительные части $A_l(\omega)$ добавочного члена. Легко проверить, что нижние пределы интегралов можно заменить на $\omega_0 > 0$, если вместо $A_l(\omega)$ писать:

$$A_l(\omega, \omega_0) = A_l(\omega) + \phi_l(\omega, \omega_0), \tag{4.4}$$

где действительная функция ϕ_l определена как

$$\phi_l^{\sigma=1}(\omega, \omega_0) = -\frac{2}{\pi} P \int_0^{\omega_0} \frac{\omega' d\omega' \operatorname{Im} A_l^{\sigma=1}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} =$$

$$\underset{\omega>\omega_0}{=} \frac{2}{\pi} \gamma_l \left(\frac{\omega_0}{\bar{\omega}}\right)^{a_l} \left\{ \frac{1}{2+a_l}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 + \frac{1}{4+a_l}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4 + \dots \right\}, \tag{4.5}$$

$$\phi_l^{\sigma=-1}(\omega, \omega_0) = -\frac{2\omega}{\pi} P \int_0^{\omega_0} \frac{d\omega' \operatorname{Im} A_l^{\sigma=-1}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} =$$

$$\underset{\omega>\omega_0}{=} \frac{2}{\pi} \gamma_l \left(\frac{\omega_0}{\bar{\omega}}\right)^{a_l} \left\{ \frac{1}{1+a_l}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) + \frac{1}{3+a_l}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^3 + \dots \right\}. \tag{4.6}$$

Вклад этих добавочных членов с ростом ω быстро становится пренебрежимо малым по сравнению с $\operatorname{Re} A_l(\omega)$ так, что при $\omega \gg \omega_0$ функции $A_l(\omega, \omega_0)$ принимают асимптотическую форму.

В силу линейности Д.С. уравнениям (4.2) или (4.3) удовлетворяют также линейные комбинации функций $A_l(\omega,\omega_0)$, соответствующих траекториям с чётными или нечётными сигнатурами.

Можно всегда построить столько кроссинг-чётных и кроссинг-нечётных функций

$$A_k^{(\pm)}(\omega) = \sum_T \beta_T A_T(\omega), \tag{4.7}$$

сколько имеется амплитуд процесса $A_T(\omega)$. Функции (4.7) должны удовлетворять (если отвлечься от полюсных членов) Д.С. (4.2) или (4.3) с порогом b. В нашем рассмотрении пороговая область заключена в границах $b \leq \omega \leq \omega_0$. Суперпозиция функций (4.4) является решением Д.С. выше ω_0

$$A_k^{(\pm)}(\omega,\omega_0) = \sum_l a_l A_l^{\sigma=\pm 1}(\omega,\omega_0). \tag{4.8}$$

Разрешая затем (4.7) относительно амплитуд A_T, можно представить их в виде некоторых линейных комбинаций функций (4.4), содержащих члены с чётными и нечётными сигнатурами. Эти линейные комбинации не произвольные, а те же самые, которые описывают асимптотическое поведение амплитуд. Они, очевидно, удовлетворяют Д.С. для амплитуд $A_T(\omega)$ с порогом ω_0. Значения ω_0 могут быть различными для различных $A_k^{(\pm)}$. Это, в свою очередь, может привести к различным $\omega_0^{(T)}$ для амплитуд $A_T(\omega,\omega_0^{(T)})$. Решение Д.С. $(\omega > \omega_0^{(T)})$

$${}^{as}A_T(\omega,\omega_0^{(T)}) = \sum_j C_j A_j(\omega,\omega_0^{(T)}), \tag{4.9}$$

переходящее при $\omega \gg \omega_0^{(T)}$ в асимптотику амплитуды $A_T(\omega)$, будем называть монотонным. Полюсные члены, если они есть, будем считать включенными в функции ϕ_T, содержащиеся в ${}^{as}A_T(\omega, \omega_0^{(T)})$.

Резюмируя все сказанное, подчеркнем, что:

1) ${}^{as}A_T(\omega, \omega_0^{(T)})$, если отвлечься от пороговой области, обладают правильными аналитическими свойствами по ω и правильными кроссинг-свойствами относительно каналов s, u.

2) ${}^{as}A_T(\omega, \omega_0^{(T)})$ почти удовлетворяют Д.С. (2.1); слово "почти" тоже относится к пороговой области, которая не охватывается этим решением.

5. Интерференционная модель

Монотонная часть амплитуды рассеяния не учитывает резонансов в прямом канале и для их описания необходимо ввести дополнительные члены. Так мы приходим к И.М.

Запишем мнимые части амплитуд в следующем виде

$$\mathrm{Im}\, A_T(\omega, \omega_0^{(T)}) = \mathrm{Im}\, {}^{as}A_T(\omega, \omega_0^{(T)}) + \sum_r (2\ell + 1)\, \kappa_r\, \mathrm{Im}\, A_T^r(\omega). \tag{5.1}$$

Функции $\mathrm{Im}\, A_T^r(\omega)$ даются формулой Брейта-Вигнера; коэффициенты κ_r в случае упругих резонансов подбираются таким образом, чтобы в точке $\omega = \omega_r$ соответствующая парциальная волна достигала унитарного предела, т.е.

$$\mathrm{Im}\, A_T^{\ell}(\omega_r, \omega_0^{(T)}) = \mathrm{Im}\, {}^{as}A_T^{\ell}(\omega_r, \omega_0^{(T)}) + \kappa_r K_r^{-1} = K_r^{-1}. \tag{5.2}$$

Следовательно,

$$\kappa_r = 1 - K_r \, \mathrm{Im}\, {}^{as}A^{\ell}_{T}(\omega_r, \omega_0^{(T)}), \tag{5.3}$$

где ${}^{as}A^{\ell}_{T}(\omega,\omega_0^{(T)})$ получается из парциального разложения монотонной части амплитуды. Величины κ_r мы будем называть "высотами резонансов".

Подставим теперь амплитуды (5.1) в Д.С. (2.1) с порогами $\omega_0^{(T)}$ и произведем вычитание в какой-нибудь точке. При этом ${}^{as}A_T(\omega,\omega_0^{(T)})$ выпадают, так как они сами удовлетворяют этим Д.С., и мы получим соотношения, в которые входят только функции $A^r_T(\omega)$. Поскольку интегралы от мнимых частей этих функций хорошо сходятся, то для них верны Д.С. без вычитания. Мы получаем, следовательно,

$$\mathrm{Re}^{res} A_T(\omega,\omega_0^{(T)}) = \frac{1}{\pi} P \int_{\omega_0^{(T)}}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}^{res} A_T(\omega')d\omega'}{\omega'-\omega} + \sum_{T'} a_{TT'} \frac{1}{\pi} \int_{\omega_0^{(T')}}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}^{res} A_{T'}(\omega')d\omega'}{\omega'+\omega},$$

где $\mathrm{Im}^{res} A_T(\omega)$ – второй член выражения (5.1).

Далекие резонансы можно описывать с помощью функций

$$A^r_T(\omega) = K_r^{-1} \frac{\Gamma/2}{\omega_r - \omega - i\Gamma/2}, \tag{5.5}$$

которые приближенно удовлетворяют соотношению

$$\mathrm{Re}\, A^r_T(\omega) \approx \frac{1}{\pi} P \int_{\omega_0^{(T)}}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, A^r_T(\omega')d\omega'}{\omega'-\omega} + a_{TT} \frac{1}{\pi} \int_{\omega_0^{(T)}}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, A^r_T(\omega')d\omega'}{\omega'+\omega}. \tag{5.6}$$

Следовательно, они частично исключаются из (5.4) и дают вклады лишь в кроссинг-амплитуды $T' \neq T$. Реальную часть амплитуды, соответствующую этим членам, а также близким резонансам, можно вычислить по формуле (5.4).

Окончательно мы можем написать вещественные части амплитуд при $\omega > \omega_0^{(T)}$ в следующем виде:

$$\mathrm{Re}\,A_T(\omega,\omega_0^{(T)}) \approx c_T + \mathrm{Re}^{as} A_T(\omega,\omega_0^{(T)}) + \mathrm{Re}^{res} A_T(\omega) + \sum_r \kappa_r \,\mathrm{Re}\,A^r_T(\omega), \tag{5.7}$$

где c_T – константы вычитания, а остальные члены определены формулами (4.9), (5.4) и (5.5). В формуле (5.7) опущены интегралы по пороговой области, вклады которых пренебрежимы, если только значение ω не слишком близко к $\omega_0^{(T)}$.

Формулы (5.1) и (5.7) определяют интерференционное решение Д.С.

6. Интерференционная модель и унитарность

От интерференционного решения мы должны потребовать выполнения условий унитарности. Естественно ожидать, что они будут выполняться лишь приближенно. Поскольку монотонное решение удовлетворяет Д.С. независимо от того, сколько траекторий в нем содержится, то путем увеличения их числа можно добиваться все лучшего приближения к истинной амплитуде. С практической точки зрения важно знать, сколько и каких именно траекторий нужно для удовлетворительного описания амплитуд, но это, к сожалению, не известно и поэтому обычно стараются минимизировать их число /11/. Однако оставим этот вопрос в стороне и предположим, что монотонная часть амплитуды уже найдена. К чему тогда приводит условие унитарности?

Мы однажды уже им воспользовались, вводя высоты резонансов κ_r. Сейчас потребуем, чтобы в точках упругих резонансов реальные части соответствующих парциальных амплитуд исчезали, т.е.

$$\mathrm{Re}\, A^{\ell}_{T}(\omega_r, \omega_0^{(T)}) \approx 0. \tag{6.1}$$

Однако ввиду того, что $\mathrm{Re}\, A^{r}_{T}(\omega_r) \approx 0$, условие (6.1) равносильно требованию

$$\{ c_T + \mathrm{Re}^{as} A_T(\omega_r, \omega_0^{(T)}) + \mathrm{Re}^{res} A_T(\omega_r, \omega_0^{(T)}) \}^{\ell} \approx 0. \tag{6.2}$$

Поскольку это выражение содержит параметры траекторий Редже, то мы приходим к важному заключению: <u>параметры траекторий Редже связаны с положениями резонансов в прямом канале.</u>

Допустим, что положения всех интересующих нас резонансов известны. Тогда число траекторий и их параметры должны быть таковы, чтобы для каждого упругого резонанса соответствующее ему условие (6.2) было бы выполнено. Естественно, что эти условия могут быть использованы при нахождении параметров асимптотик Редже.

Не менее интересна и обратная ситуация. Допустим, что монотонная часть амплитуды описана точно, т.е. известно число траекторий и их параметры. Тогда существует возможность предсказать положения упругих резонансов: они могут появиться только в тех парциальных волнах и при таких энергиях, для которых выполнено условие типа (6.2)[x/].

[x/] Нас здесь интересует только принципиальная сторона вопроса и мы отвлекаемся от тех осложнений, которые могут возникнуть в конкретных случаях, например, неупругих резонансов.

С этой точки зрения И.М. есть следствие условия унитарности: она возникает с необходимостью, как только мы начинаем искать решение Д.С. в виде суперпозиции траекторий Редже.

С другой стороны, возможно, что выполнение условия (6.2) не всегда приводит к резонансам. Нельзя заранее исключить и других случаев, например, когда мнимая часть парциальной амплитуды $\mathrm{Im}^{as} A_T^{\ell}(\omega)$ достигает в той же точке унитарного предела. Тогда фаза переходит через 90°, но нет соответствующего полюса на нефизическом листе амплитуды рассеяния, существование которого сопровождается непулевыми значением высоты κ_r .

Заметим, что далекие резонансы, удовлетворяющие Д.С. (5.6), не являются полюсами К.Д.Д.[/12/], так как они входят в амплитуды лишь по требованию условия унитарности. По-видимому, в классе интерференционных решений Д.С. произвол К.Д.Д. вообше отсутствует.

Такая ситуация есть ни что иное, как один из вариантов бутстрап-теорий. Мы видим, что унитаризованная И.М. согласуется с программой бутстрапа, и что бутстрапирование амплитуд является следствием наложения условия унитарности на интерференционное решение Д.С.

7. Обсуждение

И.М. может быть построена таким образом, что амплитуды удовлетворяют Д.С. и унитарности. Кроме того, автоматически обеспечивается правильное описание асимптотики. Далекие резонансы, которые с удовлетворительной точностью подчиняются Д.С., не являются К.Д.Д. полюсами. Вероятно, что в классе интерференционных решений Д.С. этот произвол отсутствует вообще.

Пороговая область возникает потому, что при $\omega \gtrless 1$ интерференционная амплитуда не удовлетворяет условию унитарности. Минимальное

ω, для которого условие унитарности выполняется, называется ω_0. Естественно, что ω_0 будет, вообше говоря, различной для различных процессов, а также для разных амплитуд одного процесса. Успех модели может быть тем больше, чем уже окажется пороговая область.

Требование унитарности, примененное к интерференционному решению Д.С., приводит к соотношениям типа бутстрапа, которые связывают величины из прямого и кроссинг-каналов. Такая модель обладает свойством самосогласованности, и поэтому имеет предсказательную силу, позволяющую применять ее к мало изученным в экспериментальном отношении процессам. Первоначальная формулировка И.М. не обладала этим свойствам.

Я очень благодарен В.А.Мещерякову за многочисленные дискуссии, чтение рукописи и ряд ценных замечаний. Благодарю дирекцию Лаборатории теоретической физики за гостеприимство и создание хороших условий для работы. Благодарю также Е.Вжеционко, Г.Рогозинского, В.К.Сусленко и В.Тыбора за интересные дискуссии.

Литература

1. V.Barger, D.Cline. Phys. Rev. Lett., 16, 913 (1966).
   V.Barger, M.Olsson. Phys. Rev., 151, 1123 (1966).
2. A.A.Logunov, L.D.Soloviev, A.N.Tavkhelidze. Phys. Lett., 24, 181 (1967).
3. R.Dolen, D.Horn, C.Schmid. Phys. Rev., 166, 1768 (1968).
4. G.Veneziano. Nuovo Cim., 57, 190 (1968).
5. V.A.Alessandrini, D.Amati, E.J.Squires. Phys. Lett., 27 B, 463 (1968).
6. R.Jengo. Phys. Lett., 28B, 262 (1968).
7. R.Jengo, Preprint CERN TH 988/1969.

8. H. Rothe. Phys. Rev., 140B, 1421 (1965).
9. К.А.Тер-Мартиросян. Международная школа по физике высоких энергий. Попрадске Плесо, Чехословакия, октябрь 1967 г.
10. C.B.Chiu, A.V.Stirling. Nuovo Cim., 56, 805 (1968).
11. R.J.N.Phillips, W.Rarita. Phys. Rev., 139B, 1336 (1965).
12. L.Castillejo, R.H.Dalitz, F.J.Dyson. Phys. Rev., 101, 453 (1956).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июля 1969 года.

Маевски Михал P2-4633

Интерференционная модель с учётом унитарности

Показано, что асимптотика Редже удовлетворяет дисперсионным соотношениям для амплитуд различных процессов. Построено интерференционное решение, учитывающее наличие резонансов в прямом канале. Учёт условия унитарности ведет к бутстрапированию амплитуд.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1969

Majewski Michał P2-4633

Interference Model with the Account of Unitarity

See the Abstract on the reverse side of the title-page.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1969