Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. А. Петров, О фазе парциальных амплитуд вне массовой поверхности, *ТМФ*, 2001, том 129, номер 1, 103–105

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf522>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.237.206.68

26 апреля 2023 г., 11:39:14

О ФАЗЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ АМПЛИТУД ВНЕ МАССОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Показано, что фаза парциальной амплитуды в области упругого рассеяния с одной частицей вне массовой поверхности не зависит от ее виртуальности.

1. Рассмотрим запаздывающую амплитуду рассеяния двух бесспиновых частиц a и b с массами m и M

$$T_{ab}^R(q', p' | q, p) = - \int dx e^{iQx} \left\langle p' \left| \frac{\delta J_a(-\frac{x}{2})}{\delta \phi_a^+(\frac{x}{2})} \right| p \right\rangle,$$

где ϕ_a – поле, отвечающее частицам a , $J_a(x) = i(\delta S / \delta \phi_a(x)) S^+$, $Q = (q' + q)/2$.

Из обобщенной (вне массовой поверхности) унитарности S -матрицы [1] следует, что

$$\frac{\delta J_a(x)}{\delta \phi_a^+(y)} - \frac{\delta J_a^+(y)}{\delta \phi_a(x)} = i[J_a(x), J_a^+(y)],$$

или для матричных элементов, отвечающих нашему случаю (T^A – опережающая амплитуда),

$$T_{ab}^R(q', p' | q, p) - T_{ab}^A(q', p' | q, p) = i \int dx e^{iQx} \left\langle p' \left| \left[J_a\left(-\frac{x}{2}\right), J_a^+\left(\frac{x}{2}\right) \right] \right| p \right\rangle. \quad (1)$$

В дальнейшем рассматривается случай, когда частицы a находятся вне массовой поверхности,

$$\begin{aligned} -V < q'^2 &\equiv \zeta' < m^2, \\ -V < q'^2 &\equiv \zeta < m^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где V – фиксированное, но произвольное положительное число. В книге [1] было доказано, что в этом случае гарантируется возможность использования интегральных фу-рье-представлений.

*Институт физики высоких энергий, г. Протвино, Московская обл., Россия

2. Нетрудно убедиться в том, что

$$T_{ab}^A(q'_0, \vec{q}'; \vec{p}' | q_0, \vec{q}; \vec{p}) = \overline{T_{ab}^R}(q'_0, -\vec{q}'; -\vec{p}' | q_0, -\vec{q}; -\vec{p}). \quad (3)$$

Действительно,

$$\begin{aligned} \overline{T_{ab}^R}(\vec{q}', \vec{p}' | \vec{q}, \vec{p}) &= - \int dx \left\langle \vec{p} \left| \frac{\delta J_a^+(\frac{x}{2})}{\delta \phi_a(-\frac{x}{2})} \right| \vec{p}' \right\rangle e^{i\frac{\vec{q}' + \vec{q}}{2}x}, \\ \tilde{a} &\equiv (a_0, -\vec{a}). \end{aligned}$$

Далее, пусть T – антиунитарный оператор обращения времени. Тогда по определению имеем

$$\begin{aligned} \left\langle \vec{p} \left| \frac{\delta J_a^+(\frac{x}{2})}{\delta \phi_a(-\frac{x}{2})} \right| \vec{p}' \right\rangle &= \left\langle p' \left| T \frac{\delta J_a(\frac{x}{2})}{\delta \phi_a^+(-\frac{x}{2})} T^{-1} \right| p \right\rangle = \\ &= \left\langle p' \left| \frac{\delta J_a^+(\frac{\tilde{x}}{2})}{\delta \phi_a(-\frac{\tilde{x}}{2})} \right| p \right\rangle, \end{aligned}$$

откуда и следует соотношение (3).

С учетом лоренц-инвариантности получим из формулы (1) ($T_{ab}^R \equiv T_{ab}$)

$$\begin{aligned} T_{ab}(s, \vec{n}' \cdot \vec{n}; \zeta', \zeta) - \overline{T_{ab}}(s, \vec{n}' \cdot \vec{n}; \zeta', \zeta) &= \\ = i \frac{\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2, M^2)}{32s\pi^2} \int d\vec{e} \overline{T_{ab}}(s, \vec{e} \cdot \vec{n}'; \zeta', m^2) T_{ab}(s, \vec{n} \cdot \vec{e}; \zeta, m^2), \end{aligned} \quad (4)$$

где в системе центра масс ($\vec{q} + \vec{p} = \vec{q}' + \vec{p}' = 0$) $\vec{n}' = \vec{p}'/|\vec{p}'|$, $\vec{n} = \vec{p}/|\vec{p}|$, $\vec{e}$ – единичный вектор промежуточного физического (т.е. на массовой поверхности) состояния (a, b) , $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz$, а значение $s = (q + p)^2 = (q' + p')^2$ взято ниже первого неупругого порога. Мы предполагаем, что все неупругие пороги лежат выше, чем $(m + M)^2$.

Переходя к парциальным амплитудам

$$T_{ab}(s, \vec{n}' \cdot \vec{n}; \zeta', \zeta) = \frac{18\pi\sqrt{s}}{\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2, M^2)} \sum_l (2l + 1) f_l(s; \zeta', \zeta) P_l(\vec{n}' \cdot \vec{n}),$$

где P_l – полиномы Лежандра, имеем из формулы (1)

$$\text{Im } f_l(s; \zeta', \zeta) = \overline{f_l}(s; \zeta', m^2) f_l(s; \zeta, m^2).$$

3. Из последнего соотношения следует, что

$$\frac{\operatorname{Re} f_l(s; \zeta', m^2)}{\operatorname{Im} f_l(s; \zeta', m^2)} = \frac{\operatorname{Re} f_l(s; \zeta, m^2)}{\operatorname{Im} f_l(s; \zeta, m^2)},$$

т.е. фаза парциальной амплитуды $f_l(s; \zeta, m^2)$ не зависит от величины ζ , по крайней мере из интервала (2). Используемые выше соображения не дают возможности сделать такое же заключение относительно фазы амплитуды $f_l(s; \zeta', \zeta)$ при $\zeta \neq m^2$.

Итак, мы показали, что при сделанных предположениях фаза парциальной амплитуды $f_l(s; \zeta, m^2)$ при энергиях $\sqrt{s}$ ниже первого неупругого порога не зависит от виртуальности ζ .

Благодарности. Автор благодарен за обсуждения Т. Т. Ву, А. А. Логунову и А. Мартену.

Список литературы

- [1] *Н. Н. Боголюбов, Б. В. Медведев, М. К. Поливанов.* Вопросы теории дисперсионных соотношений. М.: Физматгиз, 1958.

Поступила в редакцию 4.ХІІ.2000 г.,
после доработки 12.ІІІ.2001 г.