СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р2 - 5328

В.Л. Любошиц

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

К ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ УРОВНЕЙ С ОДИНАКОВЫМИ СОХРАНЯЮЩИМИСЯ КВАНТОВЫМИ ЧИСЛАМИ

1970

P2 - 5328

В.Л. Любошиц

К ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ УРОВНЕЙ С ОДИНАКОВЫМИ СОХРАНЯЮЩИМИСЯ КВАНТОВЫМИ ЧИСЛАМИ

1. Амплитуда резонансного рассеяния на изолированном уровне $|f\rangle$, как известно, имеет вид:

$$M^{(f)}_{t\to n} = \frac{2\pi}{k} \frac{\langle n|A|f\rangle\langle t|A|f\rangle^*}{E_f - E - i\Gamma_f/2} . \qquad (1)$$

Здесь $\langle n|A|f\rangle$ –амплитуда распада нестабильного уровня $|f\rangle$, соответствующая переходу в состояние $|n\rangle$, $|t\rangle$ –двухчастичное состояние рассеивающихся частиц с энергией E и относительным импульсом $2\vec{k}$ (в с.ц.и.), E_f –энергия уровня $|f\rangle$, Γ_f –его полная ширина. Амплитуды $\langle n|A|f\rangle$ удовлетворяют соотношению:

$|n\rangle$ - конечное
$|t\rangle$ - начальное

$$\sum_n |\langle n|A|f\rangle|^2 = \Gamma_f , \qquad (2)$$

где знак суммы включает интегрирование по углам и энергиям продуктов распада.

Выражение (1) (формула Брейта-Вигнера) автоматически удовлетворяет условию унитарности. Действительно, согласно оптической теореме, полное сечение резонансного рассеяния

$$\sigma^{(f)} = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Jm} M^{(f)}_{t\to t} = \frac{4\pi^2}{k^2} \frac{\Gamma_f |\langle t|A|f\rangle|^2}{(E_f - E)^2 + \Gamma_f^2/4} . \qquad (3)$$

С другой стороны,

$$\sigma^{(f)} = \sum_n |M^{(f)}_{t\to n}|^2 = \frac{4\pi^2}{k^2} \frac{\Gamma_f |<t|A|f>|^2}{(E_f-E)^2+\Gamma_f^2/4} . \quad (4)$$

Мы видим, что с учетом (2) равенства (3) и (4) совпадают.

Если мы имеем несколько уровней с разными внутренними квантовыми числами, амплитуда резонансного рассеяния равна

$$M_{t\to n} = \sum_f M^{(f)}_{t\to n} , \quad (5)$$

где $M^{(f)}_{t\to n}$ определяется по формуле (1).

Уровни с разными квантовыми числами не дают интерференции в полном сечении резонансного рассеяния. Отсюда

$$\sigma = \sum_f \sigma^{(f)} = \frac{4\pi}{k} \mathrm{Jm} \sum_f M^{(f)}_{t\to t} , \quad (6)$$

т.е. соотношение (5) удовлетворяет условию унитарности.

Для нескольких перекрывающихся уровней с одинаковыми сохраняющимися внутренними квантовыми числами вклад интерференции разных уровней в полное сечение резонансного рассеяния, очевидно, не равен нулю. При этом уже нельзя пользоваться формулой (5), поскольку величина $\frac{4\pi}{k} \mathrm{Jm} \sum_f M^{(f)}_{t\to t}$ заведомо не содержит интерференционных членов, и, следовательно, условие унитарности нарушается. Обобщение теории Брейта-Вигнера на случай перекрывающихся резонансов с одинаковыми спинами и четностями известно, соответствующие выражения для амплитуды резонансного рассеяния в различных формах можно найти, например, в работах /1-10/.

В настоящей работе этот вопрос обсуждается с другой точки зрения. Дело в том, как отмечено в /11/, интерференция резонансных уровней с одинаковыми квантовыми числами (спинами, четностями и т.д.)

в полном сечении рассеяния однозначно связана с неортогональностью волновых функций, соответствующих этим уровням. Для уровней $|\ell\rangle$ и $|f\rangle$ степень неортогональности волновых функций определяется по формуле /11-13/: (к.с.) ампл. распада ур. ℓ по каналам n

ампл. распада ур. f по каналам n

ℓ, f относят к гр. уров

$$\langle\ell|f\rangle = \frac{\sum_n \langle n|A|\ell\rangle^* \langle n|A|f\rangle}{(\Gamma_f + \Gamma_\ell)/2 + i(E_f - E_\ell)} . \qquad (7)$$

В данной работе рассматривается зависимость амплитуды резонансного рассеяния на уровнях с одинаковыми сохраняющимися квантовыми числами от величин $\langle\ell|f\rangle$. Эта зависимость имеет простую структуру. Амплитуда рассеяния, удовлетворяющая условию унитарности, может быть представлена в виде

$$M_{t\to n} = \frac{2\pi}{k} \sum_{f=1}^{m} \frac{\langle n|A|f\rangle\langle t|C|f\rangle^*}{E_f - E - i\Gamma_f/2} , \qquad (8)$$

где величины $\langle t|C|f\rangle$ удовлетворяют системе уравнений:

$$\begin{aligned} \langle t|A|f\rangle &= \sum_{\ell=1}^{m} \langle t|C|\ell\rangle\langle\ell|f\rangle = \\ &= \langle t|C|f\rangle + \sum_{\ell\neq f}^{m} \langle t|C|\ell\rangle\langle\ell|f\rangle , \end{aligned} \qquad (9)$$

причем $\langle\ell|f\rangle$ определяются согласно (7). Здесь, как и выше, $\langle n|A|f\rangle$ – амплитуды распада уровня $|f\rangle$ по каналам $|n\rangle$ ($\sum_n |\langle n|A|f\rangle|^2 = \Gamma_f$) . В случае ортогональности уровней $\langle t|C|f\rangle = \langle t|A|f\rangle$, и выражение (8) совпадает с (5).

2. Покажем теперь, что из условия унитарности и резонансного характера амплитуды автоматически следуют соотношения (8) – (9).

Прежде всего, амплитуда резонансного рассеяния должна иметь полюса при комплексных энергиях $E_f - i\Gamma_f/2$. С другой стороны, в рамках приближения Вайскопфа-Вигнера /14-15/ $\Gamma_f \ll E_f$) вычеты резонансных амплитуд факторизуются и пропорциональны парциальным амплитудам распада резонансного уровня. Отсюда ясно, что для резонансной амплитуды $M_{t\to n}$ всегда справедлива формула (8). Выясним теперь смысл величины $<t|C|f>^*$.

Полное сечение резонансного рассеяния равно

$$\sigma = \sum_n |M_{t\to n}|^2 = \frac{4\pi^2}{k^2}\Big\{\sum_f \frac{\Gamma_f |<t|C|f>|^2}{(E_f-E)^2+\Gamma_f^2/2}\Big\} + \tag{10}$$

$$+ \sum_f \sum_{\ell\neq f} \frac{\sum_n <n|A|f><n|A|\ell>^*<t|C|f>^*<t|C|\ell>}{(E_f-E-i\Gamma_f/2)(E_\ell-E+i\Gamma_\ell/2)}\Big\}.$$

С другой стороны, согласно оптической теореме,

$$\sigma = \frac{4\pi}{k}\,\mathrm{Jm}\,M_{t\to t} = \frac{4\pi^2}{k^2}\Big\{\sum_f \frac{\Gamma_f\,\mathrm{Re}\,(<t|A|f><t|C|f>^*)}{(E_f-E)^2+\Gamma_f^2/4} + \tag{11}$$

$$+ \sum_f \frac{2(E_f-E)\,\mathrm{Jm}\,(<t|A|f><t|C|f>^*}{(E_f-E)^2+\Gamma_f^2/4}\Big\}.$$

Заметим, что

$$(E_f-E-i\Gamma_f/2)^{-1}(E_\ell-E+i\Gamma_\ell/2)^{-1} = \tag{12}$$

$$=-i\Big[\frac{\Gamma_f+\Gamma_\ell}{2}+i(E_f-E_\ell)\Big]^{-1}\big[(E_f-E-i\Gamma_f/2)^{-1}-(E_\ell-E+i\Gamma_\ell/2)^{-1}\big].$$

Подставляя (12) в (10), мы с учетом (7) после очевидной перегруппировки членов получим:

$$\sigma = \frac{4\pi^2}{k^2}\left\{ \sum_{f=1}^{m} \frac{\Gamma_f\, |\langle t|C|f\rangle|^2}{(E_f-E)^2+\Gamma_f^2/4} + \sum_{f=1}^{m}\sum_{\ell\neq f}^{m} 2\,\mathrm{Jm}\left[\frac{\langle \ell|f\rangle\langle t|C|\ell\rangle\langle t|C|f\rangle^*}{E_f-E-i\Gamma_f/2}\right]\right\} =$$

$$= \frac{4\pi^2}{k^2}\left\{ \sum_{f=1}^{m} \frac{\Gamma_f\, |\langle t|C|f\rangle|^2}{(E_f-E)^2+\Gamma_f^2/4} + \sum_{f=1}^{m}\sum_{\ell\neq f}^{m} \frac{\Gamma_f\,\mathrm{Re}(\langle \ell|f\rangle\langle t|C|\ell\rangle\langle t|C|f\rangle^*)}{(E_f-E)^2+\Gamma_f^2/4} + \right. \tag{13}$$

$$\left. + \sum_{f=1}^{m}\sum_{\ell\neq f}^{m} \frac{2(E_f-E)\,\mathrm{Jm}(\langle \ell|f\rangle\langle t|C|\ell\rangle\langle t|C|f\rangle^*}{(E_f-E)^2+\Gamma_f^2/4}\right\}.$$

Сравнивая (13) с (11) при произвольных значениях E, получим

$$\mathrm{Re}(\langle t|A|f\rangle\langle t|C|f\rangle^*) = |\langle t|C|f\rangle|^2 + \sum_{\ell\neq f}^{m} \mathrm{Re}(\langle \ell|f\rangle\langle t|C|\ell\rangle\langle t|C|f\rangle^*)$$

$$\mathrm{Jm}(\langle t|A|f\rangle\langle t|C|f\rangle^*) = \sum_{\ell\neq f}^{m} \mathrm{Jm}(\langle \ell|f\rangle\langle t|C|\ell\rangle\langle t|C|f\rangle^*). \tag{14}$$

Отсюда сразу следуют равенства (9). Решая систему уравнений (9), мы можем выразить величины $\langle t|C|f\rangle$ через амплитуды распадов $\langle t|A|f\rangle$. В частности, с двух перекрывающихся уровней

$$\langle t|C|1\rangle = \frac{\langle t|A|1\rangle - \langle t|A|2\rangle\langle 2|1\rangle}{1-|\langle 1|2\rangle|^2}$$

$$\langle t|C|2\rangle = \frac{\langle t|A|2\rangle - \langle t|A|1\rangle\langle 1|2\rangle}{1-|\langle 1|2\rangle|^2}; \tag{15}$$

где $\langle 1|2\rangle = \langle 2|1\rangle^*$ определяется по формуле (7), в которой следует положить $\ell = \bar{1}$, $f = 2$.

3. В качестве примера рассмотрим чисто упругое (одноканальное) рассеяние двух беспиновых частиц при наличии двух перекрывающихся резонансов, спины и четности которых одинаковы. Амплитуды распадов в этом случае имеют вид:

$$\langle n|A|1\rangle = A_1\sqrt{\frac{2s+1}{4\pi}}\,P_s(\cos\theta),$$

$$\langle n|A|2\rangle = A_2\sqrt{\frac{2s+1}{4\pi}}\,P_s(\cos\theta), \qquad (16)$$

где θ –угол рассеяния, s –спин каждого из резонансов. Очевидно, $|A_1|^2=\Gamma_1$, $|A_2|^2=\Gamma_2$, причем

$$\langle t|A|1\rangle = A_1\sqrt{\frac{2s+1}{4\pi}}, \qquad \langle t|A|2\rangle = A_2\sqrt{\frac{2s+1}{4\pi}}.$$

С учетом (16) (см. формулу (7))

$$\langle 1|2\rangle = \frac{A_1A_2^*}{\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2}+i(E_1-E_2)}. \qquad (17)$$

Подставляя (17) в (15), получим:

$$\langle t|C|1\rangle = \sqrt{\frac{2s+1}{4\pi}}\;\frac{A_1\left[(E_1-E_2)-i\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2}\right]}{E_1-E_2-i\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2}} \qquad (18)$$

$$\langle t|C|2\rangle = \sqrt{\frac{2s+1}{4\pi}}\;\frac{A_2\left[(E_1-E_2)+i\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2}\right]}{E_1-E_2-i\frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2}}.$$

Отсюда, согласно (8),

$$M_{t\to n} = \frac{2s+1}{2k}\left[\frac{\alpha}{E_1-E-i\Gamma_1/2}+\frac{\beta}{E_2-E-i\Gamma_2/2}\right]\cdot P_s(\cos\theta), \qquad (19)$$

где

$$\alpha = \frac{E_1-E_2+i\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2}}{E_1-E_2+i\frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2}}\Gamma_1, \qquad \beta = \frac{E_1-E_2-i\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2}}{E_1-E_2+i\frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2}}\Gamma_2. \qquad (20)$$

Легко видеть, что

$$\alpha+\beta=\Gamma_1+\Gamma_2 \qquad (21)$$

$$\beta/\alpha=\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}\exp\left(2i\,\mathrm{arc\,tg}\,\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2(E_1-E_2)}\right). \qquad (22)$$

Последнее соотношение было указано в работах /5,9/.

Формулу (20) можно привести к более компактному виду:

$$M_{t\to n}=\frac{2s+1}{2ik}\left(e^{2i\delta_s(E)}-1\right)P_s(\cos\theta), \qquad (23)$$

где

$$e^{2i\delta_s(E)}=\frac{(E_1-E+i\Gamma_1/2)(E_2-E+i\Gamma_2/2)}{(E_1-E-i\Gamma_1/2)(E_2-E-i\Gamma_2/2)}. \qquad (24)$$

Заметим, что для одноканального рассеяния соотношение (24) можно было бы написать сразу, исходя из условия унитарности $|e^{2i\delta_s(E)}|=1$. При наличии у резонансных уровней нескольких каналов распада следует пользоваться общими формулами (8) и (9). В случае чисто упругого рассеяния на m резонансных уровнях с одинаковыми спинами и четностями $(m\geq 2)$ формула (24) обобщается следующим образом:

$$e^{2i\delta_s(E)}=\prod_{f=1}^{m}\frac{E_f-E+i\Gamma_f/2}{E_f-E-i\Gamma_f/2}. \qquad (25)$$

С учетом нерезонансного фона (которым мы до сих пор пренебрегали) парциальная амплитуда, соответствующая угловому моменту s, имеет вид:

$$M_{t\to n} = \frac{2s+1}{2ik}\left[e^{2i\delta_s^{(0)}} - 1 + e^{2i\delta_s^{(0)}} \left(e^{2i\delta_s(E)} - 1\right)\right] \times P_s(\cos\theta), \tag{26}$$

где $\delta_s(E)$ определяется согласно (25), а $\delta_s^{(0)}$ –фаза потенциального рассеяния (которую в пределах резонансной области энергий можно считать константой).

4. Рассмотрим возбуждение системы нескольких нестабильных уровней с одинаковыми сохраняющимися квантовыми числами. После возбуждения состояние системы будет иметь вид:

$$|\psi> = \sum_{f=1}^{m} g_f |f>, \tag{27}$$

где g –некоторые константы. Выберем нормировку так, чтобы $<\psi|\psi>=\sigma$, где σ –суммарное сечение процесса возбуждения уровней. Тогда

$$\sigma = \sum_{f=1}^{m} |g_f|^2 + \sum\sum_{\ell\neq k} g_\ell^* g_k <\ell|k> . \tag{28}$$

Следует подчеркнуть, что в случае неортогональности уровней амплитуды g_f не совпадают с элементами S –матрицы G_f, соответствующими переходу из начального состояния $|t>$ в состояние $|f>$. Действительно, по определению $G_f = <f|S|t> = <f|\psi>$. Отсюда

$$G_f = g_f + \sum_{\ell\neq k}^{m} g_\ell <f|\ell> . \tag{29}$$

Для двух уровней формула (29) была получена в работе /11/. Назовем амплитуды g_f "амплитудами образования" состояний. Именно через амплитуды образования g_f (а не матричные элементы G_f!) выражается распределение энергий продуктов распада уровней $|f>$ при генерации последних в ходе какого-либо процесса (см. /11/):

$$d\sigma_n \approx \frac{h}{2\pi}\left|\sum_{f=1}^{m} \frac{\langle n|A|f\rangle g_f}{E_f - E - i\Gamma_f/2}\right|^2 dE. \qquad (30)$$

Сравним теперь формулы (9) и (29). Легко видеть, что они эквивалентны при

$$G_f = \langle t|A|f\rangle^*, \quad g_f = \langle t|C|f\rangle^*. \qquad (31)$$

Таким образом, величина $\langle t|C|f\rangle^*$ в формуле (8) имеет смысл "амплитуды образования" уровня f в канале t. Следовательно, для перекрывающихся резонансов структура каждого из членов формулы (8) такая же, как и для одиночного уровня, но роль "амплитуды образования" вместо $\langle t|A|f\rangle^*$ (см. формулу (1)) играет величина $\langle t|C|f\rangle^*$, определенная в соответствии с (9).

5. Рассмотрим некоторые правила сумм для произведений амплитуд $\langle n|A|f\rangle$ и $\langle n|C|f\rangle$.

Представим соотношение (29) в виде

$$G_f = \sum_{\ell=1}^{m} U_{f\ell}\, g_\ell, \qquad (32)$$

где U -матрица, элементы которой

$$U_{f\ell} = \langle f|\ell\rangle \qquad (33)$$

(очевидно, $U_{ff} = \langle f|f\rangle = 1$.) Тогда амплитуды g_f выражаются через матричные элементы G_f с помощью соотношения

$$g_f = \sum_{\ell=1}^{m} (U^{-1})_{f\ell}\, G_\ell, \qquad (34)$$

где U^{-1} -матрица, обратная U.

С учетом (34) и (31) мы можем написать

$$K = \sum_{f=1}^{m} \sum_{n} \langle n|A|f\rangle\langle n|C|f\rangle^* =$$

$$= \sum_{\ell=1}^{m} \sum_{f=1}^{m} \langle n|A|f\rangle (U^{-1})_{f\ell} \langle n|A|\ell\rangle^*$$

или, согласно (7) и (33),

$$K = \sum_{f=1}^{m} \sum_{\ell=1}^{m} [(U^{-1})_{f\ell} U_{f\ell}(\frac{\Gamma_f + \Gamma_\ell}{2} + i(E_f - E_\ell)).$$

Отсюда ясно, что

$$K = \sum_{f=1}^{m} \sum_{n} \langle n|A|f\rangle \langle n|C|f\rangle^* = \sum_{f=1}^{m} \Gamma_f = \qquad (35)$$

$$= \sum_{f=1}^{m} \sum_{n} |\langle n|A|f|^2 .$$

В случае чисто упругого рассеяния бесспиновых частиц на системе m нестабильных уровней с одинаковыми спинами s и четностями $(-1)^s$ из правила сумм (35) следует, что

$$\sum_{f=1}^{m} \langle n|A|f\rangle\langle t|C|f\rangle = \frac{2s+1}{4\pi} P_s(\cos\theta) \sum_{f=1}^{m} \Gamma_f . \qquad (36)$$

При $m=2$ формула (36) эквивалентна (21).

В заключение заметим, что неортогональные квазистационарные состояния $|f\rangle$ можно рассматривать как суперпозиции ортогональных друг другу нестабильных состояний $|a\rangle$, которые перемешиваются каким-либо взаимодействием /11/. При этом

$$|f\rangle = \sum_{a=1}^{m} L_{fa}|a\rangle, \quad |a\rangle = \sum_{f=1}^{m} (L^{-1})_{af}|f\rangle, \qquad (37)$$

где элементы матрицы L однозначно выражаются через эффективный гамильтониан, описывающий данную систему уровней /11/. С учетом (37) амплитуды $\langle n | A | f \rangle$ и $\langle t | C | f \rangle$ выражаются через амплитуды распада состояний $| \alpha \rangle$ с помощью очевидных соотношений

$$\langle n | A | f \rangle = \sum_{\alpha=1}^{m} L_{f\alpha} \langle n | A | \alpha \rangle \tag{38}$$

$$\langle t | C | f \rangle^* = \sum_{\alpha=1}^{m} (L^{-1})_{\alpha f} \langle t | A | \alpha \rangle^* . \tag{39}$$

Из (38) и (39) следует правило сумм, справедливое для любых каналов $|n\rangle$ и $|t\rangle$:

$$\sum_{f=1}^{m} \langle n | A | f \rangle \langle t | C | f \rangle^* = \sum_{\alpha=1}^{m} \langle n | A | \alpha \rangle \langle t | A | \alpha \rangle^* . \tag{40}$$

Заметим, что $\sum_{\alpha=1}^{m} \sum_{n} |\langle n | A | \alpha \rangle|^2 = \sum_{\alpha=1}^{m} \Gamma_\alpha = \sum_{f=1}^{m} \Gamma_f$. С учетом этого из соотношения (40) сразу следует (35).

Автор выражает глубокую благодарность М.И. Подгорецкому за интерес к работе и ценные замечания.

Литература

1. E.P. Wigner, L. Eisenbud. Phys.Rev., 72, 29, 1947.
2. H. Feshbach. Ann. of Phys., 5, 357, 1958). (перевод в книге: А. Лейн, Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях. Атомиздат, 1960).
3. K.E. Lassila, V. Ruuskahnen. Phys. Rev. Lett., 17, 490, 1966.
4. K.E. Lassila, V. Ruuskahnen. Phys.Rev.Lett., 19, 762, 1967.

5. K. McVoy. Ann. of Physics., 54, 552, 1969.
6. C. Rebbi and R. Slansky. Phys.Rev., 185, 1838, 1969.
7. K. McVoy. Phys.Rev.Lett., 23, 56, 1969.
8. L. Durand, K.W. McVoy. Phys.Rev.Lett., 23, 59, 1969.
9. И.Ю. Кобзарев, Н.Н. Николаев, Л.Б. Окунь, ЯФ, 10, 864, 1969.
10. В.Д. Кирилюк, Н.Н. Николаев, Л.Б. Окунь, ЯФ, 10, 1081, 1969.
11. В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий, ЖЭТФ, 57, 157, 1969.
12. J.S. Bell, J. Steinberger. Proc. of the Intern. Conf. on Elementary Particles, Oxford, 1965.
13. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 57, 175, 1969.
14. V. Weiskopf, E. Wigner. Zs. für Phys., 63, 54; 65, 18, 1930.
15. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения, §16, ИИЛ, 1956.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 августа 1970 года.

P2-5328

Любошиц В.Л.

К теории резонансного рассеяния при наличии перекрывающихся уровней с одинаковыми сохраняющимися квантовыми числами

На основе понятия о неортогональности квазистационарных состояний с одинаковыми сохраняющимися внутренними квантовыми числами обсуждается обобщенная формула Брейта-Вигнера для амплитуды резонансного многоканального рассеяния при наличии нескольких перекрывающихся уровней.

Сообщения Объединенного института ядерных исследований

Дубна, 1970

Lyuboshits V.L.

P2-5328

On the Theory of the Resonance Scattering in the Presence of Overlapping Levels with the Identical Conserved Quantum Numbers

Basing on the notion of nonorthogonality of the quasistationar states with the identical conserved inner quantum numbers the generalized Breit-Wigner formula is discussed for the amplitude of the resonance multichannel scattering in the presence of some overlapping levels.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna, 1970