

ЛИТЕРАТУРА

1. Балбеков В. И., Шукейло И. А. Proceedings of the Sixth International conference on high energy accelerators. A—A—111 (1967) Cambridge.
2. Шмит Л. Труды международной конференции по ускорителям, стр. 847. Дубна, 1963. Атомиздат, 1964.
3. Коломенский А. А., Полухин А. Т. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астроном. № 5, 81—86, 1968.
4. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962, стр. 131—135.

Поступила в редакцию
24.6 1968 г.

НИИЯФ

УДК 539.17

Ю. В. ОРЛОВ

К ПРИМЕНИМОСТИ «УПРУГОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ» ПРИ УЧЕТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В НАЧАЛЬНОМ И КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИЯХ

В дисперсионном подходе [1] при учете взаимодействий в начальном и конечном состояниях в прямой ядерной реакции $A \rightarrow B \rightarrow y$ [2,3]¹ используют условие унитарности S -матрицы, которое приводит к следующему выражению для ImM_{ll_0} на правом разрезе в комплексной плоскости энергии E (M_{ll_0} — парциальная амплитуда реакции после выделения кинематических особенностей; обозначения те же, что и в [3])

$$ImM_{ll_0} = M_{ll_0}^*(E) h_l^*(E) \theta(E) \mp M_{ll_0}^*(E) f_{l_0}^*(E) \theta(E-Q) \mp \sum_i A_{ll_0}^{(i)}(E) \theta(E-E_i). \quad (1)$$

Хотя формальное решение дисперсионного уравнения содержит член, учитывающий связь каналов (последнее слагаемое в (1)), в конечном выражении им пренебрегают («упругое приближение») и получают формулу (индексы $l_1 l_0$ опущены)

$$M_l = e^{i\Delta} \left[B \cos \Delta + \frac{\Omega}{\pi} P \int_{E_0}^{\infty} \frac{B \sin \Delta dE'}{\Omega(E')(E'-E)} \right], \quad (2)$$

где B — парциальная амплитуда без учета эффектов виртуального рассеяния, $E_0 = \min\{0, Q\}$, $\Delta = \delta_l^* \theta(E) \mp \varphi_{l_0} \theta(E-Q)$, $\Omega = \exp\left\{\frac{1}{\pi} P \int_{E_0}^{\infty} \frac{\Delta(E') dE'}{E'-E}\right\}$, P — интеграл в смысле главного значения.

Достаточным условием справедливости упругого приближения является пренебрежение последним слагаемым в (1), откуда следует равенство [4]

$$|S_{l_0}^{(i)}| = |S_l^{(f)}|, \quad S_l = e^{2i\delta} \quad \text{или} \quad Im\delta_l = Im\varphi_{l_0}. \quad (3)$$

Это весьма сильное условие, поскольку ImM_{ll_0} входит под знаком интеграла по энергии, простирающегося до $E \gg 50 M_{эв}$ [3,5]. Правильнее оценивать эффект пренебрежения связью каналов в самом решении дисперсионного уравнения [3], но так как функции $A_{ll_0}^{(i)}(E)$ не известны, возможна лишь косвенная оценка.

Поскольку $ImM_{ll_0}(E)$ действительна в области интегрирования, можно вместо (1) взять комплексно-сопряженное выражение, тогда в упругом приближении получим другое выражение для $M_{ll_0}(E)^2$:

¹ В работе [3] в формуле (2,12) вместо $\tilde{A}_{ll_0}(E')$ должно быть $\tilde{A}_{ll_0}(E') e^{2i\delta^* l}$ (далее в [3] этот член вообще отбрасывался), $F_l(q)$ выражается через интеграл от δ_l^* , а не от δ_l (см. [2]), наконец, в левой части равенства (2,4) вместо M_{ll_0} следует читать $M_{ll_0}^*$.

² В работе [6] из условия инвариантности относительно обращения времени предлагается брать полусумму выражения (1) и комплексно-сопряженного выражения (отбрасывая последнее слагаемое). Проще взять полусумму выражений (2) и (4).

$$M_2 = e^{i\Delta^*} \left[B \cos \Delta^* + \frac{\Omega^*}{\pi} \int_{E_0}^{\infty} \frac{B \sin \Delta^* dE'}{\Omega^*(E')(E' - E)} \right]. \quad (4)$$

Необходимым условием применимости упругого приближения является равенство $M_1 = M_2$. Поскольку $B(E)$ действительная функция, имеем

$$M_2 = M_1^* \exp(2i\Delta^*). \quad (5)$$

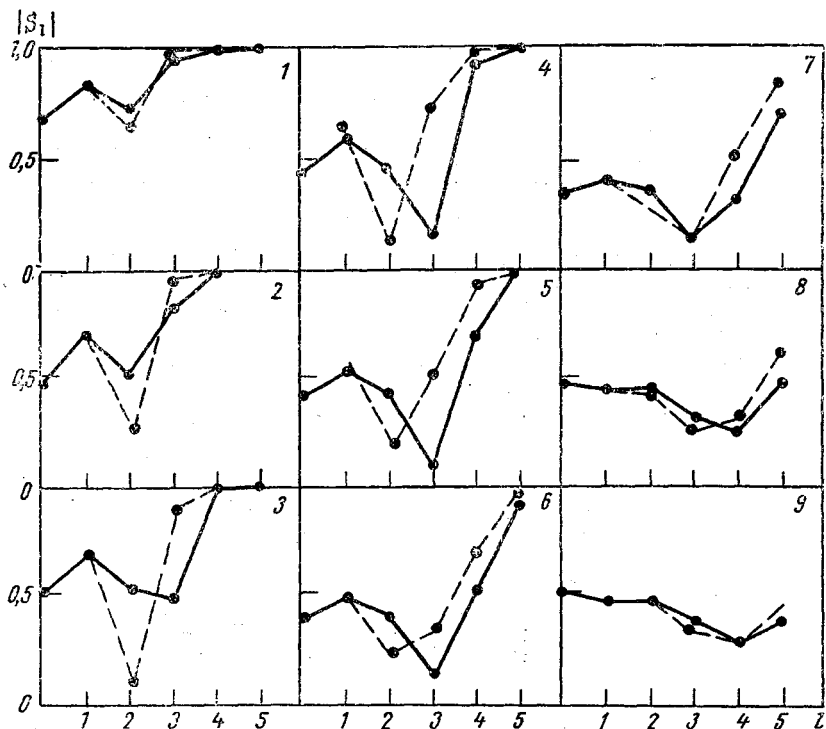


Рис. 1. Зависимость $|S_l|$ для рассеяния нейтрона на ядре C^{12} от орбитального момента l при следующих энергиях нейтрона: 1 — $E=5$ Мэв, $kR=1,8$; 2 — $E=7$ Мэв, $kR=2,2$; 3 — $E=10$ Мэв, $kR=2,6$; 4 — $E=14$ Мэв, $kR=3,1$; 5 — $E=20$ Мэв, $kR=3,7$; 6 — $E=26$ Мэв, $kR=4,2$; 7 — $E=40$ Мэв, $kR=5,2$; 8 — $E=58$ Мэв, $kR=6,3$; 9 — $E=74$ Мэв, $kR=7,1$. Результаты получены с учетом спин-орбитального взаимодействия для полных моментов

$$j=l + \frac{1}{2} \text{ (сплошная линия)} \text{ и } j=l - \frac{1}{2} \text{ (пунктир)}$$

Из равенств (5) и (6) следует тоже условие (3), но при энергии, при которой вычисляется сечение¹. Оно удовлетворяется в трех случаях: а $E_0 < E < E_1$, б обе парциальные фазы (δ_l, φ_l) малы и в имеется сильное поглощение, т. е. $|S_l^{(j)}| \sim |S_0^{(j)}| \ll 1$ (при этом $ImM \cong Mh^* + M^*f$). Для иллюстрации возможностей б и в на рис. 1 приведены графики $|S_l|$ (для рассеяния нейтронов на C^{12}), полученные по оптической модели с потенциалом Вудса-Саксона и поверхностным поглощением (со средними параметрами | 7).

¹ Другим условием, вытекающим из (5) и (6), является равенство $\arg M_{ll_0} = \text{Re}(\delta_l + \varphi_{l_0}) + n\pi$, но его анализ возможен лишь в конкретных случаях.

Учтено изменение глубин действительной и мнимой частей потенциала с энергией. Случай ϵ реализуется лишь при $l = 2 - 3$ ($l \ll kR$, где k — волновое число нейтрона, R — радиус потенциала) в интервале $7 \leq E \leq 40$ Мэв, но именно в этой области Imd_l изменяется наиболее резко с изменением l . Поэтому, например для соответствующих парциальных амплитуд прямой реакции неупругого рассеяния нейтронов упругое приближение может быть плохим в указанной области даже при малых $\Delta l = l - l_0 \neq 0$. Однако при достаточно малых l (где Imd_l мало изменяется, если $E \geq 40$ Мэв) и достаточно больших l (где $Imd_l \approx 0$) упругое приближение в применении к такой реакции непротиворечиво. Сходное поведение $|S_l|$ получено в работе [8] для рассеяния протонов с энергией 30,3 Мэв на ядре Ni^{58} . Заметим, однако, что с ростом энергии должен ослабляться эффект принципа Паули, т. е. поглощение должно становиться преимущественно объемным [9]. При этом случай ϵ должен лучше реализоваться для $l \ll kR$. Кроме того, при достаточно больших энергиях, когда в процессе участвует много парциальных волн, вклад отдельных парциальных амплитуд, для которых упругое приближение несправедливо, может быть относительно малым на фоне всей суммы по парциальным волнам. Случай реакции (d, p) рассмотрен в работе [10], где показано, что упругое приближение может работать. В целом, однако, трудно обосновать пренебрежение вкладом неупругих каналов. В частности, это относится к реакциям, у которых поглощение в начальном и конечном каналах сильно различается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Атомиздат, 1963.
2. Каминский В. А., Орлов Ю. В. ЖЭТФ, 44, 2090, 1963; Nucl. Phys., 48, 375, 1963.
3. Каминский В. А., Орлов Ю. В., Шапиро И. С. ЖЭТФ, 51, 1236, 1966.
4. Dag A., Tobocean W. Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys. Paris, 2, 977, 1964.
5. Shapiro I. S., Revkov Yu. P., Orlov Yu. V., Kaminsky V. A. Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys. Paris, 2, 993, 1964.
6. Kowalski K. L. Nuovo Cimento, 39, 1002, 1965.
7. Шапиро И. С. «Успехи физич. наук», 75, 63, 1961.
8. Satchler G. R. Nucl. Phys., A 92, 273, 1967.
9. Engelbrecht C. A., Fiedeldey H. Annals of Physics, 42, 262, 1967.
10. Busck B., Rook J. R. Nucl. Phys., 67, 504, 1965.

Поступила в редакцию
29.5 1968 г.

НИИЯФ

УДК 523.72.165

Ю. М. НИКОЛАЕВ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ С МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМОЙ

Взаимодействие протонов космических лучей (галактических или солнечных) с неизоэотермической плазмой солнечного ветра определяет ряд сложных физических эффектов, к которым могут относиться: пучковые неустойчивости, турбулизация плазмы, потери энергии протонов на возбуждение спектра плазменных волн и т. д.

Рассмотрим потери энергии нерелятивистского пучка протонов на возбуждение продольных электростатических колебаний [1] межпланетной плазмы.

Имеется однородная, неизоэотермическая, безграничная, полностью ионизованная плазма. Вдоль оси z движется цилиндрический пучок протонов радиусом R , длиной l с плотностью заряда $\rho(x - vt)$ и постоянной скоростью v . Скорость протонов велика по сравнению со скоростью движения спокойного солнечного ветра, поэтому движение плазмы не учитываем. В кинетическом приближении движение во всем пространстве описывается системой уравнений бесстолкновительной плазмы и системой уравнений Максвелла с учетом выполнимости условия квазинейтральности ($N_e = N_i = N$ — концентрации электронов и протонов одинаковы). Наложим на систему малые возмущения. Применимость линейного приближения можно оправдать тем, что плотность энергии галактических космических лучей для частиц с энергиями $\leq 10^9$ эв составляет $\lesssim 10^{-11}$ эрг/см³, плотность энергии солнечных космических лучей даже в момент максимума вспышки $\sim 10^{-9}$ эрг/см³, что значительно ниже плотности энергии спокойного солнечного ветра $\sim 10^{-8}$ эрг/см³.