объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-81-197

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов,
О.В.Селюгин, В.Г.Тепляков

О РОЛИ СПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ АДРОНОВ НА МАЛЫЕ УГЛЫ

Направлено в ЯФ

1981

В настоящее время вопрос о роли спиновых эффектов в процессах рассеяния частиц высоких энергий не является окончательно выясненным. Существующие модели используют различные предположения о характере поведения спиновых амплитуд. В ряде работ [1] используется предположение о том, что отношение амплитуд с переворотом спина к амплитуде без переворота спина стремится к некоторому постоянному пределу при $s \to \infty$. Такой же вывод делается в [2], где для определения амплитуд с переворотом спина используется гипотеза о наличии спиновых токов внутри адрона [3]. В [4] предполагается, что вклад амплитуд с переворотом спина в области больших передач импульса вымирает логарифмически с ростом энергии и определяет поведение дифференциальных сечений за вторым дифракционным максимумом. Таким образом, авторы объясняют отсутствие второго дифракционного минимума при высоких энергиях и передачах $|t| > 3$ /ГэВ/с/^{2}. В моделях [5] существенным является требование о быстром вымирании спиновых эффектов с ростом энергии, и в области сверхвысоких энергий определяющий вклад в дифференциальные сечения рассеяния на малые углы дают амплитуды без переворота спина. Подчеркнем, что в большинстве отмеченных выше моделей используется эйкональное представление для амплитуды рассеяния [6].

В настоящей работе исследование энергетической зависимости амплитуд с переворотом спина проведено в рамках квазипотенциального подхода Логунова-Тавхелидзе [7]. Важной при этом является гипотеза о существовании гладкого локального квазипотенциала с конечным радиусом взаимодействия, передающего все свойства процесса рассеяния при высоких энергиях [8]. Гипотеза о гладкости приводит к эйкональному характеру рассеяния частиц при высоких энергиях и ограниченных передачах импульса [9]. Отметим, что справедливость эйконального представления для главных логарифмических членов амплитуды высокоэнергетического рассеяния на малые углы была доказана в рамках квантовой теории поля [10]. Гипотеза о справедливости эйконального представления амплитуды упругого рассеяния адронов на малые углы позволяет правильно передать особенности процессов рассеяния адронов на малые углы. Ниже, используя полученное представление для амплитуды рассеяния частиц произвольного спина и ограничения на рост квазипотенциала, вытекающие из требования об эйкональном характере рассеяния частиц высоких энергий на малые углы, покажем, что спиновые эффекты должны быстро вымирать с ростом энергии.

Рассмотрим процесс рассеяния двух частиц со спином в рамках квазипотенциального подхода. Уравнение для амплитуды рассеяния запишем в общем виде:

$$\hat T(s,\vec p,\vec k) = \hat V(s,\vec p,\vec k) + \int d^3q\, \hat V(s,\vec p,\vec q)\, \frac{\hat A(s,\vec q)}{E^2(\vec q) - E^2 - i0}\, \hat T(s,\vec q,\vec k), \qquad /1/$$

где $E(\vec q) = \sqrt{m_1^2+\vec q^{\,2}} + \sqrt{m_2^2+\vec q^{\,2}}$; $E=\sqrt{s}=E(\vec p)=E(\vec k)$ - полная энергия в системе центра масс; m_1 и m_2 - массы первой и второй частиц соответственно; $\hat A(s,\vec q)$ - некоторая матрица, форма и ранг которой зависят от спина взаимодействующих частиц.

Используя метод, развитый в [11], можно показать, что для квазипотенциала, заданного представлением

$$\hat V(s,\vec p,\vec k) = g(s)\int_0^\infty dx\, \hat\rho\Big(s,x,\vec\ell = \frac{\vec p+\vec k}{2}\Big) \exp(-x(\vec p-\vec k)^2), \qquad /2/$$

справедливо следующее выражение для главного асимптотического члена амплитуды рассеяния на малые углы:

$$\hat T(s,\vec p,\vec k) = \sum_{n=0}^{\infty} \hat T_{n+1}(s,\vec p,\vec k); \qquad \hat T_1 = \hat V(s,\vec p,\vec k);$$

$$\hat T_{n+1}(s,\vec p,\vec k) = \frac{[g(s)]^{n+1}}{(8p)^n}\int dx_1\dots dx_{n+1} \exp\Big\{\frac{t}{\sum_{i=1}^{n+1}\frac{1}{x_i}}\Big\}\hat\rho(s,x_1,\vec\ell)\times$$

$$\times \hat A(s,\vec\ell)\dots\hat A(s,\vec\ell)\hat\rho(s,x_{n+1},\vec\ell)\, J(x_1,\dots,x_{n+1}); \qquad /3/$$

$$J(x_1,\dots,x_{n+1}) = \int \frac{d^3\Delta_1\dots d^3\Delta_n}{\prod_{i=1}^{n}(\Delta_{z_i}-i0)}\, e^{-c_{ij}\vec\Delta_i\vec\Delta_j};$$

$$c_{ij}\vec\Delta_i\vec\Delta_j = \sum_{i=1}^{n+1} x_i(\vec\Delta_i-\vec\Delta_{i-1})^2; \quad \vec\Delta_0 = \vec\Delta_{n+1} = 0.$$

Вычисляя в /3/ интегралы, получим, что главный член амплитуды рассеяния на малые углы может быть представлен в виде

$$\hat T_{n+1}(s,t) = \frac{1}{(2\pi)^3}\Big(\frac{i}{8p}\Big)^n \int d^2\rho\, e^{i\vec\Delta\vec\rho}\int_{-\infty}^{\infty} dz_1\dots dz_{n+1}\,\theta(z_1-z_2)\times$$

$$\times\theta(z_2-z_3)\dots\theta(z_n-z_{n+1})\hat V(\rho,z_1,\vec\ell)\hat A(s,\vec\ell)\hat V(\rho,z_2,\vec\ell)\hat A(s,\vec\ell)\times \qquad /4/$$

$$\times\dots\hat A(s,\vec\ell)\hat V(\rho,z_{n+1},\vec\ell),$$

где $\hat V(\rho,z_i,\vec\ell)$ - фурье-образ квазипотенциала /2/:

$$\hat V(\rho,z,\vec\ell) = g(s)\int_0^\infty dx\Big(\frac{\pi}{x}\Big)^{3/2}\hat\rho(s,x,\vec\ell)\exp\Big\{-\frac{1}{4x}(\rho^2+z^2)\Big\}.$$

Воспользовавшись представлением /4/, найдем амплитуды рассеяния некоторых конкретных процессов.

В случае мезон-нуклонного рассеяния выберем квазипотенциал в наиболее общем виде. Исходя из стандартного представления амплитуды рассеяния:

$$T_{MN}(s,t) = A(s,t) + B(s,t)\hat Q; \quad \hat Q = \frac{\hat q_1+\hat q_2}{2},$$

где q_1 и q_2 - импульсы мезонов в начальном и конечном состоянии, получаем для квазипотенциала в области $s\to\infty$, t фиксировано, выражение

$$\hat V_{MN}(s,\vec r,\vec\ell) = a(s,\vec r) + b(s,\vec r)\hat n(-\vec\ell), \qquad /5/$$

где $\hat n(\vec\ell) = \gamma_0 - \vec\gamma\,\vec\ell/|\vec\ell|$.

Подставляя /5/ в /4/ и используя явный вид матрицы $\hat A$ [11], получим следующее эйкональное представление для спиральных амплитуд высокоэнергетического мезон-нуклонного рассеяния на малые углы:

$$M_{++}^{MN}(s,t) = \frac{ip}{2\pi^3}\int d^2\rho\, e^{i\vec\Delta\vec\rho}\,[1-e^{\chi_0(s,\vec\rho)}];$$

$$/6/$$

$$M_{+-}^{MN}(s,t) = -\frac{i\Delta}{8\pi^3}\int d^2\rho\, e^{i\vec\Delta\vec\rho}\,\chi_1(s,\vec\rho)\,e^{\chi_0(s,\vec\rho)};$$

$$t = -\vec\Delta^2.$$

Здесь

$$\chi_0(s,\vec\rho) = \frac{i}{p}\int_{-\infty}^{\infty} dz\, b(s,\vec r);$$

$$\chi_1(s,\vec\rho) = \frac{i}{p}\int_{-\infty}^{\infty} dz\, a(s,\vec r)\cdot\frac{1}{2}\Big[e^{-\frac{i}{p}\int_z^\infty b(s,r)dz} + e^{-\frac{i}{p}\int_{-\infty}^z b(s,\vec r)dz}\Big].$$

В случае рассеяния протона на протоне выделим из инвариантных амплитуд часть, отвечающую главному асимптотическому члену, не содержащую псевдовекторных и псевдоскалярных обменов в t-канале. Тогда квазипотенциал может быть записан в виде, аналогичном /5/:

$$\hat V_{pp}(s,\vec r,\vec\ell) = A(s,\vec r) + B(s,\vec r)(\hat n_1(-\vec\ell) + \hat n_2(\vec\ell)) + D(s,\vec r)\hat n_1(-\vec\ell)\hat n_2(\vec\ell).$$

здесь матрицы $\hat{n}_1$ и $\hat{n}_2$ связаны с первым и вторым нуклоном соответственно.

В результате несложных, но громоздких вычислений могут быть получены следующие выражения для спиральных амплитуд протон-протонного рассеяния* на малые углы при высоких энергиях:

$$M^{pp}_{++,++}(s,t) = M^{pp}_{+-;+-}(s,t) = \frac{i}{\pi^3}\int d^2\rho\, e^{i\vec{\Delta}\vec{\rho}}\left(1 - e^{2i\int_{-\infty}^{\infty} D(s,\vec{r})\,dz}\right),$$

$$M^{pp}_{++,--}(s,t) = -M^{pp}_{+-,-+}(s,t) = \frac{1}{16\pi^3}\frac{\Delta^2}{p^2}\int d^2\rho\, e^{i\vec{\Delta}\vec{\rho}} \times$$

$$\times\Big\{\int_{-\infty}^{\infty} dz\, A(s,\vec{r})\frac{1}{2}\left(2 + e^{2i\int_{-\infty}^{z} D(s,\vec{r})dz} + e^{2i\int_{z}^{\infty} D(s,\vec{r})\,dz}\right) +$$

$$+ 2i\int_{-\infty}^{\infty} dz\, B(s,z)\int_{-\infty}^{z} dz'\, B(s,z')\, e^{2i\int_{z'}^{z} D(s,z'')\,dz''}\Big\}, \qquad /7/$$

$$M^{pp}_{++,+-}(s,t) = \frac{1}{(2\pi)^3}\frac{\Delta}{p}\int d^2\rho\, e^{i\vec{\Delta}\vec{\rho}}\int_{-\infty}^{\infty} dz\, B(s,\vec{r}) \times$$

$$\times \frac{1}{2}\left(e^{2i\int_{-\infty}^{z} D(s,\vec{r})dz} + e^{2i\int_{z}^{\infty} D(s,\vec{r})dz}\right).$$

Отметим, что эйкональные представления для амплитуд мезон-нуклонного и нуклон-нуклонного рассеяния /6/,/7/ справедливы только в случае выполнения определенных ограничений на характер энергетической зависимости квазипотенциала $\hat{V}$. Эти ограничения проще исследовать на основе квазипотенциального уравнения для волновой функции частиц со спином, эквивалентного уравнению /1/:

$$(E^2(-i\vec{\nabla}) - E^2)\,\hat{\Psi}_p(\vec{r}) = \hat{A}(-i\vec{\nabla})\,\hat{V}(E;\vec{r})\,\hat{\Psi}_p(\vec{r}). \qquad /8/$$

Входящие в уравнение величины определены выше.

---

* Здесь нами использовано уравнение для амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, полученное в [12].

Эйкональному характеру рассеяния адронов высоких энергий на малые углы соответствует решение уравнения /8/ в виде слабо искаженной плоской волны [13]:

$$\hat{\Psi}_p(\vec{r}) = e^{ipz}\,\hat{F}_p(\vec{r}), \qquad /9/$$

где $\hat{F}_p(\vec{r})$ - медленно меняющаяся функция. С помощью операторных разложений

$$E^2(-i\vec{\nabla})\,e^{ipz} \underset{p\to\infty}{\simeq} e^{ipz}\left(4p^2 - 4ip\frac{\partial}{\partial z} + \ldots\right);$$

$$\hat{A}(-i\vec{\nabla})\,e^{ipz} \underset{p\to\infty}{\simeq} e^{ipz}\left(\hat{A}(\vec{p}) + \ldots\right);$$

$$\hat{V}(E;\vec{r})\,e^{ipz} = e^{ipz}\,\hat{V}^{+}(E,\vec{r})$$

получаем уравнение

$$\left(4p^2 - E^2 - 4ip\frac{\partial}{\partial z}\right)\hat{F}_p(\vec{r}) = \hat{A}(\vec{p})\,\hat{V}^{+}(E,\vec{r})\,\hat{F}_p(\vec{r}). \qquad /10/$$

Можно показать, что решение вида /9/ возможно только в случае, когда имеет место ограничение

$$\hat{A}(\vec{p})\,V^{+}(E,\vec{r}) \lesssim E. \qquad /11/$$

Тогда уравнение /10/ приобретает вид

$$-4ip\frac{\partial\hat{F}_p(\vec{r})}{\partial z} = \hat{A}(\vec{p})\,\hat{V}^{+}(E,\vec{r})\,\hat{F}_p(\vec{r}).$$

Решение этого уравнения может быть найдено, и соответствующий ему главный член амплитуды рассеяния частиц со спином на малые углы представим в эйкональном виде /см., например, [13,14] /.

Используя асимптотическое поведение матрицы $\hat{A}(\vec{p})$ [11], немедленно получаем из /11/ соответствующие ограничения на рост квазипотенциалов с энергией, не противоречащие эйкональному характеру рассеяния адронов на малые углы:

$$V_{0,0}(E,\vec{r}) \lesssim E^2, \qquad /12а/$$

$$V_{0,1/2}(E,\vec{r}) \lesssim E, \qquad /12б/$$

$$V_{1/2,1/2}(E,\vec{r}) \lesssim \text{const}. \qquad /12в/$$

Ограничения /12б,в/ приводят к ограничениям сверху на энергетическую зависимость спиральных амплитуд процессов высокоэнергетического рассеяния частиц со спином.

Так, в случае мезон-нуклонного рассеяния имеем

$$a(s,\vec{r}) \lesssim \sqrt{s}; \quad b(s,\vec{r}) \lesssim \sqrt{s},$$

откуда следует

$$\frac{|M^{MN}_{+-}(s,t)|}{|M^{MN}_{++}(s,t)|} \lesssim \frac{1}{\sqrt{s}}.$$

В случае нуклон-нуклонного рассеяния получаем

$$A(s,\vec{r}) \lesssim s^{\circ}; \quad B(s,\vec{r}) \lesssim s^{\circ}; \quad D(s,\vec{r}) \lesssim s^{\circ}, \qquad /13/$$

откуда

$$\frac{|M^{pp}_{++,+-}(s,t)|}{|M^{pp}_{++,++}(s,t)|} \lesssim \frac{1}{\sqrt{s}}; \quad \frac{|M^{pp}_{++,--}(s,t)|}{|M^{pp}_{++,++}(s,t)|} \lesssim \frac{1}{s}. \qquad /14/$$

Из /13/, /14/ следуют ограничения сверху на энергетическую зависимость физически наблюдаемых величин параметра поляризации и дифференциальных сечений:

$$P(s,t) \lesssim \frac{1}{\sqrt{s}},$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}\Big|_{\text{асимпт.}} + \frac{d\sigma}{dt}\Big|_{\text{спин.}}, \qquad /15/$$

$$\frac{d\sigma}{dt}\Big|_{\text{спин.}} \lesssim \frac{1}{s},$$

которые не противоречат эксперименту.

Отметим, что экспериментальные данные указывают на логарифмический рост полных сечений при $s \to \infty$. Нетрудно убедиться, что такому поведению соответствует максимально допустимый рост квазипотенциалов, при этом эффективный радиус взаимодействия должен расти логарифмически.

Таким образом, требование о справедливости эйконального характера рассеяния адронов высоких энергий приводит к ограничениям сверху на энергетическую зависимость квазипотенциалов и спиральных амплитуд, которые согласуются с современными экспериментальными данными. Показано, что спиновые эффекты в области малых углов рассеяния должны быстро вымирать с ростом энергии. Моделям, удовлетворяющим этому условию, необходимо отдавать предпочтение при исследовании процессов высокоэнергетического рассеяния адронов в области фиксированных передач импульса. К такому классу относятся, например, модели /5/. Более подробный обзор моделей, используемых при анализе pp -рассеяния в широкой области передач импульса, можно найти, например, в /15/.

Из /6,7/ в области фиксированных углов рассеяния следует, что амплитуды с переворотом спина оказываются одного порядка с амплитудой без переворота спина. Это может объяснить большую величину спиновых корреляций при низких энергиях /16/.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.А.Матвееву и А.Н.Тавхелидзе за внимание к работе, а также А.В.Кудинову, В.К.Митрюшкину, М.А.Смондыреву за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bourrely C., Soffer J., Wray D. Nucl.Phys., 1975, B89, p.32; Pulming J., Kane G.L. Phys.Rev., 1975, D11, p.1183; Low E.E. Phys.Rev., 1975, D12, p.163; Durand L., Halzen F. Nucl.Phys., 1976, B104, p.317.
2. Bourrely C., Soffer J., Wu T.T. Phys.Rev., 1979, D19, p.3249.
3. Chow T., Yang C.N. Nucl.Phys., 1976, B107, p.1.
4. Еднерал В.Ф., Трошин С.М. ЯФ, 1979, 30, с.227; Еднерал В.Ф. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.356.
5. Bialas A. et al. Acta Phys.Polon., 1977, B8, p.855; Wakaizumy S. Progr. of Theor.Phys., 1978, 60, p.1040; Голоскоков С.В. и др. ОИЯИ, Е2-12565, Дубна, 1979; Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1979, 31, с.741.
6. Glauber R.J. Lectures in Theoretical Physics, Interscience Publishers, N.Y., 1959.
7. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cimento, 1963, 29, p.380.
8. Allilyev S.P., Gershtein S.S., Logunov A.A. Phys.Lett., 1965, 18, p.195; Логунов А.А., Хрусталев О.А. ЭЧАЯ, т.1, 1970, с.73.
9. Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ЭЧАЯ, т.1, 1970, с.91.
10. Barbashov B.M. et al. Phys.Lett., 1970, 33B, p.484.
11. Голоскоков С.В. и др. ЭЧАЯ, т.8, 1977, с.969.
12. Хелашвили А.А. ОИЯИ, Р2-4327, Дубна, 1969.
13. Гарсеванишвили В.Р. и др. ТМФ, 1971, 6, с.36.
14. Гарсеванишвили В.Р. и др. ТМФ, 1972, 11, с.37.

15. Зотов Н.П., Русаков С.В., Царев В.А. ЭЧАЯ, т.11, 1980, с.1160.
16. Abe K. et al. Phys.Lett., 1976, 63B, p.239; Borghini M. et al. Phys.Rev., 1978, D17, p.24.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 марта 1981 года.