

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ НА ЯДРАХ ПРИ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В МОДЕЛИ С ЛОГАРИФМИЧЕСКИ РАСТУЩЕЙ ФАЗОЙ РАССЕЯНИЯ

И.В. Андреев

Показано, что модель нуклон-нуклонного взаимодействия, в которой фаза рассеяния логарифмически растет с ростом энергии, может быть согласована как с данными по протон-протонным взаимодействиям при ISR энергиях, так и с данными по сечениям протонов на ядрах при сверхвысоких энергиях.

В [1] была предложена эйкональная модель нуклон-нуклонного рассеяния при высоких энергиях, в которой фаза рассеяния логарифмически растет с ростом энергии. Было отмечено [2], что эта модель может описать ISR – данные [3], согласно которым сечение pp -рассеяния растет как квадрат логарифма энергии в области 10^3 Гэв. В то же время, имеются данные космических лучей по сечениям взаимодействия нуклонов с ядрами атомов воздуха вплоть до энергий порядка 10^8 Гэв [4 – 7]. Эти данные весьма приблизительны, однако они указывают на то, что вплоть до таких энергий сечения растут менее чем в полтора раза. Ниже дается оценка неупругого сечения нуклонов на ядрах в рамках модели [1, 2]. Будет показано, что эта модель может также описать относительно слабый рост сечения на ядрах при космических энергиях.

Согласно модели [1, 2], рост сечения при высоких энергиях приписывается новому процессу – обмену взаимодействующих между собой нейтральных векторных мезонов. При этом фаза рассеяния представляется в виде суммы двух частей: $\bar{\chi}$, отвечающей постоянному сечению и $\Delta\chi$, отвечающей новому процессу. Этот последний вклад в фазу определяется характеристиками мезон-мезонного взаимодействия и при примерном постоянстве этих характеристик растет с энергией как $\ln^2 p_L$, где p_L – импульс в лабораторной системе координат. Коэффициент при члене $\ln^2 p_L$ оказывается малым, так что при ISR энергиях добавок к сечению пропорционален $\Delta\chi$ и имеет вид $\Delta\sigma \ln^2 p_L$; при дальнейшем увеличении энергии рост сечения должен замедляться, приводя формально к $\ln \ln p_L$ – поведению при $p_L \rightarrow \infty$. Вообще говоря, само мезон-мезонное сечение также может расти с ростом энергии. Это, однако, эффект следующего приближения и в дальнейшем он не будет учитываться.

Чтобы оценить возможный рост сечения на ядрах вплоть до энергий 10^8 Гэв, надо предварительно рассчитать поведение pp -сечения σ_{tot}^{pp} при столь больших энергиях. Основными параметрами модели являются сечение $\bar{\sigma}$ и средний наклон дифракционного пика \bar{a} для части pp - амплитуды, дающей постоянное сечение, а также аналогичные

величины σ_0 и a_0 для мезон-мезонного взаимодействия. Выражение для σ_{tot}^{pp} имеет вид [2]:

$$\sigma_{tot}^{pp} = \bar{\sigma} + 4\pi \int_0^{\infty} b db \left(1 - \frac{\bar{\sigma}}{8\pi\bar{a}} e^{-\frac{b^2}{4\bar{a}}} \left(1 - \exp \left[d_0 \ln^2 \left(\frac{p_L}{p_0} \right) e^{-\frac{b^2}{4a_0}} \right] \right) \right). \quad (1)$$

Два параметра в (1) ($p_0 = 65$ Гэв и комбинация из a_0 , d_0) могут быть фиксированы из данных по pp -сечениям при ISR энергиях. О величине a_0 , разумеется, нет экспериментальных данных. Чтобы не вступить в противоречие с (довольно неопределенными) данными по наклону дифракционного пика при ISR энергиях, надо взять параметр наклона a_0 равным примерно половине от величины \bar{a} (при этом $d_0 \approx 0,03$). Такая величина a_0 соответствует обычно предполагаемому наклону $\pi\pi$ -рассеяния. Что же касается энергетической зависимости \bar{a} и a_0 , то будем предполагать, что эти величины остаются примерно постоянными при увеличении энергии за пределами ISR интервала. При взятых параметрах это отвечает весьма слабой энергетической зависимости ширины дифракционного пика pp -рассеяния. Предположение о логарифмическом росте \bar{a} и a_0 привело бы к более значительному росту сечений на ядрах при космических энергиях. Ясно, что вычисляемое нами сечение σ_{tot}^{pp} имеет при сверхвысоких энергиях характер грубой оценки. Цель приводимого ниже расчета состоит в том, чтобы показать, что модель, в которой фаза растет пропорционально $\ln^2 p_L$, может естественным образом привести к незначительному росту сечений на ядрах при высоких энергиях.

Сечение σ_{tot}^{pp} , вычисленное по формуле (1), приведено на рис. 1. При расчете использованы значения $\bar{\sigma} = 38,4$ мбн, $\bar{a} = 2a_0 = 6$ (Гэв/с)² при $p_L > 10^3$ Гэв/с. На этом же рисунке для сравнения проведена пунктирной линией экстраполяция поведения $\ln^2 p_L$ на более высокие энергии. Видно, что кривая для σ_{tot}^{pp} идет существенно ниже, нежели закон $\bar{\sigma} + 0,5 \ln^2(p_L/65)$ мбн.

Неупругое сечение на ядре вычислялось стандартным способом в глауберовском приближении (аддитивность фаз рассеяния на отдельных нуклонах), имеющем тот же характер, что и приближение эйконала исходной модели. Плотность нуклонов в ядре параметризовалась гауссовской функцией, которая дает достаточно хорошие результаты в дифракционном конусе [8, 9]. Вычисление проводилось для ядер ^{14}N . Среднеквадратичный радиус ядра, как он дается низкоэнергетическими данными, был взят равным $2,48$ ф, сечение нуклон-нуклонного взаимодействия бралось согласно рис. 1, энергетическая зависимость наклона pp -амплитуды при $p_L > 10^3$ Гэв не учитывалась. Для проверки процедуры вычислений было вычислено неупругое сечение на ядрах ^{12}C при $p_L = 60$ Гэв/с. Оно совпало в пределах ошибок с измеренным значением, равным (248 ± 2) мбн [10].

Результаты расчета приведены на рис. 2. На этом же рисунке приведены значения для эффективного неупругого сечения на ядрах воздуха, $\sigma_{eff}^{pAir} \leq \sigma_{inel}^{pAir}$, при энергиях $(10^2 + 3 \cdot 10^4)$ Гэв согласно обработке [11] (верхние пределы не указаны) и данные для сечения при сверхвы-

соких энергиях [4 – 6], полученные из изучения широких атмосферных ливней (ШАЛ). Эти последние данные брались согласно обработке [7], где было учтено, что не каждое соударение нуклона с ядром порождает ШАЛ и поэтому надо различать σ_{inel}^{pAir} и $(\sigma_{inel}^{pAir})_{\text{ШАЛ}}$, вычисленное на основе измерения пробега протонов до образования ими ШАЛ. Приведенные в [7] значения σ_{inel}^{pAir} примерно на 20% выше, чем без учета этого эффекта. Учитывая грубость проделанных вычислений и космических измерений, можно констатировать, что имеется удовлетворительное согласие кривой рис. [2] и данных измерений σ_{inel}^{pAir} .

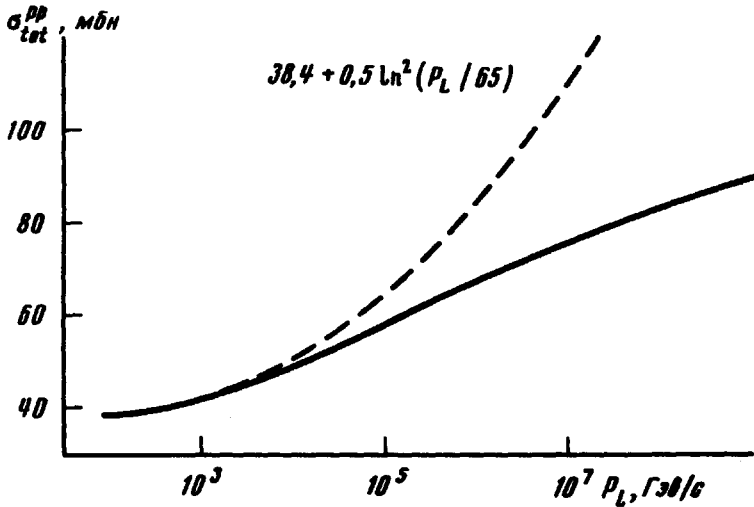


Рис. 1. Полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия

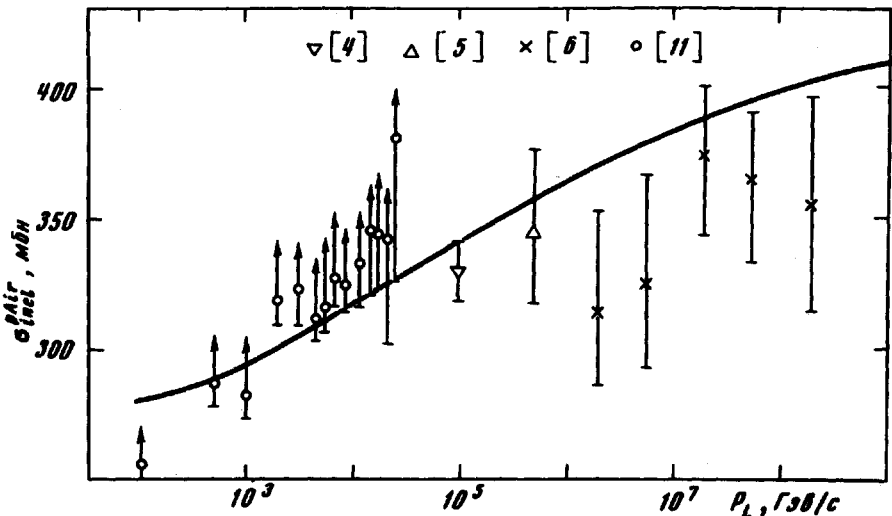


Рис. 2. Неупругое сечение на ядрах атомов воздуха (кривая рассчитана для ядер ^{14}N)

Таким образом, модель нуклонного взаимодействия, в которой фаза рассеяния растет пропорционально $\ln^2 P_L$, может быть согласована как с довольно быстрым ростом pp -сечения при ISR энергиях, так и с не-

значительным ростом сечений протонов на ядрах при сверхвысоких энергиях, по крайней мере, если предположить, что эффективный наклон амплитуды нуклонного рассеяния мало изменяется при сверхвысоких энергиях.

Автор благодарен Е.Л.Фейнбергу за обсуждение работы.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 июня 1974 г.

Литература

- [1] И.В.Андреев. ЯФ, 14, 837, 1971.
 - [2] И.В.Андреев. Препринт ФИАН №118, 1973.
 - [3] U.Amati et al. Phys. Lett., 44B, 112, 1973; S.R.Amendolia et al., ibid. 119.
 - [4] P.Catz et al. Compt. Rend. Acad. Sci. Paris, 274B, 1253, 1972.
 - [5] K.Sitte et al. Nuovo Cim. Suppl. Ser. X, 8, 684, 1958.
 - [6] T.Matano et al. Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, Jaipur 4, 248, 1963.
 - [7] S.N.Ganguli, R.Raghavan, A.Subramanian. Tata Institute Preprint, TIFR-BC-74-1, 1974.
 - [8] J.S.Trefil. Phys. Rev., 180, 1366, 1969.
 - [9] J.Newmeyer, J.S.Trefil. Nucl. Phys., B23, 315, 1970.
 - [10] S.P.Denisov et al. Nucl. Phys., B61, 62, 1973.
 - [11] G.B.Yodh, Yash Pal, J.S.Trefil. Phys. Rev. Lett., 28, 1005, 1972; Phys. Rev., D8, 3233, 1973.
-