

ИССЛЕДОВАНИЯ НАРУШЕНИЯ СКЕЙЛИНГА ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
НУКЛОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ "ПАМИР - АНИ" И КХД

Ю. А. Смородин

УДК 539.171.017

Указаны возможности количественных исследований нарушения масштабной инвариантности величины упругости нуклонов в сильных взаимодействиях в экспериментах типа "Памир - АНИ" в интервале энергий  $10^{13} - 10^{16}$  эВ. Предлагается объяснение логарифмического падения упругости с энергией в рамках квантовой хромодинамики.

Скейлинг — масштабная инвариантность инклюзивных спектров рождающихся в сильных взаимодействиях частиц, ярко проявляется в тождественности спектров вторичных космических лучей в верхней атмосфере. К восьмой Международной конференции 1963 г. он был установлен до энергий первичных нуклонов  $10^{12}$  эВ /1,2/, а позже в опытах с рентгенэмульсионными камерами /3,4/ до энергий  $\sim 10^{14}$  эВ. Для объяснения скейлинга использовались представления об определенной "заготовленности" вторичных частиц в налетающей /5,6/.

После известной работы 1969 г. Р. Фейнмана /7/ скейлинг стал одной из центральных проблем в исследованиях рождения частиц на ускорителях. Стремительное развитие партонных представлений завершается созданием нового уровня физики частиц — физики кварков и глюонов, теория которой (КХД) получает разнообразные подтверждения.

В эти годы в космических лучах в СССР и за рубежом интенсивно развивались эксперименты с целью достижения энергий, где скейлинг бы нарушался. Сейчас эксперименты достигли энергий  $\sim 10^{16}$  эВ. Основной результат, как он сформулирован на советско-японском симпозиуме 1980 г. в Находке, заключается /8/

в установлении плавного нарушения скейлинга — смягчения распределений  $dn/dx$ .

Основная цель настоящей заметки — указать на экспериментальные возможности количественных исследований нарушения масштабной инвариантности такого важного параметра как упругость нуклона во взаимодействии  $X_N = E^*/E_0$  и попытки объяснить ее.

Масштабная инвариантность характерна для партонных представлений. Естественно искать объяснения нарушения скейлинга в особенностях кварк-глюонной физики в рамках современной квантовой хромодинамики (КХД).

Ван Хов /9/ первый объяснил высокую упругость нуклонов в сильных взаимодействиях, исходя из партонных представлений; если  $x_{1q}$ ,  $x_{2q}$ ,  $x_{3q}$  есть доли импульса нуклона, несомые тремя валентными кварками, то в среднем

$$X_N = x_{1q} + x_{2q} + x_{3q}. \quad (I)$$

Выражение (I) дает инвариантное значение  $\langle X_N \rangle = 0,5$ , хорошо совпадающее с экспериментом. Подбирая функцию корреляции между величинами  $x_{iq}$ , Ван Хов получил и распределение  $(d\sigma/dx_N)/6$  также масштабно инвариантное. Усложнение картины введением вероятности замены начальных кварков кварками из рождающихся кварк-антикварковых пар для объяснения изменений в некоторых случаях квантовых чисел нуклонов /10/ сохраняет масштабную инвариантность величины  $X_N$ .

Однако КХД предсказывает подтверждающееся опытом /11/ излучение "свободными" кварками глюонов, уменьшающее энергию кварка. Если валентные кварки нуклона в течение времени от начала взаимодействия, нарушающего когерентность партонов нуклона, до завершения их адронизации будут излучать глюоны, то это излучение приведет к нарушению масштабной инвариантности упругости нуклона  $X_N$ .

Расчеты изменений величин  $x_{iq}$ , входящих в (I), представляются нам инфракрасностабильными, т.е. не связанными с процессами при малых передаваемых импульсах, когда существенно проявление конфайнмента. Они могут быть выполнены в рамках КХД и, таким образом, возможно количественное сопоставление с опытом.

Вероятность испускания кварком глюона, имеющего поперечный импульс  $k$  и долю энергии  $z$ , согласно КХД /11/, имеет вид:

$$dW = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{dk^2}{k^2} \frac{(1 + (1-z)^2)}{2z} dz. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha_s$  - бегущая константа взаимодействия, зависящая от передаваемого импульса  $Q^2$ , числа ароматов кварков  $n_f$  и величины  $\Lambda$ :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (3)$$

Величину  $V$  - долю энергии, потерянной кварками на излучение, можно определить, вычисляя интеграл  $\int z dW$ . В качестве нижнего предела интегрирования по импульсу  $k$  полагают [11] величину порядка обратного радиуса нуклона  $R^{-1} \sim 1$  ГэВ. Соответственно нижний предел для доли энергии глюона  $z$  составит величину  $(E_q R)^{-1}$ . Тогда

$$V(E_q) = \frac{16\alpha_s}{9\pi} (\ln E_q + \ln R - \delta).$$

Убывающая с ростом энергии  $E_q$  величина  $\delta \ll 1$ , как и точный выбор  $R$ , несущественны при больших  $E_q$

$$V(E_q) = \frac{16\alpha_s}{9\pi} \ln E_q R = \beta \ln E_q. \quad (4)$$

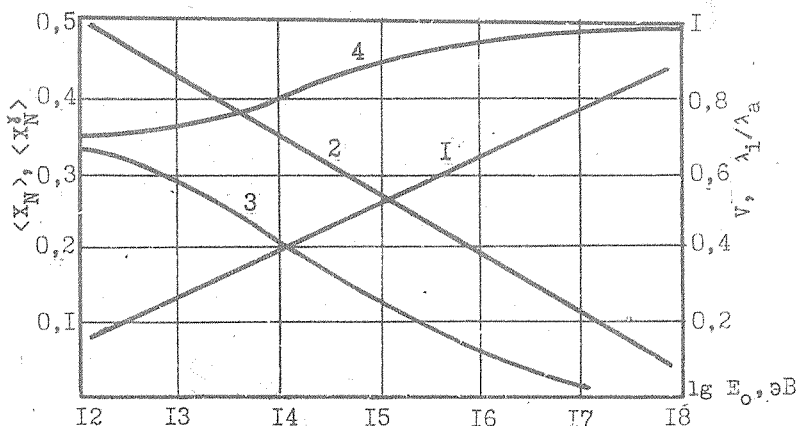
При  $\alpha_s = 0,2$  [11] величина  $\beta = 0,11$ . Считая  $E_q = (1/2)(1/3)E_N$ , нормируя величину  $\langle X_N \rangle$  при энергии  $E_N = 32$  ГэВ ( $\langle X(32 \text{ ГэВ}) \rangle = 0,48$  [12]) и переходя к лабораторным энергиям нуклонов  $E_0$  (ГэВ), для величины  $X_N = X_0(1 - V)$  получим

$$\langle X_N(E_0) \rangle = 0,73 - 0,077 \lg E_0. \quad (5)$$

На рис. 1 представлены полученные результаты для  $V(E_0)$ ,  $\langle X_N(E_0) \rangle$ , величины  $\langle X^{\delta}(E_0) \rangle$ , определяющей относительную интенсивность спектра вторичных нуклонов в атмосфере, и отношения пробегов взаимодействия и поглощения нуклонов  $\lambda_1/\lambda_a = 1 - \langle X_N^{\delta} \rangle$ .

Экспериментальные возможности количественных исследований упругости  $X_N^2$  в опытах с рентгенэмульсионными камерами на го-рах (596 г/см<sup>2</sup>) оценим исходя из потока первичных протонов

согласно /13/, роста сечения взаимодействия в соответствии с работой /14/, близкой по результатам к работе /15/, используемой в модельных расчетах памирского содружества.



Р и с. 1. Зависимость от энергии доли теряемой на излучение энергии  $V$  (1), упругости циклона  $x_N$  (2), момента распределения  $\langle x_N^v \rangle$  (3), отношения пробегов  $\lambda_1/\lambda_a$  (4)

Основной вывод не зависит от точных значений принятых величин. Они вместе с некоторыми интегральными характеристиками потока нуклонов в атмосфере приведены в табл. 1.

Таблица 1

$E_0, \text{эВ}$	Первичный поток протонов, $\text{м}^{-2}\text{год}^{-1}\text{ср}^{-1}$	$\lambda_1$	$\lambda_a$		Степень углового распределения	
			Скейлинг	КХД	Скейлинг	КХД
$10^{12}$	$2,6 \cdot 10^6$	85	125	125	4,8	4,8
$10^{13}$	$7,0 \cdot 10^4$	81	119	114	5,0	5,2
$10^{14}$	1800	77	113	96	5,3	5,5
$10^{15}$	23	74	109	89	5,5	7,2
$10^{16}$	0,5	70	99	75	6,0	8,0

Представим поток нуклонов на уровне гор в виде суммы вкладов  $P_n$  от событий с числом взаимодействий нуклона в атмосфере  $n$ , вероятность которых дает закон Пуассона  $W(n) = e^{-\langle n \rangle} \langle n \rangle^n / n!$ .

При  $n = 0$  энергия нуклона на уровне наблюдения  $E_L = E_0$ , и эти случаи входят в вклад  $P_0$  с весом  $M_0 = 1$ . При  $n = 1$   $E_{01} = E_L / X_N$ , и вес  $M_1 = \langle X_N^0(E_{01}) \rangle$ . Для  $n = 2$   $M_2 = \langle X_N^0(E_{01}) \rangle \langle X_N^0(E_{L1}) \rangle$  и т.д. При скейлинге  $X_N$  и  $\langle X_N^0 \rangle$  не зависят от энергии и  $M_n = \langle X_N^0 \rangle^n$ .

Зная зависимость  $X_N$  и  $\langle X_N^0 \rangle$  от энергии, нетрудно рассчитать веса  $M_n$ , вклады  $P_n$  и энергии первичных протонов  $E_0$  для заданных энергий нуклонов на горах  $E_L$ .

Результаты расчетов для двух вариантов: скейлинга (СК) и зависимости  $X_N$  от энергии, полученной выше согласно КХД, приведены в табл. 2.

Таблица показывает, что доля нуклонов в общем потоке, проходящих атмосферу без взаимодействий, зависит только от упругости  $X_N$  и практически не зависит от сечения взаимодействия. Таким образом, исследование изменения с энергией доли одиночных адронов может дать количественные данные об изменении с энергией упругости  $X_N$ . Благоприятным обстоятельством эксперимента является то, что он не требует точного знания абсолютных величин энергий адронов.

Чувствительность предлагаемого метода достаточна велика для установления предсказываемых КХД изменений упругости, и экспериментальные возможности, помимо статистики, будут практически определяться только эффективностью регистрации сопровождения нуклонов.

Радикальным было бы оснащение камеры на Памире установкой, определяющей мощность сопровождающего адрон ШАЛ. Энергетический порог регистрации сопровождения можно при этом понизить до величин около  $10^{13}$  эВ ( $N_e \sim 10^4$ ) /6/, что позволит изучить изменение упругости  $X_N$  в интервале энергий нуклонов от  $10^{13}$  до  $5 \cdot 10^{15}$  эВ. Определение мощности ШАЛ позволило бы также определять энергию первичной частицы  $E_0$ , что позволило бы существенно расширить возможности и достоверность эксклюзивного анализа отдельных случаев прохождения нуклонов через атмосферу, о которых говорит табл. 2.

Таблица 2

$E_d, \text{ТэВ}$	I	10	100	500	1000	3000	10000
Выход $\Sigma R_i \cdot 10^{-3}$	СК	8,5	6,5	5,0	4,5	4,2	3,3
	КХЦ	6,5	3,8	1,3	1,0	0,56	0,24
Порок мюлонов, $M^{-2} \text{год}^{-1} \text{ср}^{-1}$	СК	$2,2 \cdot 10^4$	460	6,6	0,40	0,10	$5,7 \cdot 10^{-3}$
	КХЦ	$1,7 \cdot 10^4$	270	1,7	0,09	0,013	$6,6 \cdot 10^{-4}$
% событий		$n = 0$					
	СК	II.	10	9	8	8	8
	КХЦ	I3	16	34	50	60	72
$E_0, \text{ТэВ}$	СК	I	10	100	500	1000	3000
	КХЦ	I	10	100	500	1000	3000
% событий		$n = 1$					
	СК	29	26	22	22	21	21
	КХЦ	31	34	38	36	32	20
$E_0, \text{ТэВ}$	СК	2	20	200	1000	2000	20000
	КХЦ	2	24	300	1700	4000	10000
% событий		$n = 2$					
	СК	30	27	26	26	25	25
	КХЦ	31	29	16	14	8	8
$E_0, \text{ТэВ}$	СК	4	40	400	2000	4000	12000
	КХЦ	5	55	1000	6000	20000	~100000

Видно, что при отборе событий по энергии лидирующего нуклона основную долю событий составят случаи одного и двух взаимодействий нуклона над камерой, наиболее благоприятные для эксклюзивного анализа.

Распределение взаимодействий по высотам при этом таково, что при  $n = 1$  средняя высота взаимодействия над установкой  $H_1 = 4,0$  км, а для  $n = 2$   $H_1 = 7,0$  км, а  $H_2 = 2,3$  км.

Поступила в редакцию

20 апреля 1981 г.

### Л и т е р а т у р а

1. L. T. Baradzey et al., Proc. 8th ICCR, 5, 283 (1963).
2. P. K. Malhotra et al., Proc. 8th ICCR, 5, 232 (1963).
3. L. T. Baradzey et al., Proc. 15th ICCR, 7, 453 (1977).
4. V. K. Búdilov et al., Proc. 15th ICCR, 7, 436 (1977).
5. Ю. А. Смородин, Ядерная физика, 19, 614 (1974).
6. Y. Pal, Proc. 8th ICCR, 5, 286 (1963).
7. R. Feinman, Phys. Rev. Lett., 23, 1415 (1969).
8. Collaboration Pamir, Chakaltay, Fuji, Preprint ICR-86-81-2, Tokyo (1981); Nuclear Phys., B191, p. 1, 1981.
9. Ван Хов, УФН, 124, 509 (1976); Acta Phys. Polonica, B7, 339 (1976).
10. J. Ranft, Phys. Rev., D18, 1451 (1978).
11. Ю. Л. Докшицер и др., УФН, 132, 443 (1980); Phys. Rep., 58C, 269 (1980).
12. J. Whittemore, Phys. Rep., 10C, 321 (1974).
13. S. I. Nikolsky et al., Proc. 17th ICCR, 7, 118 (1981).
14. Т. В. Данилова и др., Препринт ФИАН № 134, 1980 г.
15. А. М. Дунаевский, Препринт ФИАН № 17, 1980 г.
16. S. I. Nicolsky et al., Proc. 8th ICCR, 4, 100 (1963).