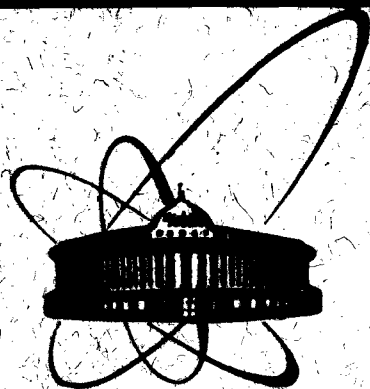


89-744



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б329

P2-89-744

В. А. Беляков, В. Н. Стрельцов

ПОЛЕ
РЕЛЯТИВИСТСКОГО НУКЛОНА

1989

1. ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям сильные взаимодействия описываются квантовой хромодинамикой. Вместе с тем указанная теория включает в себя, конечно, прежние результаты, объясняющие, в частности, короткодействие ядерных сил, что описывается известным потенциалом Юкавы.

В соответствии с решением волнового уравнения для запаздывающих потенциалов электромагнитного поля для релятивистского юкавского потенциала будем иметь ^{/1/}:

$$\phi_{\pi} = -g_{\pi} \frac{\exp(-\mu \cdot u^i R_i)}{u^i R_i} . \quad (1)$$

Здесь g_{π} — константа взаимодействия, μ — масса кванта поля (пиона), u^i — 4-скорость нуклона, R_i — 4-вектор "запаздывающего расстояния", $\hbar = c = 1$. В полярных координатах (1) переписется в виде

$$\phi_{\pi} = -g_{\pi} \frac{\exp[-\mu R(1 - \beta \cos \theta) \gamma]}{R(1 - \beta \cos \theta) \gamma} , \quad (2)$$

где β — скорость движения нуклона, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. При этом для простоты полагается, что виртуальные пионы движутся со скоростями, близкими к скорости света ($\beta_{\pi} \approx 1$). Явный учет последнего факта приводит к тому, что, в частности, для направления "вперед" $u^i R_i = R[(\beta_{\pi}^{-1} - \beta) \gamma]$, где $\beta_{\pi} = (\beta_{\pi}^* + \beta)(1 + \beta_{\pi}^* \beta)^{-1}$, а β_{π}^* — скорость движения пиона в системе покоя нуклона. Поэтому при $\beta \approx 1$, а такие случаи нас главным образом и интересуют, действительно будем иметь $\beta_{\pi} = 1$.

Для векторных ω - и ρ -мезонов соответствующее (2) выражение для потенциала имеет вид

$$\phi_{\nu} = -g_{\nu} \frac{\exp[-\mu_{\nu} R(1 - \beta \cos \theta) \gamma]}{R(1 - \beta \cos \theta) \gamma} . \quad (3)$$



В дальнейших расчетах, поскольку g_ω больше g_ρ , мы ограничимся ω -полем, полагая, что $g_\omega \cdot g_\pi^{-1} = 0,58^{1/2}$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ. ОБСУЖДЕНИЕ

Цель работы состояла в вычислении эквипотенциальных кривых, описывающих поведение радиуса действия ядерного поля релятивистского нуклона. Мы исходили из величины потенциала Юкавы на расстоянии комптоновской длины волны пиона $\phi_\pi(\mu^{-1}) = [\phi]$, что, очевидно, соответствует обычному определению радиуса действия ядерных сил. Опираясь на это условие, искали решения уравнений (2) и (3) относительно величины R. При заданных γ и $\cos\theta$ R подбирались таким образом, чтобы вывести значение потенциала ϕ к $[\phi]$. При этом точность подвода, как правило, была от 10^{-4} до 10^{-6} .

Основные расчеты были проведены на ПЭВМ "Правец-16". Точность расчетов на ПЭВМ определялась величиной 10^{-7} . Для значения $\gamma = 1000$ потребовалась точность 10^{-7} - 10^{-8} и расчеты были перепроверены на

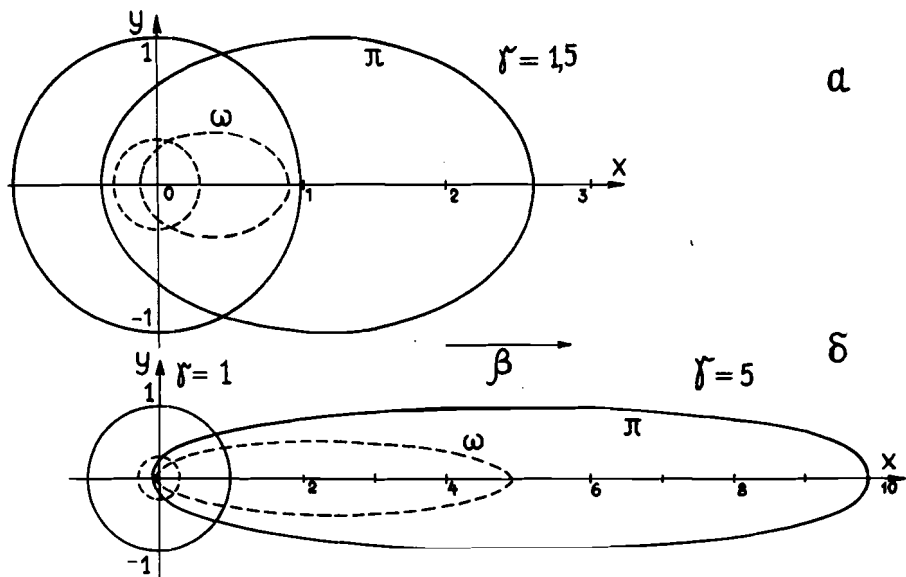


Рис. 1. Эквипотенциальные кривые пионного поля и поля ω -мезонов (соответствующие радиусу действия ядерных сил) для $\beta = 0,745$ (а) и $\beta = 0,980$ (б). Окружности относятся к обычному потенциалу Юкавы ($\beta = 0$). — — для π -мезона, - - - - для ω -мезона.

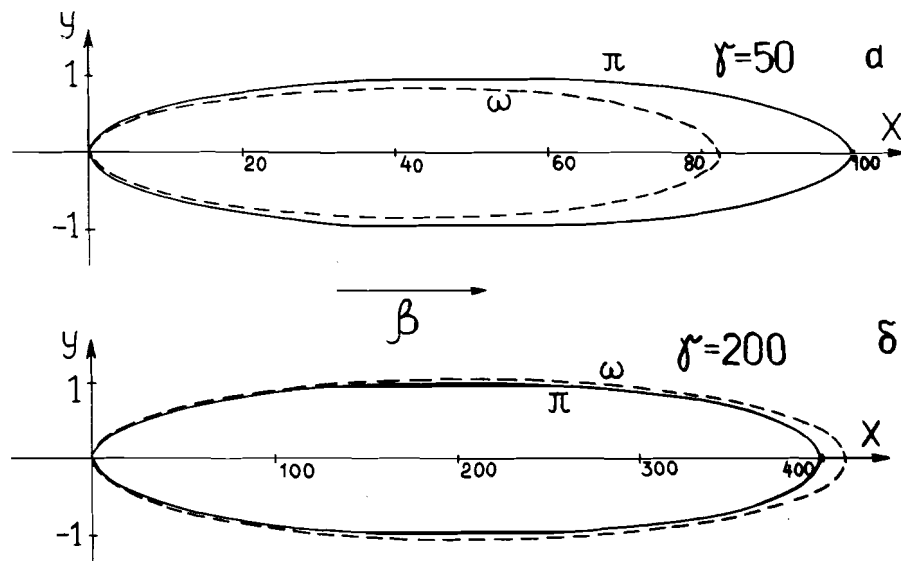


Рис. 2. Аналогичные эквипотенциальные кривые пионного поля и поля ω -мезонов для $\beta = 0,9998$ (а) и $\beta = 0,999987$ (б). — — для π -мезона, - - - - для ω -мезона.

на CDC-6500. Рабочая программа на языке Бейсик (для "Правец-16") была составлена в диалоговом режиме, что существенно повысило эффективность расчетов при текущем варьировании величин γ , $\cos\theta$, R и точности расчетов.

Результаты расчетов представлены на двух рисунках и в таблице. На рис. 1 показано поле сравнительно "медленного" нуклона, хотя, как видно в случае рис. 1б, $\beta = 0,98$. Здесь показаны также соответствующие эквипотенциальные кривые (имеющие форму окружности) для покоящегося нуклона. Из сравнения рис. 1 и 2 следует, что с ростом γ ядерное поле нуклона все более вытягивается вперед и действует на все большие расстояния. Эта причина заставила нас изменить на рис. 2 масштаб по оси X. При этом "радиус действия" векторного поля растет быстрее и при $\gamma = 200$ уже явно превышает "радиус действия" пионного поля. Причем, что особенно существенно, начинают возрастать поперечные размеры поля. Но поскольку рассматриваемые поля по сути дела и представляют "сам" нуклон, это попросту означает рост размеров нуклона, особенно продольных. Можно сказать, что нуклон как бы "разбухает", и, следовательно, с другой стороны, становится и более "прозрачным". Все более сильная вытянутость формы потенциала ядерного поля вперед с увели-

Таблица

γ	π -поле			ω -поле			Быстрота
	$R_f^{\parallel, \mu^{-1}}$	$R_f^{\perp, \mu^{-1}}$	$R_b^{\parallel, \mu^{-1}}$	$R_f^{\parallel, \mu^{-1}}$	$R_f^{\perp, \mu^{-1}}$	$R_b^{\parallel, \mu^{-1}}$	
1	1	1	-1	0,30	0,30	-0,30	0
1,5	2,6	1	-0,38	0,90	0,35	-0,13	0,96
5	9,9	1	-0,10	4,9	0,50	-0,05	2,29
50	100	1	-0,01	82	0,83	$-8 \cdot 10^{-3}$	4,60
$1,6 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^2$	1	$-3 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^2$	1	$-3 \cdot 10^{-3}$	5,77
$2 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^2$	1	$-3 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^2$	1,04	$-3 \cdot 10^{-3}$	5,99
10^3	$2,1 \cdot 10^3$	1	$-5 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^3$	1,33	$-6 \cdot 10^{-4}$	7,60

чением γ обусловлена "фактором запаздывания" $\kappa = 1 - \beta \cos \theta$. Как уже отмечалось ^{/3/}, именно эта причина лежит в основе аналогичного явления для эквипотенциалей Лиенара — Вихерта электромагнитного поля движущегося заряда. Таким образом, в обоих случаях мы имеем дело фактически с проявлением "релятивистского дальнего действия" поля.

Детали проведенных расчетов представлены в таблице. Как видно, рост действия векторного поля в первую очередь проявляется вдоль оси движения нуклона вперед (R_f^{\parallel}). Значительно слабее растет поперечная компонента R_f^{\perp} . Для пионного поля R_{π}^{\perp} с ростом γ не меняется. При $\gamma = 1,6 \cdot 10^2$ характер поля нуклона заметно меняется: радиус поля действия векторного поля сравнивается с R_{π} . С дальнейшим ростом γ вклад векторного поля становится доминирующим. Как следует из таблицы, при $\gamma = 10^3$ продольный размер нуклона составит $2,7 \cdot 10^3 \mu^{-1}$, а поперечный — $1,33 \mu^{-1}$. Кроме того, нетрудно заключить, что угловой размер ядерного поля (отношение R^{\perp}/R^{\parallel}) уменьшается с ростом энергии нуклона $\sim \gamma^{-1}$. Это с необходимостью должно приводить к тому, что в процессах множественного рождения при высоких энергиях углы испускания вторичных частиц должны быть сосредоточены в конусе с углом раствора $\theta \sim \gamma^{-1}$ *. Примером тому могут служить узкие адронные струи.

* Что можно трактовать как превращение виртуальных квантов поля в реальные частицы.

И все-таки особого внимания, по нашему мнению, заслуживает тот факт, что при $\gamma \geq 1,6 \cdot 10^2$ * доминирующую роль будет играть векторное поле нуклона. Это означает, что с увеличением энергии будет расти вклад взаимодействий посредством векторных мезонов. Таким образом, при высоких энергиях именно обмен векторными мезонами будет характеризовать периферические столкновения. С другой стороны, это, очевидно, должно приводить и к соответствующему увеличению сечения рождения ω - и ρ -резонансов, что действительно и наблюдается на эксперименте (см., например, ^{/4/}). При этом, поскольку ω - и ρ -мезоны в отличие от пиона обладают спином, следует ожидать также существенно влияния спиновых эффектов по мере возрастания энергии.

Но самое важное здесь заключается в том, что за счет векторного поля начинают увеличиваться поперечные размеры нуклона. Это с необходимостью должно приводить к росту сечений взаимодействий, что действительно и наблюдается на опыте (см., например, ^{/5/}).

Полученные результаты, конечно, справедливы и для других барионов.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основании релятивистского потенциала Юкавы мы установили, что релятивистский нуклон имеет форму "овала", вытянутого в направлении движения**. Псевдоскалярное (пионное) и векторное (ω -мезонов) поля ведут себя по-разному. Вклад векторного поля растет, при $\gamma \approx 1,6 \cdot 10^2$ становится сравнимым и с дальнейшим увеличением энергии нуклона уже доминирующим. Именно этот факт может служить объяснением соответствующего роста сечений рождения векторных мезонов при высоких энергиях. Но что особенно важно, за счет векторного поля растут поперечные размеры нуклона, что приводит к росту сечений взаимодействия. Меняется характер периферических и центральных взаимодействий. Теперь пионный обмен (точнее, обмен псевдоскалярными мезонами) в совокупности с обменом векторными частицами будет характеризовать центральные столкновения. Возрастут сечения рождения ω - и ρ -мезонов, существенный вклад ожидается от спиновых эффектов.

Авторы выражают благодарность Е.А.Строковскому за ценное замечание.

* Следует отметить, что данное граничное значение $\gamma_{гр}$ определяется фактически величинами g_{ω} и g_{ρ} , известными с плохой точностью. Например, для $(g_{\omega} + g_{\rho}) \cdot g_{\pi}^{-1} = 0,77 / 2$, $\gamma_{гр} = 1,2 \cdot 10^2$. Тогда как из условия, что σ_{pp}^{tot} начинает расти при $\gamma \approx 90$, получим $g_{\nu} \cdot g_{\pi}^{-1} = 1$ вместо прежней величины.

** Тогда как, согласно сложившемуся мнению, это сжатый диск.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ P2-89-234, Дубна, 1989.
2. Браун Дж.Е., Джексон А.Д. — Нуклон-нуклонные взаимодействия. М.: Атомиздат, 1979, с.139.
3. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ P2-89-695, Дубна, 1989.
4. Амелин Н.С. и др. — Сообщение ОИЯИ P2-83-656, Дубна, 1983.
5. Brieman C. et al. — Review of Partical Properties, CERN, Geneva, 1980, p.59.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 ноября 1989 года.