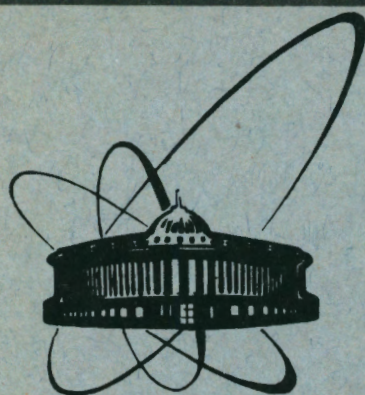


91-185



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

Д2-91-185

В. Н. Стрельцов

О СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ  
СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

1991

## ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям сильное взаимодействие описывается квантовой хромодинамикой. Вместе с тем указанная теория включает в себя, конечно, и прежние результаты, объясняющие, например, короткодействие ядерных сил. Поскольку при этом глюонные поля являются определенными аналогами электромагнитного, то, на первый взгляд, ответ на вопрос о скорости распространения сильного взаимодействия представляется достаточно очевидным. Глюоны - безмассовые частицы и в свободном состоянии они должны двигаться со скоростью света, а поэтому и переносимое ими сильное взаимодействие, казалось бы, должно распространяться с той же скоростью. Однако "внутри нуклона" мы имеем совокупность виртуальных глюонов и кварков. Поскольку, в отличие от фотонов, глюоны обладают цветовым зарядом, то в результате взаимодействия может происходить их торможение\*. Если учесть еще процессы адронизации на "границах" нуклона, то эффективная скорость распространения сильного взаимодействия в принципе может быть меньше  $c$ . В свою очередь, именно в результате этого процесса адронизации и обеспечивается, очевидно, короткодействие ядерных сил.

## ПОТЕНЦИАЛ ЮКАВЫ

Как известно, в свое время здесь важную роль сыграла идея Юкавы<sup>1</sup>, согласно которой нуклоны взаимодействуют между собой с помощью обмена  $\pi$ -мезонами. При этом потенциал взаимодействия Юкавы (стационарного мезонного поля) имеет вид

$$\phi_{\pi} = -g \frac{\exp(-\mu R)}{R} \quad (1)$$

---

\*Здесь, может быть, уместно напомнить, что похожее явление - торможение фотонов в поле тяжести Солнца, приводит к известному эффекту отклонения светового луча. Хотя, с другой стороны, собственная масса фотона (играющая роль гравитационного заряда) равна нулю.

Здесь  $g$  - константа взаимодействия, аналогичная заряду электрона в электродинамике,  $\mu$  - масса  $\pi$ -мезона,  $\hbar = c = 1$ . Именно наличие юкавской экспоненты у функции  $\phi_\pi$  приводит к тому, что "радиус действия" ядерных сил  $\sim \mu^{-1} (\sim 1\Phi)$  гораздо меньше "радиуса" электростатических сил, описываемых кулоновским потенциалом. Конечно, здесь могут сказать, что рассматриваемые пионы - виртуальные частицы, а поэтому им нельзя запретить двигаться со скоростью света. Но, с другой стороны, не нужно забывать, что в показателе экспоненты потенциала Юкавы фигурирует все же масса реального пиона. В дальнейшем для объяснения поведения сильных взаимодействий на меньших расстояниях пришлось также учитывать обмен и более тяжелыми (векторными) мезонами:  $\rho$ ,  $\omega$  и т.д. В этом случае наряду с (1) будем иметь

$$\phi_V = -g_V \frac{\exp(-\mu_V R)}{R}, \quad (2)$$

где  $\mu_V$  - масса векторных мезонов.

С другой стороны, полагая, например, в последнем выражении  $\mu_V = 0$  мы возвращаемся, очевидно, к потенциалу кулоновского типа. Применительно к глюонным полям такой потенциал называется цветовым и записывается в виде

$$\phi = -\frac{\alpha_S}{R}, \quad (3)$$

где  $\alpha_S$  - бегущая константа. К последнему результату можно прийти и иначе, если при малых  $\mu_V R$  экспоненту разложить в ряд. Очевидно, что первый член и будет представлять выражение (3). Поскольку, как уже отмечалось, в природе свободные глюоны и кварки не наблюдаются, цветовой потенциал нужно "оборвать" на границе действия ядерных сил, где происходит адронизация кварк-глюонного поля. Очевидно, что во всяком случае качественно именно эту роль и выполняет юкавская экспонента.

Вернемся теперь к основному вопросу. Очевидно, что в выражениях для стационарных потенциалов величина скорости распространения сильного взаимодействия  $v_S$  не фигурирует. Ее влияние должно проявиться при переходе к движущейся системе отсчета.

По аналогии с переходом от кулоновского потенциала к потенциалу Лиенара - Вихерта представим сначала (3) в виде

$$\phi = -\frac{\alpha_S}{t}. \quad (4)$$

Здесь мы учли, что для глюонного поля, как и для электромагнитного, скорость распространения  $v_g = 1$ . В результате для иско-

мого 4-вектора получим (см., например, <sup>2/</sup>):

$$A^i = -\frac{\alpha_S u^i}{u^i R_i}, \quad (5)$$

где  $u^i$  - 4-скорость нуклона,  $R^i$  - 4-вектор запаздывающего расстояния,  $i = 0, 1, 2, 3$ . С учетом же отмеченного разложения в ряд мы фактически имеем релятивистски ковариантную запись предэкспоненциального множителя в (2) и знаменателя в (1). Опять же на основании этого требования показатель экспоненты должен быть скаляром. Но знаменатель в (5) и представляет собой простейший скаляр. В результате для соответствующих релятивистски ковариантных выражений будем иметь <sup>3/</sup>

$$\phi_\pi = -g \frac{\exp(-\mu u^i R_i)}{u^i R_i} \quad (6)$$

и

$$\phi_V^i = -g_V \frac{u^i \cdot \exp(-\mu_V u^i R_i)}{u^i R_i}. \quad (7)$$

На основании (6) ранее было показано <sup>4/</sup>, что эквипотенциальные поверхности пионного поля движущегося нуклона (в случае  $v_S = 1$ ) имеют форму эллипсоидов вращения, вытянутых в направлении движения. Причем "степень вытянутости" определяется величиной  $u^0$  (или лоренц-фактором). Кроме того, было установлено, что с ростом энергии вклад векторных полей за счет  $u^i$  в числителе (7) возрастает и при  $u^0 \geq 10^2$  становится доминирующим.

### СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Остановимся теперь на особенности поведения релятивистских потенциалов Юкавы при условии, что  $v_S < 1$ . В этом случае для временной компоненты  $R^i$  будем иметь  $R^0 = v_S t$ . Для простейшего варианта, когда нас интересует значение ядерного поля (перед нуклоном) на оси  $X$ , совпадающей с линией движения нуклона, компонента  $\phi_V^0$  будет определяться выражением

$$\phi_v^{\circ} = -g_v \frac{\exp[-\mu(1 + v/v_s)^{-1} R_x^f \gamma^{-1}]}{(1 + v/v_s)^{-1} R_x^f \gamma^{-2}} \quad (8)$$

Можно сказать, что влияние обсуждаемого эффекта по сути дела сводится к появлению дополнительного множителя

$$k = \frac{1 + v}{1 + v/v_s} \quad (9)$$

перед величиной  $R_x^f$ . Поскольку  $k < 1$ , то на заданном расстоянии мы будем иметь меньшее значение потенциала. Или иначе, заданное значение потенциала будет достигаться на большем расстоянии. Эффективно это должно проявляться как увеличение дальности действия поля ядерных сил.

Ввиду того, что, как кажется, возможное отличие  $v_s$  от 1 должно быть не очень значительным, экспериментальное обнаружение указанного эффекта представляется достаточно сложным. С другой стороны, из самых общих соображений существование в природе наряду со скоростью света еще одной константы, имеющей размерность скорости, кажется маловероятным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Yukawa H. - Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, 1935, v.17, p.48.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. - Теория поля. М.: Наука, 1988, с.215.
3. Стрельцов В.Н. - Сообщение ОИЯИ P2-89-234, Дубна, 1989.
4. Belyakov V.A., Strel'tsov V.N. - Preprint JINR E2-90-309, Dubna, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 апреля 1991 года.

Стрельцов В.Н.  
О скорости распространения сильного  
взаимодействия

D2-91-185

Рассматриваются соображения относительно возможного отличия скорости распространения сильного взаимодействия от скорости света. На основании релятивистского потенциала Юкавы обсуждается ожидаемое проявление этого эффекта.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод автора

Strel'tsov V.N.  
On the Propagation Velocity of a Strong  
Interaction

D2-91-185

Considerations are studied concerning a possible difference of the propagation velocity of a strong interaction from the velocity of light. Based on the relativistic Yukawa potential an expected manifestation of this effect is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991