

О причине конфайнмента кварков в поле Янга – Миллса

А.Н. Волобуев

Самарский государственный медицинский университет
443099, Российская Федерация, г. Самара
ул. Чапаевская, 89

На основе аналитического решения уравнений поля Янга – Миллса при некоторых приближениях получено доказательство неизбежного существования конфайнмента кварков. Показано, что в результате нелинейного взаимодействия составляющих поля, на пути возможного вылета кварка из адрона формируется конфигурация поля в виде потенциального барьера. Обсуждены физические следствия обратной пропорциональности компонент тензор-потенциала поля от константы сильного взаимодействия.

Ключевые слова: конфайнмент, кварк, поле Янга – Миллса, потенциальный барьер.

Введение

Конфайнмент – одно из самых загадочных свойств кварков. Оно заключается в том, что кварк не может покинуть адрон. Более того, кварков, вероятно, вообще нет в свободном состоянии. Они отсутствуют, например, в космических лучах. Это довольно странно, т. к. во Вселенной происходят процессы со всеми возможными энергиями. Особенно экзотические с энергетической точки зрения процессы происходили в момент возникновения Вселенной. Если бы кварк мог находиться в свободном состоянии, он обязательно должен был бы быть в космических лучах, по крайней мере как реликт возникновения Вселенной.

Отсутствие кварков в свободном состоянии указывает на две возможности: либо кварков нет в природе, либо они не могут быть в свободном состоянии. Первая возможность тривиальна и не предполагает каких-либо доказательств. Вторая возможность предполагает необходимость ее доказательства.

В настоящее время в качестве экспериментального доказательства существования кварков рассматриваются, во-первых, результаты глубоко-неупругого рассеяния лептонов на нуклонах, во-вторых, возникновение адронных струй при аннигиляции электрон-позитронной пары при высокой энергии взаимодействия [1].

Рассмотрим возможность доказательства существования кварков при наличии конфайнмента.

Целью статьи не является исследование различных особенностей кварков, их состояния,

характеристик, видов, цвета, спина, классификаций и т. д. Главное внимание уделено силовому (глюонному) полю, создаваемому кварками.

Кварк – заряженная частица, которая создает вокруг себя т. н. глюонное поле. Это поле, вероятно, можно описать аналогично электромагнитному полю. Но напрямую применить уравнения электромагнитного поля к описанию глюонного поля кварков нельзя в связи с большим различием в уровнях энергетических процессов в данных полях. Однако, несомненно, в описании полей, создаваемых заряженными частицами, должно быть много общего.

1. Уравнения поля Янга – Миллса

Известным обобщением электромагнитного поля является поле Янга – Миллса [2].

Рассмотрим процесс обобщения теории электромагнитного поля.

Принцип обобщения теории электромагнитного поля заключается в использовании калибровочных полей [3]. Технически это делается путем замены обычной производной на ковариантную производную [4]:

$$\nabla_i = \frac{\partial}{\partial X_i} - ie\mathbf{L}_i, \quad (1)$$

где \mathbf{L}_i – некоторое векторное калибровочное поле; e – в данном случае электрический заряд, создающий поле.

Например, используя вектор-потенциал электромагнитного поля \mathbf{A} , запишем напряженность магнитного поля в виде:

$$\begin{aligned}
\mathbf{H} = \text{rot}\mathbf{A} &= \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \nabla_X & \nabla_Y & \nabla_Z \\ A_X & A_Y & A_Z \end{vmatrix} \rightarrow \\
&\rightarrow \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \frac{\partial}{\partial X} - ieL_X & \frac{\partial}{\partial Y} - ieL_Y & \frac{\partial}{\partial Z} - ieL_Z \\ A_X & A_Y & A_Z \end{vmatrix} = \\
&= \text{rot}\mathbf{A} - ie \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ L_X & L_Y & L_Z \\ A_X & A_Y & A_Z \end{vmatrix} = \\
&= \text{rot}\mathbf{A} - ie[\mathbf{L} \times \mathbf{A}] = \text{rot}\mathbf{A} + ie[\mathbf{A} \times \mathbf{L}].
\end{aligned} \tag{2}$$

Если в качестве калибровочного поля использовать само магнитное поле $\mathbf{L} = \mathbf{A}$, то дополнительное слагаемое в (2) исчезает, и мы имеем обычное выражение напряженности магнитного поля через его вектор-потенциал $\mathbf{H} = \text{rot}\mathbf{A}$.

Обобщение теории электромагнитного поля удобно проводить в 4-векторной форме. Тензор напряженности электромагнитного поля в 4-векторной форме имеет вид:

$$H_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial X_\nu}, \tag{3}$$

где $\mu = 0, 1, 2, 3$ и $\nu = 0, 1, 2, 3$. Тензор напряженности $H_{\mu\nu}$ имеет $4 \times 4 = 16$ компонент, из которых диагональные при $\mu = \nu$, очевидно, равны нулю.

Обобщим тензор напряженности электромагнитного поля, вводя ковариантную производную:

$$F_{\mu\nu} = \nabla_\mu B_\nu - \nabla_\nu B_\mu, \tag{4}$$

где оператор

$$\nabla_\mu = \frac{\partial}{\partial X_\mu} + igB_\mu.$$

Величина $F_{\mu\nu}$ – тензор напряженности поля Янга – Миллса имеет $4 \times 4 = 16$ компонент, B_μ и B_ν – тензор-потенциалы поля Янга – Миллса, кроме того, B_μ является также тензор-потенциалом калибровочного поля. Все тензоры имеют $4 \times 4 = 16$ компонент.

Переходя в (4) к обычным производным, находим:

$$\begin{aligned}
F_{\mu\nu} &= \frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} + ig(B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu) = \\
&= H_{\mu\nu} + igE_{\mu\nu},
\end{aligned} \tag{5}$$

где в данном случае

$$H_{\mu\nu} = \frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu}$$

– действительная часть тензора напряженности поля Янга – Миллса, которое, по нашим предположениям, описывает глюонное поле кварка,

$$E_{\mu\nu} = B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu = \begin{vmatrix} B_\mu & B_\nu \\ B_\mu & B_\nu \end{vmatrix}$$

– мнимая часть поля, g – константа связи (константа сильного взаимодействия), отвечающая за сильное взаимодействие. Подобно тому, как электрический заряд служит мерой создаваемого электромагнитного поля, константа связи является мерой создаваемого кварками глюонного поля. Постоянная величина в безразмерном виде $g^2 / (\hbar c) \approx 14$, где \hbar – приведенная постоянная Планка, c – скорость света в вакууме [5]. Заметим, что $B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu \neq 0$, т. к. произведение тензор-потенциалов поля Янга – Миллса в общем случае некоммутативно. Данное обстоятельство существенно отличает глюонное поле кварка, например, от магнитного поля (2).

Предположим, что уравнения для тензора напряженности электромагнитного поля [6] в ковариантном виде применимы и для тензора напряженности поля Янга – Миллса [7; 8]. Записывая эти уравнения с помощью ковариантных производных, для свободного поля (без кварковых токов) имеем:

$$\nabla_\sigma F_{\mu\nu} + \nabla_\nu F_{\sigma\mu} + \nabla_\mu F_{\nu\sigma} = 0. \tag{6}$$

$$\nabla_\mu F_{\mu\nu} = 0. \tag{7}$$

В уравнении (7) суммирование ведется по повторяющимся индексам.

Проведем некоторые преобразования в уравнении (6). Перейдем к обычным производным:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial X_\sigma} \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} + ig(B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu) \right) + \\
&+ igB_\sigma \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} + ig(B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu) \right) + \\
&+ \frac{\partial}{\partial X_\nu} \left(\frac{\partial B_\mu}{\partial X_\sigma} - \frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\mu} + ig(B_\sigma B_\mu - B_\mu B_\sigma) \right) + \\
&+ igB_\nu \left(\frac{\partial B_\mu}{\partial X_\sigma} - \frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\mu} + ig(B_\sigma B_\mu - B_\mu B_\sigma) \right) + \\
&+ \frac{\partial}{\partial X_\mu} \left(\frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\nu} - \frac{\partial B_\nu}{\partial X_\sigma} + ig(B_\nu B_\sigma - B_\sigma B_\nu) \right) + \\
&+ igB_\mu \left(\frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\nu} - \frac{\partial B_\nu}{\partial X_\sigma} + ig(B_\nu B_\sigma - B_\sigma B_\nu) \right) = 0.
\end{aligned} \tag{8}$$

Приводя подобные слагаемые, найдем:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial X_\sigma} (B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu) + \\
& + B_\sigma \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} + ig (B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu) \right) + \\
& + \frac{\partial}{\partial X_\nu} (B_\sigma B_\mu - B_\mu B_\sigma) + \\
& + B_\nu \left(\frac{\partial B_\mu}{\partial X_\sigma} - \frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\mu} + ig (B_\sigma B_\mu - B_\mu B_\sigma) \right) + \\
& + \frac{\partial}{\partial X_\mu} (B_\nu B_\sigma - B_\sigma B_\nu) + \\
& + B_\mu \left(\frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\nu} - \frac{\partial B_\nu}{\partial X_\sigma} + ig (B_\nu B_\sigma - B_\sigma B_\nu) \right) = 0.
\end{aligned} \tag{9}$$

В уравнении (9) должны быть равны нулю отдельно действительная и мнимая части. Приравнивание нулю действительной части (9) дает уравнение:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial X_\sigma} (B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu) + B_\sigma \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} \right) + \\
& + \frac{\partial}{\partial X_\nu} (B_\sigma B_\mu - B_\mu B_\sigma) + B_\nu \left(\frac{\partial B_\mu}{\partial X_\sigma} - \frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\mu} \right) + \\
& + \frac{\partial}{\partial X_\mu} (B_\nu B_\sigma - B_\sigma B_\nu) + B_\mu \left(\frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\nu} - \frac{\partial B_\nu}{\partial X_\sigma} \right) = 0.
\end{aligned} \tag{10}$$

Дифференцируя произведения и приводя подобные слагаемые, получаем:

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\partial B_\mu}{\partial X_\sigma} - \frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\mu} \right) B_\nu + \left(\frac{\partial B_\sigma}{\partial X_\nu} - \frac{\partial B_\nu}{\partial X_\sigma} \right) B_\mu + \\
& + \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} \right) B_\sigma = 0.
\end{aligned} \tag{11}$$

Полученное уравнение (11) удобно записать с помощью определителя (верхние компоненты которого умножаются справа):

$$\begin{vmatrix} B_\sigma & B_\nu & B_\mu \\ \frac{\partial}{\partial X_\sigma} & \frac{\partial}{\partial X_\nu} & \frac{\partial}{\partial X_\mu} \\ B_\sigma & B_\nu & B_\mu \end{vmatrix} = 0. \tag{12}$$

Приравнивание нулю мнимой части уравнения (9) приводит к следующему выражению:

$$\begin{vmatrix} B_\sigma & B_\nu & B_\mu \\ B_\sigma & B_\nu & B_\mu \\ B_\sigma & B_\nu & B_\mu \end{vmatrix} = 0. \tag{13}$$

Особенностью уравнений (12) и (13) является отсутствие в них константы связи кварка g , соз-

дающего поле. Поэтому эти уравнения могут носить только вспомогательный характер. Они не связаны с механизмом порождения поля.

Рассмотрим уравнение (7). Переходя от ковариантных к обычным производным, найдем:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial X_\mu} \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} + ig B_\mu B_\nu - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} - ig B_\nu B_\mu \right) + \\
& + ig B_\mu \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} + ig B_\mu B_\nu - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} - ig B_\nu B_\mu \right) = 0.
\end{aligned} \tag{14}$$

Приравнивая к нулю действительную часть уравнения (14), имеем:

$$\frac{\partial}{\partial X_\mu} \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} \right) - g^2 B_\mu (B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu) = 0. \tag{15}$$

Используя вышепринятые обозначения, запишем:

$$\frac{\partial H_{\mu\nu}}{\partial X_\mu} - g^2 B_\mu E_{\mu\nu} = 0. \tag{16}$$

Мнимая часть уравнения (14) приводит к уравнению

$$\frac{\partial}{\partial X_\mu} (B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu) + B_\mu \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial X_\mu} - \frac{\partial B_\mu}{\partial X_\nu} \right) = 0 \tag{17}$$

или

$$\frac{\partial E_{\mu\nu}}{\partial X_\mu} + B_\mu H_{\mu\nu} = 0. \tag{18}$$

Уравнение (16) является основным уравнением, отражающим возникновение поля, т. к. в него входит константа связи g .

Уравнения (12), (13) и (16), (18) полностью описывают поле Янга – Миллса, создаваемое кварком.

2. Решения уравнений поля Янга – Миллса

Рассмотрим два вида возможных решений уравнений поля Янга – Миллса.

2.1. Решение кулоновского типа

Прежде всего рассмотрим частный случай сферически-симметричного относительно кварка свободного поля кулоновского типа. Такое решение хорошо известно [3].

Предположим, что все компоненты тензор-потенциалов поля падают обратно пропорционально координате, отсчитанной от центра кварка $B_\mu = b_\mu / X$, где b_μ – матрица 4×4 , у которой компоненты – постоянные величины. В этом случае тензор $H_{\mu\nu} = -h_{\mu\nu} / X^2$, где $h_{\mu\nu}$ – матри-

ца 4×4 , у которой компоненты – постоянные величины. Тензор $E_{\mu\nu} = e_{\mu\nu} / X^2$, где $e_{\mu\nu}$ – также матрица 4×4 , у которой компоненты – постоянные величины.

Следовательно, основное уравнение (16) преобразуется к виду

$$2 \sum_{\mu=0}^3 h_{\mu\nu} = g^2 b_{\mu} e_{\mu\nu}. \quad (19)$$

Уравнение (18) приводит к равенству

$$2 \sum_{\mu=0}^3 e_{\mu\nu} = b_{\mu} h_{\mu\nu}. \quad (20)$$

Уравнение (12) или эквивалентное ему уравнение:

$$H_{\sigma\mu} B_{\nu} + H_{\nu\sigma} B_{\mu} + H_{\mu\nu} B_{\sigma} = 0 \quad (21)$$

преобразуется к виду

$$h_{\sigma\mu} b_{\nu} + h_{\nu\sigma} b_{\mu} + h_{\mu\nu} b_{\sigma} = 0. \quad (22)$$

Уравнение (13) преобразуется к виду

$$\begin{vmatrix} b_{\sigma} & b_{\nu} & b_{\mu} \\ b_{\sigma} & b_{\nu} & b_{\mu} \\ b_{\sigma} & b_{\nu} & b_{\mu} \end{vmatrix} = 0. \quad (23)$$

Уравнения (19), (20), (22), (23) позволяют, строго говоря, найти все компоненты ($4 \times 4 \times 4 = 64$) тензор-потенциалов $B_{\mu} = b_{\mu} / X$ сферически-симметричного поля кварка.

Таким образом, компоненты тензор-потенциалов поля кварка падают обратно пропорционально расстоянию от кварка. Этот вывод следует из решения, найденного фактически методом подбора.

Полученный закон зависимости потенциала от расстояния до кварка, создающего поле, аналогичен соответствующему закону для электрического поля. В найденной зависимости тензор-потенциалов от расстояния, очевидно, нет никакого указания на существование конфайнмента.

2.2. Решение конфайнментного типа

Однако уравнения поля кварка (12), (13), (16), (18) существенно отличаются от уравнений Максвелла для электромагнитного поля, прежде всего своей нелинейностью, которая носит кубический характер. Для нелинейных уравнений характерны различные, часто принципиально отличающиеся друг от друга решения, отражающие различные состояния существующей системы. Поэтому другие решения уравнений поля кварка могут иметь специфические особенности по сравнению с найденным выше сферически-симметричным решением.

Для нахождения этих особенностей рассмотрим поле Янга – Миллса при следующих упрощающих условиях:

$$\frac{\partial}{\partial X_0} = \frac{\partial}{\partial X_2} = \frac{\partial}{\partial X_3} = 0, \quad (24)$$

где условие

$$\frac{\partial}{\partial X_0} = 0$$

отражает стационарный вариант решаемой задачи, изменения поля происходят только в направлении $X = X_1$.

Кроме того, будем считать:

$$B_2 = B_3 = 0, \quad (25)$$

т. е. в направлениях X_2, X_3 поле отсутствует. Такие условия могут быть только модельными, но не реальными. Условия (25) не являются обязательными для аналитического анализа проблемы, но значительно снижают громоздкость выкладок.

При условиях (24) и (25) уравнения (12) и (13), а следовательно, и уравнение (6) выполняются тождественно. Например, при $\mu = 0$ и $\nu = 1$ определители

$$\begin{vmatrix} 0 & B_1 & B_0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial X_1} & 0 \\ 0 & B_1 & B_0 \end{vmatrix} = 0 \text{ и}$$

$$\begin{vmatrix} 0 & B_1 & B_0 \\ 0 & B_1 & B_0 \\ 0 & B_1 & B_0 \end{vmatrix} = 0.$$

В уравнениях (12), (13) и (18) отсутствует константа связи g , поэтому они описывают только взаимодействие между компонентами поля кварка и не могут описать конфайнмент. Для наших целей в модельных условиях (24) и (25), когда половина компонент $2 \times 4 \times 4$ приравнена к нулю, решение этих уравнений не представляет интереса.

Обратимся к основному уравнению (16). При условиях (24), (25) это уравнение приобретает вид

$$\frac{\partial H_{1\nu}}{\partial X_1} - g^2 (B_0 E_{0\nu} + B_1 E_{1\nu}) = 0. \quad (26)$$

Для $\nu = 0$, учитывая

$$H_{10} = -\frac{\partial B_0}{\partial X_1}, \quad E_{00} = 0,$$

находим:

$$\frac{\partial^2 B_0}{\partial X_1 \partial X_1} + g^2 (B_1 B_1 B_0 - B_1 B_0 B_1) = 0. \quad (27)$$

Для $\nu = 1$, учитывая $H_{11} = 0$, $E_{11} = 0$, находим:

$$B_0 B_0 B_1 = B_0 B_1 B_0. \quad (28)$$

Наиболее интересным является уравнение (27), которое мы запишем в виде

$$\frac{\partial^2 B_0}{\partial X^2} = g^2 (B_1 B_0 B_1 - B_1 B_1 B_0). \quad (29)$$

Предположим, что все компоненты тензор-потенциалов B_0 и B_1 одинаково зависят от координаты X и их можно представить в виде $B_\mu = b_\mu f(X)$.

Следовательно, уравнение (31) преобразуется к виду

$$\frac{\partial^2 f}{\partial X^2} = g^2 b_0^{-1} \alpha f^3, \quad (30)$$

где $\alpha = b_1 b_0 b_1 - b_1 b_1 b_0$ – постоянная матрица 4×4 , b_0^{-1} – матрица, обратная b_0 .

Решение уравнения (30) имеет вид [9]

$$f(X) = \sqrt{\frac{2}{b_0^{-1} \alpha}} \frac{1}{g(X-C)}, \quad (31)$$

где C – произвольная постоянная.

Таким образом, тензор-потенциалы изменяются по закону:

$$B_0 = b_0 \sqrt{\frac{2}{b_0^{-1} \alpha}} \frac{1}{g(X-C)}, \quad (32)$$

$$B_1 = b_1 \sqrt{\frac{2}{b_0^{-1} \alpha}} \frac{1}{g(X-C)}.$$

Отметим также, что для потенциалов вида (32) уравнение (28) также выполняется.

Тензор-потенциалы (32) обладают рядом особенностей.

Прежде всего они описывают явление конфайнмента. При $X = C$ все компоненты тензор-потенциалов становятся равными бесконечностям.

На рисунке в условных единицах показана зависимость компонентов тензор-потенциалов B_μ от расстояния до кварка.

Как видно из рисунка, компоненты тензор-потенциалов падают с увеличением расстояния от кварка по гиперболическому закону. Но на расстоянии C существует непреодолимый потенциальный барьер, поэтому кварк не может вылететь из адрона.

Теория поля Янга – Миллса указывает только на существование конфайнмента, но не раскрывает его физические причины. Конфайнмент математически является следствием кубической нелинейности поля Янга – Миллса, т. е. его са-

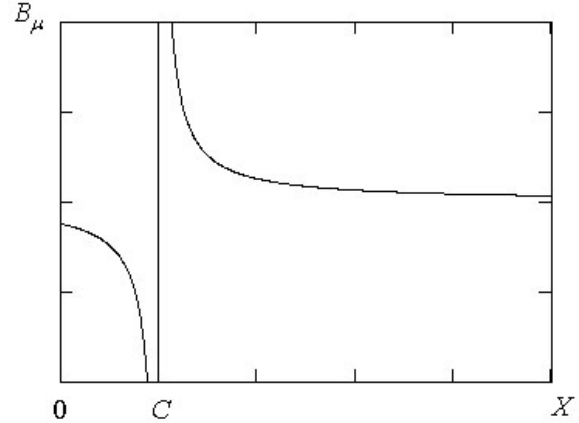


Рис. Форма потенциального барьера, создающего явление конфайнмента кварков

модействия. В результате взаимодействия составляющих поля на пути возможного вылета кварка из адрона формируется конфигурация поля в виде потенциального барьера. Здесь уместна аналогия с другим нелинейным процессом. Перед носом летящего со сверхзвуковой скоростью самолета формируется скачок уплотнения или поверхность разрыва, которую самолет преодолеть не может. Но у данной аналогии есть существенное отличие от рассматриваемой кварковой модели адрона. Потенциальный барьер в адроне возникает не только за счет кварка, вылетающего из адрона, но и за счет кварков, остающихся в адроне. К сожалению, получение аналитического решения уравнений поля Янга – Миллса (7) при наличии кварковых токов $\nabla_\mu F_{\mu\nu} = J_\nu$, даже в случае упрощений типа (24) и (25), затруднительно, поэтому использовались уравнения (6), (7) т. н. свободного поля. В связи с тем, что движение кварков при решении уравнений поля Янга – Миллса не учитывалось, потенциальный барьер оказался неподвижным, т. е. величина $C = \text{const}$.

До сих пор мы не делали никаких серьезных допущений, кроме предположения о том, что поле кварков является полем Янга – Миллса.

Теория не позволяет найти численное значение величины C . По-видимому, эта величина имеет порядок диаметра нуклона 10^{-15} м.

В связи с проведенным анализом остается вопрос: возможно ли наблюдение свободного кварка? Если величина C пропорциональна скорости вылетающего кварка, т. е. энергии воздействия на адрон, то в промежутке $0 - C$ кварк вероятно мог бы наблюдаться как свободный. Если оценить среднюю энергию кварка в нуклоне 310 МэВ (соответствующую трети массы нуклона), а расстояние до потенциального барьера 10^{-15} м, то при

росте энергии кварка, например, до 200 ГэВ расстояние до потенциального барьера увеличится до $0,6 \cdot 10^{-12}$ м. Это расстояние кварк, летящий со скоростью, близкой к скорости света в вакууме, пролетит за $0,2 \cdot 10^{-20}$ с. Для энергии воздействия на адрон, которая может быть достигнута в Большом адронном коллайдере 14 ТэВ, время нахождения кварка в свободном состоянии $0,45 \cdot 10^{-18}$ с. То есть время нахождения кварка в свободном состоянии, по видимому, слишком мало, чтобы его можно было зарегистрировать.

Другим важнейшим отличием полученного результата (32) от закона для потенциала электрического поля является наличие у тензор-потенциала константы связи в знаменателе. У потенциала электрического поля электрический заряд находится в числителе.

Представляет интерес обсудить физические следствия нахождения константы связи в знаменателе. Для этого выясним, существуют ли в природе силы, обратно пропорциональные заряду, создающему поле этих сил. Постоянная тонкой структуры таких сил должна быть обратно пропорциональна квадрату заряда. Для электрического заряда такая величина должна бы быть пропорциональна $\hbar c / e^2 \approx 137$. Строго доказанного существования в природе таких сил нет, однако еще Дираком гипотетически был введен магнитный монополю, удовлетворяющий этому условию [5]. Данная величина у магнитного монополя $137 / 4$. Существование магнитного монополя необходимо для объяснения наблюдаемого квантования электрического заряда. Общим у магнитного монополя и кварка является их ненаблюдаемость в природе.

Поэтому, вполне вероятно, физическая природа конфайнмента общая для магнитного монополя и кварка. Тем более в [10; 11] показано, что магнитный монополю является топологически нетривиальным решением в классе неабелевых калибровочных полей, к которым относится и поле Янга – Миллса.

Все предположения, относящиеся к физической природе конфайнмента, гипотетические. Но само существование конфайнмента строго доказано. Оно является следствием кубической нелинейности уравнений поля Янга – Миллса.

Заключение

Конфайнмент кварков, т. е. невозможность его вылета из адрона и наблюдения в свободном состоянии, является следствием нелинейности уравнений глюонного поля, которое предположительно описывается теорией поля Янга – Миллса. В результате взаимодействия составляющих поля на пути возможного вылета кварка из адрона формируется конфигурация поля в виде потенциального барьера.

Особенностью поля кварка становится наличие в компонентах тензор-потенциалов кваркового поля константы сильного взаимодействия в знаменателе, что позволяет предположить единую физическую природу конфайнмента кварка и магнитного монополя.

Список литературы

1. Дремин И.М., Кайдалов А.Б. Квантовая хромодинамика и феноменология сильных взаимодействий // УФН. 2006. Т. 176. № 3. С. 275–287.
2. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Квантовые поля. М.: Физматлит, 2005. С. 107.
3. Коноплева Н.П., Попов В.Н. Калибровочные поля. М.: Эдиториал УРСС, 2000. С. 38, 43.
4. Зубов Л.М., Карякин М.И. Тензорное исчисление. М.: Вузовская книга, 2006. С. 95.
5. Физический энциклопедический словарь / под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. энциклопедия, 1983. С. 309, 377.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. С. 94, 104.
7. Дремин И.М., Леонидов А.В. Кварк-глюонная среда // УФН. 2010. Т. 180. № 11. С. 1167–1196.
8. Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика. М.: Мир, 1986. С. 234.
9. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1976. С. 486.
10. Поляков А.М. Спектр частиц в квантовой теории поля // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. Вып. 6. С. 430–433.
11. 'tHooft G. Magnetic monopoles in unified gauge theories // Nuclear Physics B. 1974. V. 79. P. 276–284.

About the reason of quarks confinement in the Yang – Mills field

A.N. Volobuev

On the basis of the analytical solution at the some approximation of the Yang – Mills field equations the proof of inevitable existence of the quarks confinement is received. It is shown, that as a result of components of the field non-linear interaction on a way of a possible start of a quark from the hadron the configuration of the field as a potential barrier is formed. Physical consequences of inversely proportionality of the tensor-potential field components from the strong coupling constant are discussed.

Keywords: confinement, a quark, Yang – Mills field, a potential barrier.

Антипов, О.И.

Детерминированный хаос и фракталы в дискретно-нелинейных системах / О.И. Антипов, В.А. Неганов, А.А. Потапов. – М.: Радиотехника, 2009. – 235 с., ил.

ISBN 978-5-88070-237-4

УДК 530.1:621.372+621.396

ББК 32.96

Антипов О.И., Неганов В.А., Потапов А.А.

Детерминированный хаос и фракталы
в дискретно-нелинейных системах



В монографии рассмотрены явления детерминированного хаоса и фрактальности в дискретно-нелинейных системах на примере устройств импульсной силовой электроники, приведены некоторые основные определения современной нелинейной динамики и некоторые математические методы целочисленных и дробных мер.

Представленные явления стохастической работы могут наблюдаться в широком классе систем с переменной структурой, действие которых может быть описано системами дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами, скачкообразно меняющими свои значения с течением времени в зависимости от состояния системы. Объектами исследования явились импульсные стабилизаторы напряжения различных типов и структур. Научной новизной является применение как фрактальных, так и мультифрактальных мер детерминированного хаоса к анализу стохастической работы импульсных стабилизаторов.

Для специалистов, интересующихся проблемами детерминированного хаоса, численным моделированием дискретно-нелинейных систем.