объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-85-520

В.Н.Первушин

НУЖНО ЛИ ДОКАЗЫВАТЬ "ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ" КОНФАЙНМЕНТ В КХД?

Направлено в журнал "Foundations of Physics"

1985

Последнее время в литературе возникло скептическое отношение к потенциальному механизму конфайнмента /1,2/. Выяснилось /3,4/, что линейно растущий потенциал обеспечивает конфайнмент кварков, строго говоря, только в рамках нерелятивистского уравнения Шредингера. Релятивизация этого уравнения в рамках квантовой теории поля /3/ или даже уравнения Дирака /4/ ведет к деконфайнменту, если глюонный потенциал - векторный (парадокс Клейна). Существует также ряд работ /5/, в которых показано, что функция Грина кварка имеет полюсы в присутствии линейно растущего потенциала притяжения между кварками. В работе /6/ на примере точно решаемой модели Швингера в той форме, которая послужила прототипом потенциального конфайнмента /4,7/, показано существование особенностей функций Грина кварка.

Вместе с тем с экспериментальной точки зрения существует противоположная тенденция подтверждения векторного характера глюонов, конфайнмента, а также полезности идеи о линейном потенциале для описания спектроскопии тяжелых кваркониев.

В свете таких противоположных тенденций естественно возникает вопрос, сформулированный в названии этой статьи: нужно ли связывать конфайнмент только с ростом потенциала или критерием Вильсона?

В настоящей работе мы хотели бы обратить внимание на предложенный недавно /8/ топологический механизм конфайнмента цветных частиц, который не только объясняет ненаблюдаемость кварков и глюонов, но и дает ответ на вопрос: почему мы можем измерить их квантовые числа.

В основе топологического механизма "конфайнмента" лежат два довольно естественных для квантовой теории поля тезиса.

I. Квантование неабелевой теории

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}(F^a_{\mu\nu})^2 + i\bar{\Psi}\gamma_\mu(\partial_\mu + \hat{A}_\mu)\Psi$$

$$\hat{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \hat{A}_\nu - \partial_\nu \hat{A}_\mu + [\hat{A}_\mu, \hat{A}_\nu] \; ; \quad \hat{A} = g\frac{A^a \lambda^a}{2i} \tag{1}$$

проводится только в терминах физических калибровочно-инвариантных переменных.

II. Квантование теории (I) осуществляется в конечном пространстве-времени. Переход к бесконечному пространству совершается после вычисления наблюдаемых (сечений, вероятностей распада и т.д.), которые нормированы на конечное пространство-время. (Согласно теореме Хаага /9/, в бесконечном пространстве существует только единичная S-матрица и указанный выше порядок перехода к бесконечному

пространству есть физический путь для обхода этой математической теоремы).

I. Для простоты рассмотрим вначале квантовую электродинамику (КЭД). Исходный лагранжиан, описывающий электромагнитное поле,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 = \frac{1}{2}(\partial_0 A_i - \partial_i A_0)^2 - \frac{1}{2}(\varepsilon_{ijk}\partial_j A_k)^2 \tag{2}$$

содержит меньшее число переменных, чем компонент поля A_μ. Суть общепринятых в настоящее время способов квантования (2) состоит в том, чтобы превратить все компоненты A_μ в динамические переменные, сохранив тем самым явную лоренц-ковариантность теории. Это можно сделать, добавив, например, калибровочно-неинвариантный член $\Delta\mathcal{L} = (\partial_\mu A_\mu)^2(-1/2d)$. Хорошо известно /10/, что точная функция Грина электрона вблизи массовой поверхности в этом случае зависит от калибровки

$$G(p) \sim (p^2 - m^2)^{-1 + \frac{\alpha}{2\pi}(3-d)} . \tag{3}$$

В частности, для калибровок Ландау ($d=0$) и Фейнмана ($d=1$) мы получаем абсурдный результат: вычет функции Грина электрона (т.е. нормировка волновой функции)

$$\lim_{\hat{p}\to m} (\hat{p} - m)\, G(p) = |\Psi|^2 \; ; \quad (\hat{p} = \gamma_\mu p_\mu) \tag{4}$$

равен нулю. (В то время как для свободного электрона величина (4) равна единице: $|\Psi_0|^2 = 1$). Парадоксальный результат "конфайнмента" электрона $|\Psi|^2 = 0$ легко понять, так как введение динамических продольных степеней свободы с сингулярным пропагатором $\partial_\mu^2 D(x) = \delta^4(x)$ эквивалентно сингулярным калибровочным преобразованиям, которые неизбежно меняют особенности функций Грина. (В дальнейшем под калибровочной инвариантностью мы будем понимать инвариантность теории относительно гладких непрерывных преобразований).

Минимальный способ квантования (2) в терминах физических переменных (см., например, /11/) состоит в устранении нединамической компоненты A_0 последством уравнения движения

$$\partial_i^2 A_0 = \partial_i \partial_0 A_i \, , \tag{5}$$

на решениях которого лагранжиан (2) имеет вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\Big[\Big(\delta_{ij} - \partial_i \frac{1}{\partial^2}\partial_j\Big)\partial_0 A_j\Big]^2 - \frac{1}{2}(\varepsilon_{ijk}\partial_j A_k)^2 . \tag{6}$$

Этот лагранжиан не сингулярен для физических поперечных переменных

$$A_i^I(A) = \left(\delta_{ij} - \partial_i \frac{1}{\partial^2} \partial_j\right) A_j \quad , \quad \partial_i A_i^I \equiv 0 , \tag{7}$$

которые калибровочно инвариантны $A_j^I(A_i + \partial_i \lambda) = A_j^I(A_i)$ и удовлетворяют одновременным коммутационным соотношениям

$$i\left[E_i(\bar{x},t),\ A_j(\bar{y},t)\right] = \left(\delta_{ij} - \partial_i \frac{1}{\partial^2} \partial_j\right) \delta^3(x-y). \tag{8}$$

Последний (швингеровский) член в правой части (8) играет важную роль в доказательстве лоренц-инвариантности КЭД. При преобразованиях буста с параметрами ε_{ok} он приводит к дополнительному (калибровочному) преобразованию физических переменных с калибровочной функцией $\Delta(x,\varepsilon) = \partial^{-2}[\partial_0 A_k \epsilon_{ok}]$ (см. [11]). Нетрудно убедиться, что именно учет этого калибровочного преобразования для электрона при бусте $U(\varepsilon)\psi(x)U^{-1}(\varepsilon) = (1 - ie\Delta)S^{-1}\psi(x')$ восстанавливает лоренц-инвариантность однопетлевого приближения для нормировки волновой функции (4)

$$|\psi|^2 = |\psi_0|^2 + e^2 |\psi_{(2)}|^2 = 1$$

в полном соответствии с общей теоремой, доказанной в [11] . (В монографии [11] § 122 содержится неправильное утверждение о полной эквивалентности кулоновской калибровки с фейнмановской. Такая эквивалентность не имеет места для диаграмм Фейнмана, описывающих величину (4).С другой стороны, при вычислении (4) в кулоновской калибровке[12] забывают восстанавливать инвариантность). Таким образом, минимальная схема квантования свободна от парадоксов неминимального общепринятого способа квантования.

Рассмотрим теперь обобщения на неабелеву теорию (1) минимального способа квантования в терминах калибровочно-инвариантных физических величин. Мы видели выше, что переход к таким физическим переменным совершается с помощью явного решения уравнения связи

$$\delta S/\delta A_0 = 0 \implies \nabla_i^2 \hat{A}_0 = \nabla_i \partial_0 A_i + j_0$$

$$\left(\nabla = \partial + [\hat{A},] \quad ; \quad j_\mu = g \bar{\psi} \gamma_\mu \frac{\lambda^a}{2} \psi \right). \tag{9}$$

Аналогом неабелевых поперечных калибровочно-инвариантных переменных (7) являются функционалы на решениях (9)

$$\hat{A}^I(A) = v(A)(\hat{A}_i + \partial_i) v(A)^{-1} , \quad \psi^I = v(A)\psi , \tag{10}$$

где матрица $v(A)$ имеет вид Т-упорядоченной экспоненты

$$v(A) = T\exp\left\{\int^t dt' \frac{1}{\nabla^2} \nabla_i \partial_0 \hat{A}_i\right\}, \quad \left(\partial_0 v = v\left[\frac{1}{\nabla^2} \nabla_j \partial_0 \hat{A}_j\right]\right), \tag{11}$$

преобразующейся, согласно (9), (11), по правилу

$$v(A^g) \equiv v^g = v g^{-1}. \tag{12}$$

Легко проверить, что переменные (10) в силу (12) калибровочно инварианты

$$(\hat{A}_i^I)^g = v g^{-1} g(\hat{A}_i + \partial_i) g^{-1} g v^{-1} \equiv \hat{A}_i^I$$

и удовлетворяют тождественно условию поперечности

$$\int^t dt' \nabla_i \partial_0 \hat{A}_i^I \equiv 0 . \tag{13}$$

Лагранжиан (1) на уравнениях связи (9) в терминах (10) имеет вид

$$\mathcal{L}^I = \frac{1}{2}(\partial_0 A_i^a)^2 - \frac{1}{4}[F_{ij}^a(A)]^2 - j_i^a A_i^a + \frac{1}{2} j_0^a \left[\frac{1}{\nabla^2}\right]^{ab} j_0^b + i\bar{\psi}\gamma_\mu \partial_\mu \psi . \tag{14}$$

(Здесь $A \equiv A^I$; $\psi \equiv \psi^I$). Теория (13), (14) проквантована в работах [8,13] , где получен производящий функционал функций Грина

$$Z^I(J, \eta, \bar{\eta}) = \int DA_i D\psi D\bar{\psi} \left[\det \nabla_i^2\right]^{1/2} \delta(\nabla_i \partial_0 A_i) \times$$
$$\times \exp\left\{i \int dt \int d^3x \left[\mathcal{L}^I + \bar{\psi}\eta + \bar{\eta}\psi + J_i^a A_i^a\right]\right\}. \tag{15}$$

II. Второй тезис топологического механизма конфайнмента состоит в квантовании в конечном пространстве, например, внутри сферы радиуса R ($|\bar{x}| \leq R$). В конечном пространстве возникает радикальное отличие КХД от КЭД, связанное с различной топологией отображения трехмерного пространства $R(3)$ на группы $SU(3)$ и $U(1)$ соответственно.

Весь вопрос заключается в том, что общее решение уравнения связи (9) должно содержать решение однородного уравнения $\nabla^2 \Phi = 0$, которое изменяет матрицу (11) и динамические переменные (10)

$$v \to Dv \implies \hat{A}_i^I \to D(\hat{A}_i^I + \partial_i)D^{-1} \quad , \quad \psi^I \to D\psi^I . \tag{16}$$

Уравнение на матрицу D, получаемое подстановкой (16) в (13):

$$\int^{t} dt' \, \nabla^2 (D^{-1} \partial_0 D) = 0, \tag{17}$$

совпадает с уравнением Грибова для калибровки (13) в обычном формализме с калибровочными условиями [14]. В отличие от уравнения Грибова в произвольной калибровке, уравнение (17) определено самой динамикой, т.е. получено вариацией действия. Поэтому решения (17) являются конфигурациями глюонного поля $\hat{V}_i = D \partial_i D^{-1}$ в отсутствие источников и поперечных полей $(A^{I} = 0)$, т.е. являются вакуумными глюонными полями. Второе отличие от уравнения Грибова состоит в том, что уравнение (17) в конечном пространстве уже в низшем порядке теории возмущений

$$\int^{t} dt' \, \nabla_i^2 (D^{-1} \partial_0 D) = 0 \Longmapsto \partial_i^2 \ln D = 0 \tag{18}$$

имеет нетривиальное решение $D_n(x)$, описывающее гладкое непрерывное отображение пространства $R(3)$ в $SU(2)$ с топологическим индексом $n = \pm(0, 1, \ldots)$

$$n = \frac{1}{24\pi^2} \int_{|\vec{x}| \le R} d^3x \, tr(\hat{V}_i \hat{V}_j \hat{V}_k \epsilon_{ijk}), \quad (\hat{V}_i = D \partial_i D^{-1}) \tag{19}$$

Решения (18), (19) зависят от n и трех углов Эйлера (φ_i), описывающих ориентацию ортов пространства $R(3)$ относительно ортов цветного пространства

$$D_{n,\vec{\varphi}}(\vec{x}) = \exp\left(i \tau^a \Omega^{ab}(\vec{\varphi}) \frac{x^b}{R} \pi n\right), \tag{20}$$

$$\Omega^{ab}(\vec{\varphi}) \tau^b = U_1(\varphi_1) U_2(\varphi_2) U_1(\varphi_3) \tau^a U_1^{-1}(\varphi_3) U_2^{-1}(\varphi_2) U_1^{-1}(\varphi_1), \tag{21}$$
$$U_i(\varphi) = \exp(i \tau_i \varphi / 2).$$

Условие (19) допускает также обобщение на конечные пространства произвольной конфигурации и калибровочные теории с произвольной полупростой группой симметрии G, которая содержит минимальную подгруппу $SU(2)$, т.е. фундаментальное представление G является неприводимым относительно $SU(2)$. (Например, для $G = SU(3)$ генераторами $SU(2)$ минимальной подгруппы являются матрицы Гелл-Манна $\lambda_2, \lambda_5, \lambda_7$). Сказанное выше отражает формула: $\pi_3(SU(N)) = \pi_3(SU(2)) = Z$, $N \geqslant 3$. Важно отметить, что в электродинамике нет нетривиальных вакуумных решений типа (20) даже в конечном пространстве ($\pi_3(U(1)) = 0$), а функция $D = e^{i\lambda}$, удовлетворяющая уравнению $\partial_i^2 \lambda = 0$, несингулярна тогда и только тогда, когда $\lambda = Const$.

Таким образом, новым моментом в КХД по сравнению с КЭД в конечном пространстве является топологическое вырождение вакуума. Следствием этого вырождения является "неоднозначность" калибровочных фаз в источниках цветных полей в производящем функционале (15), который в конечном пространстве необходимо усреднять по всем параметрам инфракрасного вырождения:

$$Z_{conf}(J, \eta, \bar{\eta}) = \lim_{R,T \to \infty} \lim_{L \to \infty} \frac{1}{L} \sum_{n=-L/2}^{L/2} Z^{I}_{R,T}\left(\Omega^{ab}_{n,\varphi} J^b_i, \, D_{n\varphi}\eta, \, \bar{\eta} D^{-1}_{n,\varphi}\right). \tag{22}$$

Варьирование $Z^{I}_{R,T}$ (т.е. функционала (15), вычисляемого в конечном пространстве-времени) по источникам $J, \eta, \bar{\eta}$ каждый раз сопровождается интегрированием по углам Эйлера (21). Мера усреднения по топологическому числу n выбирается, как обычно, из условий нормировки

$$Z_{conf}(0, 0, 0) = 1, \quad \left(\lim_{L \to \infty} \frac{1}{L} \sum_{n=-L/2}^{L/2} = 1\right).$$

Вычислим для примера коррелятор двух токов $j^{\Gamma}(x) = \bar{\psi} \Gamma \psi$ в низшем порядке теории возмущений

$$\langle j^{\Gamma}(x) j^{\Gamma}(y) \rangle = \lim_{R,T \to \infty} \lim_{L \to \infty} \frac{1}{L} \sum_{n=-L/2}^{L/2} \int d^3\Omega(\varphi_x) \, d^3\Omega(\varphi_y) \times \tag{23}$$

$$tr\left[D^{-1}_{n,\varphi_x}(\vec{x}) \Gamma D_{n,\varphi_x}(\vec{x}) \, G(x-y) \, D^{-1}_{n,\varphi_y}(y) \Gamma D_{n,\varphi_y}(y) \, G(y-x)\right].$$

Если матрица Γ – скаляр: $D^{-1} \Gamma D \equiv \Gamma$ (токи – электромагнитные), то (23) совпадает с аналогичным выражением в обычной теории возмущений

$$\langle j^{\Gamma}(x) j^{\Gamma}(y) \rangle = tr\{\Gamma G(x-y) \Gamma G(y-x)\}. \tag{24}$$

Если Γ есть нетривиальное представление цветной группы, например, векторное $D^{-1} \Gamma^a D = \Omega^{ab} \Gamma^b$, то после интегрирования по φ_x, φ_y получим выражение

$$\langle j^{\Gamma}(x) j^{\Gamma}(y) \rangle \sim \left(tr[\Gamma G \Gamma G]\right) \lim_{R \to \infty} \lim_{L \to \infty} \frac{1}{L} \sum_{n=-L/2}^{L/2} \exp\left\{i \frac{|\vec{x}| - |\vec{y}|}{R} 2\pi n\right\} = \begin{cases} \neq 0; & |\vec{x}| = |\vec{y}| \\ = 0; & |\vec{x}| \neq |\vec{y}|, \end{cases} \tag{25}$$

отличное от нуля только при $|\vec{x}| = |\vec{y}|$, т.е. в области $(\vec{x}, \vec{y})$ меры ноль. Поэтому фурье-образ этого выражения тождественно равен нулю. (Отметим, что предел $R \to \infty$ и сумма по n не перестановочны, так как ряд (25) сходится неравномерно). Нетрудно убедиться, что все функции

Грина, преобразующиеся по нетривиальному представлению цветной группы (в том числе функции Грина кварков и глюонов), обращаются в ноль в импульсном пространстве из-за интерференции бесконечного числа вакуумных фазовых факторов $\mathcal{D}_n$.

Однако скалярные по цвету функции Грина типа (24) (т.е. как раз те, которые используются в КХД для описания адронных глубоконеупругих процессов) остаются и совпадают с выражениями обычной теории возмущений (15). Бесцветные связанные адронные состояния можно описать в КХД как полюсы скалярных функций Грина, а элементы S- матрицы как вычеты функций Грина в этих полюсах. В терминах элементов S -матрицы результат усреднения по инфракрасным топологическим параметрам (22) записывается в виде

$$S \equiv \begin{pmatrix} S_{cc} & S_{ch} \\ S_{hc} & S_{hh} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & S_{hh} \end{pmatrix}, \qquad (26)$$

где символами c и h обозначены цветные и адронные состояния. Напомним, что вычисление волновых функций связанных состояний в теории поля содержит два аспекта: 1) решение уравнения Бете-Солпитера и 2) нормировку этих решений из условий самосогласованности, в том числе из условия сохранения вероятности $SS^+=1$ [15] . Известно, что условие унитарности, которое тождественно выполняется в КЭД, играет особую роль дополнительного принципа в теории сильных взаимодействий. В силу (26) закон сохранения вероятности $SS^+=1$ $(S=1+i\hat{T})$ принимает вид выражения

$$\sum_h \langle i|\hat{T}|h\rangle\langle h|\hat{T}^*|j\rangle = 2\,\mathrm{Im}\langle i|\hat{T}|j\rangle;\ (i,j\in h), \qquad (27)$$

которое известно сейчас как принцип кварк-адронной дуальности и которое является основой всех феноменологических применений КХД [16] и партонной модели [17] .

В частности, (27) определяет метод экспериментального динамического определения квантовых чисел кварков и глюонов. Рассмотрим, например, в качестве левой части (27) отношение суммы вероятностей адронных мод распада τ - лептона к вероятности его лептонной моды [18] :

$$\Big(\sum_h W_{\tau\to h\ldots}\Big)\Big/ W_{\tau\to\mu\ldots} = 3{,}3\pm0{,}3 .$$

В то время как правая часть (27) в низшем порядке КХД определяется отношением мнимых частей кварковых и лептонной петель и дает число цветов N_c (т.е. отношение числа кварков к числу лептонов в одном поколении). Следовательно, $N_c = 3{,}3\pm0{,}3$. Аналогично определялись заряды и спины кварков [17] .

"Минимальная" схема квантования еще не объясняет короткодействующий характер глюонных сил. Однако запрет на существование пробных цветных частиц в свободном состоянии, вообще говоря, допускает изменения граничных условий при решении уравнений движения. В частности, решение уравнения (9) в низшем порядке теории возмущений $\partial_i^2 A_0^a = j_0^a$ без фиксирования граничных условий допускает также осцилляторно-подобный потенциал между кварками

$$A_0^a(x) = \int d^3y \Big[-\frac{1}{4\pi|\bar{x}-\bar{y}|} - 2c\,\bar{y}(\bar{x}-\bar{y})\Big] j_0^a(y) \equiv \int d^3y\, V(x,y)\, j_0^a(y);$$

$$\int d^3x\, A_0^a(x)\, j_0(x) = \int d^3x\, d^3y\, j_0^a(x)\, j_0^a(y)\, V(x,y) \equiv$$

$$\equiv \int d^3x\, d^3y\, j_0^a(x)\, j_0^a(y)\, \frac{1}{2}\big[V(x,y)+V(y,x)\big] =$$

$$= \int d^3x\, d^3y\, j_0^a(x)\, j_0^a(y) \Big[-\frac{1}{4\pi|\bar{x}-\bar{y}|} + c(\bar{x}-\bar{y})^2\Big].$$

Здесь С - константа, определяющая длину формирования адронов, которая является внешним параметром теории.

Исходя из лоренц-инвариантности, мы должны попытаться учесть такие же изменения в операторе ($1/\partial_i^2$) в формулах (6)-(8), что поведет к динамике "конденсатных" полей.

Топологические аргументы (22), конечно, не являются строгим доказательством конфайнмента, но они дают основание думать: не проще ли предположить, что Природа выбирает минимальную схему квантования, которая ведет к кварк-адронной дуальности (26), (27), чем тратить огромные интеллектуальные и технические ресурсы для строгого обоснования потенциального механизма конфайнмента и критерия Вильсона. Ведь с точки зрения построения Единых Теорий, единственное, что нужно от КХД - это теоретическое обоснование способа прямого экспериментального измерения квантовых чисел, которые служат фундаментом Единых Теорий.

Автор благодарен Б.М.Барбашову, И.А.Баталину, Д.В.Волкову, А.В.Ефремову и Л.Н.Липатову за полезные обсуждения.

Литература

1. Wilson K.G. Phys.Rev., 1974, D10, p.1445.
2. Bauder M. Phys.Rev., 1981, 75, p.205.
3. Fishbaue P. et al. Phys.Rev., 1983, D27, p.2433;
   Khelashvili A.A. Teor.Mat.Fiz., 1982, 51, p.201 .
4. Ai H.B., Hsu J.P. Found.of Phys., 1985,15, p.155.
5. Arbuzov B.A. Phys.Lett., 1983, 125B, p.497;
   Арбузов Б.А. и др. ТМФ, 1982, 52, с.187;
   Harada K. Pr.Theor.Phys., 1982, 68, p.1324.
6. Ilieva N.P., Pervushin V.N. JINR preprint E2-85-355 Dubna, 1985.
7. Kogut J., Susskind L. Phys.Rev., 1974, D9, p.3501.
8. Pervushin V.N., Azimov R.I. JINR preprint E2-85-203, Dubna, 1985.
9. Haag R. Dan.Mat.Fys.Medd., 1955, 29, N 12, p.55;
   Brenig W., Haag R. Fortschr.Physik, 1959, 7, p.183.
10. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. "Наука" М., 1976.
11. Bjorken J.D., Drell S.D. Relativistic Quantum Fields, McGraw-Hill Book Company, 1965.
12. Adkins G.S. Phys.Rev., 1983, D27, p.1814.
13. Friedmann J., Papastamatiou N. Nucl. Phys., 1983, B219, p.125.
14. Gribov V.N. Nucl. Phys., 1978, B139, p.1.
15. Nakanishi N. Suppl. Pr.Theor.Phys., 1969, 43.
16. Efremov A.V., Radyushkin A.V. Riv.Nuovo Cimento, 1980, 3, N 2.
17. Feynman R. Photon-Hadron Interactions, New York, N.Y., 1972.
18. Particle Data Group. Rev.Mod.Phys., 1984, 56, N 2, part III.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1985 года.

Первушин В.Н. P2-85-520

Нужно ли доказывать "потенциальный" конфайнмент в КХД?

Обсуждается "минимальная" схема квантования неабелевой теории в терминах физических калибровочно-инвариантных переменных. Показано, что в такой схеме квантования уже в рамках теории возмущения заложено теоретическое обоснование ненаблюдаемости свободных цветных частиц и способа измерения их квантовых чисел в глубоконеупругих процессах, а доказательство непертурбативного потенциального конфайнмента становится лишним.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой