

2/7.84
объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

N 2-84

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник

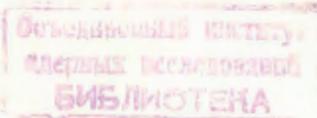
1984

Объединенный институт ядерных исследований

№ 2 - 84

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

сборник



Дубна 1984

Редакционный совет

Н.Н.Боголюбов	- председатель
А.М.Балдин	- зам. председателя
А.Н.Сисакян	- зам. председателя
Д.В.Ширков	- зам. председателя
В.А.Бирюков	- ученый секретарь
P.А.Асанов А.М.Говоров А.Д.Коваленко А.Б.Кузнецов Г.В.Мицельмахер Б.И.Пустыльник А.Б.Швачка	} - члены совета

О ЯДЕРНЫХ ЭФФЕКТАХ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ И МЮОННОВ

И.А.Савин, Г.И.Смирнов

Предлагается использовать для анализа данных по глубоконеупрочному рассеянию электронов на ядрах предположение о зависимости параметра $R = \alpha_L / \sigma_T$ от атомного веса ядра A в виде $R = aA^{1/3}$. Обращается внимание на важность правильного учета величины R в таких экспериментах по сравнению с экспериментами по глубоконеупрочному рассеянию мюонов, где $R \approx 0$. Показано, что предложенная зависимость $R(A)$ позволяет согласовать результаты, полученные к настоящему времени в экспериментах на электронах и мюонах.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

I.A.Savin, G.I.Smirnov

On Nuclear Effects in Deep Inelastic Scattering of Electrons and Muons

An assumption on the dependence of parameter $R = \alpha_L / \sigma_T$ on the atomic weight of nucleus A in the form $R = aA^{1/3}$ is suggested to be used for the analysis of data on deep inelastic electron scattering on nuclei. Attention is paid to the importance of correct account of value R in such experiments as compared with those on deep inelastic muon scattering, where $R \approx 0$. It is shown that with the suggested dependence $R(A)$ the results obtained till now in experiments with electrons and muons will be compatible.

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

Уже неоспоримым является тот факт, что структурная функция нуклона $F_2(x)$, измеренная в экспериментах по глубоконеупрочному рассеянию лептонов на мишенях из тяжелых ядер, отличается от структурной функции для свободного нуклона^{/1-3/}. Недавние прецизионные результаты мюонного эксперимента в ЦЕРНе^{/4/} подтвердили монотонное уменьшение отношения $F_2(\text{Fe})/F_2(\text{D})$ с ростом x ($x = Q^2/2M_\nu$), которое впервые было измерено Европейской мюонной коллаборацией /EMC/^{/1/}. С другой стороны, эксперимент в СЛАК недавно продемонстрировал^{/3/} очевидное отличие своих результатов от

результатов EMC для отношения железо/дейтерий. В области $x < 0,4$ точки СЛАК для отношения σ_{Fe}/σ_{D} близки к 1, тогда как для $x > 0,4$ они следуют по точкам EMC. Это отличие привлекло внимание теоретиков /5/.

В настоящем сообщении мы хотели прежде всего предостеречь против прямого сравнения результатов СЛАК и ЦЕРНа. В самом деле, две группы из ЦЕРНа /1, 4/ представляют отношение структурных функций, которое было получено с помощью уравнения /1/, при предположении $R = \sigma_L/\sigma_T = 0$ как для железа, так и для дейтерия.

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi a^2}{Q^4 x} \left[(1-y) + \frac{y^2}{2(1+R)} + \frac{Q^2}{2E} \left(\frac{1}{1+R} - \frac{1}{2} \right) \right] F_2(x, Q^2). \quad /1/$$

Здесь Q^2 - квадрат 4-импульса, переданного мюоном, E - энергия пучка, $y = \nu/E$, $\nu = E - E'$ и E' - энергия рассеянного мюона. Предположение о том, что $R = 0$, не противоречит экспериментальным результатам по измерению отношения сечений поглощения продольных σ_L и поперечных σ_T виртуальных фотонов, которые были получены в экспериментах по рассеянию мюонов высоких энергий /6,7/. Следует иметь в виду, что, поскольку R существенно не отличается от 0, его вклад в сечение /1/ мог бы быть заметным только для больших y . Группа из СЛАК, однако, не предполагала, что $W_2^A/W_2^D = \sigma_A/\sigma_D$ и привела данные для отношения сечений σ_A/σ_D /3/.

Отношение R связывает феноменологические структурные функции $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$:

$$R = \sigma_L/\sigma_T = \frac{F_L + F_2 Q^{2/\nu^2}}{2x F_1}, \quad F_L = F_2 - 2xF_1. \quad /2/$$

Поскольку зависимость $F_2(x)$ от атомного веса A является хорошо установленным фактом, трудно рассматривать $F_1(x, Q^2)$ и $R(x, Q^2)$ не зависящими от A . К примеру, между R и атомным весом A может существовать связь в такой форме:

$$R(A) = aA^{1/3}, \quad /3/$$

которая не противоречит результатам, полученным в опытах по глубоконеупругому рассеянию электронов на ядрах /3/ /см. рис. 1/. Параметр a должен зависеть от Q^2 таким образом, чтобы $R \sim 0$ для $Q^2 = 50-200$ ГэВ 2 . Для наших расчетов

*Как было упомянуто Й. Дрисом /8/, выражение $R = Q^2/\nu^2$ хорошо описывает данные при низких энергиях. Оно также справедливо в области энергий, исследованной в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию мюонов.

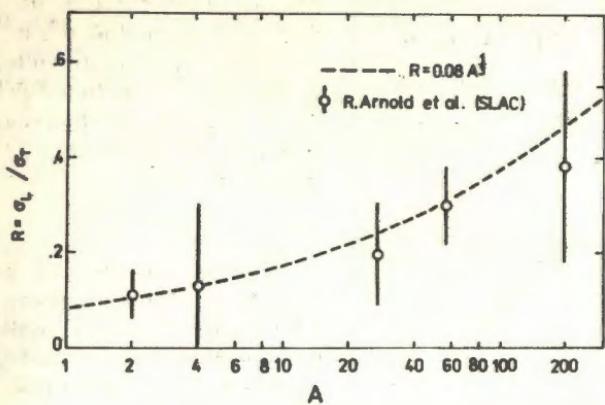


Рис.1. Результаты измерения $R = \sigma_L / \sigma_T$, полученные на ядрах /3/. Пунктирной кривой показана зависимость $R = 0,08 A^{1/3}$.

достаточно хорошим приближением является $a = 0,08$, что позволяет получить хорошее согласие с экспериментальными данными, приведенными на рис.1. Выражение /3/ может помочь нам проверить согласованность данных по x -зависимости отношений для сечений /СЛАК/ и структурных функций /ЦЕРН/.

Мы вычислили отношение σ_L^A / σ_D^A (которое могло бы быть измерено как EMC^{1/1}, так и сотрудничеством БЦДМС^{1/4}) при $E = 280$ ГэВ, используя выражение /1/ и предполагая, что $R \neq 0$, но связано с A зависимостью /3/. Для параметризации структурных функций мы использовали результаты EMC как для структурной функции $F_2(x, Q^2)$ свободного нуклона /9/, так и для нуклона, связанного в ядре железа: $F_2^{Fe} / F_2^D = 1,17 - 0,52x$. Интегрирование выполнено в кинематической области $35 < Q^2 < 200$ ГэВ²; $0,1 < x < 0,8$; $0,1 < y < 0,9$. Сплошной линией на рис.2 показаны результаты вычислений с $R=0$, что просто иллюстрирует эффект EMC и будет использовано ниже для сравнения. Затем расчеты были выполнены с отношением σ_L^A / σ_T^A , как оно определено выражением /3/. В результате отношение сечений для железа и дейтерия существенно преобразуется в области $x < 0,4$ и показано на рис.2 линией из точек. Самое сильное изменение наблюдается для малых величин x , которые кинематически коррелированы с большими значениями y , важными для вклада R в сечение /1/. Полученное отношение находится в превосходном согласии с результатами СЛАК^{1/3}. Это означает, что подход, предложенный выражением /3/, позволяет согласованно описать данные СЛАК и ЦЕРНа с помощью отношения структурных функций F_2^{Fe} / F_2^D , не зависящего от Q^2 . Группы как в ЦЕРНе, так и в СЛАКе не наблюдали Q^2 -зависимости этого отношения в пределах Q^2 -области, изученной в каждом эксперименте.

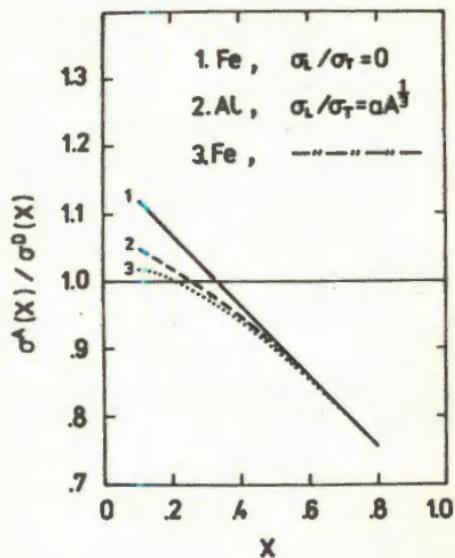


Рис.2. Зависимость от переменной x отношений σ^A/σ^D , вычисленных с использованием одних и тех же отношений $F_2^A/F_2^D = 1,17 - 0,52x$, но различных $R = \sigma_L/\sigma_T$: 1/ $R = 0$, 2/ и 3/ $R = 0,08 A^{1/3}$.

Другой интересный результат может быть получен из сравнения сечений, измеренных на алюминиевой и дейтериевой мишениях, если R задано выражением /3/. Отношение σ^{Al}/σ^D показано на рис.2 пунктирной кривой, которая хорошо согласуется с данными СЛАК для алюминиевой мишени /2/.

Отсюда следует, что результаты СЛАК для различных ядер могут быть выражены с помощью отношения F_2^A/F_2^D независимо от атомного веса A . Количественное изучение A -зависимости структурных функций, по-видимому, является областью исследований экспериментов по рассеянию мюонов высоких энергий, где $R = 0$.

Если рассматриваемые эксперименты сравнивать в области $x > 0,4$, то видно, что эффекты A -зависимости, предложенной выражением /3/, малы, а явление отклонения отношения F_2^A/F_2^D от единицы, наблюдаемое как в ЦЕРНе, так и в СЛАКе, можно считать хорошо установленным. Именно в этой области такое явление наблюдается не только в экспериментах ЦЕРНа и СЛАКа, но и в экспериментах по предельной фрагментации ядер /10/, в которых A - зависимость структурных функций в области $0,5 < x < 3$ изучается много лет.

В заключение мы показали, что связь между отношением R /сечений поглощения продольных и поперечных виртуальных фотонов/ и атомным весом A в виде $R = aA^{1/3}$ предоставляет возможности: 1/ согласованно описать результаты экспериментов EMC, БЦДМС и СЛАК в терминах одного и того же отношения структурных функций, не зависящего от Q^2 ; 2/ объяснить подъем в области $x \sim 0,2$ в данных СЛАК для легких ядер, который исчезает для тяжелых.

Приведенные аргументы, наконец, могут оказаться полезными для выяснения причин разногласий /6/ между результатами исследований ядерных эффектов в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию мюонов и нейтрино на ядрах.

Предложенная зависимость $R(A)$ заслуживает внимательного изучения, так как может быть интерпретирована как след-

ствие того, что для поперечных виртуальных фотонов существует явление экранировки в виде $\sigma_T^A/\sigma_T^N \sim A^{2/3}$, которое отсутствует для продольных $\sigma_L^A/\sigma_L^N \sim A$.

Авторы благодарны проф. А.М.Балдину и А.В.Ефремову за стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p. 275.
2. Bodek A. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p. 1431; 1983, 51, p. 534.
3. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p. 724.
4. Ардженто А. и др. Сотрудничество Болонья-ЦЕРН-Дубна-Мюнхен-Сакле /БЦДМС/. Доклад на 22 Международной конф. по физике высоких энергий. Лейпциг, 1984.
5. Faissner H. et al. Preprint of Physikalisches Institut, Thechnische Hochschule Aachen, Dec., 1983; J.Dias de Deus et al. TH.3833-CERN, 1984.
6. Dydak F. Rapporteur's talk given at the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, 1983, CERN-EP/83-171.
7. Bollini D. et al. Phys.Lett., 1981, 104B, p. 41; Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 121B, p. 87.
8. Dress J. The talk at the Frühjahrstagung Kern-und Hoch-energiephysik, Bonn Univ., PIB 1-132, 1971.
9. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1981, 105B, p. 315; Phys.Lett., 1983, 123B, p. 123.
10. Baldin A.M. JINR, E2-83-415, Dubna, 1983; Baldin A.M. Proc. of the 1981 CERN-JINR School of Phys., CERN 82-04, 1982, p. 1-30.

Рукопись поступила 11 июня 1984 года.

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В КРИСТАЛЛЕ С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА

Е.К.Башкиров, Е.М.Сорокина, Фам Ле Киен, А.С.Шумовский

Получена точная иерархия кинетических уравнений для системы, описываемой моделью Томпсона^{/7/}. Исследована интенсивность сверхизлучения в кристалле.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Superradiation in a Crystal Allowing for the Mandelstam-Brillouin Scattering

E.K.Bashkirov, E.M.Sorokina, Fam Le Kien,
A.S.Shumovsky

An exact hierarchy of kinetic equations is obtained for a system described by the Tompson model^{/7/}. The intensity of superradiation in a crystal is studied.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

В теории сверхизлучательных систем весьма плодотворным оказался подход к построению иерархии кинетических уравнений, основанный на методе исключения бозонных переменных^{/1-3/}. С его помощью удалось получить ряд важных результатов в теории безрезонаторных лазеров, в частности, объяснить асимметрию пика интенсивности излучения^{/4/}.

Следует, однако, подчеркнуть, что результаты работ^{/1-4/} были получены без учета особенностей структуры рабочих сред реальных сверхизлучательных систем. В случае кристаллических излучателей, например, необходимо учесть рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, что представляет особый интерес в связи с недавними экспериментами по генерации сверхизлучения в примесных кристаллах - полярных диэлектриках типа KCl^{/5/} и ароматических веществ^{/6/}.

В настоящей работе мы исследуем особенности процессов сверхизлучательной генерации в кристаллах, отправляясь от модели, предложенной Томпсоном^{/7/} для учета механизмов рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. В указанной модели

вклад за счет рассеяния света на фононах определяется в первом порядке разложения плотности по относительным смещениям ионов /8/.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$H = H_M + H_{M-F} + H_F, \quad H_M = \sum_f \hbar \omega_0 R_f^z + \sum_q \hbar \Omega_q b_q^+ b_q, \\ H_{M-F} = \sum_{k,f} \frac{g_k}{\sqrt{N}} (a_k R_f^+ + a_k^+ R_f^-) \left\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q (K_q b_q + K_q^* b_q^+) \right\}, \\ H_F = \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k. \quad /1/$$

Здесь индекс f нумерует излучатели, расположенные в узлах кристаллической решетки ($f = 1, \dots, N$), ω_0 - частота двухуровневого перехода в излучателе, $R_f^\pm = (\sigma_f^\pm + i\sigma_f^\mp)/2$, $R_f^z = \sigma_f^z/2$ - операторы, описывающие f -излучатель в дипольном приближении, a_k^+ , a_k - операторы фотонов моды (k, λ) с частотой ω_k и поляризацией e_λ , b_q^+ , b_q - операторы фононов моды (q, ν) с частотой Ω_q и поляризацией u_ν . Параметр диполь-фотонной связи

$$g_k = \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\nu\omega_k}} \langle + | \vec{j} e_\lambda | - \rangle,$$

где \vec{j} - оператор плотности тока перехода между уровнями $+$ и $-$, V - узельный объем, а параметр диполь-фононной связи имеет вид

$$K_q = \frac{\vec{k} u_q}{\sqrt{2M\Omega_q/\hbar}},$$

где M - масса иона. Подчеркнем, что в гамильтониане /1/ подразумевается суммирование как по акустическим, так и по оптическим ветвям фононного спектра.

Взаимодействие в /1/ квадратично по бозонным операторам. Поэтому для получения иерархии кинетических уравнений необходимо воспользоваться методом частичного исключения бозонных переменных, развитым в /9/. В результате довольно громоздких вычислений для среднего от произвольного оператора Θ M -подсистемы получаем следующую точную иерархию:

$$\text{sp}_{(M)} \{ \Theta(M) \frac{\partial \rho_t(M)}{\partial t} + (\hbar)^{-1} [H_M, \Theta(M)] \rho_t(M) \} =$$

$$\begin{aligned}
&= N_k^{-1} \sum_k \frac{g_k^2}{\hbar^2} \int_{-\infty}^t dr \langle M_F | \exp[-i\omega_k(t-r)] [N_k \sum_{ff'} R_{ff'}^-(r) \times \\
&\times \{1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q (K_q b_q(r) + K_q^* b_q^+(r))\} [\Theta(M_t), R_{ff'}^+(t) \times \\
&\times \{1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q (K_q b_q(t) + K_q^* b_q^+(t))\}] + (1 + N_k) \sum_{ff'} [R_{ff'}^+(t) \times \\
&\times \{1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q (K_q b_q(t) + K_q^* b_q^+(t))\}, \Theta(M_t)] \cdot R_{ff'}^-(r) \times \\
&\times \{1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q (K_q b_q(r) + K_q^* b_q^+(r))\}] D_{t_0} + \\
&+ N_k^{-1} \sum_k \frac{g_k^2}{\hbar^2} \int_{-\infty}^t dr \langle M_F | \exp[i\omega_k(t-r)] \cdot [N_k \sum_{ff'} [R_{ff'}^-(t) \times \\
&\times \{1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q (K_q b_q(t) + K_q^* b_q^+(t))\}, \Theta(M_t)] R_{ff'}^+(r) \times \\
&\times \{1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q (K_q b_q(r) + K_q^* b_q^+(r))\} + (1 + N_k) \sum_{ff'} R_{ff'}^+(r) \times \\
&\times \{1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q (K_q b_q(r) + K_q^* b_q^+(r))\} [\Theta(M_t), R_{ff'}^-(t) \times \\
&\times \{1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q (K_q b_q(t) + K_q^* b_q^+(t))\}] D_{t_0} ,
\end{aligned}$$

где $N_k = \frac{\exp(-\hbar\omega_k/2\Theta)}{2 \sinh(\hbar\omega_k/2\Theta)}$ и Θ - начальная температура

равновесного газа фотонов.

Чтобы избавиться от интегралов в правой части /2/, сделаем предположение о малости взаимодействия M -подсистемы с фотонным полем, в силу которого

$$R_{ff'}^\pm(r) \approx R_{ff'}^\pm(t) \exp\{\mp i\omega_0(t-r)\}, \quad b_q^\pm(r) \approx b_q^\pm(t) \exp\{\mp i\Omega_q(t-r)\}.$$

Теперь уравнение /2/ преобразуется к виду

$$\frac{d}{dt} \langle \Theta(M_t) \rangle + (\frac{i\hbar}{M})^{-1} \langle [H_M(t), \Theta(M_t)] \rangle =$$

$$= 2\gamma_+ \sum_{ff'} \langle R_{ff'}^-(t) [\Theta(M_t), R_{ff'}^+(t)] \rangle + 2\gamma_- \sum_{ff'} \langle [R_{ff'}^+(t), \Theta(M_t)] R_{ff'}^-(t) \rangle +$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{ff'qq'} \gamma_{+1}^q N^{-1} K_q K_{q'}^* \langle R_f^-(t) b_q^+(t) [O(M_t), R_{f'}^+(t) b_{q'}^+(t)] \rangle + \\
& + \sum_{ff'qq'} \gamma_{+1}^{q'} N^{-1} K_q K_{q'}^* \langle [R_f^-(t) b_q^+(t), O(M_t)] R_{f'}^+(t) b_{q'}^+(t) \rangle + \\
& + \sum_{ff'qq'} \gamma_{-1}^{q'} N^{-1} K_q K_{q'}^* \langle [R_f^+(t) b_q^-(t), O(M_t)] R_{f'}^-(t) b_{q'}^-(t) \rangle + \\
& + \sum_{ff'qq'} \gamma_{-1}^q N^{-1} K_q K_{q'}^* \langle R_f^+(t) b_q^-(t) [O(M_t), R_{f'}^-(t) b_{q'}^-(t)] \rangle + \\
& + \sum_{ff'qq'} \gamma_{+2}^q N^{-1} K_q^* K_{q'} \langle R_f^-(t) b_q^+(t) [O(M_t), R_{f'}^+(t) b_{q'}^+(t)] \rangle + \\
& + \sum_{ff'qq'} \gamma_{+2}^{q'} N^{-1} K_q^* K_{q'} \langle [R_f^-(t) b_q^+(t), O(M_t)] R_{f'}^+(t) b_{q'}^+(t) \rangle + \\
& + \sum_{ff'qq'} \gamma_{-2}^{q'} N^{-1} K_q^* K_{q'} \langle [R_f^+(t) b_q^-(t), O(M_t)] R_{f'}^-(t) b_{q'}^-(t) \rangle + \\
& + \sum_{ff'qq'} \gamma_{-2}^q N^{-1} K_q^* K_{q'} \langle R_f^+(t) b_q^-(t) [O(M_t), R_{f'}^-(t) b_{q'}^-(t)] \rangle .
\end{aligned}$$

/3/

Здесь введены следующие обозначения:

$$\gamma_+ = \pi N^{-1} \sum_k \frac{N_k}{\hbar^2} g_k^2 \delta(\omega_k - \omega_0),$$

$$\gamma_- = \pi N^{-1} \sum_k \frac{(1 + N_k)}{\hbar^2} g_k^2 \delta(\omega_k - \omega_0),$$

$$\gamma_{+1}^q = \pi N^{-1} \sum_k \frac{N_k}{\hbar^2} g_k^2 \delta(\omega_k - \omega_0 - \Omega_q),$$

$$\gamma_{-1}^q = \pi N^{-1} \sum_k \frac{(1 + N_k)}{\hbar^2} g_k^2 \delta(\omega_k - \omega_0 - \Omega_q),$$

$$\gamma_{+2}^q = \pi N^{-1} \sum_k \frac{N_k}{\hbar^2} g_k^2 \delta(\omega_k - \omega_0 + \Omega_q),$$

$$\gamma_{-2}^q = \pi N^{-1} \sum_k \frac{(1 + N_k)}{\hbar^2} g_k^2 \delta(\omega_k - \omega_0 + \Omega_q).$$

Отметим, что при выводе /3/ из /2/ мы пренебрегли быстро осциллирующими членами вида $R_f^+ R_{f'}^-$, $b_q^+ R_f^+ R_{f'}^-$, $b_q^+ b_q^-$, $b_q^+ b_{q'}^-$, $b_q b_{q'}$. Полагая здесь $\Theta = R^z$, $R_f^+ R_{f'}^-$, $b_q^+ b_q^-$, получаем из /3/ замкнутую систему уравнений, описывающую динамические параметры М-подсистемы. В частности, на основе указанной системы можно определить временную зависимость интенсивности излучения

$$I(t) = \sum_k \frac{1}{\hbar} \omega_k \frac{d}{dt} \langle a_k^+ a_k^- \rangle. \quad /4/$$

Производя расцепление вида

$$\langle b_q^+ b_{q'}^- R_f^+ R_{f'}^- \rangle = \langle b_q^+ b_{q'}^- \rangle \langle R_f^+ R_{f'}^- \rangle \delta_{qq'},$$

$$\langle b_q^+ b_{q'}^- R_f^+ R_{f'}^- \rangle = \langle b_q^+ b_{q'}^- \rangle \langle R_f^+ R_{f'}^- \rangle \delta_{qq'}$$

и учитывая, что $\langle \sum_{f \neq f'} R_f^+ R_{f'}^- \rangle = C - \langle \sum_f R_f^z \rangle^2$, где С - константа, определяемая начальными условиями, из /3/ получаем уравнение

$$\dot{X} = (y_1 - y_2) \frac{N}{2} - (y_1 + y_2) X + N^2 (y_1 - y_2) \left(\frac{1}{4} - N^2 X \right), \quad /5/$$

где $X = \sum_f \langle R_f^z \rangle$,

$$y_1 = 2y_+ + 2 \sum_{q=1}^N |\mathbf{K}_q|^2 \langle b_q^+ b_q^- \rangle + y_{+2}^q |\mathbf{K}_q|^2 \langle b_q^+ b_q^- \rangle,$$

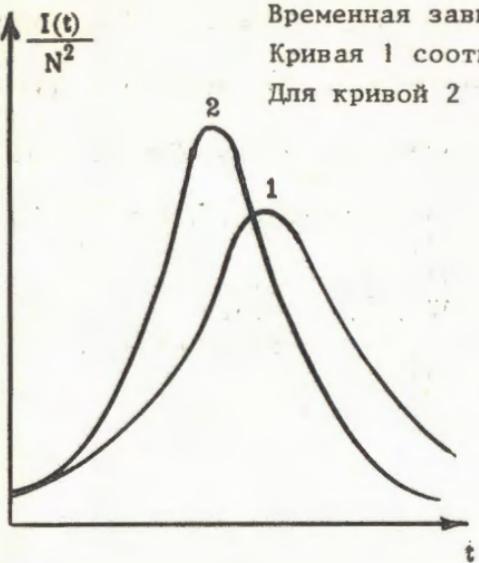
$$y_2 = 2y_- + 2 \sum_{q=1}^N y_{-1}^q |\mathbf{K}_q|^2 \langle b_q^+ b_q^- \rangle + y_{-2}^q |\mathbf{K}_q|^2 \langle b_q^+ b_q^- \rangle.$$

Мы предположили здесь, что начальное состояние было полностью деполяризованным, т.е. $C=1/4$, и пренебрегли обратным влиянием фотонов на фононы. Отсюда для интенсивности /4/ находим

$$I(t) = \frac{X_1 - X_2}{4} \xi \operatorname{sech}^2 \frac{\xi}{2} (t - t_0), \quad /6/$$

где $\xi = [N^2 (y_2 - y_1)^2 + 2N(y_2 - y_1)^2 + (y_2 + y_1)^2]^{1/2}$ и X_1 , X_2 - корни квадратного трехчлена по X , стоящего в правой части /5/. Из соотношения /6/ видно, что учет рассеяния света на фотонах ведет к ускорению процессов излучения за счет вклада переходов с участием фононов /см. также рисунок/. Заметим, что малое время задержки ξ когерентного импульса характерно для кристаллических сред /5/.

Соотношение /6/ описывает излучение на резонансной частоте ω_0 . Аналогичный вид будут иметь выражения для интенсивности излучения на суммарной и разностной частотах.



Временная зависимость интенсивности /6/.
Кривая 1 соответствует случаю с $K_q = 0$.
Для кривой 2 $|K_q| \neq 0$.

Предполагая наличие лишь одной оптической моды с частотой Ω , нетрудно показать, что $I/(I_{\omega_0+\Omega} + I_{\omega_0-\Omega}) \leq 10^{-3}$ в области пика интенсивности /здесь I соответственно интенсивности на суммарной и разностной частотах/.

Таким образом, проведенный анализ влияния рассеяния Мандельштама-Бриллюэна на динамику сверхизлучения в кристалле показывает, что:

а/ наличие такого рассеяния приводит к ускорению процессов выщечивания когерентного излучения;

б/ излучение на суммарной и разностной частотах не ведет к заметному уменьшению интенсивности излучения на резонансной частоте.

В заключение подчеркнем, что полученная нами иерархия кинетических уравнений /2/ является точной, и на ее основе могут быть исследованы и другие особенности сверхизлучательной генерации в реальных кристаллах. Более детальное исследование иерархии /2/ предполагается провести в последующих работах.

Авторы признательны Н.Н.Боголюбову /мл./ за многочисленные плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ТМФ, 1982, 52, с. 423.
2. Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ТМФ, 1982, 53, с. 108.

3. Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ОИЯИ, Р17-83-648, Дубна, 1983.
4. Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ОИЯИ, Е17-84-9, Дубна, 1984.
5. Florian R., Schwan L.O., Schmid D. Sol.St.Comm., 1982, 42, p. 55.
6. Набойкин Ю.В., Самарцев В.В., Силаева Н.Б. Изв. АН СССР, сер.Физ., 1983, 47, с. 1328.
7. Thompson B.V. J.Phys.C, 1970, 3, L147.
8. Thompson B.V. J.Phys.A, 1975, 8, p. 126.
9. Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ОИЯИ, Е17-84-306, Дубна, 1984.

Рукопись поступила 19 июля 1984 года.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА
В ДРЕВОПОДОБНОЙ ПЕРКОЛЯЦИИ

Е.И.Корнилов, В.Б.Приезжев

Получены статистические суммы на конечных решетках модели древоподобной перколляции. Проведен анализ нулей статсумм, позволяющий сделать вывод об отсутствии фазового перехода в таких системах.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Numerical Study of the Phase Transition for the Tree-Like Percolation

E.I.Kornilov, V.B.Prieszhev

Partition functions of a tree-like percolation model for the final-volume lattices are obtained. The analysis of the zeros of the partition functions is performed allowing one to come to a conclusion on the absence of the phase transition in such systems.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Стейфан^{/1/} в 1976 году исследовал предел $s \rightarrow 0$ s -компонентной модели Поттса^{/2/}. На графическом языке этот предел соответствует совокупности кластеров, образованных из ребер решетки \mathfrak{L} , при условии отсутствия циклов. Последнее означает, что не существует ни одного замкнутого пути по ребрам кластеров, т.е. что кластеры имеют деревоподобную структуру. Эта модель была названа моделью древоподобной перколляции, по аналогии с другим пределом модели Поттса $s \rightarrow 1$, в котором нет запрета на существование циклов, что приводит к обычной модели перколляции на решетке^{/3/}.

Статистическая сумма модели записывается в виде

$$Z(x) = \sum_{\tau} T_{\tau} x^{\tau}, \quad /1/$$

где T_{τ} - число конфигураций деревьев с общей длиной τ /количество занятых деревьями ребер решетки \mathfrak{L} /, x - активность одного звена дерева. Стейфан предположил, что данная модель, так же, как и модель обычной перколляции, обладает критическим поведением, и в приближении среднего поля применил к эффективному гамильтониану технику ренорм-

группы, что позволило ему получить выражения для критических индексов u и η в пространстве размерности $(\theta - \epsilon)$.

Более строгий подход к проблеме древоподобной перколяции использовал Ву^{/4/}. Он указал на то, что производящая функция этой модели тесно связана с полиномами Уитнея

$$W(x, y) = \sum_G x^{\Gamma - k} y^k, \quad /2/$$

где суммирование производится по всем подграфам $G \subseteq \mathcal{L}$, содержащим Γ ребер и k независимых циклов. Статсумму деревьев легко получить, полагая $y = 0$ в /2/, а именно

$$Z(x) = W(x, 0). \quad /3/$$

Существует простое соотношение между средним числом деревьев на один узел $n(x)$ и статсуммой /1/. Если считать пустой узел решетки деревом с нулевой длиной, то справедливо равенство

$$N = N_{\text{дер}} + \Gamma, \quad /4/$$

где N - число точек решетки, $N_{\text{дер}}$ - количество деревьев с общей длиной Γ . Для больших N можно записать

$$n(x) = 1 - x \frac{\partial}{\partial x} W(x, y=0), \quad /5/$$

где введено обозначение $W(x, y) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \ln W(x, y)$. В обычной теории перколяции исследуется критическое поведение в зависимости от p -вероятности того, что данное ребро решетки занято деревом. Для деревьев на квадратной решетке $n(p) = 1 - 2p$ и поэтому критическое поведение модели обусловливают только особенности статсуммы. Ву обратил внимание на то, что функция $w(x, y)$ является неаналитичной в случае квадратной решетки на линии $xy = 1$ и, предполагая непрерывную зависимость критичности модели от ее параметров, показал, что при $y \rightarrow 0$ единственной точкой неаналитичности является точка $x = \infty$, что и означает отсутствие фазового перехода.

С другой стороны, Стрелей /5/ привел контрпример, указывающий на недостаточность аргументов Ву: в планарной модели Изинга в отличном от нуля внешнем поле фазового перехода нет, а в отсутствие внешнего поля происходит фазовый переход второго рода по температуре. Он предложил также алгоритм для численного моделирования древоподобной перколяции на ЭВМ, применение которого указывало на фазовый переход для двух- и трехмерных кристаллов, при плотности связей, немного меньшей, чем для обычной перколяции. Однако в недавней работе /6/ было обнаружено существование

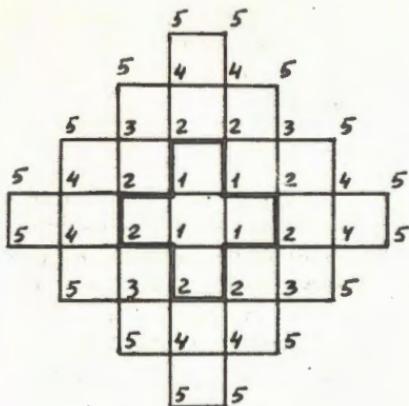


Рис.1. Последовательность фрагментов решетки 1, 2, ..., 5.

систематической ошибки в предложенном ранее алгоритме. Новые численные результаты привели авторов к выводу об отсутствии фазового перехода в таких системах.

Точное решение данной проблемы до сих пор неизвестно, хотя недавно^{7/} авторы настоящего сообщения обнаружили, что близкая к ori-

гинальной проблеме модель корневых деревьев сводится к ациклической модели^{8/}, статсумма которой аналитична в области $\operatorname{Re}z > -1/8$ и, следовательно, не обладает критическим поведением /корневое дерево есть дерево с одной выделенной вершиной/.

Целью данной работы является получение полиномов Уитнея^{3/} на конечных решетках со свободными граничными условиями и анализ распределения нулей $Z(z)$ в комплексной плоскости z . Мы последовательно рассматривали фрагменты квадратной решетки, начиная с элементарного квадрата, обозначенного на рис.1 цифрами 1-1-1-1. Очевидно, что ряд, перечисляющий деревья на таком графе, имеет вид

$$Z_1(z) = 4z^3 + 6z^2 + 4z + 1.$$

/6/

Следующий фрагмент, учитывающий отражательную и поворотную симметрии бесконечной квадратной решетки, получается присоединением к элементарному квадрату узлов, обозначенных на рис.1 цифрами 2. Для наглядности этот фрагмент выделен жирной линией. Процедура дальнейшего укрупнения решетки явствует из рисунка. Соответствующие статсуммы приведены в Приложении. Коэффициенты T_r с увеличением размеров решетки быстро возрастают, что создает естественное препятствие для их вычисления для больших размеров решетки.

Нахождение корней статсуммы проводилось на ЭВМ по методу Мюллера^{9/}. Результат вычисления для $Z_4(z)$ и $Z_5(z)$ представлен на рис.2. Для меньших решеток все корни локализованы в левой полуплоскости. Расположение нулей каждой статсуммы имеет одинаковую структуру. Можно выделить две характерные области: область сгущения нулей приблизительно одинакового модуля вблизи отрицательной полусоси $\operatorname{Re}z$ и область асимптотического приближения нулей к мнимой оси

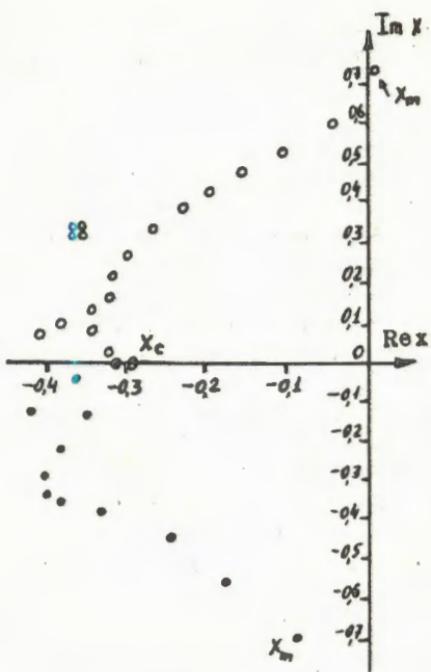


Рис.2. Нули статсуммы Z_5 /верхняя полуплоскость/ и Z_4 /нижняя полуплоскость/.

с увеличением модуля нуля. Модуль наиболее удаленного от начала координат нуля статсуммы x_m растет по мере увеличения размеров решетки. Для самого большого фрагмента решетки появляются два корня с положительной действительной частью $x_m = 0,036 + 0,731$. Однако нами на обнаружено стремления нулей к положительной полусоси $Re x$, что позволяет сделать вывод об отсутствии фазового перехода в древоподобной переколяции.

В заключение заметим, что ближайшим к началу координат нулем всегда оказывается единственный для каждой статсуммы $Z(x)$ реальный нуль x_c . Мы предполагаем, что для бесконечной квадратной решетки ближайшей к началу координат особенностью статсуммы является точка $x_c = -1/4$, которая не совпадает с ближайшей особенностью модели корневых деревьев.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stephen M.J. Phys.Lett., 1976, 56A, p. 149.
2. Wu F.W. Rev.Mod.Phys., 1982, 54, p. 235.
3. Fortuin C.M., Kasteleyn P.W. Physica, 1972, 57, p. 536.
4. Wu F.Y. Phys.Rev., 1978, B18, p. 516.
5. Straley J.P. Phys.Rev., 1979, B19, p. 4845.
6. Braswell W.D., Family F., Straley J.P. Phys.Rev., 1984, A29, p. 254.
7. Kornilov E.I., Priezzhev V.B. Phys.Lett., 1984, 102A, p. 32.
8. Приезжев В.Б. ТМФ, 1977, 31, с. 89.
9. Müller D.E. MTAC, 1956, 10, p. 208.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$z_2(x) = 768 x^{11} + 3360 x^{10} + 7312 x^9 + 10287 x^8 + 10308 x^7 + 7674 x^6 + \\ + 4308 x^5 + 1815 x^4 + 560 x^3 + 120 x^2 + 16 + 1$$

$$z_3(x) = 100352 x^{15} + 438352 x^{14} + 994000 x^{13} + 1528336 x^{12} + \\ + 1760208 x^{11} + 1593044 x^{10} + 1161496 x^9 + 690436 x^8 + 335652 x^7 + \\ + 132874 x^6 + 42324 x^5 + 10617 x^4 + 2024 x^3 + 276 x^2 + 24x + 1$$

$$z_4(x) = 18170880 x^{23} + 134393344 x^{22} + 501985408 x^{21} + 1254651776 x^{20} + \\ + 2347470424 x^{19} + 3488390936 x^{18} + 4265881280 x^{17} + \\ + 4391582504 x^{16} + 3863378376 x^{15} + 2933011096 x^{14} + \\ + 1933364984 x^{13} + 1110107856 x^{12} + 555653712 x^{11} + 242097480 x^{10} + \\ + 91474232 x^9 + 29786852 x^8 + 8282752 x^7 + 1941328 x^6 + \\ + 376576 x^5 + 58892 x^4 + 7140 x^3 + 630 x^2 + 36x + 1$$

$$z_5(x) = 4846759778304 x^{39} + 522522556628992 x^{38} + 2849204264009728 x^{37} + \\ + 10455351435623168 x^{36} + 28989062981336064 x^{35} + \\ + 64651151397577040 x^{34} + 120565684155978944 x^{33} + \\ + 192987024200881297 x^{32} + 270113747982484144 x^{31} + \\ + 335124760844925576 x^{30} + 372370958592677904 x^{29} + \\ + 373489039536438156 x^{28} + 340219732204562120 x^{27} + \\ + 282794980088788560 x^{26} + 215275542645757016 x^{25} + \\ + 150496444725990933 x^{24} + 96815419064406684 x^{23} + \\ + 57392221691969102 x^{22} + 31377040880284324 x^{21} + \\ + 15825573218620613 x^{20} + 7362479355434328 x^{19} + \\ + 3157407343256764 x^{18} + 1246805135038296 x^{17} + \\ + 452620823735546 x^{16} + 150735982917748 x^{15} + \\ + 45927510188286 x^{14} + 12759823763516 x^{13} + 3219163754783 x^{12} + \\ + 733809214320 x^{11} + 150208726040 x^{10} + 27403060448 x^9 + \\ + 4413919255 x^8 + 620358676 x^7 + 74930082 x^6 + 7623012 x^5 + \\ + 635351 x^4 + 41664 x^3 + 2016 x^2 + 64 x + 1 .$$

Рукопись поступила 10 июня 1984 года.

ВОЗМОЖНОСТИ ПОИСКА КОРОТКОЖИВУЩИХ D_s^0 -МЕЗОНОВ

К.Д.Толстов, А.Хушвактова*, Г.С.Шабратова

Исследуются предпосылки существования и возможности поиска D_s^0 -мезонов, генерируемых в столкновениях быстрых адронов с ядрами фотоэмulsionей.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Possibilities of the Search for Short-Lived D_s^0 -Mesons

K.D.Tolstov, A.Khushvaktova, G.S.Shabratova

Premises for the existence and possibilities of the search for D_s^0 -mesons generated in collisions of fast hadrons with photoemulsion nuclei are investigated.

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

Еще до открытия J/ψ -частиц, раньше поисков и теоретических оценок времени жизни частиц с открытым "очарованием" обсуждались перспективы поиска в фотоэмulsionиях частиц с временем жизни $\gtrsim 10^{-15}$ с /1/.
В работах /2-5/ сообщены результаты опытов по детектированию короткоживущих частиц, генерированных в фотоэмulsionиях π^- -мезонами с импульсом $50 \div 70$ ГэВ/с. В /6/ показано, что возможно надежное детектирование распадов нейтральных частиц на две заряженные, если расстояние от звезды, в которой генерируется частица до ее распада, $\gtrsim 10$ мкм. В случае распадов на четыре заряженные частицы или при разлете двух частиц с большим углом между ними - возможно детектирование нейтральных частиц на распадной длине, меньшей 10 мкм. Таким образом с учетом γ -фактора распадающихся частиц возможно их детектирование при $\tau \sim 10^{-14}$ с. Ниже будет показано, что методические усовершенствования позволят сократить минимальную распадную длину и, следовательно, возможен их поиск при $\tau < 10^{-14}$ с. Это представляет интерес при изучении проблемы существования короткоживущих

*ФТИ АН ТаджССР

D_S^0 -мезонов и долгоживущих D_L^0 , которые могут явиться аналогами K_S^0 и K_L^0 и дать новую информацию. Генерация \tilde{D}^0 , имеющих отрицательное "очарование", возможна, например, в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma_c^+ + \tilde{D}^0$, которая в кварковой записи имеет вид: $ud + u\bar{d} \rightarrow c\bar{d} + \tilde{c}\bar{u}$.

Следовательно, в начальный момент есть чистый пучок \tilde{D}^0 . По аналогии с K^0 -мезонами /см. например, // будем

$$\text{иметь: } \tilde{D}^0 = \frac{D_1^0 - D_2^0}{\sqrt{2}} \quad \text{и} \quad D^0 = \frac{D_1^0 + D_2^0}{\sqrt{2}} \quad \text{или: } D_1^0 = \frac{D^0 + \tilde{D}^0}{\sqrt{2}} \text{ с мас-}$$

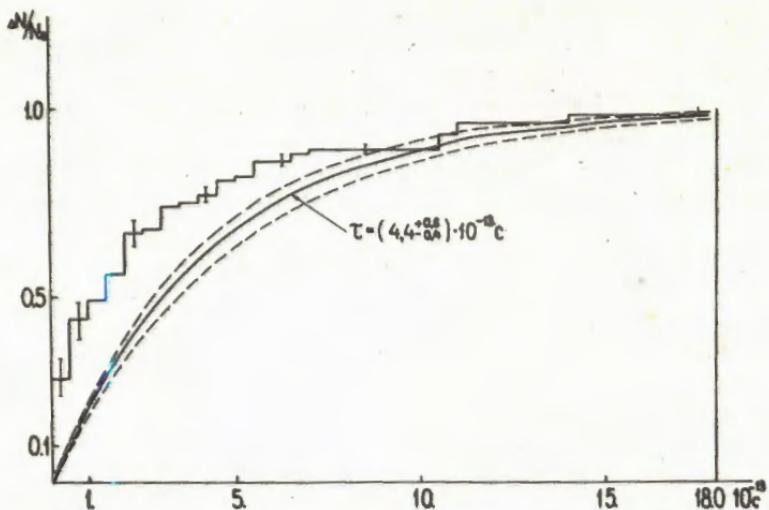
$$\text{сой } m_1 \text{ и } D_2^0 = \frac{D^0 - \tilde{D}^0}{\sqrt{2}} \text{ с массой } m_2.$$

Через время t будем иметь:

$$\tilde{D}^0 = \frac{1}{2} [(D^0 + \tilde{D}^0) e^{-im_1 t - \frac{\Gamma_1}{2} t} - (D^0 - \tilde{D}^0) e^{-im_2 t - \frac{\Gamma_2}{2} t}].$$

При $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$ и $t = \pi/m_2 - m_1$ вместо \tilde{D}^0 получим D^0 . Следовательно, с периодом $t = \pi/m_2 - m_1$ возможны осцилляции $\tilde{D}^0 \leftrightarrow D^0$ с изменением квантового числа "очарования" на 2 единицы. K^0 и \bar{K}^0 распадаются на два π -мезона, поэтому они связаны слабыми виртуальными переходами второго порядка: $K^0 \xrightarrow{2\pi} \bar{K}^0$. Для D^0 и \tilde{D}^0 можно полагать также слабые виртуальные переходы второго порядка с участием двух K -мезонов: $D^0 \xrightarrow{2K} \tilde{D}^0$. Продолжая аналогию с K^0 -мезонами, для которых $K_1^0 = K_S^0$ и $K_2^0 = K_L^0$, получим $D_1^0 = D_S^0$ и $D_2^0 = D_L^0$. Время жизни: $K_S^0 = 0,9 \cdot 10^{-10}$ с, $K_L^0 = 5,2 \cdot 10^{-8}$ с, вследствие чего вначале были детектированы распады K_S^0 -мезонов, пробеги которых измерялись в сантиметрах. Напротив, для D^0 -мезонов, время жизни которых $\sim 10^{-13}$ с, в первую очередь следует ожидать с большей вероятностью детектирования D_L^0 -мезонов. Масса D^0 значительно больше массы K^0 , поэтому возможна и большая разница масс $m_2 - m_1$ для D^0 по сравнению с K^0 . В этом случае период осцилляций $t = \pi/m_2 - m_1$ $D^0 \leftrightarrow \tilde{D}^0$ уменьшится по сравнению с осцилляциями K^0 .

Если осцилляции D^0 будут происходить за короткое время, то есть на коротких расстояниях от места генерации, то число распадов D_S^0 на малом расстоянии будет больше, так как еще не произошло уменьшения D^0 /возникает вопрос - не связан ли наблюдающийся большой разброс в оценках времени жизни D^0 с методикой опытов, обусловливающей наблюдения на разных расстояниях от места генерации к различным вкладам D_S^0 ?/. Следовательно, из-за малого времени жизни D_S^0 и большей вероятности при осцилляциях распада на коротких расстояниях поиски надо вести вблизи места генерации. Попытаемся оценить возможный эффект на статистике распадов



Интегральная кривая $\Delta N / N_0(\tau)$. Гистограмма – опытные данные из работ /2-5, 8-14/. Расчетные кривые для $\tau = /4,4^{+0,6}_{-0,4} / 10^{-13}$ с.

D^0 , для которой известно время распада отдельных частиц. На рисунке представлено интегральное распределение 57 распадов D^0 , взятых из работ /2-5, 8-14/. Теоретическая кривая и коридор ошибок подсчитаны для $\tau = /4,4^{+0,6}_{-0,4} / 10^{-13}$ с, согласно /15/. На рисунке заметно превышение опытной гистограммы при малых временах над расчетной кривой, поэтому может быть высказана гипотеза о вкладе D_s^0 . Однако, чтобы принять эту гипотезу, необходимо убедиться в том, что эффективность детектирования D^0 была одинаковой на различных расстояниях от места генерации.

В соответствии с совокупностью изложенных причин представляется перспективным целенаправленный поиск D_s^0 по их распадам на минимально доступных наблюдениям расстояниях от места генерации. Очевидно, для этого целесообразно применить фотоэмulsionии, в которых сведены к минимуму причины, могущие имитировать распады D^0 . Этого можно достичь, если изготовить фотоэмulsionии, дающие сплошной /черный/ след релятивистских однозарядных частиц. Тогда наличие разрыва в следе от звезды к месту распада на две или четыре заряженные частицы укажет на распад нейтральной частицы. Можно оценить допуски на отличие следа от сплошного, при которых поиски распадов нейтральных частиц будут достаточно эффективны. Так, если след однозарядной релятивистской частицы имеет на 100 мкм 10 разрывов со

средней длиной каждого $\mu = 1$ мкм, то по формуле Пуассона вероятность сплошного разрыва длиной r равна: $P(r) = \frac{\mu^r}{r!} e^{-\mu}$

при $r = 5$ мкм, $P(5) = 3 \cdot 10^{-3}$, $r = 10$ мкм, $P(10) = 10^{-7}$. Если есть 20 разрывов на 100 мкм, то $P(10) = 3 \cdot 10^{-3}$, т.е. первичный отбор возможных случаев будет достаточно эффективным.

Далее, если угол разлета частиц мал / $\sim 1^\circ$ /, то произойдет сложение / удвоение / ионизационных потерь и, следовательно, получим еще меньшие значения $P(r)$. При значительных углах разлета частиц их следы не будут сходиться к первичной звезде, т.е. будет детектироваться точка распада нейтральной частицы.

Таким образом, можно считать перспективной поисковую работу по обнаружению в фотоэмulsionиях возможных распадов D_S^0 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Толстов К.Д. В кн.: Аннотации сообщений XIX и XX Совещаний фотоэмulsionационного комитета ОИЯИ 1967. ОИЯИ, 3501, Дубна, 1967, с. 32; Сообщение ОИЯИ, Р1-6170, Дубна, 1971.
2. Банник Б.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с. 586; Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, с. 399.
3. Толстов К.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 38, с. 243.
4. Али-Мусса и др. ОИЯИ, Д1-82-715, Дубна, 1982.
5. Али-Мусса и др. ОИЯИ, Д1-83-686, Дубна, 1983.
6. Толстов К.Д., Хушвактова А.А., Шабратова Г.С. ОИЯИ, Р1-13037, Дубна, 1980.
7. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. "Наука", М., 1981.
8. Aguilar-Benitez et al. CERN/EP81-131, 1981.
9. Ushida N. et al. PRL, 1982, 48, p. 844.
10. Niu K. XX Int.Conf. HEP Medison, 1980.
11. Allaşia D. Nucl.Phys., 1980, 176B, p. 13.
12. Badertscher A. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p. 471.
13. Adamovich M.I. et al. CERN-EP/82-46, 1982.
14. Adamovich M.I. et al. CERN/EP/83-184, 1983.
15. Kaimes G. XXI Int.Conf. on H.E.P., Paris, 1982, p. C3-431.

Рукопись поступила 7 июня 1984 года.

О Г Л А В Л Е Н И Е

И.А.Савин, Г.И.Смирнов О ядерных эффектах в глубоконеупругом рассеянии электронов и мюонов	3
Е.К.Башкиров и др. Сверхизлучение в кристалле с учетом рассеяния Мандельштама-Бриллюзна	8
Е.И.Корнилов, В.Б.Приезжев Численное исследование фазового перехода в древоподобной перколяции	15
К.Д.Толстов, А.Хушвактова, Г.С.Шабратова Возможности поиска короткоживущих D_s^0 -мезонов	20

Рукопись сборника поступила в издательский отдел
2 августа 1984 года.

Редакторы Б.Б.Колесова, Э.В.Ивашкевич. Макет Р.Д.Фоминой.
Набор Н.П.Боголюбовой, Е.М.Граменицкой.

Подписано в печать 3.08.84.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,74.
Тираж 500. Заказ 35016.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований,
Дубна Московской области.