

ЭКСКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПАД ГЛЮБОЛОВ

Ю. Д. Прокошкин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Обсуждаются возможности экспериментального выделения глюболов на фоне кварковых мезонных состояний и постановка эксперимента, в котором сигнал от глюболов усилен как в реакции их образования (в центральной области соударений), так и в процессе распада (на псевдоскалярные мезоны). Рассмотрены особенности регистрации многофотонных конечных состояний, образующихся при распаде глюболов, с помощью спектрометра типа ГАМС при энергиях около порога и в тераэлектрон-вольтной области.

Possibilities to separate glueballs from the background of quark meson states are discussed. The experimental method is considered in which glueball signal is enhanced both in the production reaction (in the central collision region) and in the decay process (into pseudoscalar mesons). The peculiarities of the detection of multiphoton final states produced in glueball decays, using GAMS-type spectrometer, at energies near the threshold and in the TeV-region are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших результатов современной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики является вывод о возможном существовании связанных глюонных состояний, т. е. частиц нового типа, построенных не из кварковой, а из глюонной материи. Этот вывод основан на аналогии между миром кварков и миром глюонов и на том фундаментальном свойстве глюонов, что они подобно кваркам (и в отличие от фотонов) несут цветной заряд и поэтому обязательно сильно взаимодействуют друг с другом.

Прямой и решающей проверкой этого важного предсказания квантовой хромодинамики явилось бы экспериментальное обнаружение синглетных по цвету связанных глюонных состояний — глюболов [1].

Эксперименты по поиску глюболов были начаты 3 года назад и интенсивно развиваются на ускорителях в Стэнфорде [2—4], Серпухове [5, 6], Брукхевене [7] и ЦЕРН [8, 9]. В этих лабораториях было обнаружено несколько ранее неизвестных мезонных состояний с необычными свойствами — кандидатов в глюболы.

1. ПОИСКИ ГЛЮБОЛОВ

Поиски глюболов в массовых спектрах мезонов затруднены тем, что у глюонных состояний, как правило, нет четкого «почерка» —

какого-нибудь признака, позволяющего однозначно отличить их от обычных, двухкварковых состояний $q\bar{q}$.

Для экспериментальных поисков глюболов могут быть выбраны такие процессы образования и распада мезонов, в которых:

а) в реакции образования изучаемых мезонов усилена глюонная компонента (либо подавлена двухкварковая компонента);

б) глюонная компонента усилена по сравнению с кварковой в распадах изучаемых мезонов;

в) образование мезонов типа $q\bar{q}$ запрещено. Таковы, например, состояния с нечётным спином $J^P = 1^-, 3^- \dots$, распадающиеся на $\eta'\eta$. Поиски глюболов велись до настоящего времени по направлениям «а» или «б».

Первым исследованным процессом типа «а» был радиационный распад J/ψ -частиц

$$J/\psi \rightarrow \gamma M^0. \quad (1)$$

В этом распаде источником нейтральных мезонных состояний M^0 является процесс, обогащенный двухглюонной компонентой: $c\bar{c} \rightarrow \gamma (gg)$. Среди продуктов распада (1) наряду с обычными мезонами ($f, \eta, \eta' \dots$) наблюдается ι (1440)-мезон (по-видимому, псевдоскалярный) [2]. Ранее он не встречался в обычных реакциях образования мезонов (кроме, может быть, $p\bar{p}$ -аннигиляции [10]) и занесен в список кандидатов в глюболы [11–13]. Интерпретация этой частицы пока неопределенна, данные противоречивы (« ι/E -парадокс» в модах распада на $\eta\pi\pi, K\bar{K}\pi$ и $\delta\pi$ [14, 15]).

Следующий кандидат в глюболы, тензорный мезон θ (1700) со спином-четностью $J^P = 2^+$, также был открыт при изучении распадов (1) [3, 4, 11–13]. Интерпретация этой частицы сегодня неоднозначна (проблема смешивания с $q\bar{q}$ -состояниями) [14, 16].

Другой исследуемой разновидностью процессов типа «а» является образование мезонов адронами в центральной области соударений ($X_F \approx 0$) при высоких энергиях. Для этой области характерно обогащение глюонами [17], а возможно, и резонансное образование глюонных состояний, приводящее к выполаживанию энергетической зависимости полных сечений при энергиях в несколько десятков гигаэлектрон-вольт, а затем к их росту («серпуховской эффект») [18].

Среди процессов, идущих в центральной области, выделенное место как возможный источник глюболов, занимают эксклюзивные реакции, в которых доминирует двойной померонный обмен (в КХД обмен помероном интерпретируется как мультиглюонный обмен [19]):

$$hN \rightarrow hNM^0, \quad (2)$$

например $pp \rightarrow ppM^0$ [8]. В реакциях типа (2), так же как и в (1), наблюдается интенсивный сигнал в области ι (1440) [9].

К направлению «а» могут быть отнесены и исследования реакции $\pi^+p \rightarrow \phi p$, где образование обычных кварковых мезонов подавлено

согласно [7] правилом Изуки — Окубо — Цвейга и наблюдаемые резонансные фф-состояния g_T (2100—2400) могут быть отнесены к числу кандидатов в глоболы [11—14] (упомянутый механизм подавления оспаривается [20, 14]).

Второе направление поиска глюонных состояний «б» связано с экспериментальной регистрацией таких мод распада частиц, которые характерны для глоболов и малоинтенсивны для обычных мезонов. Сюда относятся, например, распады на псевдоскалярные мезоны

$$M^0 \rightarrow P_1 P_2 \quad (3)$$

($P_1 P_2 = \eta\eta, \eta'\eta, \eta'\eta'$) [12, 21, 22].

Наличие в конечном состоянии распада (3) η' -мезонов (или η -мезонов, с которыми η' -мезоны смешиваются в нонете) выделяет процесс (3) среди других распадов. Это связано с особыми свойствами η' -мезона, который, по современному представлению, содержит интенсивную двухглюонную компоненту [23], что объясняет большую массу, отличающую его от других членов псевдоскалярного нонета. Сильная связь η' -мезона с глюонной парой проявляется и в значительном усилении канала распада (1) $J/\psi \rightarrow \gamma\eta'$ [24], а также $J/\psi \rightarrow \gamma\eta$.

В случае распада глоболов эта особенность η' -мезона резко увеличивает интенсивность распада (3) по сравнению с распадами на обычные мезоны (например, $\pi\pi, K\bar{K}$) благодаря действию специфического механизма глюонного обесцвечивания [22].

Для систематики глоболов особый интерес представляет основное, низшее скалярное состояние со спином-четностью $J^{PC} = 0^{++}$. Теоретические предсказания массы такого глобола заключены пока в довольно широком интервале: $0,7 \leq M_G \leq 1,8$ ГэВ (см. обзор [25]). Из экспериментальных данных [8] получена граничная оценка массы $M_G > 1,15$ ГэВ [26].

Скалярный мезон G (1590), распадающийся на два η -мезона, был обнаружен в экспериментах на спектрометре ГАМС [5] * при изучении $\eta\eta$ -систем в зарядово-обменной реакции

$$\pi^- p \rightarrow M^0 n. \quad (4)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \eta\eta$$

Наряду с распадом G (1590) $\rightarrow \eta\eta$ был зарегистрирован также распад G (1590) $\rightarrow \eta'\eta$ [6]. Свойства этой частицы соответствуют ожидаемым для глобола [5, 22] — интенсивность распадов (4) резко усилена по сравнению с распадами на обычные мезоны: $I_{\eta\eta}/I_{\pi\pi} > 5$; $I_{\eta'\eta}/I_{\eta\eta} \approx 7$, где I — квадрат матричного элемента.

* В этом же эксперименте, а также в аналогичном эксперименте NA-12 в ЦЕРН при импульсе 100 ГэВ/с наблюдается и распад $1/E$ (1440) $\rightarrow \eta\pi^0\pi^0$, где доминирует канал $\eta\pi^0\pi^0 = \delta\pi^0$.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ ГЛЮБОЛОВ

Рассмотрим постановку эксперимента, в котором объединены направления «а» и «б», т. е. выбран такой эксклюзивный * процесс, в котором сигнал от глюболов усилен как в реакции их образования, так и в реакции распада:

$$hN \rightarrow hNM^0 \quad (5)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \longrightarrow P_1P_2$$

при $X_F \approx 0$. Здесь $h = \pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$; $P_1P_2 = \eta\eta, \eta'\eta, \eta'\eta'$. Типичный канал реакции (5) —

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- pG(1590) \quad (6)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \longrightarrow \eta\eta, \eta'\eta \rightarrow k\gamma$$

(рис. 1).

Одновременно для сравнения регистрируются и обычные, двухкварковые мезоны по распадам $M^0 \rightarrow \pi\pi, KK (K_S^0 \text{ и } K_L^0)$, а также

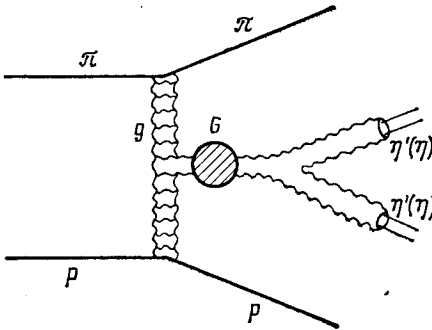


Рис. 1. Диаграмма процесса (6) (резонансное образование глюболов [18] и их распад на псевдоскалярные мезоны [22])

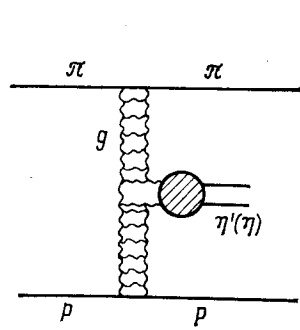


Рис. 2. Диаграмма процесса (2) с образованием η' (η)-мезона

частицы с усиленной двухглюонной компонентой (η', η, S^*, f и др.) (рис. 2).

Эксклюзивный процесс (5) обладает весьма специфической кинематикой, значительно облегчающей его выделение среди других, более интенсивных реакций мезонообразования (в основном инклюзивных). Рассмотрим кинематику процесса при энергиях серпуховского ускорителя, т. е. недалеко от пороговой. Пусть в начальном состоянии реакции (6) пион обладает энергией $E_\pi = 40$ ГэВ, а протон покоится в л. с. к. В конечном состоянии при $X_F^{(G)} \approx 0$ глюбол имеет энергию 7,5 ГэВ в случае $G(1590)$ -мезона и летит точно вперед.

* Выбор эксклюзивной, а не инклюзивной реакции диктуется необходимостью полного определения кинематики для выделения редкого процесса.

Также вперед, но со сбросом энергии до 32,5 ГэВ движется и пион. Импульс протона отдачи мал (около 0,2 ГэВ/с).

Рассеяние пиона ограничивается формфактором $\sim \exp(bt)$ в верхней вершине диаграммы рис. 1 с величиной наклона b , типичной для упругого рассеяния ($b \approx 10$ (ГэВ/с) $^{-2}$). Поэтому характерный поперечный импульс пиона мал ($p_T \approx |t|^{1/2} \approx 300$ МэВ/с), а угол его рассеяния в мишени $\bar{\theta}_\pi$ составляет лишь около 8 мрад.

Вылетающий вперед глобол имеет энергию

$$E_G = \gamma_c M_G, \quad (7)$$

где $\gamma_c = 4,7$ есть лоренц-фактор в с. ц. м. С ростом массы глобола сброс энергии налетающего пиона увеличивается (40 ГэВ \rightarrow 25 ГэВ (1) при $M_G = 3,2$ ГэВ). Глобол распадается по каналам (5) в конечном счете на γ -кванты, которые регистрируются годоскопическим спектрометром типа ГАМС [5]. Характерный угол разлета γ -квантов

$$\theta_G \approx \frac{2M_G}{E_G} = \frac{2}{\gamma_c} \quad (8)$$

существенно зависит только от энергии первичных пионов, примерно одинаков для глоболов во всем доступном интервале масс и слабо зависит от моды их распада.

Оценка зависимости сечения реакции (6) от массы глобола $\sigma(M_G)$ была сделана для случая резонансного образования глоболов. В ре-

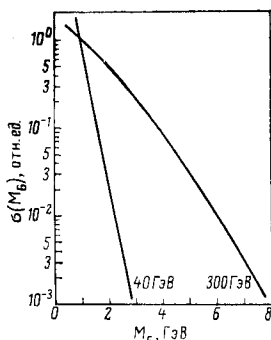


Рис. 3. Зависимость сечения реакции (6) от массы глобола при энергиях E_π , равных 40 и 300 ГэВ (нормировано при $M_G = 1$ ГэВ)

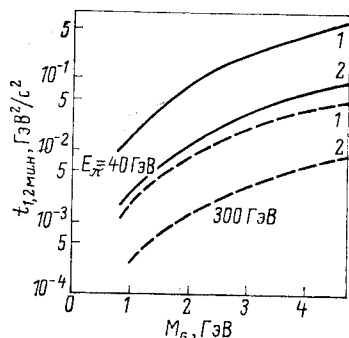


Рис. 4. Минимальные значения 4-импульса, переданного протону (1) и пиону (2) в реакции (6) при $E_\pi = 40$ ГэВ (сплошные) и 300 ГэВ (пунктирные кривые)

зультате интегрирования известных X_F -распределений «морских» глюонов [27] получена плотность вероятности образования глоболов с данной массой (рис. 3). В $\sigma(M_G)$ учтены зависимости от массы M_G и квадрата полной энергии в с. ц. м. s формфакторы $[\exp(bt_{\min})]$ в верхней вершине $[|t_{2\min}|^{1/2} \approx M_G (M_G + \sqrt{s} + m_N^2/M_G) m_\pi/s]$

и в нижней вершине [$|t_{\text{мин}}|^{1/2} \approx M_G (M_G + \sqrt{s}) m_N/s$] диаграммы на рис. 1. В области масс глюболов до 2 ГэВ переданные импульсы невелики (рис. 4), и обрезание сечения формфакторами незначительно по сравнению с быстрым падением $\sigma(M_G)$ с ростом массы. Зависимость на рис. 3 близка к степенной

$$\sigma(M_G) \sim M^{-5,5}. \quad (9)$$

Кинематика процесса (5) существенно зависит от формы импульсного распределения глюонов в налетающем адроне $f(X_F^{(1)})$ и в нуклоне

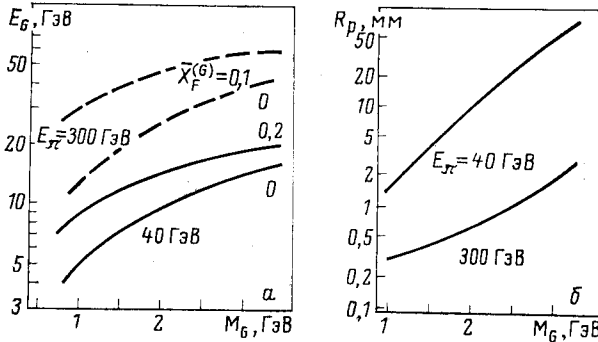


Рис. 5. Зависимость энергии от массы для глюболов, образованных в реакции (6) при $E_\pi = 40$ ГэВ (сплошные) и 300 ГэВ (пунктирные кривые) (а), и средние пробеги протонов отдачи в активной мишени (сцинтиллятор) (б)

мишени $f(X_F^{(2)})$. В случае, когда глюонные структурные функции одинаковы ($h = p, \bar{p}$), распределение глюболов по $X_F^{(G)}$ симметрично и $\bar{X}_F^{(G)} = 0$. Если же $h = \pi^\pm$, то $\bar{X}_F^{(1)} > \bar{X}_F^{(2)}$ (глюоны в пионе «жестче», чем в нуклоне), и глюбол приобретает значительный снос вперед: $\bar{X}_F^{(G)} \approx 0,2$ при энергии $E_\pi = 40$ ГэВ. При этом существенно (и в благоприятную для эксперимента сторону) изменяется кинематика процесса (5). Так, $G(1590)$ -мезон вылетает вперед с энергией 12 ГэВ (вместо 7,5 ГэВ при $\bar{X}_F^{(G)} = 0$), на столько же увеличивается и сброс энергии пиона. Кинетическая энергия протона отдачи уменьшается (рис. 5)

$$T_p \approx \frac{1}{2m_N} \left(\frac{M_G^2}{2E_G} \right)^2 \quad (10)$$

($T_p = M_G^2/8m_N \gamma_G^2$ при $\bar{X}_F^{(G)} = 0$).

Для оценки сечения процесса (6) воспользуемся гипотезой [18], согласно которой рост полных сечений взаимодействия адронов, начинающийся при энергиях серпуховского ускорителя, обусловлен

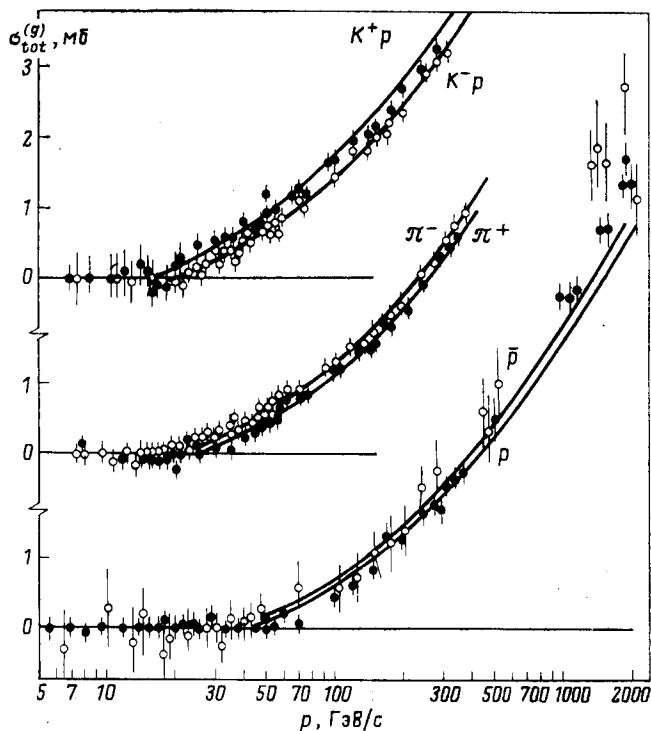


Рис. 6. Нерезонансная часть полного сечения $\sigma_{tot}^{(g)} = \sigma_{tot} - \sigma_{tot}^{(R)}$, где $\sigma_{tot}^{(R)} = a + b/\sqrt{s}$. Зависимость $\sigma_{tot}^{(g)}$ от s/s_0 является универсальной [31, 30], одинаковой для всех частиц (π^+ , π^- , K^+ , K^- , p , \bar{p} , n) и имеет вид $\alpha \ln \frac{s}{s_0} + \beta \ln^2 \frac{s}{s_0}$ (кривые)

резонансным образованием глюболов в центральных соударениях*. Соответствующая нерезонансная часть полного сечения $\sigma_{tot}^{(g)}$ [29, 30] для π -мезонов составляет около 200 мкб при импульсе 40 ГэВ/с (рис. 6). Принимая, что сечение эксклюзивной реакции (6) на порядок меньше сечения инклюзивных центральных процессов $\sigma_{tot}^{(g)}$ (примерно такое же соотношение, как между сечением упругого рассеяния σ_{el} и полным σ_{tot}), а также учитывая подавление области больших масс за счет формфакторов, получаем оценку сечения образования глюболов в реакции (6)

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p G) \approx 2 \text{ мкб} \quad (11)$$

при $E_\pi = 40$ ГэВ и $M_G \approx 1$ ГэВ.

* Механизм обмена в t -канале тяжелыми глюболами, низшим из которых является скалярный G (1590)-мезон, дает согласующийся с экспериментом масштабный множитель в растущей части сечения [18, 28].

Развитие программы описываемых исследований очевидно: а) исследование зависимости выходов частиц из центральной области соударений от сорта сталкивающихся адронов и б) от их энергии; в) изучение в случае обнаружения глюболов спектра их масс и определение их квантовых чисел.

В околопороговой области энергии $\sigma_{\text{tot}}^{(g)}$ существенно зависит от сорта частиц ($K : \pi : p = 2 : 1 : \approx 0,1$ при энергии 40 ГэВ, рис. 6). С ростом энергии соударения $\sigma_{\text{tot}}^{(g)}$ быстро увеличивается (300 ГэВ/40 ГэВ = 5, 10 и 50 для K , π и p соответственно). Можно ожидать, что так же ведет себя и сечение реакции (5). Исследование указанных зависимостей явится чувствительной экспериментальной проверкой как гипотезы о резонансной природе роста полных сечений [18], так и сделанного выше предположения о соотношении сечений инклюзивных и эксклюзивных процессов в центральной области соударений.

При переходе от энергии серпуховского ускорителя к энергиям ускорителя СПС ЦЕРН ($E_{\pi} \approx 300$ ГэВ) важные для эксперимента особенности кинематики процесса (5) сохраняются (рис. 5). Энергия образованного в мишени глюбола возрастает за счет γ_c в 3 раза (7) и составляет, например, для G (1590)-мезона $E_G = 40$ ГэВ (с учетом сноса глюбола, $\bar{X}_F^{(G)} \approx 0,1$), что значительно улучшает условия регистрации многофотонных распадов глюболов (6). Вылетающие из мишени пионы еще сильнее коллимированы ($\bar{\theta}_{\pi} \approx 0,9$ мрад при 300 ГэВ).

С ростом энергии значительно падает и минимальная передача импульса (см. рис. 4), благодаря чему $\sigma(M_G)$ практически не обрезается формфакторами при больших массах глюболов. Естественно, становятся доступными для регистрации более тяжелые глюболы (скейлинг $\sim M^2/s$).

Оценка сечения образования глюболов в реакции (6) при $E_{\pi} = 300$ ГэВ дает значение, более чем на порядок превышающее околопороговое значение (11):

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p G) \approx 50 \text{ мкб.} \quad (12)$$

3. РЕГИСТРАЦИЯ ГЛЮБОЛОВ

Экспериментальная установка, позволяющая осуществить обсуждаемый эксперимент, схематически представлена на рис. 7. Ниже мы остановимся на ее основных чертах. Установка является развитием спектрометра ГАМС [5, 6, 32].

Для регистрации частиц в реакции (5) при энергии $E_{\pi} = 40$ ГэВ используются четыре системы детекторов:

а) Первичная частица [например, π^- -мезон в реакции (6)] выделяется в пучке газовыми черенковскими счетчиками и сцинтилля-

ционными счетчиками; ее координаты и импульс измеряются в магнитном спектрометре, использующем магниты канала пучка, при помощи прецизионных годоскопов.

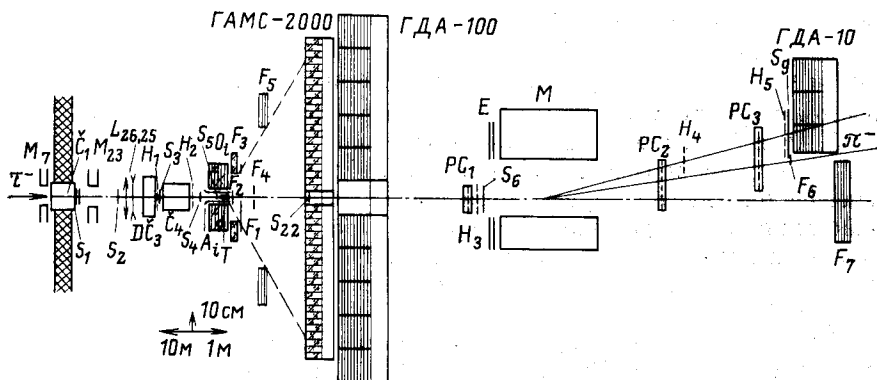


Рис. 7. Схема экспериментальной установки для регистрации глюболов. Установка состоит из четырех систем:

спектрометр частиц пучка: магниты M_7 , M_{23} и линзы L_{26} , L_{25} конечной части канала пучка, годоскопы H_1 — H_3 , черенковские счетчики C_1 , DC_3 , C_4 и сцинтилляционные счетчики S_1 — S_6 ; комбинированный детектор: годоскопический γ -спектрометр ГАМС-2000 и модульный адронный калориметр ГДА-100 с апертурными счетчиками F_3 — F_5 ; спектрометр рассеянных в мишени частиц пучка: магнит M , проволоочные пропорциональные камеры PC_1 — PC_3 , годоскоп H_4 , H_5 , сцинтилляционные счетчики S_{22} , S_5 , S_9 и F_6 , адронный калориметр ГДА-10; активная мишень T и охранная система счетчиков (O_1 , A_i , F_1 , F_4 , F_7). Пунктиром показана апертюра спектрометра

б) Основой установки является комбинированный годоскопический детектор*, включающий в себя спектрометр ГАМС-2000 и модульный адронный калориметр ГДА-100.

Спектрометр из свинцового стекла ГАМС-2000 позволяет регистрировать одновременно большое число γ -квантов от распада глюболов (6) (например, $M^0 \rightarrow \eta\eta \rightarrow 4\gamma$ или $M^0 \rightarrow \eta'\eta' \rightarrow (\eta' \rightarrow 2\gamma + \eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0) \rightarrow 8\gamma$) и восстанавливать по ним массы и кинематику распадавшихся частиц [5, 6, 32, 33]. Особенности работы спектрометра ГАМС в описываемом эксперименте связаны с необходимостью детектировать γ -кванты, вылетающие из мишени под большими углами [см. (8)] (при $E_\pi = 40$ ГэВ $\theta_G/2 \approx 0,2$ рад, если $\overline{X}_F^{(G)} = 0$, и $\theta_G \approx 0,13$ рад, если $\overline{X}_F^{(G)} = 0,2$; ГАМС-2000 располагается на расстоянии $L = 2,5$ м от мишени). Такой режим близок к использовавшемуся при регистрации χ -частиц [33].

В области малых масс $M_G \ll 2$ ГэВ [и соответственно малых энергий E_G (7)] ГАМС эффективно регистрирует распады $M^0 \rightarrow k\gamma$ лишь

* Аналогичный комбинированный калориметр, втрое больший по апертуре, используется в эксперименте NA - 12 на 450 ГэВ ускорителе ЦЕРН. Он состоит из спектрометра ГАМС-4000 и детектора адронов ГДА-200.

с небольшой множественностью ($k \leq 4$) [32]. Более тяжелые частицы могут эффективно регистрироваться и по каналам распада с высокой множественностью (до $k \approx 8$).

В реакции (5) из мишени вылетают только γ -кванты, конечные продукты распада глюболов и мезонов, обогащенных двухглюонной компонентой. Для подавления регистрации фоновых процессов, содержащих в конечном состоянии адроны (например, K_S^0 - и K_L^0 -мезоны), используется адронный калориметр типа «сэндвич» ГДА-100.

в) Энергия и углы вылета рассеянного в мишени адрона [π^- в случае (6)] измеряются узкоапертурным магнитным спектрометром с годоскопами и небольшими проволочными пропорциональными камерами. Критерием выделения событий реакции (5) является равенство сброса энергии первичного адрона, измеренного входным и выходным магнитными спектрометрами, и энерговыделения в ГАМС

$$E_h - E'_h = \sum_{j=1}^h E_{\gamma j} (= E_G). \quad (13)$$

г) Энергия протона отдачи (10), не показанная в (13), невелика: $T_p \ll E_G$. Протоны, как правило, останавливаются в активной мишени (рис. 5). Мишень представляет собой стопку из просматриваемых фотоумножителями сцинтилляторов толщиной по 4—6 мм*. Сцинтиллятор, в котором произошла реакция (5), определяется по сигналу от протона отдачи. Мишень помещена в охранную систему, подавляющую регистрацию фоновых процессов, в том числе идущих с возбуждением нуклона отдачи.

Одной из основных методических проблем настоящего эксперимента является организация высокоселективного триггера. Эффективность регистрации процесса (6) в геометрии установки, показанной на рис. 7, составляет $\varepsilon \approx 0,1$. С учетом оценки (11) частота регистрации событий (6) равна $\varepsilon \times BR(G \rightarrow \eta\eta) \times BR^2(\eta \rightarrow 2\gamma) \times \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p G) \times N_p N_\pi \approx 0,1 \times 0,1$ [22] $\times 0,16 \times 2 \cdot 10^{-30} \times 2 \cdot 10^{24} N_\pi \text{ см}^{-2} = 6 \cdot 10^{-9} N_\pi$, где N_π — поток пионов через мишень установки T (рис. 7). Чтобы зарегистрировать достаточное для парциально-волнового анализа количество глюболов (около 10^4), через мишень T нужно пропустить около 10^{12} пионов. Это соответствует двухмесячной экспозиции установки на 70 ГэВ ускорителе в пучке с интенсивностью около $2 \cdot 10^6 \pi^-/\text{цикл}$. Так как мини-компьютер установки может принимать лишь до 100 событий за цикл, система триггера должна обеспечить отбор событий на уровне лучше $3 \cdot 10^{-5}$ интенсивности пучка.

В эксперименте используется многоуровневый триггер [33]. На первом этапе в триггере участвуют сигналы счетчиков F_6 и S_g (отбор $\leq 3 \cdot 10^{-2}$) и сигналы счетчиков спектрометра ГАМС (режим «самозапуска»), из суммирования исключены счетчики центральной

* Полная толщина мишени не должна превышать 10 г/см^2 , чтобы избежать значительного поглощения γ -квантов.

зоны спектрометра [33]). Оценки показывают, что этот этап триггера обеспечит отбор событий на уровне $\lesssim 10^{-3}$. Этого достаточно, чтобы на следующем этапе можно было использовать скоростные процессоры [32, 33], вычисляющие массы и энергии частиц и подавляющие фон от инклюзивных процессов до $3 \cdot 10^{-5}$ и ниже.

При необходимости селективности триггера может быть еще усилена за счет отбора событий по сигналу активной мишени (фактор отбора более 10), а также на основании информации от годоскопа H_4 и спектрометра ГАМС [с использованием соотношения (13)].

В такой же постановке эксперимент может быть осуществлен и при энергиях ускорителя СПС ЦЕРН ($E_{\pi, K, p} \approx 300$ ГэВ). Требования к триггеру значительно облегчаются ($\approx 5 \cdot 10^{-4}$) вследствие роста сечения (12); статистическая обеспеченность эксперимента ($\approx 10^5$ событий в месяц) на порядок величины выше, чем при энергии 40 ГэВ.

4. ИССЛЕДОВАНИЯ В ТЕРАЭЛЕКТРОН-ВОЛЬТНОЙ ОБЛАСТИ

Изучение процессов (5) при сверхвысоких энергиях представляет особый интерес. При переходе в область Тэватрона ФНАЛ, УНК ИФВЭ (3 ТэВ) и выше в диаграмме рис. 1 выживают только вакуумные особенности, центральные соударения насыщаются двухглюонной компонентой. Ожидаемый выход глюоболов в реакции (5) при $E_{\pi} = 2$ ТэВ возрастает на два порядка по сравнению с $E_{\pi} = 40$ ГэВ, доступный для измерений спектр масс глюоболов простирается до 12 ГэВ. Энергии глюоболов при этом по-прежнему остаются в серпуховской области ($E_G \approx 60$ ГэВ при $\bar{X}_F^{(G)} = 0$ и 120 ГэВ при $\bar{X}_F^{(G)} = 0,05$), и установка сохраняет ту же конфигурацию, что и при малых энергиях (рис. 7). Рассеянные адроны вылетают из мишени под очень малыми углами ($\bar{\theta}_h \approx 0,1$ мрад), и для их импульсного анализа могут быть использованы магниты с апертурой всего лишь в несколько сантиметров (например, стандартные дипольные магниты кольца ускорителя). Следует отметить, что даже при столь высокой энергии установка остается компактной ($L \approx 100$ м).

Весьма благоприятными при энергиях УНК становятся и фоновые условия — угловой аксептанс ГАМС для частиц фона падает с ростом энергии $\sim (\ln s)/s$, в то время как аксептанс для глюоболов (8) уменьшается медленнее, $\sim 1/\sqrt{s}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование процессов (5) при разных энергиях и с выделением в пучке разных адронов открывает возможность изучения механизма образования глюоболов и, в частности, позволит проверить гипотезу [18] о связи роста полных сечений взаимодействия адронов с резонансным образованием глюоболов в центральной области соударений. В пользу этой гипотезы, а также механизма глюонного обесцвечива-

ния [22], возможно, свидетельствуют данные об интенсивном образовании при энергиях колайдера ($\sqrt{s} = 0,5$ ТэВ) многофотонных конечных состояний [34], т. е. $gg \rightarrow P \rightarrow k\gamma$.

Возможности рассмотренной постановки эксперимента не исчерпываются глобальной тематикой. Одновременно изучается образование в центральной области соударений как глюболов, так и обычных мезонов, обогащенных gg -компонентой ($\eta', f, S^* \dots$). Количественное исследование реакций (5) дает возможность получить информацию о глюонных структурных функциях в труднодоступной области малых $X_F^{(g)}$.

В тераэлектрон-вольтовой области энергий особый интерес представляет изучение центрального образования и распада псевдоскалярных и скалярных частиц со скрытым очарованием или прелестью [например, $\eta_c \rightarrow \eta\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ (или 10γ)].

При осуществлении изложенной программы исследований будет также получена как попутный результат экспериментальная информация об образовании прямых фотонов с большими поперечными импульсами ($p_T \gtrsim 4$ ГэВ/с), представляющая традиционный интерес при высоких энергиях.

В заключение пользуюсь случаем поблагодарить В. В. Владимирского, С. С. Герштейна, И. И. Гуревича, А. А. Лебедева, А. К. Лиходеда, А. А. Логунова, В. А. Образцова, В. Н. Ройнишвили, Л. Д. Соловьева и Н. Е. Тюрина за обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fritzch H., Gell-Mann M. — Proc. 16th Intern. Conf. on High Energy Physics. Chicago, 1972, p. 135; Jaffe R. L., Johnson K. — Phys. Lett., 1976, v. 60B, p. 393.
2. Edwards C. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 259.
3. Edwards C. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 458.
4. Bloom E. D. — SLAC-PUB-2976, Stanford, 1982.
5. Бинон Ф. и др. — ЯФ, 1983, т. 38, с. 934; — Nuovo cimento, 1983, v. 78A, p. 313.
6. Бинон Ф. и др. — ЯФ, 1984, т. 39, с. 831; — Nuovo cimento, 1984, v. 80A, p. 715.
7. Etkin A. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1620; Lindenbaum S. — Phys. Lett., 1983, v. 131B, p. 221.
8. Akesson T. e. a. — Phys. Lett., 1983, v. 133B, p. 268.
9. Palano A. e. a. CERN-EP/83-107, Geneva, 1983.
10. Baillon P. e. a. — Nuovo cimento, 1967, v. 50A, p. 393.
11. Scharre D. L. SLAC-PUB-2880, Stanford, 1982; Meshkov S. — 7th Intern. Conf. on Exper. Meson Spectroscopy, Brook. Nat. Lab., 1983; PRE-26748, Univ. of Calif., Los-Angeles, 1983; CALT-68-923, 1982.
12. Donoghue J. F. — UMHER-157. Univ. of Massachusetts, 1981 (здесь же дана литература).
13. Gottfried K. — Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, p. 743, Brighton, England (1983); Lindenbaum S. — Ibid., p. 351.
14. Hitlin D. — Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Cornell, USA, 1983, p. 746.
15. Витюков С. И. и др. — Препринт ИФВЭ 83-203. Серпухов, 1983.

16. Weinstein J., Isgur N.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 659; Cohen I., Isgur N., Lipkin H. J.— Ibid., p. 1047; Ono S.— Phys. Rev., 1984, v. D29, p. 110.
17. Robson D.— Nucl. Phys., 1974, v. D9, p. 1215.
18. Герштейн С. С., Логунов А. А.— ЯФ, 1984, т. 39, с. 1514.
19. Low F. E.— Phys. Rev., 1975, v. D12, p. 163; Nussinov S.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1286;— Phys. Rev., 1974, v. D14, p. 246. Donnachie A., Landshoff P. V.— Phys. Lett., 1983, v. 123B, p. 345.
20. Lipkin H. J.— Phys. Lett., 1983, v. 124B, p. 509; Gomm H.— Phys. Rev. D, 1984, v. 30, p. 1120.
21. Salomone A., Schechter J., Turdon T.— Phys. Rev., 1981, v. D23, p. 1143.
22. Герштейн С. С., Лиходед А. К., Прокошкин Ю. Д.— ЯФ, 1984, т. 39, с. 251; Z. Phys. C, 1984, v. 24, p. 305.
23. Witten E.— Nucl. Phys., 1979, v. B156, p. 269; Veneciano G.— Nucl. Phys., 1979, v. B156, p. 213; Di Vecchia P.— Phys. Lett., 1979, v. 85B, p. 357; Vainstein A. I. e.a.— Nucl. Phys., 1981, v. B191, p. 301.
24. Königsman K. C.— SLAC-PUB-2910. Stanford, 1982.
25. Cloose F.— Proc. Intern. Europhysics Conf. on High Energy Physics. Brighton, England, 1983, p. 361.
26. Morgan D., Pennington M. R. RL-83-126. Ruth. Appl. Lab., Chilton, England, 1983.
27. Abramowicz H.e.a.— Z. Phys., 1982, v. C12, p. 289; Bergsma F.e.a.— Phys. Lett., 1983, v. 123B, p. 269; Dydak F.— Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Cornell, USA, 1983.
28. Трошин С. М., Тюрин Н. Е. Препринт ИФВЭ 84-79. Серпухов, 1984.
29. Barger V.— In: Proc. 17th Intern. Conf. on High Energy Physics. London, 1974, p. I-193.
30. Прокошкин Ю. Д.— ЯФ, 1984, т. 40, с. 1579.
31. Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, p. 571; Lipkin H. J.— Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 1827; Phys. Lett. B, 1975, v. 56, p. 76; Wethe-rell A. M.— In: Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics. Palermo, 1975, p. 639.
32. Бинон Ф. и др.— ЯФ, 1982, т. 36, с. 670 (здесь же дана литература); Nuovo cimento, 1982, v. 71A, p. 497.
33. Бинон Ф. и др.— ЯФ, 1983, т. 38, с. 1199; Lett. Nuovo cimento, 1984, v. 39, p. 41; —ЯФ, 1984, т. 39, с. 640.
34. Alpgard K.e.a.— Phys. Lett., 1982, v. 115B, p. 71.