УДК 539.1.01

АКСИГЛЮОННЫЕ РАСПАДЫ ТОПОНИЯ

Р. Н. Фаустов, И. Г. Василевская

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Кирально-цветная модель предсказывает существование аксиглюонов — цветного октета массивных аксиально-векторных калибровочных бозонов. В связи с этим представляют интерес распады топония на аксиглюоны и глюоны. В работе рассматриваются следующие распады топония: $\theta\to Ag$, $\theta\to AAg$, $\theta\to ggg\to AAg$. Ширина распадов S-состояний топония рассчитывается при различных возможных значениях массы аксиглюона.

Кирально-цветная модель была предложена П. Г. Фрамптоном и С. Л. Глэшоу в работе [1] и более детально разработана в работе [2].

Кирально-цветная модель базируется на калибровочной группе $R=SU(3)_L\otimes SU(3)_R\otimes SU(2)_L\otimes U_1$. В области энергий, превышающих характерную величину (≈ 250 ГэВ), совпадающую с масштабом объединения электромагнитного и слабого взаимодействий, калибровочной группой сильного взаимодействия является киральная цветная группа $SU(3)_L\otimes SU(3)_R$. При более низких энергиях происходит спонтанное нарушение симметрии $SU(3)_L\otimes SU(3)_R$ до симметрии $SU_V(3)$. Векторная подгруппа $SU_V(3)$ киральной цветной группы идентифицируется с цветной группой $SU_C(3)$ квантовой хромодинамики.

Спонтанное нарушение киральной цветной симметрии приводит к появлению цветного октета массивных аксиально-векторных калибровочных бозонов, названных аксиоглюонами. Аксиглюоны электрически нейтральны, их спин равен 1, зарядовая четность $C=+1$. Как отмечалось в работе [3], нижний предел массы аксиглюона равен 65 ГэВ. Предполагается, что константа связи аксиглюона с кварками совпадает со стандартной константой сильного взаимодействия.

В работе [1] отмечается, что в ближайшем будущем возможно экспериментальное заключение о существовании аксиглюонов на основе данных струйной резонансной спектроскопии. Это послужило бы проверкой истинности киральной цветной теории.

В связи с этим представляют интерес распады топония на аксиглюоны и глюоны. В данной работе рассматриваются следующие распады топония: $\theta\to Ag$, $\theta\to AAg$, $\theta\to ggg\to AAg$. Ширина распадов $^3S_1$-состояний топония рассчитывается при различных возможных значениях массы аксиглюона.

Диаграмма процесса $\theta\to Ag$ приведена на рис. 1. Для матричного элемента получаем следующее выражение:

$$F=\frac{g^2}{(2\pi)^3}\int d^4q_1\,\mathrm{Tr}\left\{\Delta(q_1)\Gamma(q_1,\ q_2)\Delta(q_2)\frac{\lambda^a}{2}\gamma_\mu\Delta(q_3)\frac{\lambda^b}{2}\gamma_\nu\gamma_5\right\}\times$$
$$\times G^\mu_a(k)B^\nu_b(p),$$

где Δ — пропагатор кварка, B — четырехмерный вектор поляризации аксиглюона, p — 4-импульс аксиглюона, k — 4-импульс глюона, q_i, $i=1, 2, 3$, — 4-импульсы виртуальных кварков.

Вершина $\Gamma(q_1, q_2)$ удовлетворяет следующему уравнению:

$$\Gamma(q_1, q_2)=\int \frac{d^4s}{(2\pi)^4} V(q, s; p)\Delta\left(\frac{p}{2}+s\right)\Gamma\left(\frac{p}{2}+s, \frac{p}{2}-s\right)\Delta\left(\frac{p}{2}-s\right),$$

где $p=q_1+q_2$, $q=(1/2)(q_1-q_2)$. (1)

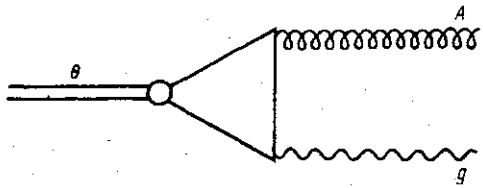

Рис. 1

Двухвременная волновая функция связана с вершиной $\Gamma(q_1, q_2)$ соотношением

$$\psi_p(s)=\Delta\left(\frac{p}{2}+s\right)\Gamma\left(\frac{p}{2}+s, \frac{p}{2}-s\right)\Delta\left(\frac{p}{2}-s\right).$$

Одновременная волновая функция в импульсном представлении вводится следующим образом:

$$\psi_p(s)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{ds^0}{2\pi}\psi_p(s)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{ds^0}{2\pi}\Delta\left(\frac{p}{2}+s\right)\Gamma\left(\frac{p}{2}+s, \frac{p}{2}-s\right)\Delta\left(\frac{p}{2}-s\right). \quad (2)$$

Предполагая, что взаимодействие является мгновенным, т. е. V не зависит от нулевых компонент относительных 4-импульсов, можно преобразовать уравнение (1), используя выражение (2). В итоге получим

$$\Gamma(q_1, q_2)=\int\frac{d^3s}{(2\pi)^3}V(\mathbf{q}, \mathbf{s}; \mathbf{p})\psi_p(\mathbf{s}).$$

Теперь воспользуемся квазипотенциальным уравнением [4] в системе центра масс:

$$(M-2\sqrt{|\mathbf{q}|^2+m^2})\psi(\mathbf{q})=\frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3\mathbf{s}V(\mathbf{q}, \mathbf{s}; p)\psi_p(\mathbf{s}),$$

где $\mathbf{q}=\mathbf{q}_1=-\mathbf{q}_2$, M — масса исходной частицы. В итоге получим

$$\Gamma(q_1, q_2)=(M-2\sqrt{|\mathbf{q}|^2+m^2})\psi(\mathbf{q}).$$

Последующие вычисления показывают, что основной вклад дает скалярная часть волновой функции, т. е. $\psi_{\alpha\beta}=\psi_s\delta_{\alpha\beta}$. Так как мы рассматриваем ширину распадов $^3S_1$-состояний топония, то $\psi_s(\mathbf{q})=\psi_s(|\mathbf{q}|)$. Таким образом,

$$\int d^4q_1\,\mathrm{Tr}\{\Delta(q_1)\Gamma(q_1, q_2)\Delta(q_2)\gamma_\mu\Delta(q_3)\gamma_\nu\gamma_5\}\approx\int d^4q_1(M-2\sqrt{|q|^2+m^2})\times$$
$$\times\psi_s(|q|)\,\mathrm{Tr}\{\Delta(q_1)\Delta(q_2)\gamma_\mu\Delta(q_3)\gamma_\nu\gamma_5\}=4mM\varepsilon_{0\mu\rho\nu}k^0\times$$
$$\times\int d^4q_1\psi_s(|q|)\frac{M-2\sqrt{|q|^2+m^2}}{(m^2-q_1^2)(m^2-q_2^2)(m^2-q_3^2)},$$

где m — масса t-кварка.

При интегрировании по импульсу удобно воспользоваться сферической системой координат. Интегрируя по q_1^0 и угловым координатам и отбрасывая члены, дающие численный вклад менее 1%, в результате получим

$$\int d^4q_1 \frac{M-2\sqrt{q^2+m^2}}{(m^2-q_1^2)(m^2-q_2^2)(m^2-q_3^2)}\psi_s(q)=\frac{3\pi M}{k^0}\mathbf{J},$$

где $q=|\mathbf{q}|$,

$$\mathbf{J}=\int dq \frac{q\psi_s(q)}{(q^2+m^2)(2\sqrt{q^2+m^2}+M)}\ln\frac{|M-2\sqrt{q^2+m^2}|}{M+2\sqrt{q^2+m^2}}\ln\frac{\sqrt{q^2+m^2}+q}{\sqrt{q^2+m^2}-q}.$$

Используя (1)—(4), найдем

$$\overline{\mathbf{F}}\mathbf{F}=\frac{19g^4}{\pi^4}m^2M^4\mathbf{J}^2\frac{1}{k^0p^0}.$$

Ширина распада выражается следующим образом:

$$\Gamma_1=\int d^4k\,\frac{\overline{\mathbf{F}}\mathbf{F}}{2M}\,\delta(k^2).$$

Проинтегрировав, в итоге получим

$$\Gamma_1=\frac{288\alpha_s^2}{\pi}m^2M^3J^2(\sqrt{M^2+2M_A(M_A-M)}-M_A),$$

где M_A — масса аксиглюона.

Результаты расчетов ширины распада $\theta\to Ag$ при различных значениях массы аксиглюона приведены в таблице. Мы используем следующие значения параметров: $\alpha_s=0{,}143$, $m_t=\{75, 80, 85\}$ ГэВ.

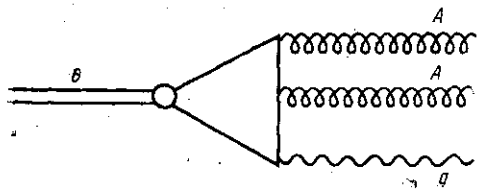

Рис. 2

Диаграмма процесса $\theta\to AAg$ приведена на рис. 2. Для матричного элемента получаем следующее выражение:

$$\mathbf{F}=\frac{g^3}{(2\pi)^{9/2}}\int d^4q_1\,\mathrm{Tr}\left\{\Delta(q_1)\Gamma(q_1,\ q_4)\Delta(q_4)\frac{\lambda^c}{2}\gamma_\nu\Delta(q_3)\frac{\lambda^b}{2}\gamma_\beta\gamma_5\times\right.$$

$$\left.\times\Delta(q_2)\frac{\lambda^a}{2}\gamma_\alpha\gamma_5\right\}\mathbf{G}_c^\nu(k)B_a^\alpha(p_1)B_b^\beta(p_2),$$

где p_i, $i=1, 2$, — 4-импульсы аксиглюонов, k — 4-импульс глюона, q_i, $i=\overline{1, 4}$, — 4-импульсы виртуальных кварков.

В результате вычислений, аналогичных предыдущим, получим

$$\int d^4q_1\,\mathrm{Tr}\{\Delta(q_1)\Gamma(q_1,\ q_4)\Delta(q_4)\gamma_\nu\Delta(q_3)\gamma_\beta\gamma_5\Delta(q_2)\gamma_\alpha\gamma_5\}=$$

$$=\pi m\int dq\,q\psi(q)\left\{(2\sqrt{q^2+m^2}-M)[(p_1)_\nu\delta_{\alpha\beta}+3(p_2)_\alpha\delta_{\beta\nu}+\right.$$

M_A, ГэВ	Γ_1, кэВ	Γ_2, кэВ	Γ_3, эВ
	m_t=75 ГэВ		
65	47,38	0,78	2,06
70	40,95	0,19	1,05
75	35,04		
80	29,67		
90	20,49		
100	13,31		
110	7,95		
120	4,17		
130	1,73		
140	0,40		
	m_t=80 ГэВ		
65	60,12	1,49	3,35
70	52,81	0,66	2,31
75	46,02	0,16	1,19
80	39,75		
90	28,81		
100	19,94		
110	12,99		
120	7,79		
130	4,10		
140	1,71		
150	0,40		
	m_t=85 ГэВ		
65	71,07	2,24	4,83
70	63,26	1,28	3,74
75	55,94	0,57	2,57
80	49,11	0,14	1,32
90	36,96		
100	26,81		
110	18,59		
120	12,15		
130	7,31		
140	3,86		
150	1,61		
160	0,38		

$$+2(p_1)_\beta\,\delta_{\alpha\nu}]\left[\frac{2}{k^0(M-p_1^0)(q^2+m^2)}\ln\frac{\sqrt{q^2+m^2}+q}{\sqrt{q^2+m^2}-q}-\right.$$

$$-\frac{F_1}{(M-p_1^0)\,p_2^0\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}}+\frac{F_2(k^0)}{2k^0p_2^0\sqrt{q^2+m^2+2(k^0)^2}}-$$

$$\left.-\frac{2}{M(M+2)\sqrt{q^2+m^2)}}\right]\Big[M(p_1^0+p_2^0)(p_1)_\nu\,\delta_{\alpha\beta}+(4m^2+Mp_1^0)(p_2)_\alpha\delta_{\beta\nu}+$$

$$+\left(2m^2+M\left(p_1^0+\frac{p_2^0}{2}\right)\right)(p_1)_\beta\,\delta_{\alpha\nu}\Big]\left[\frac{M^2}{k^0p_1^0(M-p_1^0)(q^2+m^2)}\times\right.$$

$$\left.\times\ln\frac{\sqrt{q^2+m^2}-q}{\sqrt{q^2+m^2}+q}+\frac{1}{2p_2^0\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}}\right]\left(\frac{4p_1^0-3M}{M-p_1^0}F_1-\left(4+\frac{M}{p_1^0}\right)F_3\right)+$$

$$MF_2\,(k^0)\qquad)$$

где

$$q=|\mathbf{q}_1|,$$

$$\mathbf{F}_1=\frac{1}{M-p_1^0+\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}}\times$$

$$\times\ln\frac{\left[\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}-q\right]\left[|M-p_1^0-q|+M-p_1^0+\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}\right]}{\left[q+2(M-p_1^0)+\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}\right]\left|M-p_1^0+\sqrt{q^2+2p_1^2}-|M-p_1^0-q|\right|}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}+p_1^0-M}\times$$

$$\times\ln\frac{\left(\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}+q\right)\left|\,|M-p_1^0-q|+M-p_1^0-\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}\right|}{\left|\left(q+2(M-p_1^0)-\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}\right)\left(|M-p_1^0-q|-M+p_1^0+\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}\right)\right|},$$

$$\mathbf{F}_2(x)-\frac{1}{x+\sqrt{q^2+m^2+2x^2}}\ln\left\{\frac{\sqrt{(x-q)^2+m^2}+x+\sqrt{q^2+m^2+2x^2}}{\sqrt{(x+q)^2+m^2}+x+\sqrt{q^2+m^2+2x^2}}\times\right.$$

$$\left.\times\left|\frac{\sqrt{(x+q)^2+m^2}-x-\sqrt{q^2+m^2+2x^2}}{\sqrt{(x-q)^2+m^2}-x-\sqrt{q^2+m^2+2x^2}}\right|\right\}+\frac{1}{\sqrt{q^2+m^2+2x^2}-x}\times$$

$$\times\ln\left\{\frac{\sqrt{(x+q)^2+m^2}-x+\sqrt{q^2+m^2+2x^2}}{\sqrt{(x-q)^2+m^2}-x+\sqrt{q^2+m^2+2x^2}}\times\right.$$

$$\left.\times\left|\frac{\sqrt{(x-q)^2+m^2}+x-\sqrt{q^2+m^2+2x^2}}{\sqrt{(x+q)^2+m^2}+x-\sqrt{q^2+m^2+2x^2}}\right|\right\},$$

$$\mathbf{F}_3=\frac{1}{\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}+p_1^0}\ln\frac{\left(q+2p_1^0-\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}\right)\left|\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}-p_1^0+|q-p_1^0|\right|}{\left(\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}-q\right)\left(\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}+p_1^0+|q-p_1^0|\right)}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}-p_1^0}\ln\frac{\left(q+2p_1^0-\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}\right)\left|\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}-p_1^0+|q-p_1^0|\right|}{\left(\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}+q\right)\left|\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}-p_1^0-|q-p_1^0|\right|}.$$

Ширина распада дается выражением

$$\Gamma_2=\int d^4p_1\int d^4k\,\frac{\sum\overline{\mathbf{F}}\mathbf{F}}{2M}\,\delta(p_1^2-M_A^2)\,\delta(k^2).$$

Получаем

$$\Gamma_2=\frac{64\alpha_s^3m^2}{\pi^2M}\int\limits_0^{\frac{M}{2}-2\frac{M_A^2}{M}}dk^0\int\limits_{\frac{M(M-2k^0)}{2(M-k^0)}}^{\frac{(M-k^0)^2+(k^0)^2}{2(M-k^0)}}dp_1^0\,\frac{k^0\left((p_1^0)^2-M_A^2\right)}{p_1^0\,(M-k^0-p_1^0)}\times$$

$$\times\left\{\left[\frac{5}{9}\left[(p_1^0)^2-M_A^2\right]+(k^0)^2\right]\left[\int dq\,q\psi(q)\left(2\sqrt{q^2+m^2}-M\right)\mathbf{J}_1\right]^2-\right.$$

$$-\frac{4}{3M}\left[\frac{(p_1^0)^2-M_A^2}{15}\left[M\left(13(M-k^0)+4p_1^0\right)+16m^2\right]+(k^0)^2\left(4m^2+Mp_1^0\right)\right]\times$$

$$\times\left[\int dq\, q\psi(q)\left(2\sqrt{q^2+m^2}-M\right)\mathbf{J}_1\right]\left[\int dq\, q\psi(q)\frac{\mathbf{J}_2}{M+2\sqrt{q^2+m^2}}\right]+$$

$$+\frac{4}{9M^2}\left[\frac{2}{5}[(p_1^0)^2-M_A^2]\left\{5M^2(M-k^0)^2+(4m^2+Mp_1^0)\left[2m^2+\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.+M\left(\frac{p_1^0}{2}+M-k^0\right)\right]\right\}+(k^0)^2(4m^2+Mp_1^0)^2\right]\times$$

$$\times\left[\int dq\, q\psi(q)\frac{\mathbf{J}_2}{M+2\sqrt{q^2+m^2}}\right]^2\Bigg\},$$

где

$$\mathbf{J}_1=\frac{2}{k^0(M-p_1^0)(q^2+m^2)}\ln\frac{\sqrt{q^2+m^2}+q}{\sqrt{q^2+m^2}-q}-\frac{\mathbf{F}_1}{M-p_1^0}\times$$

$$\times\frac{1}{(M-k^0-p_1^0)\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}}+\frac{\mathbf{F}_2(k^0)}{2k^0(M-k^0-p_1^0)\sqrt{q^2+m^2+2(k^0)^2}},$$

$$\mathbf{J}_2=\frac{M^2}{k^0p_1^0(M-p_1^0)(q^2+m^2)}\ln\frac{\sqrt{q^2+m^2}-q}{\sqrt{q^2+m^2}+q}+\frac{1}{2(M-k^0-p_1^0)}\frac{1}{\sqrt{q^2+2\mathbf{p}_1^2}}\times$$

$$\times\left[\frac{\mathbf{F}_1(4p_1^0-3M)}{M-p_1^0}-\left(4+\frac{M}{p_1^0}\right)\mathbf{F}_3\right]+$$

$$+\frac{M\mathbf{F}_2(k^0)}{k^0(M-k^0-p_1^0)\sqrt{q^2+m^2+2(k^0)^2}}.$$

Результаты расчетов ширины распада $\theta\to AAg$ при различных возможных значениях массы аксиглюона приведены в таблице.

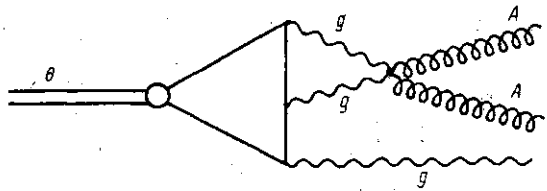

Рис. 3

Диаграмма процесса $\theta\to ggg\to AAg$ приведена на рис. 3. Для матричного элемента получаем следующее выражение [5]:

$$\mathbf{F}=\frac{g^5}{(2\pi)^{9/2}}\int dk_1\int dq_1\,\mathrm{Tr}\left\{\Delta(q_1)\Gamma(q_1,\ q_4)\Delta(q_4)\frac{\lambda_e}{2}\gamma^\nu\Delta(q_3)\frac{\lambda_i}{2}\gamma^\sigma\times\right.$$

$$\left.\times\Delta(q_2)\frac{\lambda_j}{2}\gamma^\varphi\right\}D^{ja}_{\varphi\alpha}(k_1)D^{ic}_{\sigma\gamma}(k_2)\Gamma^{\alpha\gamma\beta\delta}_{acbd}(k_1,\ k_2,\ p_1,\ p_2)B^b_\beta(p_1)\times$$

$$\times B^d_\delta(p_2)\mathbf{G}^e_\nu(k_3),$$

где

$$\Gamma^{\alpha\gamma\beta\delta}_{acbd}=f_{hac}f_{hbd}(g_{\alpha\beta}g_{\gamma\delta}-g_{\alpha\delta}g_{\beta\gamma})+f_{had}f_{hbc}(g_{\alpha\beta}g_{\gamma\delta}-g_{\alpha\gamma}g_{\beta\delta})+$$

$$+f_{hab}f_{hcd}(g_{\alpha\gamma}g_{\beta\delta}-g_{\alpha\delta}g_{\beta\gamma}),$$

p_i, $i=1, 2$, — 4-импульсы аксиглюонов, k_3 — 4-импульс глюона, k_i, $i=1, 2$, — 4-импульсы виртуальных глюонов, q_i, $i=\overline{1, 4}$ — 4-импульсы виртуальных кварков.

В результате вычислений, аналогичных предыдущим, получим

$$\int d^4k_1 \frac{1}{k_1^2 k_2^2}\left[\int d^4q_1 \operatorname{Tr}\{\Delta(q_1)\Gamma(q_1, q_4)\Delta(q_4)\gamma^\nu\Delta(q_3)\gamma^\nu\Delta(q_2)\gamma^\alpha\}\right]=$$

$$=\pi m\int d^4k_1 \frac{k_1^\nu}{k_1^2 k_2^2}\int dq\, q\psi(q)\left\{(M-2\sqrt{q^2+m^2})\left[\frac{2}{k_3^0(M-k_1^0)(q^2+m^2)}\times\right.\right.$$

$$\times\ln\frac{\sqrt{q^2+m^2}-q}{\sqrt{q^2+m^2}+q}+\frac{\mathbf{F}_5}{k_2^0|M-k_1^0\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}}-\frac{\mathbf{F}_2(k_3^0)}{2k_2^0k_3^0}\times$$

$$\left.\times\frac{1}{\sqrt{q^2+m^2+2(k_3^0)^2}}\right]-\frac{2(k_1^0+k_2^0)}{M+2\sqrt{q^2+m^2}}\left[\frac{M^2}{k_1^0k_3^0(M-k_1^0)(q^2+m^2)}\times\right.$$

$$\times\ln\frac{\sqrt{q^2+m^2}+q}{\sqrt{q^2+m^2}-q}+\frac{1}{2k_2^0\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}}\left(\frac{M+4k_1^0}{|k_1^0|}\mathbf{F}_4+\frac{3M-4k_1^0}{|M-k_1^0|}\mathbf{F}_5\right)-$$

$$\left.\left.-\frac{M\mathbf{F}_2(k_3^0)}{k_2^0k_3^0\sqrt{q^2+m^2+2(k_3^0)^2}}\right]\right\}\delta_{\alpha\gamma},$$

где $q\equiv|\mathbf{q}_1|$,

$$\mathbf{F}_4=\frac{1}{\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|k_1^0|}\times$$

$$\times\ln\frac{(\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|k_1^0|+|q+k_1^0|)(\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|k_1^0|-|q-k_1^0|)}{(\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|k_1^0|-|q+k_1^0|)(\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|k_1^0|+|q-k_1^0|)}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}-|k_1^0|}\times$$

$$\times\ln\left|\frac{(|q-k_1^0|-|k_1^0|+\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2})(|q+k_1^0|+|k_1^0|-\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2})}{(|q-k_1^0|+|k_1^0|-\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2})(|q+k_1^0|-|k_1^0|+\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2})}\right|,$$

$$\mathbf{F}_5=\frac{1}{\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|M-k_1^0|}\ln\left\{\frac{\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|M-k_1^0|+|q-M+k_1^0|}{\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|M-k_1^0|+|q+M-k_1^0|}\times\right.$$

$$\left.\times\frac{\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|M-k_1^0|-|q+M-k_1^0|}{\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}+|M-k_1^0|-|q-M+k_1^0|}\right\}+\frac{1}{\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2}-|M-k_1^0|}\times$$

$$\times\ln\left|\frac{(|q+M-k_1^0|-|M-k_1^0|+\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2})(|q-M+k_1^0|+|M-k_1^0|-\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2})}{(|q+M-k_1^0|+|M-k_1^0|-\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2})(|q-M+k_1^0|-|M-k_1^0|+\sqrt{q^2+2\mathbf{k}_1^2})}\right|.$$

Ширина распада выражается следующим образом:

$$\Gamma_3=\frac{1}{2M}\int d^4p_1\int d^4k_3\overline{\mathbf{F}}\mathbf{F}\delta(p_1^2-M_A^2)\delta(k_3^2).$$

Проинтегрировав (5) по k_1 и отбросив члены, дающие численный вклад менее 10%, получим

$$\Gamma_3 = \frac{53\alpha_s^5 m^2}{8(4\pi)^4 M} \int\limits_0^{\frac{M}{2} - 2\frac{M_A^2}{M}} dk_3^0 \frac{J_3^2}{(k_3^0)^5} \int\limits_{\frac{M(M-2k_3^0)}{2(M-k_3^0)}}^{\frac{(M-k_3^0)^2+(k_3^0)^2}{2(M-k_3^0)}} dp_1^0 \frac{(p_1^0)^2 - M_A^2}{p_1^0 (M - p_1^0 - k_3^0)} =$$

$$= \frac{53\alpha_s^5 m^2}{8(4\pi)^4 M} \int\limits_0^{\frac{M}{2} - 2\frac{M_A^2}{M}} dk_3^0 \frac{J_3^2}{(k_3^0)^3} \left\{ \frac{1}{M - k_3^0} + \frac{1}{(k_3^0)^2} \left(k_3^0 - M + \frac{2M_A^2}{M - k_3^0} \right) \times \right.$$

$$\left. \times \ln \frac{M^2 + 2k_3^0 (k_3^0 - M)}{M(M - 2k_3^0)} \right\},$$

где

$$J_3 = \int dq\, q\psi(q) \left\{ \frac{M^2 \ln M (M - 2\sqrt{q^2+m^2})}{q^2+m^2} \ln \frac{\sqrt{q^2+m^2}+q}{\sqrt{q^2+m^2}-q} + (M - k_3^0)^2 \times \right.$$

$$\left. \times \ln (M - k_3^0) \left[\frac{M}{2} - \sqrt{q^2+m^2} + \frac{2M(M-k_3^0)}{M + 2\sqrt{q^2+m^2}} \right] \frac{F_2(k_3^0)}{\sqrt{q^2+m^2+2(k_3^0)^2}} \right\}.$$

Результаты расчетов ширины распада $\theta \to ggg \to AAg$ при различных возможных значениях массы аксиглюона приведены в таблице.

Если подтвердятся указания на то, что масса t-кварка превышает 100 ГэВ, то некоторые выводы статьи потребуют корректировки с учетом доминирующего распада $t \to W + b$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Frampton P., Glashow S.//Phys. Lett. 1987. **190B**. P. 137. [2] Frampton P., Glashow S.//Phys. Rev. Lett. 1987. 58. P. 2168. [3] Cuypers F., Frampton P.//Phys. Rev. Lett. 1989. 63. P. 125. [4] Faustov R. N.//Ann. of Phys. (N. Y.). 1973. 78. P. 176. [5] Bagger J., Schmidt C., King S.//Phys. Rev. 1988. **D37**. P. 1188.

Поступила в редакцию
20.03.90