СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

P2 - 4522

С.Б.Герасимов

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ ρ^0-, ω- И ϕ-МЕЗОНОВ В НАРУШЕННОЙ SU(3) - СИММЕТРИИ

1969

P2 - 4522

С.Б.Герасимов

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ ρ^{0}-, ω- И ϕ-МЕЗОНОВ В НАРУШЕННОЙ SU(3) - СИММЕТРИИ

Если предположить, что ρ^0 - , ω - и ϕ - мезоны дают доминирующий вклад в первое правило сумм Вайнберга/1/

$$\int d m^2 \left(\frac{\rho_1^{\alpha\beta}(m^2)}{m^2} + \rho_0^{\alpha\beta}(m^2)\right) = S\,\delta_{\alpha\beta} + S'\,\delta_{\alpha 0}\,\delta_{\beta 0} \tag{1}$$

для спектральных функций $\rho_{1,0}^{\alpha\beta}(m^2)$, входящих в представление Челлена-Лемана для корреляционной функции $\Delta_{\mu\nu}^{\alpha\beta}(q^2)$ векторных токов $V_\mu^\alpha(x)$ ($\alpha = 0,1,2,\ldots 8$ - унитарные индексы)

$$\Delta_{\mu\nu}^{\alpha\beta}(q^2) - S_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = i\int d^4x\, e^{iqx} < 0\,|\,T(V_\mu^\alpha(x)\,V_\nu^\beta(0))\,|\,0> =$$

$$= \int dm^2\,(q^2+m^2)^{-1}\left[\rho_1^{\alpha\beta}(m^2)\left(\delta_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m^2}\right) + q_\mu q_\nu\,\rho_0^{\alpha\beta}(m^2)\right], \tag{2}$$

то можно получить следующие соотношения для константы перехода фотон-векторный мезон/2,3/:

$$\frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} = \frac{3}{4g_Y^2}\left(m_\phi^2\cos^2\theta_Y + m_\omega^2\sin^2\theta_Y\right) = 3\left(\frac{m_\phi^2}{g_\phi^2} + \frac{m_\omega^2}{g_\omega^2}\right), \tag{3}$$

и углов $\omega - \phi$ смешивания/3/.

$$m_\omega^2\,\mathrm{tg}\,\Theta_Y = m_\phi^2\,\mathrm{tg}\,\Theta_B\ . \tag{4}$$

Постоянные связи g_V и углы смешивания Θ_Y и Θ_B определяются через матричные элементы изоспинового (I), гиперзарядового (Y) и барионного (B) токов:

$$
\begin{aligned}
&< 0 \mid V_\mu^{(I)}(0) \mid \rho^0 > = < 0 \mid V_\mu^3(0) \mid \rho^0 > = m_\rho^2 g_\rho^{-1} \epsilon_\mu , \\
&< 0 \mid V_\mu^{(Y)}(0) \mid \phi > = \frac{2}{\sqrt{3}} < 0 \mid V_\mu^8(0) \mid \phi > = m_\phi^2 g_Y^{-1} \cos\Theta_Y \epsilon_\mu , \\
&< 0 \mid V_\mu^{(Y)}(0) \mid \omega > = \frac{2}{\sqrt{3}} < 0 \mid V_\mu^8(0) \mid \omega > = - m_\omega^2 g_Y^{-1} \sin\Theta_Y \epsilon_\mu , \qquad (5) \\
&< 0 \mid V_\mu^{(B)}(0) \mid \phi = \sqrt{\frac{2}{3}} < 0 \mid V_\mu^0(0) \mid \phi > = m_\phi^2 g_B^{-1} \sin\Theta_B \epsilon_\mu , \\
&< 0 \mid V_\mu^{(B)}(0) \mid \omega > = \sqrt{\frac{2}{3}} < 0 \mid V_\mu^0(0) \mid \omega > = m_\omega^2 g_B^{-1} \cos\Theta_B \epsilon_\mu ,
\end{aligned}
$$

где ϵ_μ - вектор поляризации мезона.

Соотношение (4) несовместимо с моделью смешивания масс /4/, когда угол смешивания Θ_1 ($\Theta_1 = \Theta_Y = \Theta_B = 40^0$) определяется через формулу Гелл-Манна-Окубо для квадратов масс нонета векторных мезонов

$$4m_{K^*}^2 - m_\rho^2 = 3(m_\phi^2 \cos^2\Theta_1 + m_\omega^2 \sin^2\Theta_1). \qquad (6)$$

В работе /5/ было показано, что в модели алгебры калибровочных полей /6/ только модель "смешивания токов" /3,7/ со значениями углов

$$
\begin{aligned}
&\mathrm{tg}\,\Theta = \frac{m_\omega}{m_\phi} \mathrm{tg}\,\Theta_Y = \frac{m_\phi}{m_\omega} \mathrm{tg}\Theta_B , \\
&\frac{4}{m_{K^*}^2} - \frac{1}{m_\rho^2} = 3\left(\frac{\cos^2\Theta}{m_\phi^2} + \frac{\sin^2\Theta}{m_\omega^2} \right)
\end{aligned}
\qquad (7)
$$

совместима с обычными SU(3) - коммутационными соотношениями токов. Поэтому большую важность приобретает вопрос о справедливости правила сумм (1) и его совместимости с моделью "смешивания масс". Положительный ответ на поставленный вопрос был бы свидетельством против модели алгебры полей. Представляет интерес рассмотреть следующую возможность.

Правило сумм Вайнберга (1) является справедливым, но заключает в себе „слишком много симметрии", чтобы быть справедливым в рамках ρ-, ω-, ϕ - доминантности. Тогда возникает альтернатива: либо отказаться от возможности проверки (1) и лежащих в его основе свойств асимптотической симметрии в рамках векторной доминантности, либо попытаться придать смысл полюсному насыщению правил сумм типа (1) при менее ограничительных условиях на характер симметрии функции $\Delta^{\alpha\beta}_{\mu\nu}(q^2)$ при $q^2 \to \infty$. На первом пути был получен интересный результат /8/, говорящий о допустимости сохранения модели смешивания масс при условии справедливости (1). Мы обратимся к другой возможности, именно: к сравнению следствий полюсного насыщения правил сумм при более общих условиях, накладываемых на унитарную структуру функции $\Delta^{\alpha\bar{\beta}}_{\mu\nu}$ в нарушенной $\tilde{S}U(3)$ - симметрии. Наш подход будет чисто феноменологическим. Предполагая обычные унитарные свойства нарушающего симметрию взаимодействия (шпурион λ_8) и возможность использования теории возмущений по этому взаимодействию, запишем унитарную структуру $\Delta^{\alpha\beta}$ (мы не выписываем далее пространственных индексов и переменных) в виде

$$\Delta^{\alpha\beta} = \Delta_1 \delta_{\alpha\beta} + \Delta_2 \delta_{\alpha 0} \delta_{\beta 0} + \Delta_3 (\delta_{\alpha 0} \delta_{\beta 8} + \delta_{\beta 0} \delta_{\alpha 8}) + \Delta_4 d_{\alpha\beta 8}, \quad (8)$$

где Δ_i - функции, уже не зависящие от унитарных индексов, и $d_{\alpha\beta\gamma}$ - коэффициенты, определяющие антикоммутаторы λ - матриц. Из (8) можно получить соотношение типа формулы (6):

$$4\Delta^{K^*} - \Delta^{\rho^0} = 9(\Delta^{\omega} + \Delta^{\phi}), \quad (9)$$

где

$$\Delta^{K^*} \equiv \frac{1}{2}(\Delta^{66} + \Delta^{77}),$$

$$\Delta^{\rho^0} \equiv \Delta^{33}. \qquad (10)$$

$$3(\Delta^{\omega} + \Delta^{\phi}) \equiv \Delta^{88}.$$

Переходя к пределу $q^2 \to \infty$ или $q^2 \to 0$ в формуле (9), можно получать теперь правила сумм для различных моментов от спектральных функций $\rho_1^{\alpha\beta}(m^2)$ (вкладом $\rho_0^{\alpha\beta}(m^2)$ мы, следуя/2,3/, будем пренебрегать, поскольку он является членом второго порядка теории возмущений по нарушающему симметрию взаимодействию):

$$4\rho_n^{K^*} - \rho_n^{\rho^0} = 9(\rho_n^{\omega} + \rho_n^{\phi}), \qquad (11)$$

$$\rho_n^{\alpha\beta} = \int m^{2n} \rho_1^{\alpha\beta}(m^2)\, dm^2, \quad n = 0, -1, -2, \ldots \qquad (12)$$

Поскольку нашей целью является использование приближенного насыщения правил сумм (11) вкладом нонета векторных мезонов, то естественно рассмотреть (11) для значений $n = -1, -2$. В этом случае правила сумм будут менее чувствительными к вкладу асимптотически высоких энергий, где можно ожидать нарушения векторной доминантности/8/.

При $n = -1$ и $n = -2$ полюсное приближение для спектральных правил сумм (11) дает

$$4\frac{m^2_{K^*}}{g^2_{K^*}} - \frac{m^2_{\rho}}{g^2_{\rho}} = 9\left(\frac{m^2_{\omega}}{g^2_{\omega}} + \frac{m^2_{\phi}}{g^2_{\phi}}\right), \qquad (13)$$

$$\frac{4}{g^2_{K^*}} - \frac{1}{g^2_{\rho}} = 9\left(\frac{1}{g^2_{\omega}} + \frac{1}{g^2_{\phi}}\right). \qquad (14)$$

Исключая g_{K^*} из (13) и (14), получаем правило сумм для констант связи:

$$\frac{m_\rho^2-m_{K^*}^2}{9g_\rho^2}+\frac{m_\omega^2-m_{K^*}^2}{g_\omega^2}+\frac{m_\phi^2-m_{K^*}^2}{g_\phi^2}=0, \tag{15}$$

или для ширин распадов:

$$\frac{m_\rho^2-m_{K^*}^2}{9m_\rho}\Gamma(\rho\to\ell^+\ell^-)+\frac{m_\omega^2-m_{K^*}^2}{m_\omega}\Gamma(\omega\to\ell^+\ell^-)+\frac{m_\phi^2-m_{K^*}^2}{m_\phi}\Gamma(\phi\to\ell^+\ell^-)=0. \tag{16}$$

Для сравнения приведем следствие полюсного насыщения правила сумм (1):

$$\frac{1}{3}m_\rho\Gamma(\rho\to\ell^+\ell^-)-m_\omega\Gamma(\omega\to\ell^+\ell^-)-m_\phi\Gamma(\phi\to\ell^+\ell^-)=0. \tag{17}$$

С использованием экспериментальных данных [9]

$$\frac{g_\rho^2}{4\pi}=2{,}10\pm0{,}11;\quad \frac{g_\omega^2}{4\pi}=14{,}8\pm2{,}8;\quad \frac{g_\phi^2}{4\pi}=11{,}0\pm1{,}8;$$
$$g_\rho^{-2}:g_\omega^{-2}:g_\phi^{-2}=9:1{,}28:1{,}72 \tag{18}$$

получаем для суммы членов в левой части равенства (16) величину $\Sigma=(-0{,}05\pm0{,}12)$, а для левой части (17) $\Sigma=(-0{,}53\pm0{,}56)$. Соотношения (15) и (16) не зависят от модели $\omega-\phi$ смешивания. Модель $\omega-\phi$ смешивания определяется видом нарушающего SU(3) – симметрию эффективного лагранжиана (см., например, [5])

$$\mathcal{L}=-\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^a_{\mu\nu}-\frac{1}{2}m_0^2v^a_\mu v^a_\mu+\mathcal{L}_{\text{вг}}, \tag{19}$$

$$\mathfrak{L}_{вг} = \begin{cases} -\frac{1}{2}\kappa_m^2 d_{aa8} v_\mu^a v^a{}_\mu & (20а) \\ \\ -\frac{1}{4}\kappa_c^2 d_{aa8} F^a_{\mu\nu} F^a_{\mu\nu} \quad ; & (20б) \end{cases}$$

где

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu v^a_\nu - \partial_\nu v^a_\mu - g_0 f_{a\beta\gamma} v^\beta_\mu v^\gamma_\nu ,$$

v^a_μ – оператор поля векторного мезона, g_0 и $\kappa^2_{m(c)}$ – константы эффективного лагранжиана взаимодействия векторных полей. Выражение (20а) соответствует модели "смешивания масс" и приводит к массовой формуле (6), а (20б) определяет модель "смешивания токов" и ведет к формуле (7) для обратных квадратов масс.

Отметим, что условием совместимости правил сумм (13) и (14) и массовой формулы Гелл–Манна–Окубо (6) будут равенства

$$\frac{1}{g_\rho^2} = \frac{1}{g^2_{K^*}} = \frac{1}{g_8^2} = \frac{1}{g_Y^2}, \qquad (21)$$

а условием совместимости (13) и (14) и массовой формулы Кольмана и Шнитцера[7] (7) будет следующее соотношение:

$$\frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} = \frac{m^2_{K^*}}{g^2_{K^*}} . \qquad (22)$$

Таким образом, модель "смешивания масс" предсказывает справедливость SU(3) – симметрии для безразмерных констант связи, тогда как модель "смешивания токов" приводит к нарушению SU(3) для констант g_V в соответствии с равенством (22). Из формул (13) и (22) следует (3) и (17), а из формул (13), (14) и (21) можно получить[11]

$$\frac{1}{3}\ \frac{\Gamma(\rho\to\ell^+\ell^-)}{m_\rho} - \frac{\Gamma(\omega\to\ell^+\ell^-)}{m_\omega} - \frac{\Gamma(\phi\to\ell^+\ell^-)}{m_\phi} = 0, \tag{23}$$

$$\frac{1}{9}\ \frac{4m_{K^*}^2 - m_\rho^2}{m_\rho}\Gamma(\rho\to\ell^+\ell^-) - m_\omega\Gamma(\omega\to\ell^+\ell^-) - m_\phi\Gamma(\phi\to\ell^+\ell^-) = 0. \tag{24}$$

Правило сумм (24) было получено ранее в работе Сугавары /10/. Соотношения (16), (17), (23) и (24) для ширин лептонных распадов ρ^0–, ω– , ϕ – мезонов являются квадратичными по константе связи g_V. Ниже мы получим линейные по g_V соотношения на основе подхода, аналогичного схеме вывода массовых формул Гелл-Манна-Окубо, когда для учёта нарушения SU(3) – симметрии в матрицу "массового члена" включается шпурион с унитарными свойствами матрицы λ_8. Некоторым преимуществом линейных по g_V соотношений является то обстоятельство, что им можно сопоставить экспериментальные данные с вдвое меньшей относительной ошибкой.

Определим "массу перехода" $M_{\gamma V}$ через матричный элемент:

$$\langle 0 \mid j_\mu(0) \mid V(q)\rangle = \epsilon_\mu(q) M_{\gamma V}^2, \tag{25}$$

где j_μ – оператор электромагнитного тока, $q^2 = m_V^2$. Ширина лептонного распада $\Gamma(V^0\to\ell^+\ell^-)$ равна

$$\Gamma(V^0\to\ell^+\ell^-) = \frac{\alpha M_{\gamma V}^4}{3m_V^3} + 0\left(\frac{m_e^4}{m_V^4}\right), \tag{26}$$

$$\alpha^{-1} \approx 137.$$

По определению, безразмерные константы связи g_V и γ_V связаны с $M_{\gamma V}$ следующим образом:

$$\frac{M^2_{\gamma V}}{m^2_V} = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{g_V} = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{2\gamma_V}. \tag{27}$$

Массовые формулы для $M^2_{\gamma V}$ в нарушенной SU(3) – симметрии следуют из выражения

$$M^2_{\gamma V} = M_8^2 \langle\hat{\gamma}\hat{V}\rangle + M_1^2\langle\hat{\gamma}\rangle\langle\hat{V}\rangle + \lambda^2\langle\hat{\gamma}\hat{\lambda}_8\hat{V}\rangle + \mu^2\langle\hat{\gamma}\hat{\lambda}_8\rangle\langle\hat{V}\rangle + \tag{28}$$

$$+\nu^2\langle\hat{\gamma}\rangle\langle\hat{\lambda}_8\hat{V}\rangle,$$

где $\langle\hat{A}\rangle \equiv \mathrm{Sp}\,\hat{A}$, $\hat{V}$ – матрица нейтральных векторных мезонов, $\hat{\gamma}$ – матрица, отражающая унитарные свойства оператора электромагнитного тока. Мы предполагаем здесь, что ток преобразуется в унитарном пространстве как линейная комбинация синглета $\hat{\gamma}_1$ и октета $\hat{\gamma}_8 \equiv \hat{Q}$. Отличные от нуля диагональные элементы матриц $\hat{V}$, $\hat{\lambda}_8$, $\hat{Q}$ приведены ниже:

$$\hat{V} = \mathrm{diag}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}(\omega\cos\delta - \phi\sin\delta + \rho^0),\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\omega\cos\delta - \phi\sin\delta - \rho^0),\ -(\phi\cos\delta + \omega\sin\delta)\right],$$

$$\hat{\lambda}_8 = \mathrm{diag}\left(\frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{1}{\sqrt{3}}, -\frac{2}{\sqrt{3}}\right), \tag{29}$$

$$\hat{Q} = \mathrm{diag}\left(\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}\right),$$

где $\delta = \theta_1 - \bar{\theta}$, $\theta_1 \approx 40^0$ – угол $\omega-\phi$ смешивания согласно модели смешивания масс (6), $\bar{\theta}$ – "идеальный" угол смешивания ($\mathrm{tg}\,\bar{\theta} = \frac{1}{\sqrt{2}}$). Поскольку число неизвестных констант в формуле (28) слишком велико, мы сможем рассмотреть лишь несколько частных моделей нарушения SU(3) – симметрии.

1) SU(3) – симметрия для констант связи ($\lambda^2 = \mu^2 = \nu^2 = 0$). Ток преобразуется как октет ($\hat{\gamma} = \hat{Q}$, $M_1^2 = 0$). Из формул (28) и и (29) следует[11]

$$\frac{m_\rho^2}{g_\rho} = \frac{\sqrt{3}}{\sin\theta_1} \frac{m_\omega^2}{g_\omega} = \frac{\sqrt{3}}{\cos\theta_1} \frac{m_\phi^2}{g_\phi} . \tag{30}$$

0,11(± 3 %) , 0,12(± 9%) , 0,20(± 8%)

Здесь и далее мы приводим численные значения всех величин в единицах Гэв^2, которые соответствуют $m_\rho = 0,765$; $m_\omega = 0,783$; $m_\phi = 1,02$ и экспериментальным константам связи (18).

2) SU(3) – симметрия для констант связи ($\lambda^2 = \mu^2 = \nu^2 = 0$). Ток преобразуется как линейная комбинация синглета и октета. Исключая M_1^2 и M_8^2 из (26), получаем теперь соотношение

$$\frac{m_\rho^2}{g_\rho} = \sqrt{3}\left(\frac{m_\omega^2 \sin\theta_1}{g_\omega} + \frac{m_\phi^2 \cos\theta_1}{g_\phi} \right) . \tag{31}$$

0,11(± 3%) 0, 18 (± 16%)

3) Нарушенная SU(3) –симметрия ($\lambda^2 \neq 0$). Октетная доминантность электромагнитного тока ($\hat{\gamma} = \hat{Q}$, $M_1^2 = \nu^2 = \mu^2 = 0$). Под октетной доминантностью тока подразумевается следующее:

а) В пределе точной SU(3) – симметрии ток не имеет синглетной части ($\hat{\gamma} = \hat{Q}$, $M_1^2 = \nu^2 = 0$).

б) Индуцированная нарушением SU(3) – симметрии связь с синглетной частью матрицы $\hat{V}$ подавлена ($\mu^2 \approx 0$). После исключения M_8^2 и λ^4 из формулы (28) находим

$$\frac{1}{3}\frac{m_\rho^2}{g_\rho}=\frac{m_\omega^2\cos\delta}{g_\omega}-\frac{m_\phi^2\sin\delta}{g_\phi}. \tag{32}$$

0,037 ($\pm$ 3%)   0,038 ($\pm$ 16%)

Мы видим, что нарушение SU(3) не приводит к заметному нарушению равенства (30) для ρ^0 – и ω – мезонов, но вызывает сильное изменение массы перехода $M_{\gamma\phi}$. Предположение об октетной доминантности тока в рамках нарушенной SU(3) – симметрии хорошо согласуется с экспериментом. В связи с этим маловероятно наличие большого вклада от синглетной части оператора тока, который превосходил бы по величине вклад от нарушения SU(3) – симметрии.

Отметим, что в соответствии с результатом модели смешивания масс (21) весь эффект нарушения симметрии в формуле (30) для массы перехода $M_{\gamma\phi}$ можно приписать расщеплению масс векторных мезонов ($m_\phi^2 \neq m_\rho^2 \approx m_\omega^2$). Действительно, соотношения для безразмерных констант

$$\frac{1}{g_\rho}=\frac{\sqrt{3}}{g_\omega\sin\theta_1}=\frac{\sqrt{3}}{g_\phi\cos\theta_1}, \tag{33а}$$

$$g_\rho^{-2}:g_\omega^{-2}:g_\phi^{-2}=9:1{,}24:1{,}76 \tag{33б}$$

близки к экспериментальным /18/, причём отклонение (33б) от соотношения SU(6) –симметрии 9:1:2 объясняется отличием физического угла ω–ϕ смешивания $\theta_1 \approx 40^0$ от "идеального" значения $\bar{\theta} \approx 35{,}3^0$.

Суммируем результаты настоящей работы.

1. Мы исходили из предположения, что правило сумм Вайнберга (1) несовместимо с приближением ρ–, ω–, ϕ – доминантности для

спектральных функций и что по этой причине преждевременно делать вывод о противоречии между моделью "смешивания масс" и правилом сумм (1). Из более общего вида унитарной структуры функции $\Delta^{a\beta}_{\mu\nu}(q^2)$ и гипотезы векторной доминантности в области умеренно-высоких энергий было получено правило сумм (16), не зависящее от модели $\omega - \phi$ смешивания.

2. Все остальные результаты – формулы (21), (23), (24), (32) и (33) – были получены в рамках дополнительных ограничений, накладываемых моделью смешивания масс. Наиболее интересным является следствие о приближенной справедливости SU(3) – соотношений для безразмерных констант связи g_V. В пределах экспериментальных ошибок все результаты согласуются с данными, полученными недавно /9/ в реакциях на встречных электрон-позитронных пучках. Чтобы провести более критическую проверку предсказаний различных моделей нарушения SU(3) – симметрии, необходимо дальнейшее увеличение точности эксперимента.

Автор выражает свою признательность А.М.Балдину, А.Б.Говоркову и В.И.Огиевецкому за внимание и интерес к работе и полезные замечания.

Литература

1. S.Weinberg. Phys. Lett., 18, 506 (1967).
2. T.Das, V.S.Mathur, S.Okubo. Phys. Rev. Lett., 19, 470 (1967).
3. R.J.Oakes, J.J.Sakurai. Phys. Rev.Lett., 19, 1266 (1967).
4. S.Okubo. Phys. Lett., 5, 165 (1963);
   J.J. Sakurai. Phys. Rev., 132, 434 (1963).
5. I.Kimel. Phys. Rev. Lett., 21, 177 (1968).
6. T.D.Lee, S.Weinberg, B.Zumino. Phys. Rev. Lett., 18, 761 (1967).
7. S.Coleman, H.J.Schnitzer. Phys. Rev., 134, B863 (1964).
8. K.Dietz, H.Pietschmann. Nuovo Cim., 52, 631 (1967).
9. J.E.Augustin, D.Benaksas, J.C.Bizot et al. Phys. Letters, 28B, 503 (1969).
10. H.Sugawara. Phys. Rev. Lett., 21, 772 (1968).

11. M.Gourdin. Preprint 69/12, Orsay (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июня 1969 года.