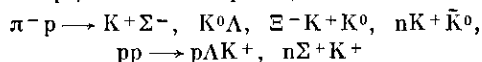


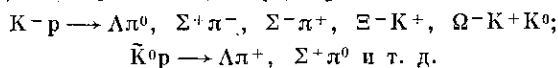
странности и проблема разности масс Δm_{LS} стимулировали развитие гипотезы о существовании *s*-кварка (см. ниже), предсказание его свойств и поиски механизма, объясняющего указанные явления. Физика К-м. оказалась очень важной для проверки разл. гипотез, касающихся сильного взаимодействия, прежде всего $SU(3)$ -симметрии, гипотезы частично сохраняющегося аксиального тока (см. *Аксиального тока частичное сохранение*), *алгебры токов*, кварковых моделей адронов. Справедливость большинства этих гипотез, казавшихся ранее разрозненными предположениями, следует, как стало ясным, из *квантовой хромодинамики* и кварковой структуры адронов.

Сильное взаимодействие К-м. Наличие странного кварка в составе К-м. определяет специфику их сильного взаимодействия. При взаимодействиях нестранных частиц (нуклонов, пионов) К-м. рождаются, как отмечалось, ассоциативно с гиперонами или друг с другом, так чтобы сохранялось суммарное значение странности $S=0$. Напр., возможны реакции:



и т. д. (с любым числом пионов, допускаемым законами сохранения), но не наблюдается реакция $\pi^- p \not\rightarrow \Sigma^+ K^-$. Благодаря тому, что K^+ , K^0 могут рождаться ассоциативно с гиперонами, а K^- , \bar{K}^0 — только в парах с K^+ , K^0 (или с антигиперонами, сечения рождения *k*-рых при взаимодействии нуклонов значительно меньше, чем гиперонов), относит. выход K^+ , K^0 оказывается существенно больше, чем для K^- , \bar{K}^0 . При энергиях $\sim 10^2$ ГэВ выход K^+ -мезонов составляет (15—20%) по отношению к π^+ -мезонам, в то время как выход K^- — (3—5)% по отношению к π^- -мезонам. С ростом энергии столкновения растёт относит. доля ассоциативного рождения K и \bar{K} и соответственно уменьшается различие выходов K^+ - и K^- -мезонов. То, что выход К-м. даже при высоких энергиях столкновения меньше выхода пионов, связано с нарушением $SU(3)$ -симметрии по ароматам (*u*, *d*, *s*) кварков: сечение рождения пар более тяжёлых кварков (*s* \bar{s}) в 2—3 раза подавлено по сравнению с рождением пар лёгких кварков (*u* \bar{u} и *d* \bar{d}).

Отрицат. странность K^- , \bar{K}^0 -мезонов обуславливает интенсивное рождение гиперонов при взаимодействии K^- , \bar{K}^0 с нуклонами, напр., в реакциях:



При этом Λ -, Σ -гипероны, образующиеся в двухчастичных реакциях, с большой вероятностью летят в системе центра инерции сталкивающихся частиц в направлении движения нуклона (т. е. образуются сравнительно медленными в лаб. системе). Это приводит к значительной вероятности образования *гиперядер* в пучках K^- .

Полное сечение взаимодействия К-м. с нуклонами при энергиях $\sim 10^2$ ГэВ составляет ок. 20 мбарн, что примерно на 6—7 мбарн меньше сечения взаимодействия пионов с нуклонами при той же энергии. В модели кварков этот факт интерпретируется как уменьшение сечения взаимодействия *s*-кварка по сравнению с сечениями взаимодействия *u*-, *d*-кварков (по закону $\sigma \sim m_q^{-2}$, где m_q — конституентная масса кварка *q*). Такая интерпретация качественно согласуется с измененными полными сечениями взаимодействия с нуклонами гиперонов, а также J/ψ -частиц.

Из-за различия в массах *s*- и *u*-, *d*-кварков *s*-кварк в К-м. высокой энергии несёт в среднем большую долю импульса, чем *u*- или *d*-кварк. Это подтверждается экспериментально в процессах рождения лептонных пар в пучках π^- и K^- , $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ и $K^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, где X — совокупность адронов. Лептонные пары воз-

никают в этих процессах в основном благодаря аннигиляции $\bar{u} u \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$, и их сравнение показывает, что при одинаковых импульсах π^- и K^- -мезонов \bar{u} -кварк в K^- несёт меньший импульс, чем в пионе.

В 1971 на ускорителе ИФВЭ (Серпухов) было обнаружено, что, начиная с энергий 17—20 ГэВ, полное сечение взаимодействия K^+ с нуклонами медленно растёт с увеличением энергии столкновения δ (т. н. Серпуховский эффект). Последующие исследования показали, что замеченный для K^+ -мезонов рост сечения с энергией имеет универсальный характер для всех адронов и совместим с асимптотич. законом $\sigma \sim \ln^2 \delta$.

Слабое взаимодействие К-м. Распады К-м. происходят благодаря слабому взаимодействию *заряженного тока* (*us*) с заряж. лептонными токами ($e\nu_e$), ($\mu\nu_\mu$) (вызывающему лептонные K_{l2} - и полулептонные K_{l3} -, K_{l4} -распады) и взаимодействию тока (*us*) с током (*du*) (вызывающему нелептонные распады $K_{\pi 2}$, $K_{\pi 3}$) (табл.),

Наиболее вероятные распады К-мезонов

$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	(т. н. $K_{\mu 2}$ -распад)	$-(63,50 \pm 0,16)\%$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$		$-(21,16 \pm 0,15)\%$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	(τ^{++-} -распад)	$-(5,59 \pm 0,03)\%$
$K^+ \rightarrow e^+ \nu l^0$	(K_{e3} -распад)	$-(4,82 \pm 0,05)\%$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \pi^0$	($K_{\mu 3}$ -распад)	$-(3,20 \pm 0,09)\%$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	(τ^{+00} -распад)	$-(1,73 \pm 0,05)\%$

где π^\pm и π^0 означают заряженные и нейтральный π -мезоны, μ^+ , e^+ , ν — мюон, позитрон и нейтрино соответственно.

Лептонные и полулептонные распады К-м. Кварковая структура тока (*us*) в слабом взаимодействии К-м. объясняет известные правила отбора в полулептонных распадах К-м.: $\Delta Q = \Delta S$ и $\Delta I = 1/2$, где ΔQ , ΔS , ΔI — изменения электрич. заряда, странности и изотопич. спина адронов в полулептонных распадах с изменением странности. (Правило $\Delta I = 1/2$ в нелептонных распадах имеет динамич. происхождение; см. ниже.) Правило $\Delta Q = \Delta S$ разрешает распады $K^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$, $\pi^+ e^+ \nu_e$; $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $\pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ и запрещает распады $K^0 \not\rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $\pi^+ e^- \bar{\nu}_e$; $\bar{K}^0 \not\rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$, $\pi^- e^+ \nu_e$. Оно проверено экспериментально с точностью до 2%. Правило $\Delta I = 1/2$ в полулептонных распадах приводит к соотношениям между вероятностями распадов Γ :

$$\begin{aligned} \Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 l^\pm \nu_l (\bar{\nu}_l)) &= \frac{1}{2} \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) = \\ &= \frac{1}{2} \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l) \end{aligned}$$

(ν_l — соответствующее лептону *l* нейтрино).

Поскольку ток (*us*) входит в *электрослабое взаимодействие* с фактором $\sin \theta_C$ (где θ_C — *Кабиббо угол*, $\sin \theta_C \approx 0,21$), матричные элементы лептонных и полулептонных распадов К-м., $K \rightarrow l \nu_l$, $\pi l \nu_l$, подавлены по сравнению с соответствующими матричными элементами распадов пионов $\pi \rightarrow l \nu_l$, $\pi^\pm \rightarrow \pi^0 l^\pm \nu_l (\bar{\nu}_l)$ множителем $\text{tg } \theta_C$. В чисто лептонных распадах К-м., происходящих за счёт аксиальной части слабого тока, нарушение $SU(3)$ -симметрии по ароматам кварков приводит к изменению фактора подавления слабого тока с изменением странности на 20—25%, в то время как для полулептонных распадов К-м., происходящих за счёт векторной части слабого тока, влияние эффектов нарушения $SU(3)$ -симметрии на угол Кабиббо существенно меньше [согласно т. н. теореме Адемолло — Гатто (M. Ademollo, R. Gatto, 1969), поправки первого порядка по нарушению $SU(3)$ -симметрии к векторным вершинам взаимодействия обращаются в нуль]. Распады $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$, составляющие ок. 63% распадов заряж. К-м., являются (наряду с распадами $\pi \rightarrow \mu \nu$) одним из гл. источников мюонов и мюонных нейтрино, возникающих от взаимодействия первичных космич.