то К. наз. плёночным. На границе пар — жидкость в этом случае возбуждаются поверхностные волны, на гребнях к-рых образуются крупные пузыри пара, к-рые затем отрываются. Переход от пузырькового К. к плёночному наз. первым кризисом К., обратный переход — вторым кризисом К. Второй кризис К. объясняется неустойчивостью межфазной границы пар — жидкость (неустойчивость Тейлора). В опытах с водой при атм. давлении и в условиях естеств. конвекции первый кризис К. наступает при $\Delta T \approx 30$ К ($q=0{,}9$ МВт/м²), второй — при $\Delta T \approx 130$ К ($q=0{,}2$ МВт/м²).

При независимом задании теплового потока (напр., при прохождении электрич. тока или радиац. обогреве) наблюдается неоднозначная зависимость ΔT от q (гистерезис темп-ры), вызванная тем, что тепловой поток в условиях наступления первого кризиса К. больше, чем тепловой поток в условиях второго кризиса К.

В нестационарных режимах поверхностного К. с недогревом при значит. перегревах пограничного слоя жидкости переход к плёночному К. может произойти без стадии развитого пузырькового К. При ударном режиме К. темп-ра перехода к плёночному К. (термодинамич. кризис К.) вычисляется с помощью теории флуктуац. зародышеобразования.

Применение процесса К. в науке и технике разнообразно. Его используют для увеличения поверхности испарения в опреснит. установках, визуализации треков элементарных частиц в *пузырьковых камерах*, в холодильной технике, процессах ректификации и т. д.

Лит.: Скрипов В. П., Метастабильная жидкость, М., 1972; Несис Е. И., Кипение жидкостей, М., 1973; Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е., Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах, Новосиб., 1984. *П. А. Павлов.*

КИРА́ЛЬНАЯ СИММЕТРИ́Я (хиральная симметрия) (от греч. cheír — рука) сильного взаимодействия — приближённая симметрия сильного взаимодействия относительно преобразований, меняющих *чётность* (киральных преобразований; см. *Киральные поля*).

Согласно совр. точке зрения, сильное взаимодействие описывается *квантовой хромодинамикой* (КХД) — калибровочной теорией взаимодействия цветных *кварков* и *глюонов*. Лагранжиан КХД содержит поля кварков $q=u, d, s$, массы к-рых малы в масштабе масс, характерных для сильного взаимодействия (~ 1 ГэВ в системе единиц $\hbar=c=1$). Более точная формулировка этого утверждения затруднена тем, что свободные кварки не существуют из-за явления т. н. конфайнмента (*удержания цвета*). Можно, однако, говорить о массах кварков при квадратах переданного импульса, напр., порядка 1 ГэВ². Тогда массы примерно равны:

$$m_u \approx 3 \text{ МэВ}, \quad m_d \approx 5 \text{ МэВ}, \quad m_s \approx 125 \text{ МэВ}. \qquad (1)$$

Если пренебречь массами кварков, то поля u-, d-, s-кварков не различаются и лагранжиан КХД инвариантен относительно вращений в пространстве типа (аромата) кварков (см. *Внутренняя симметрия*), при к-ром u-, d-, s-кварки переходят друг в друга. При этом вследствие векторного характера взаимодействия кварков с глюонами можно независимо вращать левые и правые составляющие кварковых полей q_L, q_R. Преобразования такого рода характеризуются 8 независимыми параметрами ξ^a_L для левых частиц и 8 параметрами ξ^a_R для правых ($a=1, \ldots, 8$):

$$q_{L\,(R)} \longrightarrow \left(1+i\sum_{a=1}^{\infty}\xi^a_{L\,(R)}\lambda^a\right)q_{L\,(R)}, \qquad (2)$$

где λ^a — *Гелл-Мана матрицы*, действующие в пространстве аромата кварков u, d, s.

Если $\xi^a_L=\xi^a_R$, то преобразования (2) сохраняют чётность. Инвариантность относительно таких преобразований имеет место и в том случае, когда массы кварков отличны от нуля, но равны между собой, $m_u=m_d=m_s\neq 0$ (исторически такая возможность обсуждалась первой). Как следует из (1), сейчас нет оснований полагать, что приближение равных масс кварков лучше приближения нулевых масс. В последнем случае лагранжиан инвариантен относительно преобразований и с $\xi^a_L=-\xi^a_R$, к-рые не сохраняют чётность (при преобразовании чётности, т. е. *пространственной инверсии*, $q_L \leftrightarrow q_R$) и наз. киральными преобразованиями.

С матем. точки зрения инвариантность относительно преобразований (2) означает киральную $SU(3)\times SU(3)$-симметрию лагранжиана сильного взаимодействия. Если считать, что $m_s\neq 0$, но по-прежнему $m_u=m_d=0$, то инвариантность лагранжиана сводится к группе К. с. $SU(2)\times SU(2)$. Наконец, в приближении $m_u=m_d\neq 0$ остаётся только $SU(2)$-симметрия, к-рая отождествляется с *изотопической инвариантностью* сильного взаимодействия.

Исторически приближённая $SU(3)\times SU(3)$-симметрия была открыта до того, как была сформулирована КХД. Феноменологически эта симметрия проявляется в существовании восьми относительно лёгких псевдоскалярных мезонов $\pi^{\pm}$, π^0, $K^{\pm}$, K^0, $\tilde{K}^0$, η и в определённых соотношениях между амплитудами взаимодействия этих мезонов. Точной $SU(3)\times SU(3)$-симметрии соответствует приближение нулевых масс кварков; в спектре адронов ей отвечает приближение $m^2_\pi = m^2_K = m^2_\eta = 0$. Точная $SU(2)\times SU(2)$-симметрия требует только $m^2_\pi=0$. Безмассовость мезонов отвечает при этом спонтанному нарушению К. с. (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) — псевдоскалярные мезоны являются *голдстоуновскими бозонами*. Соотношения между амплитудами рассеяния этих мезонов можно получить, исходя из *алгебры токов* и используя частичное сохранение соответствующего *аксиального тока* (см. *Аксиального тока частичное сохранение*).

Лит.: Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Частичное сохранение аксиального тока и процессы с «мягкими» π-мезонами, «УФН», 1970, т. 100, с. 225; Вайнштейн А. И. и др., Чармоний и квантовая хромодинамика, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Рамон П., Теория поля, пер. с англ., М., 1984. *В. И. Захаров.*

КИРА́ЛЬНОСТЬ, чаще употребляется *хиральность* — то же, что *энантиоморфизм*.

КИРА́ЛЬНОСТЬ — сохраняющееся квантовое число в теориях полей, обладающих *киральной симметрией*. В физ. приложениях киральные преобразования, как правило, меняют пространств. чётность состояния.

Примером может служить лагранжиан L, описывающий взаимодействие *Дирака поля* $\psi(x)$ со скалярным полем $\sigma(x)$ и псевдоскалярным полем $\pi(x)$:

$$L=\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi+\bar{\psi}(\sigma+i\gamma_5\pi)\psi+$$
$$+\frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial_\mu\sigma+\frac{1}{2}\partial_\mu\pi\partial_\mu\pi-V(\sigma^2+\pi^2), \qquad (1)$$

где черта над ψ означает дираковское сопряжение, μ — лоренцов индекс ($\mu=0, 1, 2, 3$), γ_μ — *Дирака матрицы*, $\gamma_5=i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, ∂_μ — производная по координате, V — произвольная ф-ция аргумента $(\sigma^2+\pi^2)$ (x — точка пространства-времени; по повторяющемуся индексу μ предполагается суммирование). Инфинитизимальные киральные преобразования имеют вид

$$d\psi=i\beta\gamma_5\psi, \quad d\sigma=2\beta\pi, \quad d\pi=-2\beta\sigma, \qquad (2)$$

где β — параметр преобразования. Правое ψ_R и левое ψ_L поля,

$$\psi_R=\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi, \quad \psi_L=\frac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi,$$

являются диагональными при этих преобразованиях, т. е. преобразуются сами через себя. Поэтому ψ_L и ψ_R (соответствующие лево- и правовинтовым спинорным частицам) представляют собой собств. ф-ции генератора киральных преобразований и отвечающие им