ФРИДМАНА — РÓБЕРТСОНА — УÓКЕРА МÉТРИКА — нестационарная метрика четырёхмерного однородного и изотропного пространства-времени с 6-параметрической группой симметрий:

$$ds^2=c^2dt^2-R^2(t)(dx^2+dy^2+dz^2)\left[1+(k/4)(x^2+y^2+z^2)\right]^{-2}, \qquad (*)$$

где $R(t)$ — произвольная ф-ция времени t, имеющая размерность длины; x, y, z — безразмерные пространств. координаты; $k=-1, 0, 1$.

Ф.—Р.—У. м. как решение ур-ний общей теории относительности была впервые найдена А. А. Фридманом в 1922 для случая $k=1$ и в 1924 для случая $k=-1$. Эти результаты были независимо повторены Ж. Леметром (G. Lemaitre) в 1927, после чего важный вклад в её строгий матем. вывод был внесён в 1929, 1933 Г. Робертсоном (H. P. Robertson), в т. ч. случай $k=0$, и в 1936 А. Уокером (A. G. Walker) с помощью методов теории групп для многообразия с максимально симметричными (т. е. однородными и изотропными в любой точке) подпространствами.

Метрика подпространства с координатами x, y, z для каждого t однородна и изотропна в любой точке x, y, z. Для Ф.—Р.—У. м. каждая траектория $(x, y, z)=\text{const}$ есть *геодезическая линия*, поэтому координаты t, x, y, z образуют *сопутствующую систему отсчёта*, к-рая в данном случае одновременно является и синхронной (см. *Синхронная система*). Время t есть *собственное время*, показываемое покоящимися часами в каждой точке пространства.

Когда для определения ф-ции $R(t)$ и значения k используют ур-ния Эйнштейна с неравным нулю *тензором энергии-импульса* материи, пространство-время с метрикой (*) наз. *космологической моделью* Фридмана (иногда, если учитывается космологич. постоянная, её наз. также моделью Леметра). Для материи с гидродинамич. тензором энергии-импульса

$$T_{\mu\nu}=(\varepsilon+p)u_\mu u_\nu-pg_{\mu\nu},$$

где ε — плотность энергии, p — давление, u_μ — 4-скорость, условие макс. симметрии подпространства в модели Фридмана выполняется, если ρ и p — ф-ции только времени, а $u_1=u_2=u_3=0$. При $k=-1$ (открытая модель Фридмана) и $k=0$ (плоская модель) объём трёхмерного пространства бесконечен, а при $k=1$ (закрытая модель) он конечен и равен $2\pi^2R^3$, хотя пространство не имеет границ. Ф-цию $R(t)$ наз. масштабным фактором, поскольку дифференциал собств. расстояния между любыми двумя точками модели пропорционален R:

$$dl=R(1+kr^2/4)^{-1}dr,$$

где $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$. При $k=+1$ после перехода к сферич. координатам и замены $\chi=2\,\mathrm{arctg}(r/2)$ Ф.—Р.—У. м. приводится к виду

$$ds^2=c^2dt^2-R^2(t)(d\chi^2+\sin^2\chi d\Omega^2),$$

$$d\Omega^2=d\theta^2+\sin^2\theta d\varphi^2,\ 0\leqslant\chi\leqslant\pi,$$

а при $k=-1$ после замены $\chi=2\,\mathrm{arcth}(r/2)$ — к виду

$$ds^2=c^2dt^2-R^2(t)(d\chi^2+\mathrm{sh}^2\chi d\Omega^2),$$

$$0\leqslant\chi<\infty.$$

Ф.—Р.—У. м. является основной для совр. *космологии*, т. к. наблюдаемая часть Вселенной приближённо описывается этой метрикой (с точностью до малых неоднородных возмущений). Из ур-ний для масштабного фактора следует, что в общем случае $dR/dt\neq0$. Отсюда вытекает важнейшее предсказание о нестационарности однородной изотропной Вселенной, к-рое было подтверждено в 1929 открытием Э. Хабблом (E. P. Hubble) *красного смещения* галактик, пропорционального их расстоянию от нас.

Важными частными случаями Ф.—Р.—У. м. являются метрика Милна [$k=-1$, $R(t)=t$], описывающая *Минковского пространство-время* в нек-рых спец. координатах (не покрывающих всего многообразия), а также метрика де Ситтера первого рода [$k=+1$, $R(t)=cH_0^{-1}\,\mathrm{ch}(H_0t)$, или $k=0$, $R(t)\propto\exp(H_0t)$, или $k=-1$, $R(t)=cH_0^{-1}\,\mathrm{sh}(H_0t)$, где $H_0=\text{const}$] и метрика де Ситтера второго рода [$k=-1$, $R(t)=cH_0^{-1}\cos(H_0t)$], описывающие пространство-время пост. кривизны (см. *Де Ситтера пространство-время*).

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Вайнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; Меллер К., Теория относительности, пер. с англ., М., 1975. *И. К. Розгачёва, А. А. Старобинский.*

ФРУАССÁРА ОГРАНИЧÉНИЕ — ограничение на максимально возможный рост полных *сечений* σ_t сильных взаимодействий адронов при высоких энергиях. Получено М. Фруассаром [1] в 1961 на основе *Мандельстама представления*. В 1966 А. Мартен [2] показал, что для справедливости Ф. о. достаточно, чтобы амплитуда упругого рассеяния была аналитич. ф-цией переданного импульса в более узкой области (названной позднее эллипсом Мартена), и в рамках аксиоматич. подхода доказал существование такой области (см. *Амплитуда рассеяния, Рассеяние микрочастиц, Аксиоматическая квантовая теория поля*). Результаты Мартена выявили значение Ф. о. как строгого следствия аксиом квантовой теории поля, в связи с чем его часто называют ограничением Фруассара — Мартена.

Ф. о. имеет вид

$$\sigma_t(s)\leqslant\pi m_\pi^{-2}\ln^2(s/s_0);$$

$s=(p_1+p_2)^2$, p_1 и p_2 — 4-импульсы сталкивающихся частиц, m_π — масса π-мезона, s_0 — нек-рый неопредел. параметр. Появление массы π-мезона в Ф. о. связано с тем, что π-мезон как легчайший адрон определяет размеры области аналитич. амплитуды упругого рассеяния $F(s, t)$ по переданному импульсу t, $t=(p_1-p_3)^2$, p_3 — 4-импульс частицы после столкновения. Ограничение выводится для $\mathrm{Im}\,F(s, 0)$, но по *оптической теореме* $\mathrm{Im}\,F(s, 0)\sim\sigma_t(s)$. Ф. о. показывает, что взаимодействие частиц в том случае, когда все частицы имеют ненулевую массу, обязано быть короткодействующим (при изучении рассеяния адронов эл.-магн. взаимодействием можно пренебречь). Точный смысл этого утверждения состоит в том, что радиус взаимодействия R [по определению $\sigma_t(s)=\pi R^2(s)$], хотя и может неограниченно возрастать при $s\to\infty$, но только логарифмически. Радиус взаимодействия определяется числом парциальных сечений $\sigma_l(s)$, к-рые вносят существ. вклад в полное сечение. Ф. о. — следствие экспоненциального падения $\sigma_l(s)$, начиная с нек-рого $l\approx\sqrt{s}\ln s$. Присутствие в Ф. с. неопредел. константы s_0 приводит к тому, что формально это ограничение справедливо лишь для асимптотических (бесконечно высоких) энергий. Однако были получены и конечноэнергетич. аналоги Ф. о. [первый в 1970 Ф. Дж. Индурайном (F. J. Indurain)]. При выводе этих аналогов помимо общих принципов квантовой теории поля используется информация о низкоэнергетич. поведении амплитуды рассеяния. Знак равенства в Ф. о. может достигаться только в случае, когда процесс рассеяния при высоких энергиях оказывается чисто упругим. В общем случае аксиоматическая верх. граница для полных сечений определяется неравенством

$$\sigma_t(s)\leqslant(\sigma_{el}(s)/\sigma_t(s))(\pi/m_\pi^2)\ln^2(s/s_0);$$

$\sigma_{el}(s)$ — сечение упругого рассеяния. Вслед за Ф. о. были найдены аксиоматические ограничения на амплитуды упругих и неупругих процессов при высоких энергиях. Аналитичность амплитуды упругого рассеяния по энергии приводит к тому, что разность сечений двух процессов, связанных условием *перекрёстной симметрии*, напр. π^+p и π^-p, удовлетворяет более сильному ограничению, чем Ф. о.:

$$\sigma_{\pi^+p}-\sigma_{\pi^-p}\leqslant C\ln(s/s_0),$$

где C — константа. Эксперим. данные свидетельствуют о том, что полные сечения адронов близки к своим верх. границам.

Лит.: 1) Froissart M., Asymptotic behavior and substractions in the Mandelstam representation, «Phys. Rev.», 1961, v. 123, p. 1053; 2) Martin A., Extension of the axiomatic analicity domain of scattering amplitudes by unitarity, I, II, «Nuovo Cim.», 1966, v. 42A, p. 930, v. 44A, p. 1219. *Ю. С. Вернов.*