менении масштаба (или операции сдвига) одной из физ. величин (аргумента) и в одноврем. изменении функцион. зависимости от неё др. физ. величин. Р. г. возникает, когда матем. описание физ. задачи включает выбор частного решения, удовлетворяющего граничному условию при некотором значении аргумента (в нек-рой точке нормировки), а инвариантность относительно преобразований Р. г. отражает независимость физ. содержания от выбора точки нормировки.

Р. г. была впервые обнаружена в *квантовой теории поля* (КТП) Э. Штюкельбергом (E. Stueckelberg) и А. Петерманом (A. Peterman) в 1953, где она может быть сформулирована как группа преобразований осн. характеристик (вершинных ф-ций, одетых *пропагаторов*, перенормированных *констант взаимодействия*) и одновременно параметра, фиксирующего масштаб шкалы импульсных переменных (см. ниже). В 1955 Н. Н. Боголюбов и Д. В. Ширков предложили регулярный метод улучшения результатов квантовополевой теории возмущений — метод Р. г., к-рый был ими эффективно применён к исследованию УФ- и ИК-особенностей в *квантовой электродинамике* (КЭД).

Наиб. важная область применения метода Р. г. в КТП связана с анализом УФ-асимптотик, т. е. с поведением решений на малых (в микроскопич. смысле) расстояниях. С помощью метода Р. г. в нач. 1970-х гг. обнаружено свойство *асимптотической свободы* неабелевых калибровочных теорий, явившееся теоретич. основой объяснения партонной модели строения адронов (см. *Партоны*) и приведшее к формулировке совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамики*.

Примерно в это же время метод Р. г. был перенесён К. Вильсоном (K. Wilson) из КТП в теорию *критических явлений* и использован для вычисления характеристик *фазовых переходов*. Впоследствии этот метод был плодотворно использован в др. разделах теоретич. физики: теории турбулентности, физике *полимеров*, теории переноса, магн. гидродинамике и нек-рых других, содержащих статистич. описание физ. явлений. Основой для применения методов Р. г. в отд. случаях служит теорема эквивалентности задачи вычисления *корреляционных функций* данной статистич. модели и задачи вычисления *Грина функций* нек-рой квантовополевой модели. Первоначально такая эквивалентность была установлена для статистич. моделей равновесной термодинамики, а затем этот результат был распространён на ряд задач стохастич. динамики.

Общий взгляд на природу преобразований Р. г. в различных, далёких друг от друга областях может быть сформулирован с помощью понятия **функционального подобия**, обобщающего известное в гидро- и газодинамике представление о степенном подобии, или *автомодельности*. Простейшее преобразование функцион. автомодельности затрагивает две физ. величины x и g и имеет вид

$$R(t)=\{x\to x'=xt,\ g\to g'=\bar g(t,g)\},$$

где t — непрерывный параметр преобразования, изменяющий шкалу переменной x, а $\bar g$ — ф-ция, удовлетворяющая функциональному ур-нию

$$\bar g(t,\tau)=\bar g(t,\bar g(\tau,g)),\qquad (1)$$

в силу к-рого преобразования $R(t)$ обладают групповым свойством $R(t)R(\tau)=R(t\tau)$ и образуют непрерывную *группу* (Ли группу). В частном случае, когда $\bar g$ линейна по второму аргументу, решение ур-ния (1) имеет вид $\bar g(t,g)=gt^k$, где k — произвольное число, и преобразование $R(t)$ принимает вид преобразования степенного подобия. Поэтому в общем случае преобразование $R(t)$ оказывается функциональным обобщением последнего.

Использование Р. г. в разных областях физики в каждом случае опирается на пару величин типа x и g, для к-рых могут быть сформулированы преобразования функционального подобия. Так, в КЭД (ниже для простоты в безмассовом случае, или, что эквивалентно, в УФ-пределе) такую пару образуют квадрат 4-импульса фотона k^2 и значение электрич. заряда электрона $e(\mu^2)$, измеренное виртуальным фотоном с $k^2=\mu^2$, т. е. в точке нормировки μ^2 (в статье принята система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$). Ренормгрупповое преобразование безмассовой КЭД может быть записано в виде

$$R(t)=\{\mu^2\to\mu^2t,\ \alpha\to\bar\alpha(t,\alpha)\},$$

где вместо заряда e использована величина $\alpha=e^2/4\pi$, являющаяся параметром разложения теории возмущений. Ф-ция $\bar\alpha$, пропорциональная квадрату *эффективного заряда* электрона, удовлетворяет функциональному ур-нию (1).

Поскольку группа Ли может быть полностью охарактеризована своим бесконечно малым элементом, вместо функциональных ур-ний можно рассматривать дифференциальные, отвечающие преобразованиям $R(t)$ при t, близких к единице. Такое ур-ние для $\bar\alpha$ может быть записано в виде

$$t\,\frac{\partial\bar\alpha(t,\alpha)}{\partial t}=\beta[\bar\alpha(t,\alpha)],\qquad (2)$$

где ф-ция $\beta(\alpha)$, представляющая собой *генератор группы*, определена соотношением

$$\beta(\alpha)=\left.\frac{\partial\bar\alpha(\xi,\alpha)}{\partial\xi}\right|_{\xi=1}.\qquad (3)$$

Метод Р. г., о к-ром говорилось выше, состоит в том, что β-функция определяется по ф-ле (3), в правой части к-рой используют для $\bar\alpha$ приближённое выражение из теории возмущений.

Напр., в КХД, исходя из результатов однопетлевой теории возмущений (ТВ) в УФ-области для эфф. константы сильного взаимодействия

$$\bar\alpha_s^{\text{ТВ}}(t,\alpha_s)=\alpha_s-b_1\alpha_s^2\ln t+O\left(\alpha_s^3\right),\ b_1>0,$$

по ф-ле (3) получают $\beta(\alpha_s)=-b_1\alpha_s^2$. Используя это выражение в (2) и интегрируя полученное нелинейное дифференц. ур-ние, находят

$$\bar\alpha_s^{\text{РГ}}(t,\alpha_s)=\alpha_s/(1+b_1\alpha_s\ln t).\qquad (4)$$

Это выражение является точным решением дифференц. ур-ния (2) [и группового функционального ур-ния (1)]. В то же время при разложении в ряд по α_s оно даёт соответствие с использованным приближённым выражением $\bar\alpha_s^{\text{ТВ}}$. Поэтому можно сказать, что метод Р. г. даёт синтез теории возмущений и ренормгрупповой инвариантности. Полученное выражение (4) содержит сумму всех «главных» логарифмич. вкладов вида $\alpha_s(\alpha_s\ln t)^n$ и может быть использовано вплоть до бесконечно больших значений t. Как можно показать, параметр t здесь следует отождествить с отношением k^2/μ^2, где k^2 — квадрат 4-импульса, а μ^2 — точка нормировки (т. е. его значение, использованное для определения численного значения константы α_s), $\alpha_s\equiv\bar\alpha_s(k^2=\mu^2)$. Поэтому предел $t\to\infty$ отвечает УФ-асимптотике $k^2\to\infty$. Из ф-лы (4) теперь видно, что в этом пределе $\bar\alpha_s\to 0$, что и соответствует асимптотической свободе.

Учёт высших членов теории возмущений при определении генератора $\beta(\alpha)$ в принципе позволяет систематически улучшать ф-лы вида (4). Так, в КХД осн. рабочей ф-лой для эфф. заряда $\bar\alpha_s$ является ренормгрупповая ф-ла 2-петлевого приближения, к-рая наряду с