ки, т. е. от способа разделения всех процессов на N- и U-процессы.

Лит.: Займан Дж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984. *И. Б. Левинсон.*

ПЕРЕВÁЛА МÉТОД — способ оценки интегралов, подынтегральные ф-ции к-рых имеют резкий максимум. Обычно П. м. применяют для оценки интегралов вида

$$I(\lambda)=\int\limits_{\gamma}dz f(z)\exp[\lambda q(z)],$$

где λ — большой параметр, $\lambda\to\infty$, γ — контур в комплексной плоскости z, ф-ции $f(z)$ и $q(z)$ аналитичны в области, содержащей γ. П. м. позволяет получить *асимптотическое разложение* интеграла $I(\lambda)$. Суть П. м. заключается в том, что для подынтегральной ф-ции с резким максимумом осн. вклад в интеграл даёт малая окрестность точки максимума z_0. Преобразуя путь интегрирования и производя замену переменных, добиваются того, чтобы наиб. вклад в интеграл давала окрестность z_0 как можно меньшего размера, а подынтегральная ф-ция имела наиб. простой вид. Получающиеся эталонные интегралы часто удаётся вычислить. Простейший вариант П. м. был использован П. Лапласом (P. Laplace) в 1820, затем он был развит в работах Б. Римана (B. Riemann) в 1863 и П. Дебая (P. Debye) в 1909.

На первом этапе вычислений контур γ деформируют в контур с теми же концами, проходящий через стационарные точки z_0 ф-ции $q(z)$ [точки, в к-рых $q'(z)=0$]. Стационарная точка является седловой точкой поверхности $u=u(x, y)=\mathrm{Re}\,q(z)$, $z=x+iy$. Наиб. удобный путь интегрирования совпадает с линией, вдоль к-рой $\mathrm{Im}\,q(z)$ постоянна, а $\mathrm{Re}\,q(z)$ убывает быстрее всего (перевальный контур, путь наибыстрейшего спуска), тогда вычисление интеграла сводится к интегрированию по вещественной переменной. Др. возможность — выбор линии с постоянной $\mathrm{Re}\,q(z)$, в этом случае П. м. переходит в метод стационарной фазы. Если при переходе к перевальному контуру встречаются особые точки ф-ции $f(z)$, соответствующие вклады учитывают с помощью *Коши теоремы*. Если в рассматриваемой области $q'(z)$ не имеет нулей, осн. вклад в интеграл даёт окрестность одного из концов контура интегрирования.

На след. этапе вычислений производят замену переменной $\tau(s)=q(z)$ так, чтобы максимум ф-ции τ достигался при $s=0$, а производная $\tau'(s)$ обладала нулями такого же порядка, как и ф-ция $q'(z)$. От выбора $\tau(s)$ зависит вид эталонного интеграла.

1. Если $q'(z)$ имеет в точке z_0 нуль порядка m, а $f(z)$ регулярна вблизи z_0, то $\tau(s)=q(z_0)-s^{m+1}$. Эталонный интеграл выражается через гамма-функцию (см. *Эйлера интегралы*).

2. Если $q'(z)$ имеет два близко расположенных простых нуля $z_{1,2}$, то $\tau(s)=a_0+\sigma s-s^3/3$, $\sigma\to 0$, a_0 — постоянная. Эталонный интеграл выражается через *Эйри функцию*. Если σ конечна, то надо учитывать вклады каждого нуля отдельно (случай 1).

3. Три равноотстоящих нуля, расположенных близко друг к другу. Подстановка $\tau(s)=a_0-(a+s^2)^2$, эталонный интеграл выражается через *параболического цилиндра функцию*.

4. Если вблизи z_0 имеется полюс ф-ции $f(z)$, то интеграл разбивается на две части, одна из к-рых соответствует случаю 1, а вторая выражается через интеграл вероятности или *Френеля интеграл* (см. *Интегральные функции*).

5. Если $f(z)$ имеет точку ветвления 1-го порядка вблизи простой седловой точки, то интеграл выражается через ф-цию параболич. цилиндра.

6. Седловая точка находится вблизи концевой точки контура интегрирования, но не совпадает с ней. Эталонный интеграл выражается через интеграл Френеля.

Напр., если ф-ция $f(z)$ не имеет особенностей вблизи изолиров. седловой точки 1-го порядка z_0, т. е. точки, в к-рой $q'(z_0)=0$, $q''(z_0)\neq 0$, то асимптотич. значение $I(\lambda)$ таково:

$$I(\lambda)\sim[-2\pi/\lambda q''(z_0)]^{1/2}f(z_0)e^{\lambda q(z_0)},\quad \lambda\to\infty,$$

аналогично получают асимптотич. разложение интеграла $I(\lambda)$ по степеням λ^{-1}.

П. м. можно применять и в многомерном случае. Напр., для кратного вещественного интеграла

$$I_n(\lambda)=\int\ldots\int dx_1\ldots dx_n f(\boldsymbol{x})\exp[-\lambda q(\boldsymbol{x})],$$

имеющего простую стационарную точку $\boldsymbol{x}_0=\{x_{10}, \ldots, x_{n0}\}$, и для ф-ции $f(\boldsymbol{x})$, регулярной вблизи $\boldsymbol{x}_0$, асимптотич. оценка имеет вид

$$I_n(\lambda)\sim f(\boldsymbol{x}_0)e^{-\lambda q(\boldsymbol{x}_0)}(2\pi/\lambda)^{n/2}|\det(\partial^2 q/\partial x_i\partial x_j)|^{1/2}_{\boldsymbol{x}=\boldsymbol{x}_0}.$$

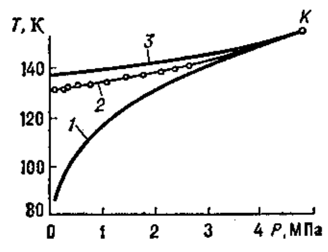
Возможность перехода к эталонному интегралу в случае многомерной перевальной точки определяется леммой Морса, в соответствии с к-рой в окрестности невырожденной перевальной точки существует такая система локальных координат $z_1, \ldots, z_n$, что $f(z)=f(0)+z_1^2+\ldots+z_n^2$. В тех случаях, когда при замене переменных возникают особенности, структуру эталонных интегралов определяют методами теории дифференцируемых отображений (см. *Катастроф теория*).

П. м. зачастую является единств. средством оценки интегралов, его применяют в разл. задачах матем. и статистической физики, распространения и рассеяния волн, диффузии и теплопроводности, при исследовании *специальных функций*, *интегральных преобразований* и др.

Лит.: Джеффрис Г., Свирлс Б., Методы математической физики, пер. с англ., в. 3, М., 1970, гл. 17; Федорюк М. В., Метод перевала, М., 1977; Фелсен Л., Маркувиц Н., Излучение и рассеяние волн, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 4; Олвер Ф., Введение в асимптотические методы и специальные функции, пер. с англ., М., 1978. *В. Е. Рокотян.*

ПЕРЕГРЁВ — 1) нагрев пара выше температуры насыщения $T_{\text{нас}}$ при заданном давлении. С увеличением П. $(T-T_{\text{нас}})$ пар становится всё более ненасыщенным. Перегретый водяной пар широко применяется в теплотехнике, в частности на тепловых электростанциях.

2) Нагрев конденсиров. фазы до темп-ры, превышающей темп-ру равновесия с др. фазой, так что исходная фаза оказывается в *метастабильном состоянии*. Предельный П. соответствует спинодали — границе термодинамич. устойчивости однородной системы [условие $(\partial P/\partial V)_T=0$]. Жидкости удаётся перегреть значительно выше темп-ры равновесия с паром $T_{\text{нас}}$. П. можно достичь не только повышением T, но и уменьшением внеш. давления P ниже $P_{\text{нас}}(T)$. Существование П. жидкости обеспечивает конечную скорость *парообразования*. Однако парообразование затруднено, если нет открытой поверхности и парогазовых пузырьков в объёме и на стенках. Гомогенное (флуктуац.) появление зародышей с заметной частотой происходит только при достаточно большом П. $(T-T_{\text{нас}})$ или $(P_{\text{нас}}-P)$. На рис. кружками отмечены эксперим. значения T для гомогенного вскипания аргона при изобарич. нагреве в стеклянной трубке: *1* — линия насыщения, *K* — *критическая точка*, линия *2* соответствует ожидаемым П. по теории гомогенного зародышеобразования для условий опыта, *3* — спинодаль.



Метастабильным состояниям отвечает П. низкотемпературной фазы при полиморфных превращениях. П. можно наблюдать при переходе сверхпроводник — нормальный металл в магн. поле.