щей, что затухание больших флуктуаций происходит по законам термодинамики неравновесных процессов. Хотя большие флуктуации очень редки, все следствия гипотезы Онсагера хорошо подтверждаются экспериментально и позволяют установить связь между *кинетическими коэффициентами* и равновесными флуктуациями потоков (см. *Грина — Кубо формулы*).

Лит.: Смолуховский М., Молекулярно-теоретические исследования по вопросу об обращении термодинамически необратимых процессов и о возврате аномальных состояний, в сб.: Эйнштейн А., Смолуховский М., Броуновское движение, пер. с нем., М., 1936, с. 273; Кац М., Вероятность и смежные вопросы в физике, пер. с англ., М., 1965. *Д. Н. Зубарев.*

ПУАССОНА КОЭФФИЦИЕНТ — см. *Модули упругости.*

ПУАССОНА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — *распределение* случайной величины X, принимающей целые неотрицательные значения r:

$$P(X=r)=\frac{\mu^r\exp(-\mu)}{r!},$$

где $\mu>0$ — параметр. Ср. значение $M(X)=\mu$, дисперсия $D(X)=\mu$, производящая функция $G(z)=\exp[\mu(z-1)]$. П. р. определяет вероятность наблюдения r событий в данный интервал времени t, если эти события независимы и возникают с пост. скоростью ν ($\mu=\nu t$). П. р. подчиняется, напр., число радиоакт. распадов x в течение заданного времени t:

$$P(x=r)=(\nu t)^r\exp(-\nu t)(r!)^{-1},$$

где ν — ср. скорость распадов. При $\mu\to\infty$ П. р. приближается к *Гаусса распределению.*

Лит.: Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей, 3 изд., М., 1987. *В. П. Жигунов.*

ПУАССОНА СКОБКИ — важное понятие аналитич. механики, введённое С. Пуассоном (S. Poisson) в 1809 и получившее дальнейшее развитие в гамильтоновой механике (см. *Гамильтонов формализм*). П. с. могут быть обобщены на случай квантовой механики, а также классич. и квантовой теории поля. П. с. двух динамич. величин f и g нек-рой гамильтоновой системы называют выражение

$$\{f,g\}=\sum_{k=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial p_k}\frac{\partial g}{\partial q_k}-\frac{\partial f}{\partial q_k}\frac{\partial g}{\partial p_k}\right), \tag{1}$$

где $f(q,p,t)$ и $g(q,p,t)$ — нек-рые ф-ции т. н. гамильтоновых (канонических) переменных $q_1,\dots,p_n$ (n — число степеней свободы системы). Встречается определение П. с. $\{f,g\}$, отличающееся от определения (1) множителем (-1). Для обозначения П. с. могут использоваться также круглые (f,g) или квадратные $[f,g]$ скобки. Иногда термин употребляется в единств. числе — «скобка Пуассона». Из определения (1) следуют свойства П. с.:

$$\{g,f\}=-\{f,g\} \tag{I}$$

$$\{\alpha f+\beta g,h\}=\alpha\{f,h\}+\beta\{g,h\} \tag{II}$$

(где α, β — нек-рые константы);

$$\{fg,h\}=\{f,h\}g+f\{g,h\} \tag{III}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\{f,g\}=\left\{\frac{\partial f}{\partial t},g\right\}+\left\{f,\frac{\partial g}{\partial t}\right\} \tag{IV}$$

$$\{f,\{g,h\}\}+\{h,\{f,g\}\}+\{g,\{h,f\}\}\equiv 0 \tag{V}$$

(тождество V — т. н. тождество Якоби). Важным свойством П. с. является их инвариантность относительно канонич. преобразований (инвариантность относительно перехода к др. набору канонич. переменных $Q_1,\dots,P_n$):

$$\{f,g\}=\sum_{k=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial P_k}\frac{\partial g}{\partial Q_k}-\frac{\partial f}{\partial Q_k}\frac{\partial g}{\partial P_k}\right), \tag{1*}$$

причём оба набора переменных удовлетворяют *Гамильтона уравнениям.* Если одна из ф-ций f или g совпадает с обобщённой координатой q_i или обобщённым импульсом p_k, то

$$\{f,q_i\}=\frac{\partial f}{\partial p_i};\ \{p_k,g\}=\frac{\partial g}{\partial q_k}. \tag{2}$$

Если и вторая ф-ция заменена на координату или импульс, то

$$\{q_i,q_k\}=0;\ \{p_i,p_k\}=0;\ \{p_i,q_k\}=\delta_{ik}. \tag{3}$$

Выполнение условия (3) для к.-л. набора переменных $q_1,\dots,p_n$ есть критерий каноничности этого набора. Замена f на гамильтониан системы H, а g — на q_i или p_k даёт

$$\{H,q_i\}=\dot q_i;\ \{H,p_k\}=\dot p_k, \tag{4}$$

т. е. соотношения, совпадающие с ур-ниями Гамильтона. Однако наиб. полно проявляется важность понятия П. с. при рассмотрении полной производной по времени от нек-рой динамич. величины $F(q,p,t)$:

$$\frac{dF}{dt}=\frac{\partial F}{\partial t}+\{H,F\}. \tag{5}$$

При выводе (5) использованы ур-ния Гамильтона и определение П. с. (1). Для сохраняющейся со временем величины F (т. н. интеграла движения) имеет место равенство

$$\frac{\partial F}{\partial t}+\{H,F\}=0, \tag{6}$$

принимающее в случае F, не зависящего явно от времени, вид

$$\{H,F\}=0. \tag{7}$$

Из (5), (6) и свойств П. с. вытекает *Пуассона теорема* — П. с. двух интегралов движения F и G есть также интеграл движения:

$$\frac{d}{dt}\{F,G\}=0. \tag{8}$$

В квантовой механике, в к-рой роль классич. динамич. величин играют эрмитовские операторы, аналогом (1) являются т. н. квантовые П. с.

$$\{\hat f,\hat g\}_{\text{кв}}=\frac{i}{\hbar}[\hat f,\hat g]\equiv\frac{i}{\hbar}(\hat f\hat g-\hat g\hat f). \tag{9}$$

[Определение этих скобок иногда также отличается от (9) множителем (-1).] Квантовые П. с. обладают теми же свойствами (I — V), что и классические, причём доказательство справедливости тождества Якоби является в квантовом случае более простым. Сохраняют свой вид соотношения (3), и тем самым коммутац. соотношение Борна — Йордана

$$[\hat p_x,\hat x]=-i\hbar$$

представляет собой аналог соответствующей классич. ф-лы, что впервые использовано П. Дираком (P. Dirac) в построении формального матем. аппарата квантовой механики. Через квантовые П. с. выражается оператор, отвечающий производной по времени нек-рой физ. величины A:

$$\frac{d\hat A}{dt}=\frac{\partial\hat A}{\partial t}+\{\hat H,\hat A\}_{\text{кв}}\equiv\frac{\partial\hat A}{\partial t}+\frac{i}{\hbar}[\hat H,\hat A]. \tag{10}$$

Наконец, сохраняет свой вид теорема Пуассона: умноженный на $i/\hbar$ коммутатор двух интегралов движения есть также интеграл движения. В квантовом случае теореме Пуассона может быть придана групповая интерпретация, если интегралы движения обусловлены той