ронному рассеянию в области $qr_c \gg 1$ дают для Fe $\Delta_\omega = 2{,}7 \pm 0{,}3$, для Ni $\Delta_\omega = 2{,}46 \pm 0{,}25$.

Кинетич. явления в жидкости вблизи критич. точки имеют существ. особенности, связанные с взаимодействием диффуз. движения с вязкостным. В этом случае у коэф. диффузии D появляется сингулярность: $D \sim r_c^{-1}$. Экспериментально замедление флуктуаций вблизи критич. точки наблюдается по сужению центрального (рэлеевского) пика при рассеянии света с заданной передачей импульса q. Согласно гипотезе динамич. масштабной инвариантности, ширина линии $\gamma \sim Dq^2 f(qr_c) \sim \sim q^2 r_c^{-1} f(qr_c)$, где $f(0) = 1$, $f(x) \sim x$ при $x \gg 1$. Эксперимент согласуется с этим выводом (см. рис. 2, где представлены данные для критич. изохоры Xe).

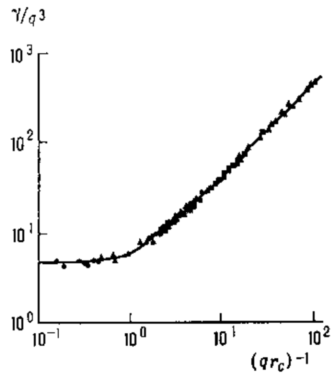

Рис. 2.

Наиболее последоват. теория критич. динамики основана на применении метода *ренормализационной группы* к релаксац. ур-ниям для параметра порядка. В случае несохраняющегося параметра порядка такой анализ показывает, что кинетич. коэф. Г имеет при $\tau \to 0$ слабую аномалию: $\Gamma \sim |\tau|^{c\eta}$, где $\eta \ll 1$ — критич. показатель корреляц. ф-ции, $c \sim 1$. Для сохраняющегося параметра порядка (напр., числа частиц в газе или спонтанного момента изотропного ферромагнетика) релаксац. ур-ние имеет др. вид: $\partial\varphi/\partial t = \Gamma_c \nabla^2(\delta F/\delta\varphi)$. В этом случае анализ методом ренормализац. группы подтверждает гипотезу динамич. масштабной инвариантности.

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, гл. 12; Фольмер М., Кинетика образования новой фазы, пер. с нем., М., 1986.

А. З. Паташинский, М. В. Фейгельман.

КИНЕ́ТИКА ФИЗИ́ЧЕСКАЯ — микроскопич. теория процессов в неравновесных средах. В К. ф. методами квантовой или классич. *статистической физики* изучают процессы переноса энергии, импульса, заряда и вещества в разл. физ. системах (газах, плазме, жидкостях, твёрдых телах) и влияние на них внеш. полей.

В отличие от *термодинамики неравновесных процессов* и электродинамики сплошных сред, К. ф. исходит из представления о молекулярном строении рассматриваемых сред, что позволяет вычислить из первых принципов *кинетические коэффициенты*, диэлектрич. и магн. проницаемости и др. характеристики сплошных сред.

К. ф. включает в себя *кинетическую теорию газов* из нейтральных атомов или молекул, статистич. теорию неравновесных процессов в плазме, теорию явлений переноса в твёрдых телах (диэлектриках, металлах и полупроводниках) и жидкостях, кинетику магн. процессов и теорию кинетич. явлений, связанных с прохождением быстрых частиц через вещество. К ней же относятся теория процессов переноса в *квантовых жидкостях* и сверхпроводниках и *кинетика фазовых переходов*.

Если известна ф-ция распределения всех частиц системы по их координатам и импульсам в зависимости от времени (в квантовом случае — статистич. оператор), то можно вычислить все характеристики неравновесной системы. Вычисление полной ф-ции распределения является практически неразрешимой задачей, но для определения мн. свойств физ. систем, напр. потока энергии или импульса, достаточно знать ф-цию распределения небольшого числа частиц, а для газов малой плотности — одной частицы.

В К. ф. используется существ. различие времён релаксации в неравновесных процессах (иерархия времён релаксации), напр. для газа из частиц или квазичастиц время свободного пробега значительно больше времени столкновения между частицами. Это позволяет перейти от полного описания неравновесного состояния ф-цией распределения по всем координатам и импульсам к сокращённому описанию при помощи ф-ции распределения одной частицы по её координатам и импульсам.

Кинетическое уравнение. Осн. метод К. ф. — решение *кинетического уравнения Больцмана* для одночастичной ф-ции распределения $f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{p}, t)$ молекул в фазовом пространстве их координат $\boldsymbol{x}$ и импульсов $\boldsymbol{p}$. Ф-ция распределения удовлетворяет кинетич. ур-нию

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\boldsymbol{p}}{m}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{x}} + \dot{\boldsymbol{p}}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} = \mathrm{St}\, f,$$

где $\mathrm{St} f$ — интеграл столкновений, определяющий разность числа частиц, приходящих в элемент объёма вследствие прямых столкновений и убывающих из него вследствие обратных столкновений. Для одноатомных молекул или для многоатомных, но без учёта их внутр. степеней свободы

$$\mathrm{St}\, f = \int w\,(f' f_1' - f f_1)\, d\boldsymbol{p}_1\, d\boldsymbol{p}'\, d\boldsymbol{p}_1',$$

где w — вероятность столкновения, связанная с дифференц. эфф. сечением рассеяния $d\sigma$:

$$w\, d\boldsymbol{p}'\, d\boldsymbol{p}_1' = |\boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_1|\, d\sigma,$$

где $\boldsymbol{p}$, $\boldsymbol{p}_1$ — импульсы молекул до столкновения, $\boldsymbol{v}, \boldsymbol{v}_1$ — соответств. скорости, $\boldsymbol{p}'$, $\boldsymbol{p}_1'$ — их импульсы после столкновения, f, f_1 — ф-ции распределения молекул до столкновения, f', f_1' — их ф-ции распределения после столкновения. Для газа из сложных молекул, обладающих внутр. степенями свободы, их следует учитывать в ф-ции распределения. Напр., для двухатомных молекул с собств. моментом вращения $\boldsymbol{M}$ ф-ции распределения будут зависеть также от $\boldsymbol{M}$.

Из кинетич. ур-ния следует *Больцмана H-теорема* — убывание со временем H-функции Больцмана (ср. логарифма ф-ции распределения) или возрастание энтропии, т. к. она равна H-функции Больцмана с обратным знаком.

Уравнения переноса. К. ф. позволяет получить ур-ния баланса ср. плотностей вещества, импульса и энергии. Напр., для простого газа плотность ρ, гидродинамич. скорость $\boldsymbol{V}$ и ср. энергия $\bar{\varepsilon}$ удовлетворяют ур-ниям баланса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}\,(\rho \boldsymbol{V}) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V_\alpha) + \sum_\beta \frac{\partial \Pi_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n\bar{\varepsilon} + \mathrm{div}\, \boldsymbol{q} = 0,$$

где

$$\Pi_{\alpha\beta} = \int m V_\alpha V_\beta f\, d\boldsymbol{p} \text{ —}$$

тензор плотности потока импульса, n — плотность числа частиц, $\boldsymbol{q} = \int \varepsilon \boldsymbol{V} f d\boldsymbol{p}$ — плотность потока энергии.

Если состояние газа мало отличается от равновесного, то в малых элементах объёма устанавливается распределение, близкое к локально равновесному *Максвелла распределению*,

$$f_0 = n\,(2\pi m k T)^{-3/2} \exp\,[-m\,(\boldsymbol{v} - \boldsymbol{V})^2/2kT]$$

с темп-рой, плотностью и гидродинамич. скоростью, соответствующими рассматриваемой точке газа. В этом случае неравновесная ф-ция распределения мало отличается от локально равновесной и решение кинетич.