

построения аксиоматич. теории. Затем оно стало применяться и для изучения конкретных моделей. Алгебраич. аппарат открывает здесь большие возможности: выбирая разл. состояния на квазилокальной алгебре, можно канонически строить описания системы, обладающие разл. желательными свойствами — наличием, отсутствием или вырождением вакуума, сохранением или нарушением тех или иных симметрий и т. п. В статистич. механике алгебраич. методы оказываются эффективными для описания и изучения равновесных состояний. С их помощью, напр., установлена эквивалентность разл. определений равновесного состояния, доказаны соотношения Онсагера для модели стационарной неравновесной термодинамики.

Лит.: Рюэля Д., Статистическая механика. Строгие результаты, пер. с англ., М., 1971; Эмх Ж., Алгебраические методы в статистической механике и квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976; Фаддеев Л. Д., Якубовский И. О. А., Лекции по квантовой механике, Л., 1980; Хоружий С. С., Введение в алгебраическую квантовую теорию поля, М., 1986.

НАБЛЮДЕНИИ ОБРАБОТКА — см. *Анализ данных*.

НАВЬЕ — СТОКСА УРАВНЕНИЯ — дифференц. ур-ния движения вязкой жидкости (газа). В простейшем случае движения несжимаемой (плотность $\rho = \text{const}$) и ненагреваемой (темп-ра $T = \text{const}$) жидкости Н.—С. у. имеют вид:

а) в векторной форме

$$\frac{dv}{dt} = F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 v; \quad (1)$$

б) в проекциях на прямоуг. декартовы оси координат (система трёх ур-ний)

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 v_x. \quad (2)$$

Здесь t — время; x, y, z — координаты частицы жидкости; v — её скорость (v_x, v_y, v_z — проекции v); F — объёмная сила (X, Y, Z — проекция F); p — давление; $\nu = \mu/\rho$ — кинематич. коэф. вязкости (μ — динамич. коэф. вязкости) и

$$\nabla^2 v_x = \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}.$$

Н.—С. у. (2) служат для определения v_x, v_y, v_z как ф-ций x, y, z, t . Чтобы замкнуть систему, к ур-ниям (2) присоединяют ур-ние неразрывности, имеющее для несжимаемой жидкости вид

$$\theta \equiv \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Для интегрирования ур-ний (2), (3) требуется задать начальные (если движение не является стационарным) и граничные условия. Граничным условием для скоростей в вязкой жидкости является условие прилипания к твёрдым стенкам: на неподвижной стенке $v = 0$, а на движущейся стенке v равно скорости соответствующей точки стенки.

В общем случае движения сжимаемой вязкой жидкости (газа) Н.—С. у. в проекциях на прямоуг. декартовы оси координат имеют вид

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = \\ & = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \theta \left(-\frac{2}{3} \mu + \mu' \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где μ' — т. н. второй коэф. вязкости (см. *Вязкость и Объёмная вязкость*). Обычно при решении задач гидродинамики объёмную вязкость не учитывают, полагая $\mu' = 0$.

Коэф. μ зависит вообще от темп-ры T , где $T = T(x, y, z, t)$; при этом зависимость $\mu(T)$ считается известной. Т. о., ур-ния (4) содержат 6 неизвестных ф-ций от координат и времени: $v_x, v_y, v_z, p, \rho, T$. Чтобы

замкнуть систему, к ур-ниям (4) присоединяют *неразрывности уравнение*, ур-ние баланса энергии и *Клапейрона уравнение*.

Если зависимость $\mu(T)$ можно пренебречь, полагая $\mu = \text{const}$, то Н.—С. у. для сжимаемой жидкости принимает более простой вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = \\ & = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \nu \nabla^2 v_x. \end{aligned} \quad (5)$$

В этом случае к ур-ниям (5) присоединяют ур-ние неразрывности и ур-ние состояния в виде $p = p(\rho)$.

Н.—С. у. применяют при изучении движений реальных жидкостей и газов. Однако в силу нелинейности этих ур-ний точные решения удаётся найти лишь для небольшого ряда частных случаев; в большинстве конкретных задач ограничиваются отысканием тех или иных приближённых решений (см. *Гидродинамика*). Применяются также численные методы интегрирования этих ур-ний с использованием ЭВМ.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987. (В первых двух источниках Н.—С. у. приведены в цилиндрич. и сферич. координатах.) См. также лит. при ст. *Гидроаэромеханика*.

НАГРЕВ ПЛАЗМЫ — процесс передачи энергии внеш. источников в энергию хаотич. движения частиц плазмы; важен для осуществления *управляемого термоядерного синтеза*.

Существует неск. методов Н. п. В установках с магн. удержанием плазмы (токамаках, открытых ловушках, стеллараторах и др.) основными являются: омический (джоулев) нагрев; нагрев с помощью ВЧ эл.-магн. поля; нагрев пучками атомов. В импульсных установках с магн. удержанием плазмы применяют также нагрев с помощью быстрорастающего магн. поля, инжекции в плазму электронных и ионных пучков и лазерного излучения.

Омический нагрев наиб. прост по физ. принципам и по техн. реализации; он применяется гл. обр. в замкнутых ловушках — *токамаках* и *стеллараторах*. Мощность омич. Н. п. определяется ф-лой $P = I^2 R$, где I — тороидальный ток, R — сопротивление плазменного витка. Т. к. ток I ограничен сверху условиями устойчивости плазмы, мощность омич. нагрева велика только при высоком сопротивлении плазмы. Для полностью ионизов. плазмы $R \propto T^{-3/2}$, где T — темп-ра плазмы, поэтому мощность омич. нагрева быстро падает с ростом темп-ры и при термоядерных темп-рах ($T \sim 10^8$ К) используют др. методы нагрева.

Высокочастотные методы Н. п. чаще всего основаны на использовании разл. резонансных эффектов.

Ионно-циклотронный резонансный нагрев (ИЦРН) определяется условием равенства частоты ω внеш. поля первой или второй гармонике ионной циклотронной частоты $\omega = \omega_{B1} = Z_i e B / m_i c$ ($Z_i e$ — заряд иона, B — индукция удерживающего магн. поля, m_i — масса иона). Обычно ИЦРН в крупных токамаках требует применения эл.-магн. колебаний с длиной волны ~ 10 м. Иногда применяется ИЦРН на ионах малой примеси (напр., на ионах He^3 в дейтериевой плазме). Можно создать также условия, когда при ИЦРН энергия будет вкладываться в осн. в электроны. На крупных совр. токамаках мощность ИЦРН достигает 18 МВт. Достоинствами ИЦРН являются относит. простота и доступность мощных генераторов дециметрового диапазона, относит. недостатком — трудность ввода ДВ-колебаний в плазму, что требует установки непосредственно в вакуумной камере токамака сложных антенных структур, подвешиваемых воздействию разл. видов излучения плазмы. ИЦРН (как и др. виды ВЧ-нагрева) успешно применяется также в открытых ловушках и стеллараторах.