

# Лекция № 16

## **ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА**

Лекции Веретимус Н.К. и Веретимус Д.К.

# Литература:

- Глаголев К.В., Морозов А.Н. Физическая термодинамика: Учеб. пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2004. – 368 с./Под ред. Л.К.Мартинсона, А.Н.Морозова.
- Иродов И.Е. Физика макросистем. Основные законы. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2001

# *Термодинамические потоки*

Выведенная из состояния равновесия, любая макросистема стремится вернуться в равновесное состояние. Нарушение равновесия сопровождается возникновением потоков частиц (или тепла, или электрического заряда и т.д.). Молекула при движении переносит массу  $m$ , импульс  $\vec{p}$ , энергию  $\varepsilon$ . Связанные с этим явления называются явлениями переноса.

# *Явления переноса в газах*

Внутренний механизм **явлений переноса** – хаотическое тепловое движение молекул, приводящее их к перемешиванию.

Подразделяют:

1. *диффузию* – при переносе  $m$ ,
2. *вязкое трение* в движущемся газе (вязкость газа) – при переносе  $p$ ,
3. *теплопроводность* – при переносе  $\varepsilon$ .

# *Молекулярно-кинетическая интерпретация явлений переноса*

*Рассмотрим явления переноса в газах с молекулярно-кинетической точки зрения. Расчеты будут иметь оценочный характер. Исходим из предельно упрощенной модели: ввиду полной хаотичности теплового движения молекул будем считать, что молекулы движутся по трем направлениям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , так что на каждое направление в одну сторону плотность потока молекул составляет*

$$j = \frac{1}{6} \langle v \rangle n \quad (16.1)$$

где  $n$  — концентрация молекул. Эти потоки и являются переносчиками определенных физических величин  $G$ . Плотность потока величины будем обозначать  $j_G$ .

Через интересующую нас площадку молекулы будут переносить то значение величины  $G$ , которое они имели на расстоянии  $\lambda$  от площадки  $S$ . Предположим, что последнее соударение молекулы испытывают на этом расстоянии от  $S$ .

## *Общее уравнение переноса*

*Пусть величина  $G$  меняется только в направлении оси  $X$ , так, как показано на рис. 16.1. Площадку  $S$  будут пронизывать молекулы, движущиеся во встречных направлениях, их плотности потоков обозначим  $j'$  и  $j''$ . Причем  $j' = j'' = j$ , чтобы не возникало газодинамических потоков, и чтобы все процессы сводились только к переносу величины  $G$ .*

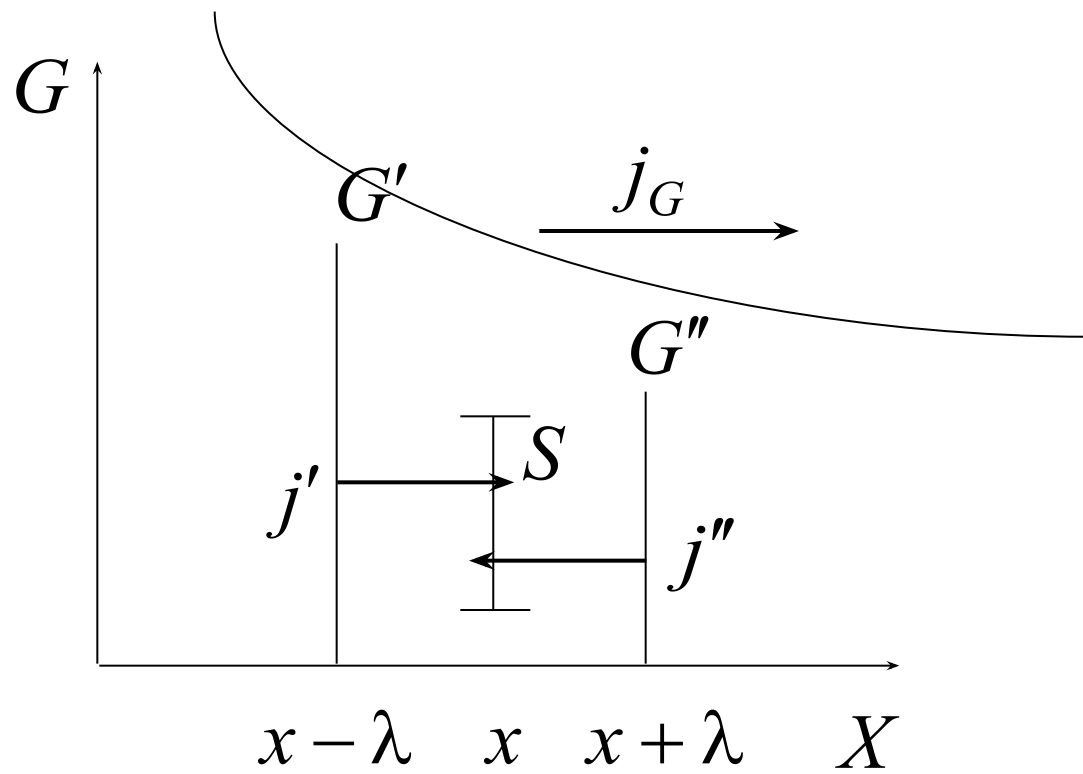


Рис. 16.1



Тогда для результирующей плотности потока величины  $G$ , с учетом (16.1) можно записать:

$$j_G = jG' - jG'' = \frac{1}{6} \langle v \rangle n (G' - G'') \quad (16.2)$$

Благодаря малости  $\lambda$

$$G' - G'' = -\frac{\partial G}{\partial x} 2\lambda \quad (16.3)$$

Подставим (16.3) в (16.2). Запишем **общее уравнение переноса**

$$j_G = -\frac{1}{3} \langle v \rangle n \lambda \frac{\partial G}{\partial x} \quad (16.4)$$

Здесь  $n$  – концентрация молекул,  $\langle v \rangle$  – их средняя тепловая скорость. Значения этих величин берутся в сечении  $S$ .

Применим уравнение (16.4) к явлениям переноса, связанным с диффузией, вязкостью и теплопроводностью.

# *Коэффициенты переноса*

**Диффузия** – процесс самопроизвольного выравнивания концентраций веществ в смесях.

**Диффузия** – распространение молекул примеси в жидкости или газе от места их введения при отсутствии макроскопических перемещений в жидкости или газе.

**Диффузия** – взаимопроникновение вещества в различных смесях, обусловленное тепловым движением молекул.

*Диффузия в газе.* Ограничимся рассмотрением **самодиффузии** - процесса перемешивания (взаимопроникновения) молекул одного сорта. Наблюдать этот процесс можно с помощью так называемых «меченых» атомов: берут смесь газов из двух изотопов одного и того же элемента, один из которых радиоактивен. Тогда процесс диффузии можно наблюдать, регистрируя радиоактивное излучение радиоизотопа. Можно взять смесь двух различных газов, молекулы которых почти одинаковы по массе и размерам (например,  $N_2$  и  $CO$ ).

В этом случае у обеих компонент газа будут одинаковы средние скорости  $\langle v \rangle$  и длины свободного пробега  $\lambda$ .

Чтобы отсутствовали газокинетические потоки и перемешивание молекул происходило только за счет диффузии, необходимо, чтобы суммарная концентрация  $n = n_1 + n_2$  обеих компонент смеси не зависела от координаты  $X$ , вдоль которой происходит этот процесс.

Пусть концентрация молекул первого сорта  $n_1 = n_1(x)$ . Учитывая, что величина  $G$  в уравнении (16.4) есть характеристика переносимого в данном случае количества, отнесенного к *одной* молекуле, определим  $G$ :

$$G = n_1/n$$

где  $n$  - равновесная концентрация. Уравнение (16.4) примет вид

$$j_{n_1} = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \lambda \frac{\partial n_1}{\partial x} \quad (16.5)$$

Сравнив (16.5) с (16.1), найдем коэффициент самодиффузии

$$D = -\frac{1}{3} \langle v^2 \rangle \lambda \quad (16.6)$$

Знак «минус» обусловлен тем, что поток  $i$ -ой компоненты противоположен производной  $\partial n_i / \partial x$  - градиенту концентрации.

**Внутреннее трение или вязкость** – *возникновение силы трения между двумя слоями жидкости или газа, движущимися с различными скоростями.*

Сила трения между двумя слоями жидкости или газа, отнесенная к единице площади поверхности раздела слоев

$$f = \eta \left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| \quad (16.7)$$



где  $\eta$  – коэффициент вязкости (вязкость), производная  $\partial u/\partial x$  – градиент скорости – характеризует степень изменения скорости жидкости или газа в направлении, перпендикулярном направлению движения слоев.  $[f]=\text{Н/м}^2$ .

Согласно 2-у закону Ньютона взаимодействие двух слоев с силой  $f$  можно рассматривать как процесс передачи импульса в единицу времени. Тогда (16.6) можно представить, как

$$j_p = -\eta \frac{\partial u}{\partial x} \quad (16.8)$$

где  $j_p$  - импульс, передаваемый ежесекундно от слоя к слою через единицу площади поверхности — плотность потока импульса.

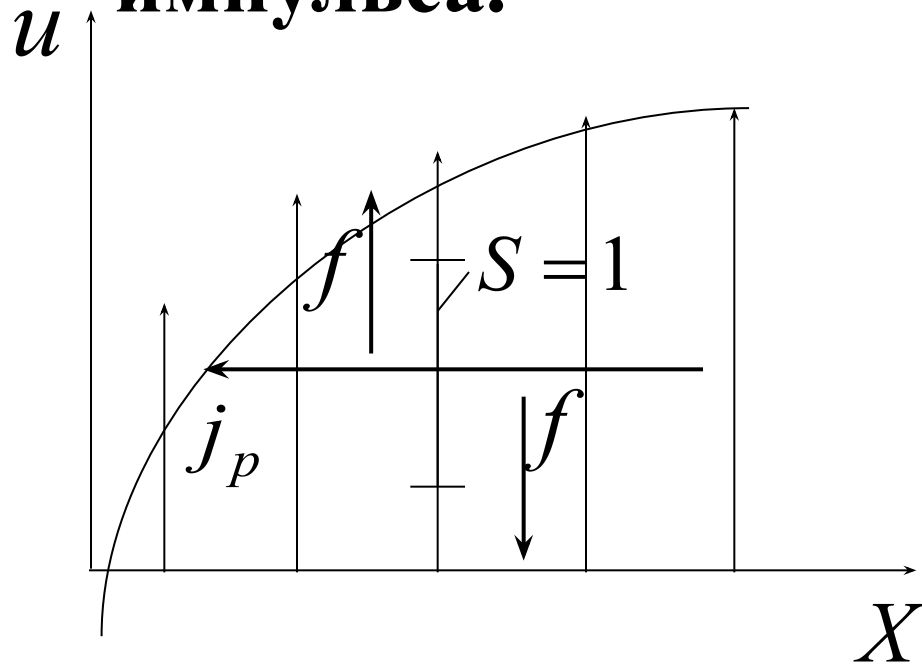


Рис. 16.2

Знак «минус» обусловлен тем, что поток импульса противоположен по направлению градиенту  $\frac{\partial u}{\partial x}$  (рис. 16.2).  $j_p = \text{Н/м}^2$ .

**Вязкость газов.** В этом случае через единичную площадку  $S$  будет происходить перенос импульса  $p = m_0 u$ , где  $m_0$  – масса молекулы. Здесь  $G = p$ , из уравнения (16.4) плотность потока импульса:

$$j_p = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \lambda \rho \frac{\partial u}{\partial x} \quad (16.9)$$

где  $\rho = m_0 n$  – плотность газа. Сопоставив (16.9) с эмпирической формулой (16.8), **коэффициент вязкости (вязкость)**

$$\eta = \frac{1}{3} \langle v \rangle \lambda \rho \quad (16.10)$$

**Теплопроводность** – переход энергии от более нагретых областей к менее нагретым при отсутствии перемешивания жидкости или газа и конвекционных течений в них.

**Теплопроводность газов.** Здесь величиной  $G$  является средняя энергия теплового движения  $\varepsilon$ , приходящаяся на одну молекулу. Из (16.4) для  $G = \varepsilon = ikT/2$  получим:

$$j_Q = -\frac{1}{3} n \langle v \rangle \lambda \frac{i}{2} k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (16.11)$$

Здесь  $(ik)/2$  - теплоемкость при постоянном объеме, рассчитанная на одну молекулу

$$\frac{i}{2}kn = c_V \rho$$

Подставим в (16.11)

$$j_Q = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \lambda \rho c_V \frac{\partial T}{\partial x} \quad (16.12)$$

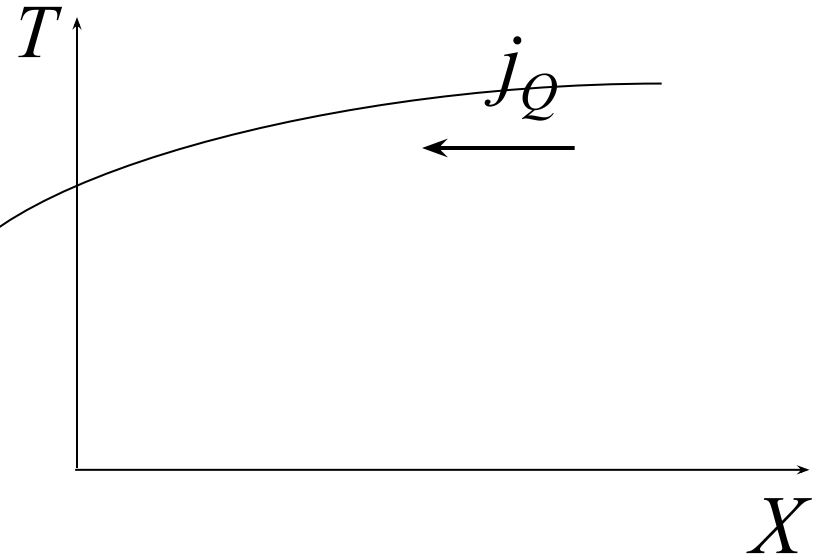
Сравним с (16.14), коэффициент теплопроводности (теплопроводность)

$$\kappa = \frac{1}{3} \langle v \rangle \lambda \rho c_V \quad (16.13)$$

Если в среде создать вдоль оси градиент температуры  $\partial T/\partial x$ , то возникает поток тепла, плотность которого

$$j_Q = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \quad (16.14)$$

Знак «минус» говорит о том, что плотность потока противоположна по направлению градиенту  $\partial T/\partial x$ .  $j_Q =$  Вт/м<sup>2</sup>.



1. При увеличении температуры  $T$  коэффициенты  $D$ ,  $\eta$  и  $\kappa$  возрастают.
2. Так как длина свободного пробега  $\lambda \sim 1/n$ , а  $n \sim \rho$ , то  $\eta$  и  $\kappa$  не зависят от концентрации, а значит и от давления (при  $T = \text{const}$ ).

# *Физический вакуум*

Теплопроводность  $\kappa$  и вязкость  $\eta$  не зависят от плотности газа, если она достаточно велика. Для сильно разреженного газа, плотность которого столь мала, что длина свободного пробега  $\lambda$  его молекул сравнима с характерным размером  $L$  сосуда, теплопроводность  $\kappa$  и вязкость  $\eta$  начинают зависеть от плотности (уменьшаются с уменьшением плотности газа).



Состояние, при котором длина свободного пробега  $\lambda$  молекул газа становится того же порядка (или более), что и характерный размер  $L$  сосуда, в котором он находится, называется **вакуумом**. *Различают низкий ( $\lambda < L$ ), средний ( $\lambda \approx L$ ) и высокий, или глубокий ( $\lambda \gg L$ ) вакуум. Газ в состоянии *высокого вакуума* называют **ультраразреженным**.*

Под характерным понимают тот размер сосуда (или в сосуде), который определяет интересующее нас явление.

В условиях вакуума бессмысленно говорить о давлении одной части газа на другую. Имеет смысл говорить только о силе трения, испытываемого движущимся *телом.* Также теряет смысл введенное нами понятие теплопроводности, как процесса передачи энергии от одного слоя газа к другому (тепловая диффузия). Следует говорить только о теплообмене между *телами.*

Вакуум – понятие относительное: условие  $\lambda > L$  может иметь место в малых порах (деревьев или почвы) даже при атмосферном давлении. Причем *газ одной и той же плотности в сосудах разного размера может находиться в обычном состоянии ( $\lambda \ll L$ ), а может представлять собой вакуум.*

# *Эффузия в разреженном газе*

*(Самостоятельное изучение.)*

**Эффузия** – процесс истечения разреженного газа из отверстия, характерные размеры которого много меньше длины свободного пробега ( $\lambda \gg L$ ).

**Тепловая эффузия** – перетекание газа в результате эффузии из области с более низкой температурой в область с более высокой. Пример: процесс выделения воздуха из почвы днем и поглощения его ночью.

**Изотермическая эффузия** – газ, молекулы которого имеют меньшую массу, более интенсивно проходит через пористую перегородку, чем газ, имеющий более тяжёлые молекулы (используют для разделения изотопов урана при его обогащении).

Глаголев К.В., Морозов А.Н. Физическая термодинамика: Учеб. пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2004. – 368 с./Под ред. Л.К.Мартинсона, А.Н.Морозова.  
**Параграф 6.3, стр. 205–209.**

# *Броуновское движение*

В любой среде существуют постоянные микроскопические флуктуации давления. Они, воздействуя на помещенные в среду частицы, приводят к их случайным перемещениям. Это *хаотическое движение мельчайших частиц в жидкости или газе называется броуновским движением, а сама частица – броуновской.*

Броуновское движение было впервые экспериментально открыто и исследовано в 1827 г. английским ботаником Р.Броуном, который наблюдал в микроскоп взвешенную в воде цветочную пыльцу. Частички пыльцы совершали случайные перемещения, причем средняя длина этих перемещений за равные промежутки времени не изменялась при постоянных параметрах жидкости, например ее температуре. *С повышением температуры интенсивность броуновского движения увеличивалась.*

# *Производство энтропии в необратимых процессах*

При протекании необратимых термодинамических процессов происходит возрастание энтропии. Производство энтропии в единичном объеме при протекании различных процессов:

$$\sigma_S = \sum_{i=1}^N X_i j_i$$

где  $X_i$  – термодинамические силы, а  $j_i$  – плотности термодинамических потоков.



Производство энтропии внутри  
выделенного объема  $V$  среды:

$$\dot{S} = \int_V \sigma_S dV \quad (16.15)$$

Найдем выражения, позволяющие  
рассчитывать производство энтропии при  
протекании в газах необратимых процессов  
переноса теплоты (теплопроводности) и  
переноса импульса (вязкости). Плотности  
термодинамических потоков в этих процессах  
соответственно равны:

$$j_Q = -\kappa \frac{dT}{dx}; \quad j_p^\boxtimes = -\eta \frac{du}{dx}$$

Без учета взаимного влияния различных необратимых процессов соотношение между термодинамическими силами и плотностями потоков для рассматриваемого случая имеет линейную зависимость:

$$j_i = L_{ii} X_i$$

где  $L_{ii}$  - кинетические коэффициенты, пропорциональные введенным выше значениям теплопроводности и вязкости:

$$L_{QQ} = \aleph T^2; \quad L_{pp} = \eta T$$

Тогда для термодинамических сил получаем следующие выражения:

$$X_Q = -\frac{1}{T^2} \frac{dT}{dx}; \quad X_p = -\frac{1}{T} \frac{du}{dx}$$

а соответствующие им формулы для расчета производства энтропии

$$\sigma_Q = \frac{\aleph}{T^2} \left( \frac{dT}{dx} \right)^2; \quad \sigma_p = \frac{\eta}{T} \left( \frac{du}{dx} \right)^2 \quad (16.16)$$

## Следствия из выражений (16.16):

1. При протекании необратимых процессов теплопроводности и вязкости производство энтропии является положительной величиной ( $\sigma_Q > 0$ ;  $\sigma_p \boxtimes > 0$ ).
2. Если газ находится в равновесном состоянии, которое характеризуется постоянством параметров состояния (в данном случае  $T = \text{const}$  и  $u = \text{const}$ ), то в такой среде будут отсутствовать термодинамические потоки и производство энтропии станет равным нулю ( $\sigma_Q = 0$ ;  $\sigma_p \boxtimes = 0$ ).