

# Новая тема 7

---

## Волны в плазме

# Просто волны. Напоминание

И в обычном веществе существуют разные типы волн.  
Усложнение системы может расширить количество типов волн.

## Пример: идеальный газ

- Звук (продольные волны давления)
- Свет (поперечные электромагнитные волны)

## Характеристики

## Уравнение волны

- Частота волны  $\omega$

$$I = I_0 \exp(i\vec{k}\vec{r} - i\omega t)$$

- Волновой вектор  $\vec{k}$

- Фазовая скорость

$$v_f \equiv \frac{\omega}{k}$$

- Групповая скорость

$$v_g \equiv \frac{d\omega}{dk}$$

# Волны в плазме простыми словами

---

В плазме может существовать множество типов волн.

+ разные компоненты ( $e, i$ )      + электрические силы      + магнитные силы

**Плазменные (ленгмюровские) волны:** колебания на плазменной частоте (см. лекцию 1). Инерция определяется электронами, а возвращающая сила – полем, возникающем при разделении зарядов.

**Ионно-звуковые волны:** аналог звука в газе. Могут существовать не всегда. Инерция определяется ионами, а возвращающая сила – давлением электронов.

**Электромагнитные волны:** то же, что в газе. Особенность: могут распространяться только при плотности плазмы ниже некоторой критической.

**Волны в замагниченной плазме (альфвеновские, магнитный звук):** разные ветви, свойства зависят от поляризации и направления распространения, магнитное поле вносит вклад в возвращающую силу.

*Волны в неоднородной плазме (дрейфовые) ... и другие (не рассматриваются)*

# Волны в однородной плазме

## Вычислим диэлектрическую проницаемость однородной плазмы

**Модель:** бесстолкновительная плазма, внешнее поле  $\vec{B}_0 = 0$ , компоненты характеризуются  $m_a$ ,  $q_a$  и  $f_a(\vec{v})$ , причем  $f_a(\vec{v})$  — изотропная:  $f_a(\vec{v}) = f_a(v)$ . (далее индекс компоненты  $a$  опускаем)

### Стандартный метод исследования:

Пусть есть малые  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$ , причем  $\vec{E}, \vec{B} \propto \exp(i\vec{k}\vec{r} - i\omega t)$

$\Rightarrow$  ищем возмущение функции распределения  $\delta f(\vec{E})$

$\Rightarrow$  ток  $\vec{j}(\vec{E}) \Rightarrow$  проводимость  $\sigma_{\alpha\beta}$

$\Rightarrow$  диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{\alpha\beta}$

В кинетическое уравнение

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)f + \frac{q}{m} \left( \vec{E} + \left[ \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right] \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0 \quad \star$$

подставим  $f = f_0(\vec{v}) + \delta f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  и пренебрежем малостями 2 порядка по амплитуде возмущения:

# Диэлектрическая проницаемость

вывод формул  
для справки



$$-i\omega \delta f + i\vec{k}\vec{v} \delta f + \frac{q}{m} \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \underbrace{\left[ \vec{v} \times \vec{B} \right]}_{\perp \vec{v}} \right) \underbrace{\frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}}}_{\parallel \vec{v}} = 0$$

произведение = 0

$$\delta f = \frac{q\vec{E}}{im(\omega - \vec{k}\vec{v})} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}}$$

$$\vec{j} = \sum_a q \int \vec{v} \delta f d\vec{v} = \sum_a \frac{q^2 E_\beta}{im} \int \frac{\vec{v}}{\omega - \vec{k}\vec{v}} \frac{\partial f_0}{\partial v_\beta} d\vec{v}$$

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_a \frac{q^2}{im} \int \frac{v_\alpha}{\omega - \vec{k}\vec{v}} \frac{\partial f_0}{\partial v_\beta} d\vec{v}$$

$$j_\alpha = \sigma_{\alpha\beta} E_\beta \Rightarrow$$

## Диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \sum_a \frac{4\pi q^2}{m\omega} \int \frac{v_\alpha}{\omega - \vec{k}\vec{v}} \frac{\partial f_0}{\partial v_\beta} d\vec{v}$$

# Диэлектрическая проницаемость (2)

Диэлектрическая проницаемость – другое представление

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\parallel} \frac{k_{\alpha}k_{\beta}}{k^2} + \varepsilon_{\perp} \left( \delta_{\alpha\beta} - \frac{k_{\alpha}k_{\beta}}{k^2} \right)$$

где:

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + \sum_a \frac{4\pi q^2}{mk^2} \int \left( \vec{k} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} \right) \frac{d\vec{v}}{\omega - \vec{k}\vec{v}}$$

$$\varepsilon_{\perp} = 1 + \sum_a \frac{2\pi q^2}{m\omega} \int \frac{\vec{v}_{\perp}}{\omega - \vec{k}\vec{v}} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} d\vec{v}$$

# Ленгмюровская волна

Продольная,  $\varepsilon_{\parallel} = 0$ ,  $\vec{E} \parallel \vec{k}$ ,  $\omega/k \gtrsim v_{Te} \gg v_{Ti}$

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + \sum_a \frac{4\pi q^2}{mk^2} \int \left( \vec{k} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} \right) \frac{d\vec{v}}{\omega - \vec{k}\vec{v}}$$

Дисперсионное соотношение:

$$\omega = \omega_p \left( 1 + \frac{3k^2 v_{Te}^2}{2\omega_p^2} \right)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$$

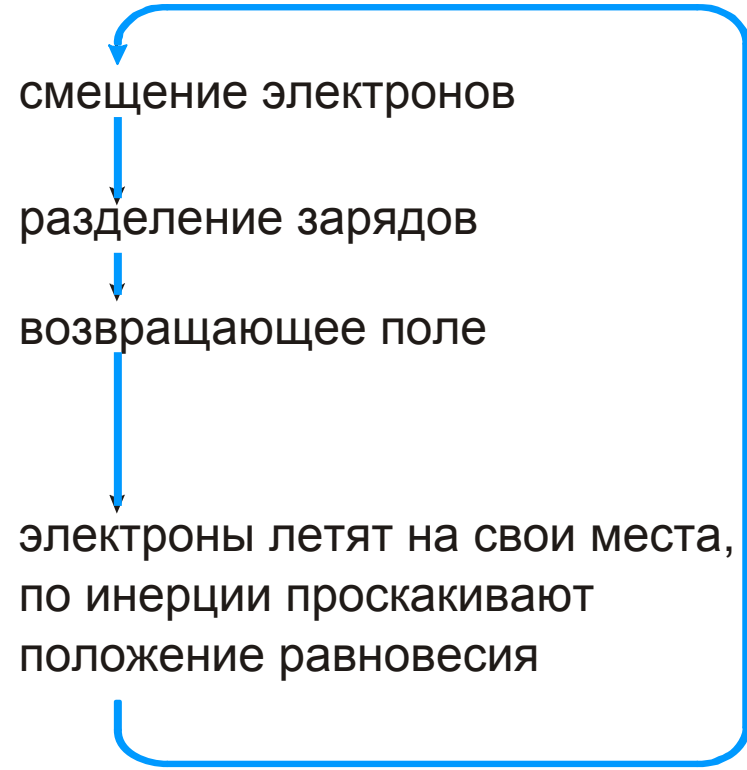
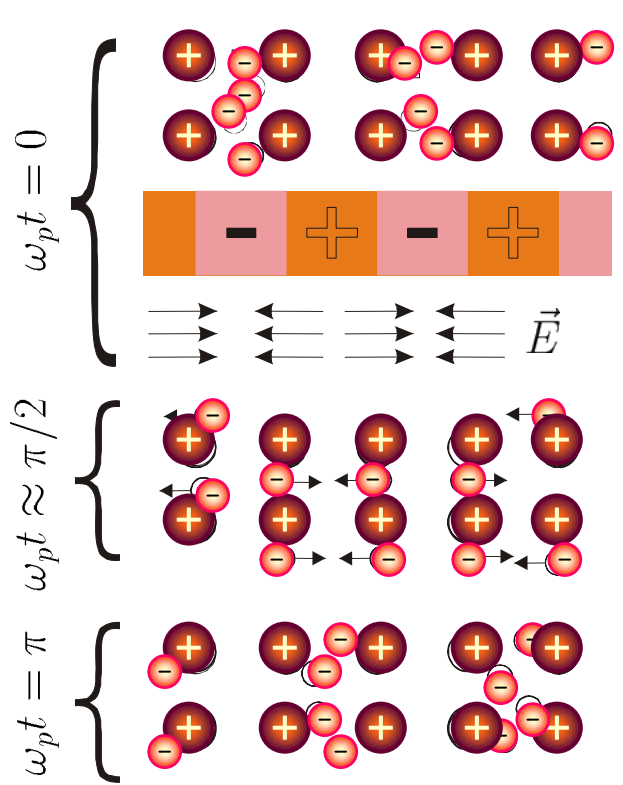
- В максвелловской плазме  $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ ,

$$\frac{v_{Te}}{\omega_p} = r_{De} \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_e e^2}},$$

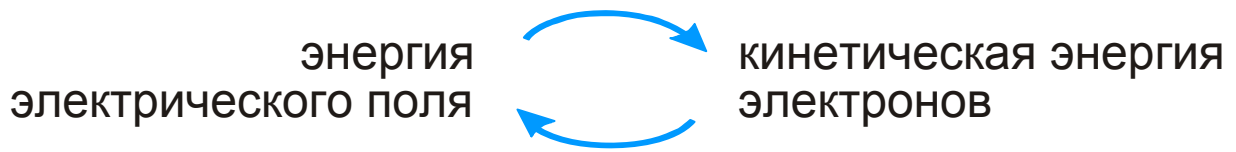
$$\omega = \omega_p \left( 1 + \frac{3}{2} k^2 r_{De}^2 \right)$$

- Фазовая скорость  $v_{Te} \lesssim v_{ph} \leq \infty$ .  
 $k \sim r_{De}^{-1} \nearrow \quad \nwarrow k \rightarrow 0$
- Групповая скорость  $0 \leq v_g \lesssim v_{Te}$  (в холодной плазме энергия не переносится).
- При  $v_{ph} \sim v_{Te}$  волна сильно затухает (Ландау).

# Движение частиц в ленгмюровской волне



*массивные ионы почти неподвижны*





# Ионный звук

Распространяется в максвелловской плазме с  $T_e \gg T_i$ ,  
**продольная волна**,  $\varepsilon_{\parallel} = 0$ ,  $\vec{E} \parallel \vec{k}$ ,  $v_{Ti} \ll \omega/k \ll v_{Te}$

вывод формул для справки

$$f_0 = n \left( \frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{mv^2}{2T} \right) \quad \frac{\partial f_0}{\partial v_z} = -\frac{mv_z}{T} f_0$$

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + \sum_{i,e} \frac{4\pi q^2}{mk^2} \int k \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \frac{d\vec{v}}{\omega - kv_z} \approx 1 - \underbrace{\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \left( 1 + \frac{\text{мало}}{3k^2 r_{Di}^2} \right)}_{\text{как для ленгмюровской волны}} - \frac{4\pi e^2}{m_e k^2} \int \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \underbrace{\frac{d\vec{v}}{v_z}}_{\text{пренебрегли } \omega} \approx$$

$$\approx 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{4\pi e^2}{m_e k^2} \int \frac{m_e}{T_e} f_0 d\vec{v} = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{1}{k^2 r_{De}^2} = 0$$

дисперсионное соотношение

$$\omega = \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{1 + 1/(kr_{De})^2}} = \frac{kC_s}{\sqrt{1 + k^2 r_{De}^2}}$$

скорость ионного звука

$$C_s \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} = \omega_{pi} r_{De}$$

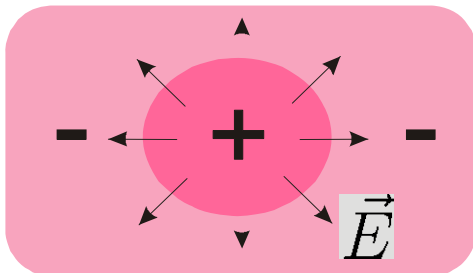
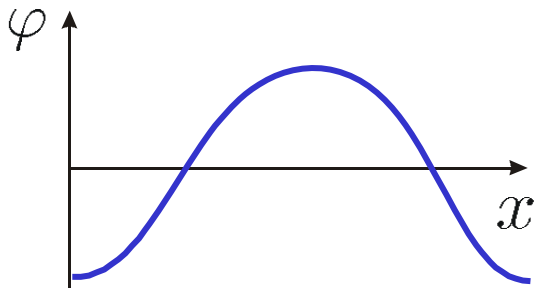
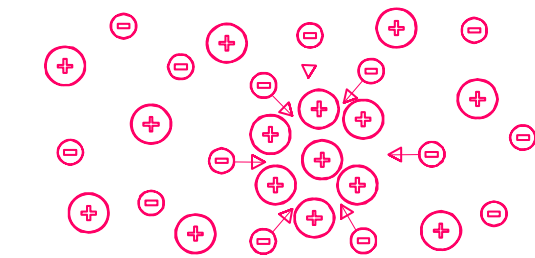
# Свойства ионного звука

- фазовая скорость

$$k \sim 1/r_{Di} \quad \nearrow v_{Ti} \lesssim v_{ph} \leq C_s \quad \nwarrow k \rightarrow 0$$

- при  $v_{ph} \sim v_{Ti}$  сильно затухает на ионах (затухание Ландау)
- при  $T_e \sim T_i$  сильно затухает (нет области слабого затухания)

## Движение частиц



возмущение плотности ионов

электронны летят в область избыточного положительного заряда

из-за  $T_e$  заряд компенсируется не полностью, есть  $\varphi \neq 0$

потенциал  $\varphi$  устанавливается таким, чтобы

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right) = n_i$$

сила на ионы  $\propto \nabla\varphi \propto T_e \nabla\delta n_i$

# Затухание Ландау

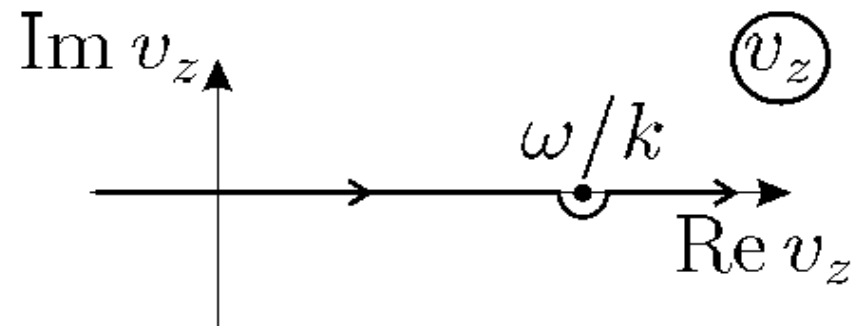
Рассмотрим продольную волну с  $\vec{k} \parallel \vec{e}_z$ :

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + \sum_{i,e} \frac{4\pi q^2}{mk} \int \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \frac{d\vec{v}}{\omega - kv_z} = 0.$$

При  $v_z = \omega/k$  под интегралом особенность, что делать?

## Правило обхода Ландау:

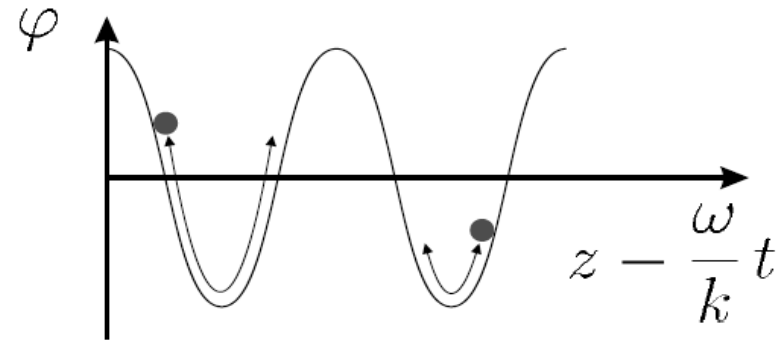
- особенность обходится снизу (как при  $\text{Im } \omega > 0$ );
- в максвелловской плазме любая волна затухает.



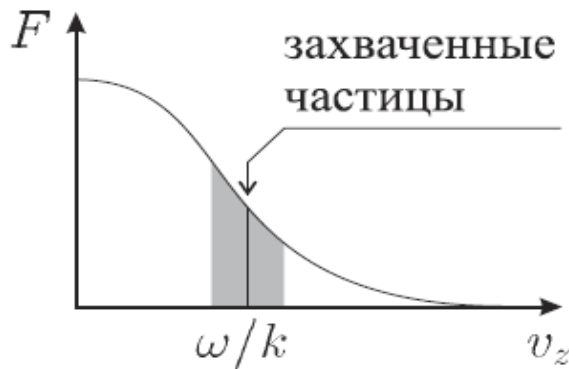
# Физический смысл затухания Ландау

В системе отсчета волны потенциал  $\varphi$  почти стационарен.

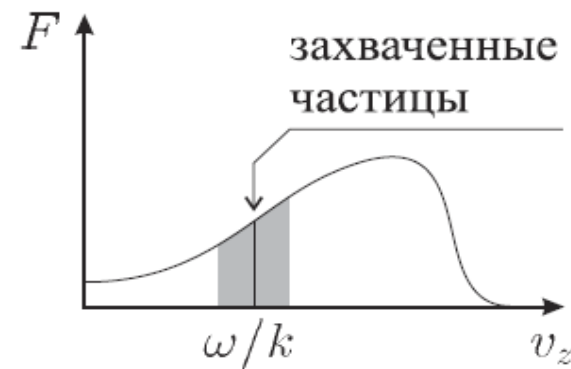
Частицы с  $v_z \approx \omega/k$  захватываются волной, их средняя скорость  $\langle v_z \rangle \rightarrow \omega/k$ .



Результат зависит от функции распределения:



медленных захвачено больше  $\Rightarrow$   
 средняя скорость частиц растёт  $\Rightarrow$   
 энергия волны падает  $\Rightarrow$  **затухание**

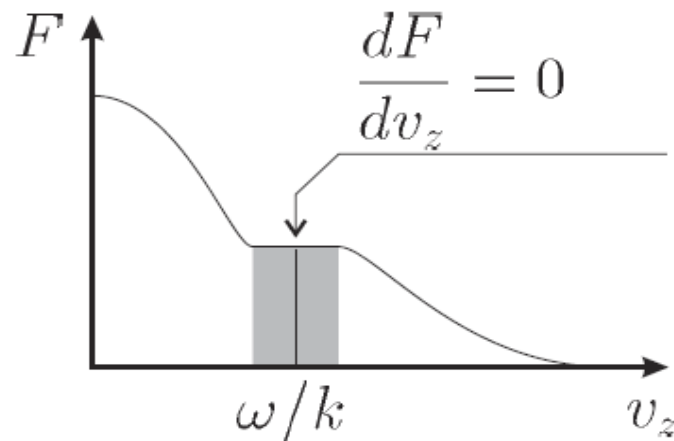


быстрых захвачено больше  $\Rightarrow$  средняя  
 скорость частиц падает  $\Rightarrow$  энергия  
 волны растёт  $\Rightarrow$  **неустойчивость**

# Нелинейное затухание Ландау

- декремент (инкремент)  $\propto \left. \frac{dF}{dv_z} \right|_{\omega/k}$ ,
- резонансные — частицы с  $v_z \approx \omega/k$ .

В какой момент происходит насыщение амплитуды волны?



Граница между режимами  
энергия волны равна энергии, требующейся для  
создания плато функции распределения

# Электромагнитные волны

Соответствуют  $N^2 = \varepsilon_{\perp}$ ,  
**поперечные:**  $\vec{E} \in (x, y)$ ,  $\vec{E} \perp \vec{k}$ , **2 поляризации**

☀ Предположим, что для любой компоненты  $\omega/k \gg v_T$ , тогда

*вывод формул для справки*

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\perp} &= 1 + \sum_a \frac{2\pi q^2}{m\omega} \int \frac{\vec{v}_{\perp}}{\omega - \underbrace{\vec{k}\vec{v}}_{\text{МАЛО}}} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} d\vec{v} \approx 1 - \sum_a \frac{2\pi q^2}{m\omega^2} \int f_0 \underbrace{\frac{\partial \vec{v}_{\perp}}{\partial \vec{v}}}_{=2} d\vec{v} = \\ &= 1 - \sum_a \frac{\omega_{pa}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \end{aligned}$$

$\omega_{pa} \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{4\pi n_a q_a^2}{m_a}}$  — **плазменная частота компоненты  $a$ ,**

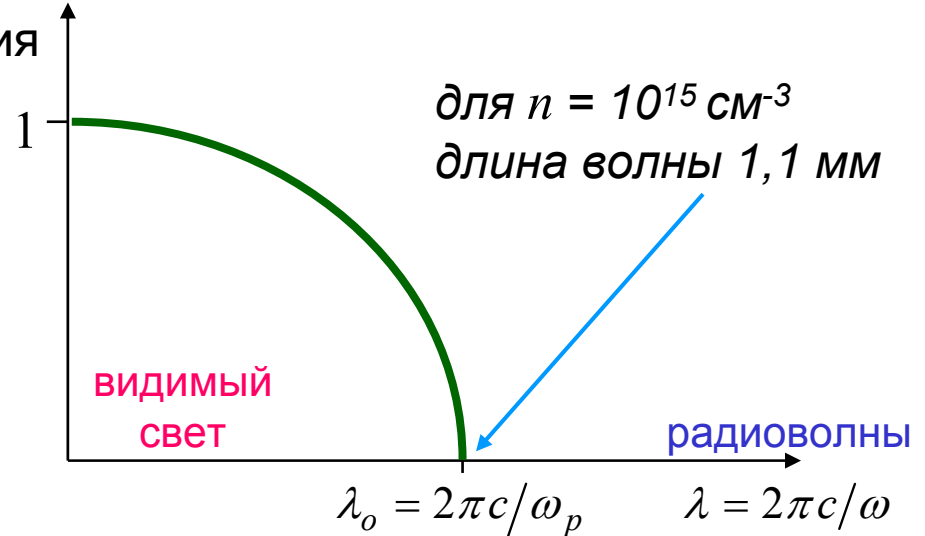
$\omega_p^2 \stackrel{\text{def}}{=} \sum_a \omega_{pa}^2$  — **плазменная частота.**

# Дисперсионное соотношение для электромагнитной волны

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2}$$

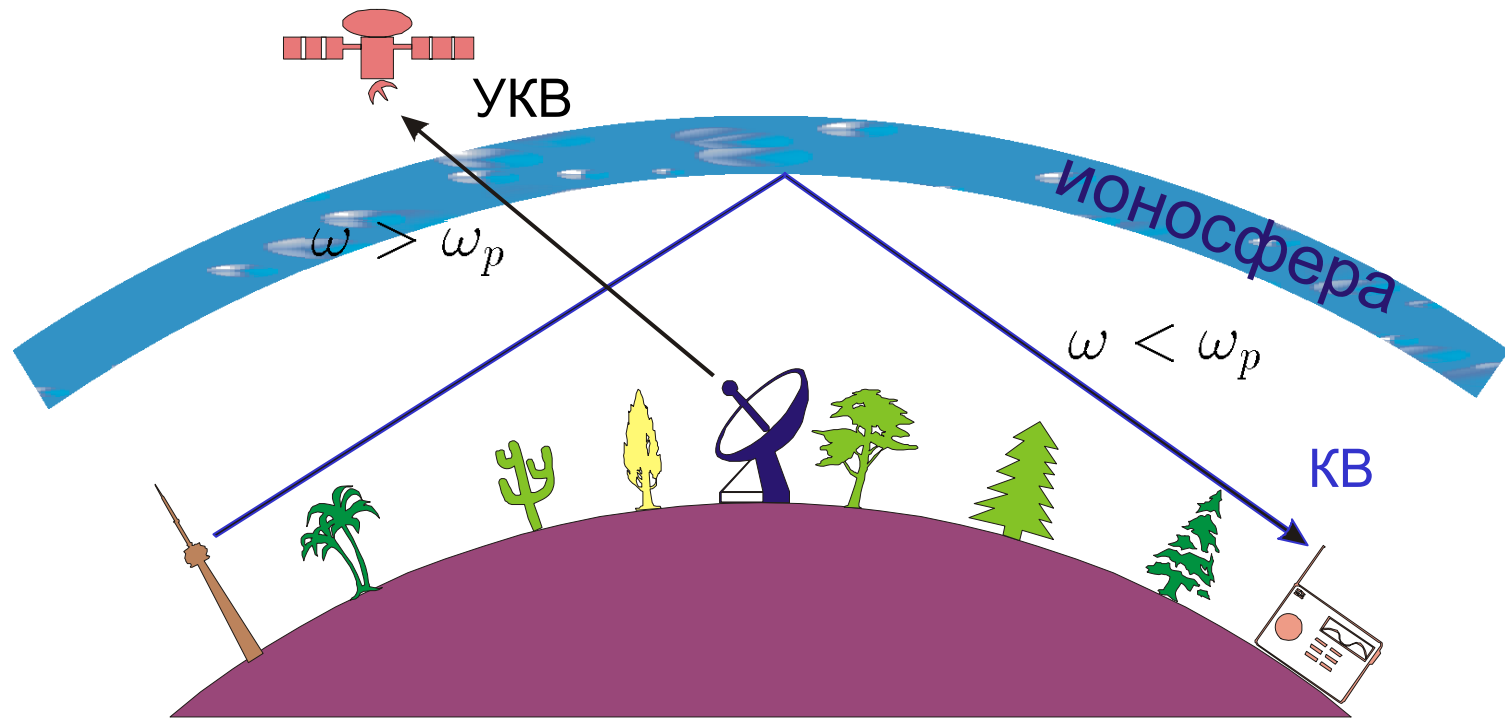
$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$$


показатель  
преломления



- Фазовая скорость  $v_{ph} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}} > c$ .
- Групповая скорость  $\vec{v}_g \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = c \frac{\vec{k}}{k} \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2} < c$ .
- Волна с  $\omega < \omega_p$  в плазме не распространяется (отражается).

# Распространение радиоволн



- Так как  $\omega/k > c$ , то предположение  всегда выполнено
- Других поперечных волн в максвелловской плазме нет
- Затухание: ищется через мнимую часть показателя преломления, существенно при приближении к отсечке
- В магнитном поле ситуация намного сложнее



# Интерферометрия плазмы

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2}$$

появление плазмы в установке приводит к изменению оптического пути для зондирующей электромагнитной волны (по сравнению с вакуумным случаем)

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \int_0^L [1 - N(z)] \cdot dz = \frac{\omega}{c} \int_0^L (1 - \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega^2}) \cdot dz = \frac{\omega}{c} \int_0^L (1 - \sqrt{1 - n/n_c}) \cdot dz$$

$$n_c = \frac{m\omega_p^2}{4\pi e^2} \quad \text{- критическая плотность, } \omega = \omega_p$$

## Классическая интерферометрия (оптическая или СВЧ):

$n \ll n_c$ , без магнитного поля или поперёк поля при  $E \parallel B_0$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L [1 - N(z)] \cdot dz \approx \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_0^L n(z) \cdot dz = 2.82 \cdot 10^{-13} \lambda \int_0^L n(z) \cdot dz$$

# СВЧ диагностики плазмы

- **Отсечка** \*

сигнал пропадает при

$$n > n_c$$

- **Рефлектометрия** \*

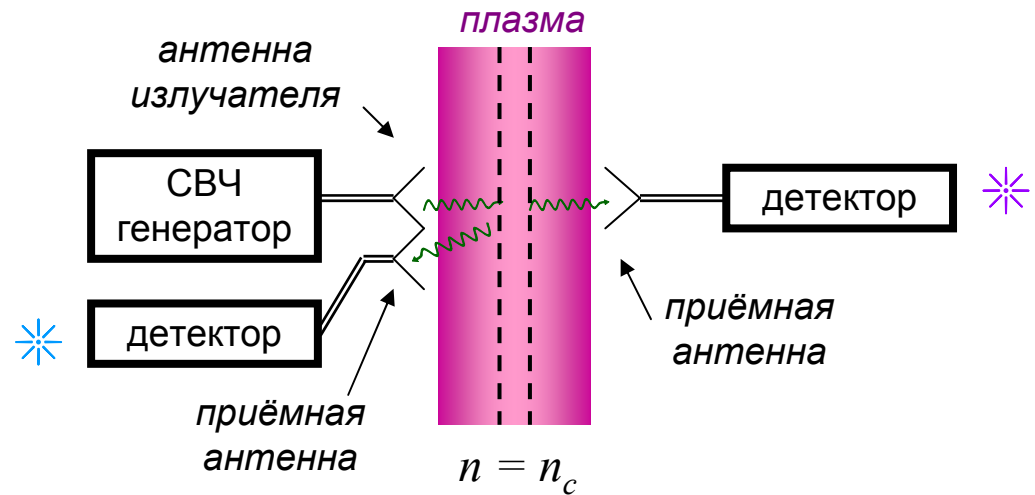
сигнал появляется при

$$n \approx n_c$$

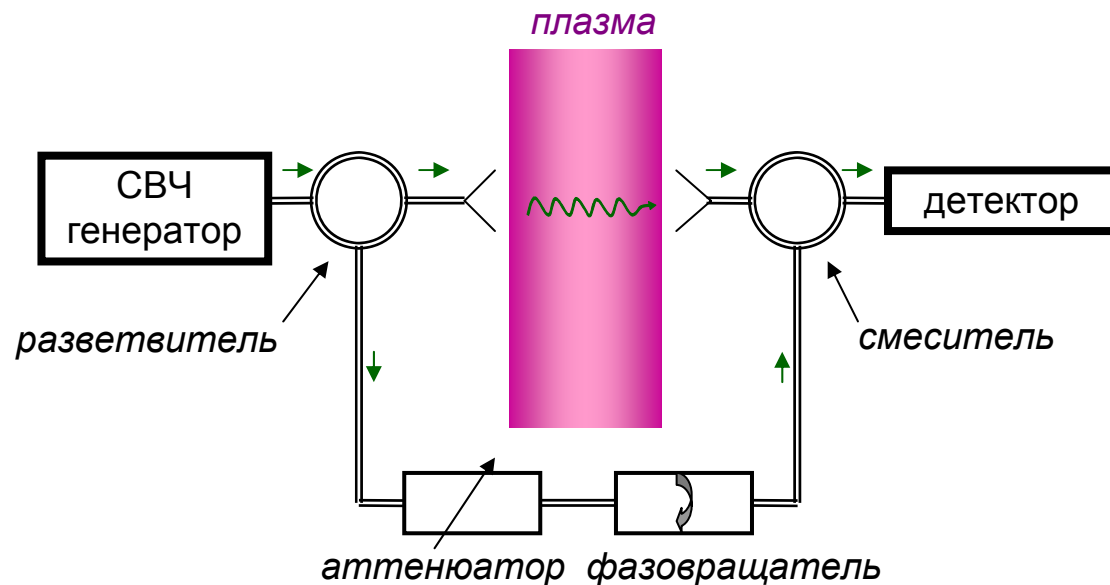
- **СВЧ интерферометр**

измеряется сдвиг фазы при

$$n < n_c$$



СВЧ волны передаются по волноводам



# Интерферометр на стеллараторе LHD



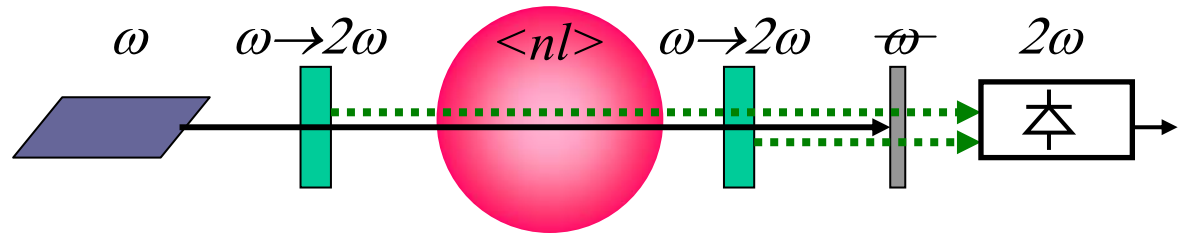
# Дисперсионный интерферометр

ГДЛ (ИЯФ)

**Основная идея:** зондирование на первой и второй гармониках излучения

**Достоинства:** оба луча идут по одному пути точно, подавление вибраций, не требуется станина (оптические элементы крепятся на вак. камере)

простейшая схема

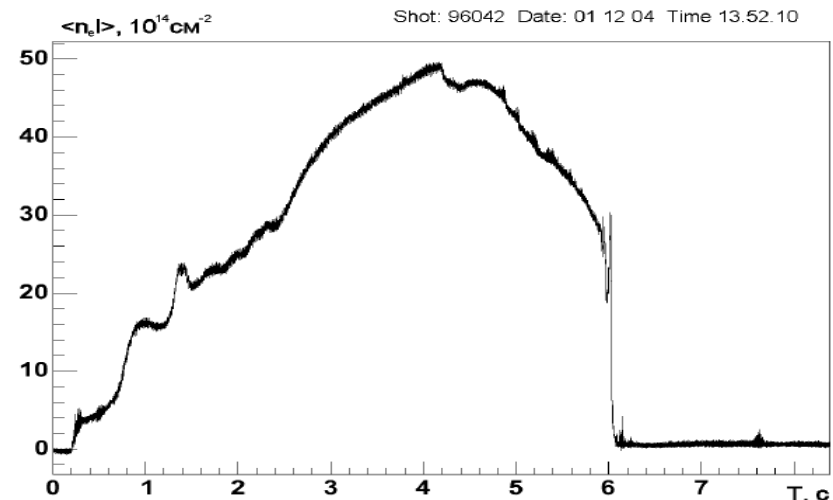


$$\Delta\varphi = 2\varphi(\omega) - \varphi(2\omega) =$$

$$= \frac{2\omega}{c} \int_0^L [n(\omega) - n(2\omega)] \cdot dl \approx$$

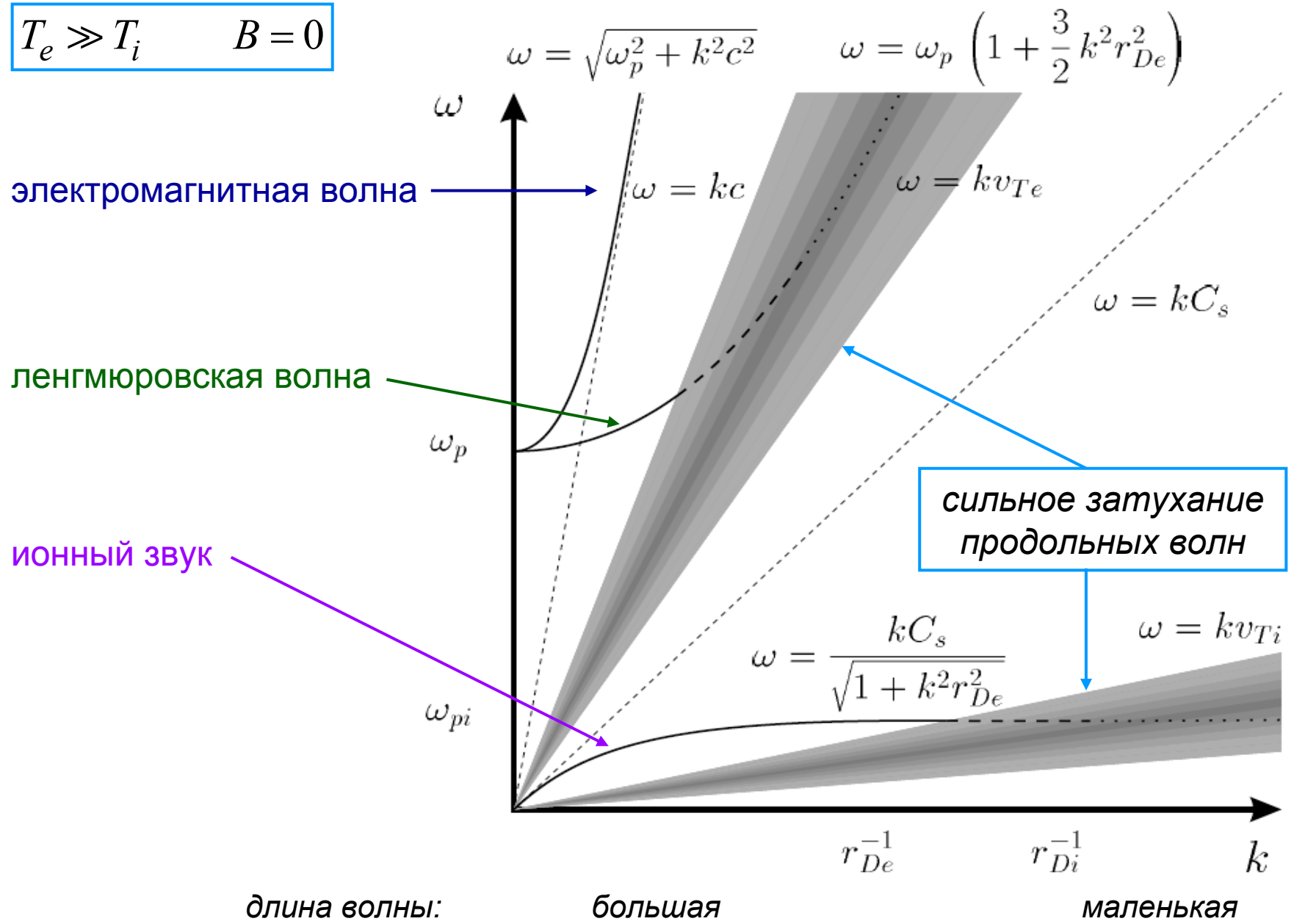
$$\approx \frac{3e^2}{2mc^2} \lambda \int_0^L n_e \cdot dl$$

токамак TEXTOR: сигнал ДИ-ИЯФ



# Волны в однородной плазме • резюме

$T_e \gg T_i$      $B = 0$



электромагнитная волна

ленгмюровская волна

ионный звук

сильное затухание продольных волн

длина волны:

большая

маленькая



# МГД-волны в замагниченной плазме

**Физика:** магнитное поле вносит вклад в возвращающую силу;

этот вклад зависит от того, куда распространяется волна.

**Модель:**

- однородная стационарная плазма

$$\vec{B}_0 = \text{const}, \quad \rho_0 = \text{const}, \quad T_0 = \text{const}, \quad \vec{v}_0 = 0, \quad \sigma = \infty;$$

- малое медленное возмущение  $\propto \exp(i\vec{k}\vec{r} - i\omega t)$ ;
- применима одножидкостная МГД.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{v} = 0 \qquad \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\vec{j} \times \vec{B}] \qquad \frac{d}{dt} p \rho^\gamma = 0$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \text{rot } \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \qquad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}]$$

- оси:  $\vec{e}_x \parallel \vec{k}, \quad \vec{B}_0 \in (\vec{e}_x, \vec{e}_y)$

# Уравнения для МГД возмущений

вывод формул для справки

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0,$$

$$-i\omega \delta\rho + i\vec{k} \rho_0 \vec{v} = 0,$$

$$\delta\rho = \rho_0 \frac{\vec{k} \vec{v}}{\omega};$$

$$\frac{d}{dt} (p \rho^{-\gamma}) = \left( \frac{\partial}{\partial t} + \underbrace{(\vec{v} \nabla)}_{\text{2 порядок малости}} \right) (p \rho^{-\gamma}) = 0,$$

$$-i\omega \left( \delta p \rho_0^{-\gamma} - \gamma p_0 \rho_0^{-\gamma-1} \delta\rho \right) = 0,$$

$$\delta p = \frac{\gamma p_0}{\rho_0} \delta\rho = \gamma p_0 \frac{\vec{k} \vec{v}}{\omega};$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\vec{v} \times \vec{B}],$$

$$-i\omega \delta \vec{B} = i\vec{k} \times [\vec{v} \times \vec{B}_0],$$

$$\delta \vec{B} = -\frac{1}{\omega} [\vec{k} \times [\vec{v} \times \vec{B}_0]] = -\frac{1}{\omega} (\vec{v} (\vec{k} \vec{B}_0) - \vec{B}_0 (\vec{k} \vec{v}))$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p - \nabla \frac{B^2}{8\pi} + (\vec{B} \nabla) \frac{\vec{B}}{4\pi},$$

$$-i\omega \rho_0 \vec{v} = -i\vec{k} \delta p - i\vec{k} \frac{\vec{B}_0 \delta \vec{B}}{4\pi} + i (\vec{k} \vec{B}_0) \frac{\delta \vec{B}}{4\pi},$$

$$\omega \rho_0 \vec{v} = \vec{k} \gamma p_0 \frac{\vec{k} \vec{v}}{\omega} + \vec{k} \frac{\vec{B}_0 \delta \vec{B}}{4\pi} - (\vec{k} \vec{B}_0) \frac{\delta \vec{B}}{4\pi},$$

# Альфвеновские волны

рассмотрим  $z$ -компоненту уравнения движения ☀

$$\text{☀} \quad \omega \rho_0 \vec{v} = \vec{k} \gamma p_0 \frac{\vec{k} \vec{v}}{\omega} + \vec{k} \frac{\vec{B}_0 \delta \vec{B}}{4\pi} - \left( \vec{k} \vec{B}_0 \right) \frac{\delta \vec{B}}{4\pi}$$

↓ договорились, что  $k$  направлено по оси  $x$  !!!

$$\omega \rho_0 v_z = -k B_{0x} \frac{\delta B_z}{4\pi} = \frac{k B_{0x}}{\omega} k B_{0x} \frac{v_z}{4\pi} \quad \leftarrow \text{☀} \quad \text{уравнение}$$

вмороженности

в плазме распространяется альфвеновская волна

- скорость частиц в волне перпендикулярна  $B$  и  $k$

- частота альфвеновской волны  
зависит от угла между  $k$  и  $B$ !

$$\omega^2 = \frac{k^2 B_{0x}^2}{4\pi \rho_0} = \frac{\left( \vec{k} \vec{B}_0 \right)^2}{4\pi \rho_0}$$

- альфвеновская скорость

$$V_A \equiv \left( \frac{\omega}{k} \right) \equiv \frac{B_0}{\sqrt{4\pi \rho_0}} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\rho_0 V_A^2}{2} = \frac{B_0^2}{8\pi}$$

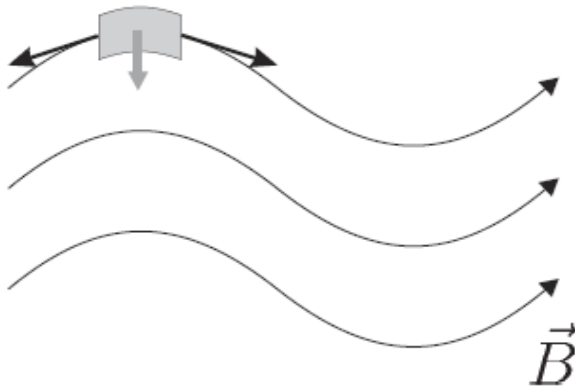


# Свойства альфвеновской волны

- Так как  $\vec{v} \perp (\vec{k}, \vec{B}_0)$ , то  $\text{div } \vec{v} = 0$ , и движение плазмы в волне — несжимаемое.
- Так как  $\vec{v}_g = \frac{\vec{B}_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$ ,  $\vec{v}_g \parallel \vec{B}_0$ , то энергия волны переносится вдоль силовых линий;  $|\vec{v}_g| = V_A$ .

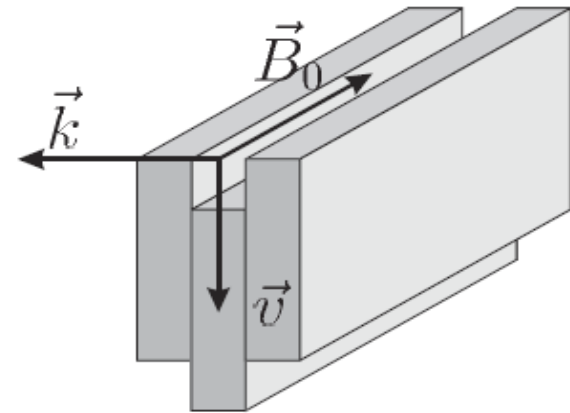
$$v_g \equiv \frac{d\omega}{dk} = V_A$$

$\vec{k} \parallel \vec{B}_0$ :



Силовые линии, как струны (магнитное поле тянет).

$\vec{k} \perp \vec{B}_0$ :



Сместили слой, возвращающей силы нет.



Неучтенные малые эффекты могут дать неустойчивость таких смещений (желобковая неустойчивость).

# Магнитный звук

рассмотрим  $x, y$ -компоненты уравнения движения 

$$\star \quad \omega \rho_0 \vec{v} = \vec{k} \gamma p_0 \frac{\vec{k} \vec{v}}{\omega} + \vec{k} \frac{\vec{B}_0 \delta \vec{B}}{4\pi} - \left( \vec{k} \vec{B}_0 \right) \frac{\delta \vec{B}}{4\pi}$$

... очень много математики 

$$\omega^2 = \frac{k^2}{2} \left( V_s^2 + V_A^2 \pm \sqrt{(V_s^2 + V_A^2)^2 - 4V_s^2 V_A^2 \cos^2 \theta} \right)$$



$\theta$  — угол между  $\vec{k}$  и  $\vec{B}_0$

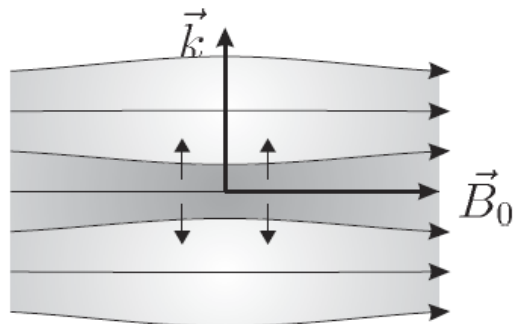
знаки «+» и «-» соответствуют **быстрому** и **медленному магнитному звуку**

$$V_s \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} \quad - \text{ скорость звука}$$

# Распространение магнитного звука

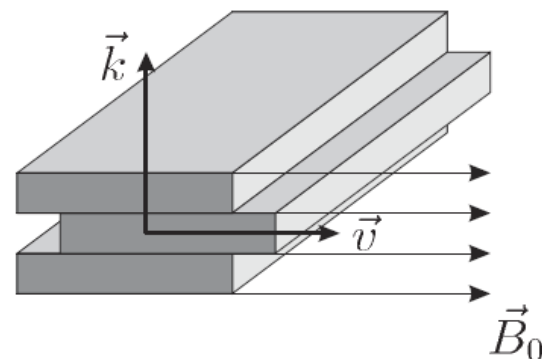
$$\theta = \pi/2:$$

$$\text{БМЗ: } \omega^2 = k^2(V_A^2 + V_s^2)$$



и магнитное, и газокинетическое  
давление препятствуют сжатию  
плазмы

$$\text{ММЗ: } \omega = 0$$

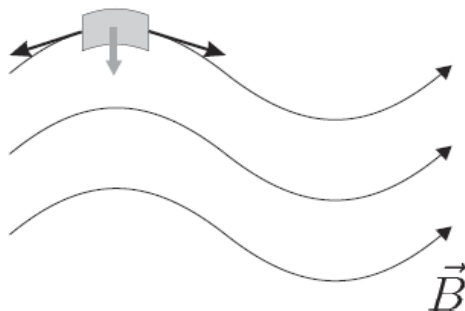


смещение плазмы вдоль  
силовых линий, возвращающей  
силы нет

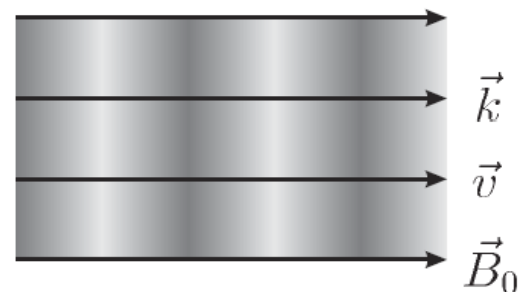
$$\theta = 0:$$

$$\text{БМЗ: } \omega = k \max(V_A, V_s),$$

$$\text{ММЗ: } \omega = k \min(V_A, V_s).$$



аналогично альфвеновской волне



звук в силовых трубках

# Конец темы 7

---

**Волны в плазме.** МГД-волны, альфвеновская волна. Звуковые волны. Ленгмюровская волна. Затухание Ландау. Электромагнитные электронные волны. Прохождение электромагнитной волны через плазму: зависимость показателя преломления от частоты, критическая плотность. Интерферометрия плазмы.