

реактивной области. Стабильность полученных выражений предсказывает наименее динамичное соотношение стимулов. Заметим, что в отличие от квантитативных приближений такое решение даёт где реактивных областей, т.е. система имеет наименее динамич.

5. Бегущие волны.

Мы рассмотрели свободные и вынужденные колебания **закрытых систем**, т.е. систем, имеющих границы, в которых консервирована энергия систем. Было показано, что свободные колебания таких систем представляются в виде суперпозиции между собой стоячих волн, а установившиеся вынужденные колебания есть суперпозиция стоячих волн, представляющая собой вклады от каждой логарифм.

Теперь мы рассмотрим вынужденные колебания **открытых систем**, т.е. системы, не имеющих локальных границ.

Оп.

Волна, образованная внешним воз действием,

применяется к открытой системе, на закрытые системы.

Задачи.

Система совсем не обязательно должна быть бесконечно промежуточной, чтобы её можно было считать открытой (примеры — акустическая камера, сидячий звук в машине).

Амплитуда в текущей волне.

При конечном радиусе источника амплитуда будущих волн будет уменьшаться при удалении от источника (постепенно, когда источник достаточно мал). Однако физические модели допускают исключения: например, рассматриваемые Т.Н. искусственные волны.

Разные соотношения.

В отличие от распространенных случаев конечный закрытых систем, для конечных элементов системы не всегда между собой. В других волнах между элементами системы есть запаздывание по фазе, определяющее главным образом скорость волн: наследуемый элемент в "нагреем" колебание предыдущего элемента а

со сдвигом по времени.

Гармонические волны в одномерном пространстве.

Пусть наша система есть однородная струна, начинаящая от $z=0$ до $z=+\infty$. В точке $z=0$ струна присоединена к "негативу", обеспечивающему гармоническое движение $D(t) = A \cos \omega t$. Мы хотим найти движение $\psi(z, t)$ для ма с координатой $z \in (0, +\infty)$.

При $z=0$ имеет место граничное условие

$$\psi(0, t) = D(t) = A \cos \omega t.$$

Из изложенного выше известно, что движение, например, на ленте, волны при поглощении склоняются (напр. глубина) распространяется с постоянной скоростью. В случае гармонических волн эта скорость наз. фазовой. Обозначим её через $v_{\text{фз}}$. Рассмотрим элемент струны z_1 в момент времени t_1 и элемент $z_2 > z_1$ в момент времени $t_2 > t_1$. Для того, чтобы движение первого элемента было равно движению второго, выше предыдущего замечания на "негатив" движение "второго" элемента должно быть равно движению

$$t_2 - t_1 = \frac{z_2 - z_1}{v_{\text{фз}}}$$

Видим, что $t_1 - \frac{z_1}{v_{qp}} = t_2 - \frac{z_2}{v_{qp}}$ при $\psi(z_1, t_1) = \psi(z_2, t_2)$. Поэтому в записи имеет вид $\psi = f(t - \frac{z}{v_{qp}})$.

В силу граничных условий при $z=0$ имеем

$$\psi(z, t) = \psi(0, t - \frac{z}{v_{qp}}) = A \cos(\omega t - \frac{\omega z}{v_{qp}})$$

Видим, что $\psi(z, t)$ есть гармоническое движение t при $z=\text{const}$ и гармоническое движение z при $t=\text{const}$.

Непрерывное неподвижное состояние в линии

$$\boxed{\psi(z, t) = A \cos(\omega t - kz)}$$

Видим, что при записи можно ввести новое волновое число k , имеющее, как и ранее, смысл приведенного ординара на единицу длины при фиксированном t . При этом в записи гармонического состояния имеем место связь

$$\boxed{v_{qp} = \frac{k}{\omega}}$$

Аналогично при записи длины $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ и частоты

$$\boxed{\nu = \frac{\omega}{2\pi}}$$

$$\boxed{v_{qp} = \lambda \nu}$$

Видим, что ординарное гармоническое состояние $\psi(z, t)$ как аргументом движущим является

$$\boxed{\psi(z, t) = \omega t - kz}$$

Выделим, что координата z не зависит от времени t ,
тогда имеем со временем по закону:

$$d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial z} dz + \frac{\partial \psi}{\partial t} dt = -k dz + \omega dt = 0,$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k} = \Omega_p$$

Усл.

Дисперсионные соотношения для длины и
старшей волн сокращают.

Установлены пропорциональности.

Рассмотрим систему из следующих матрик,
одинаковую в направлении оси z , на которую
в месте $z=0$ действует внешний силы.

n -й элемент совершает движение по закону

$$\ddot{\psi}_n = -\frac{g}{l} \psi_n + \frac{K}{M} (\psi_{n+1} - \psi_n) - \frac{K}{M} (\psi_n - \psi_{n-1})$$

В установившемся движении такие же элементы
системы совершают гармоническое движение по време-
ни, поэтому

$$\ddot{\psi}_n = -\omega^2 \psi_n.$$

Отсюда

$$\omega^2 = \frac{g}{l} + \frac{2K}{M} - \frac{K}{M} \left(\frac{\psi_{n+1} + \psi_{n-1}}{\psi_n} \right)$$

a) Синусоидальная волна

Предположим, что

$$\Psi_n = A \cos(\omega t + \varphi - kz_n), \quad z_n = ha.$$

Такоекаека, что

$$\Psi_{n+1} + \Psi_{n-1} = 2\Psi_n \cos ka,$$

откуда

$$\omega^2 = g/l + \frac{4K}{M} \sin^2 \frac{ka}{2}.$$

Как и для синусных волн, физически возможны синусоиды

$$l \text{ при } \omega \geq \omega_{\min}^2 = g/l = \omega_0^2 \text{ и } \omega^2 \leq \omega_{\max}^2 = g/l + \frac{4K}{M}.$$

§) $\omega < \omega_{\min}$ (экспоненциальные волны)

такоекаека, что в этом случае возникают

экспоненциальные волны с нарастающим амплитудой

с постоянным знаком:

$$\left. \begin{aligned} \Psi_n &= A e^{-x z_n} \cos(\omega t) && \text{нет ряда } Be^{xz_n} \\ \omega^2 &= \omega_0^2 - \frac{4K}{M} \sin^2 \frac{ka}{2} && \text{бесконечн.} \end{aligned} \right\}$$

б) $\omega > \omega_{\max}$ (экспоненциальные волны)

Назовем "зигзагообразную" волну

$$\left. \begin{aligned} \Psi_n &= A (-1)^n e^{-x z_n} \cos(\omega t) \\ \omega^2 &= \omega_0^2 + \frac{4K}{M} \sin^2 \frac{ka}{2} \end{aligned} \right\}$$

Оч.

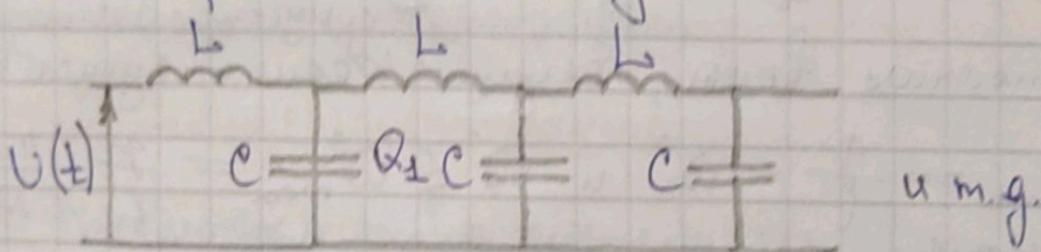
Безуние енисегендайтын барын нац. көзине пропагандада, есем

$$v_{\varphi}(k) = \frac{\omega}{k} + f(k).$$

В низкочастоттін аудио барын нац. динамикасынан.

Тұрмыс 1.

Распределение $L-C$ -цепочки.



Как и в аудио нормальных маг., где безуних барын ишесін

$$\omega^2 = \frac{4}{LC} \sin^2 \frac{ka}{2}.$$

Ишесін ишесін генерасы:

$$v_{\varphi}^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{4}{LC} \frac{\sin^2 \frac{ka}{2}}{k^2}$$

$$(k \rightarrow 0)$$

$$(a \rightarrow 0)$$

В низкочастоттін негенде күмбездең барын генерасынан, т.е. күн $ka \ll 1$ ишесі

$$v_{\varphi}^2 = \frac{\omega^2}{k^2} \approx \frac{4}{LC} \frac{(ka)^2}{4k^2} = \frac{1}{\left(\frac{C}{a}\right)\left(\frac{L}{a}\right)},$$

т.е. көзине пропагандадағы барын.

Пример 2. (Электромагнитные волны)

Из СУ Maxwella сиgyема линейное уравнение
анализируемо для \vec{E} (или \vec{H}) в однородной среде
с ее массой и свободных зарядов:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = v_p^2 \Delta \vec{E},$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. В этом случае

$$v_p = \frac{c_0}{n} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

Здесь $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ — скорость света

в вакууме. Вещества $n = \sqrt{\epsilon \mu}$ наз. показателем

преломления среды. Для вакуума $n = 1$. Вспомним

научный определение:

$$v_p = \frac{\omega}{k} \Rightarrow k(\text{среды}) = n \cdot k(\text{вакуум})$$

$$v_p = \lambda \nu \Rightarrow \lambda(\text{среды}) = \frac{1}{n} \lambda(\text{вакуум})$$

Нашим определением $v_p(k)$ сведен к наимен
зываемому $n(k)$ (или $n(\omega)$).

Применим определение волны на примере
массовых волн. В отсутствие масс и свободных зарядов

сифаулерові уравнения

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \operatorname{div} \vec{D} = 0.$$

Математичные уравнения: $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$.

Омега

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases}$$

Две заряджених воли біл підсумуванням даде
запис $\vec{E}(\vec{r}, t)$ $\text{и } \vec{H}(\vec{r}, t)$ біл буге компактних
вихолення:

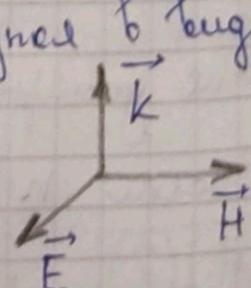
$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}, \quad \vec{H} = \vec{H}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})},$$

де \vec{k} - вектор фазової функції. Позначає оркеструю б
також циркальний $\varphi(t, \vec{r}) = \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}$, а поверхні
поставленій оператор $\varphi = \operatorname{const}$ при $t = \text{fix}$ є таємні
 $\vec{k} \cdot \vec{r} = \operatorname{const}$. Для оркеструю таємні буга

$$\nabla \rightarrow -i\vec{k}, \quad \frac{\partial}{\partial t} \Rightarrow i\omega.$$

Тоді уравнення на \vec{E} $\text{и } \vec{H}$ запишуться біл буга:

$$\begin{cases} \vec{k} \times \vec{E} = \mu_0 \omega \vec{H} \\ \vec{k} \times \vec{H} = -\epsilon_0 \omega \vec{E} \end{cases}$$



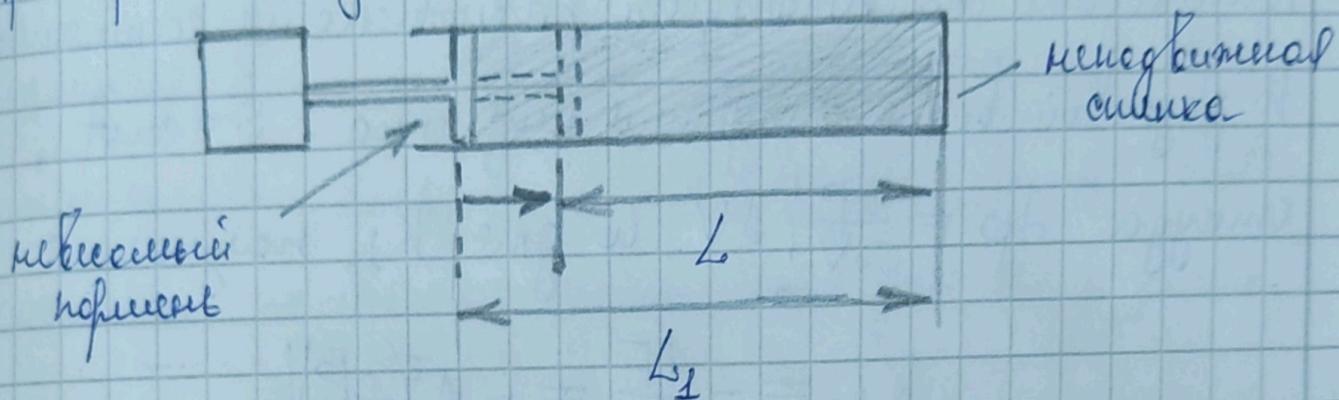
Сигновано $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ - правильна підсіка. Із

першого уравнення циғарем че збо: $k E_0 = \mu_0 \omega H_0$.

С учетом определения звуковой скорости можно написать:

$$\frac{\omega}{k} = v_{sp} = \frac{l}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r}} \Rightarrow \boxed{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r} E_0 = \sqrt{\mu_0} H_0}.$$

Пример 3. (Звуковые волны)



Начнем в допущенной форме, когда создадим на его стенах давление, которое "вынуждает" подобно стальной пружине. Воспользуемся этой аналогией (см. рисунок). Тогда L_1 — нависающая длина "пружины", а L — некоординатное значение длины. Тогда на пружину действует сила

$$F = K_L (L_1 - L), \text{ где}$$

K_L — коэффициент жесткости. При малых изменениях L $\rightarrow L_0 + dL$ имеем: $dF = -K_L dL$.

С другой стороны, $F = p A$, где p — давление, а A — сечение пружины. При изменении L на dL имеем изменение объема $dV = A dL$, и соответственно

$$Наге изменение давления $dp = \frac{\partial p}{\partial V} dV + \frac{\partial p}{\partial S} dS$.$$

Здесь учтено, что уравнение состояния газа можно представить в виде $p = p(V, S)$, где S - энтропия газа. Нижний индекс "0" означает, что изучаемое состояние соответствует начальному состоянию.

В звуковой волне энтропия неизменна: $S = \text{const}$,

$$\text{тогда } dp = \frac{\partial p}{\partial V} dV, \text{ и при } K_L \text{ получаем:}$$

$$K_L = - \frac{dF}{dL} = - A \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_0.$$

Вспомним выражения о колебаниях системи связанных частиц. Пусть теперь частицы независимы.

Тогда получим закон дисперсии ($\omega_0 = 0$)

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{M}} a \cdot k$$

в квадратичном приближении. Введя линейную моментум $\frac{M}{a} = \beta_{\text{лин}}$, получим закон дисперсии для колебаний (при $ka \rightarrow 0$) сущих колебаний константой пружин:

$$\omega = \sqrt{\frac{Ka}{\beta_{\text{лин}}}} \cdot k.$$

Отсюда

$$v_{\text{сп}} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{Ka}{\beta_{\text{лин}}}}.$$

Поступки аналогично с воздухом в сосуде. Имеем
 L_0 - равновесное значение длины сосуда, а $V_0 = A L_0$ -
 объем газа в нем соответственno. Тогда

$$U_{zb}^2 = \frac{K_L \cdot L_0}{\rho_0 \cdot A}.$$

Линейная форма и объемная форма плотности газа связана
 соотношением $L_0 = \rho_0 A L_0 \Rightarrow \rho_0 \cdot A = \rho_0 \cdot L_0$.

Подставив полученные соотношения для K_L и формулы
 в пр-ву для U_{zb}^2 :

$$U_{zb}^2 = - \frac{V_0 \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_0}{\rho_0}.$$

Или $S = \text{const}$ для газа имеем: $p V^\gamma = \text{const}$,
 где $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ ($= 1.4$ для газа воздуха и атм.
 воздуха). Отсюда

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_0 = - \frac{1}{V_0} \gamma p_0 \Rightarrow$$

$$U_{zb} = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}$$

В отличие от экспериментальных величин, звуковая
 величина в газе есть природственные величины. В них вектор
 сплошности $\vec{\psi}(x, y, z, t)$ направление будет параллельным
 распространением, задаваемого звуковыми векторами \vec{k} .

Чиселение и конек энтропии.

В рассматриваемых конек системах существуют где издаваемые ими характеристики: "воздушающий сима" и "шерущий".

- характерная сима - T_0 и ρ_0

$$V_{qp} = \sqrt{\frac{T_0}{\rho_0}}$$

- неподавляемый момент (I_{C} -членка) -

$$\left(\frac{C}{a}\right)^{-1} - \text{"сима"} \text{ и } \left(\frac{L}{a}\right) - \text{"шерущий"}$$

- присоединенные конки в группе

$$K_a \text{ и } \frac{M}{a} = \rho_{\text{группы}}$$

$$V_{qp} = \sqrt{\frac{K_a}{\rho_{\text{группы}}}}$$

- звуковые волны в газе

$$\gamma p_0 \text{ и } \rho_0$$

$$V_{qp} = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}}$$

Однако поскольку вышесказанное неизменяется и дальше, эти характеристики для их описание не подходит. Для рассматриваемых систем квадрат V_{qp}^2 можно представить в форме

$$V_{qp}^2 = \frac{k_2 - \text{"воздр. сима"}}{k_1 - \text{"шерущий"}}$$

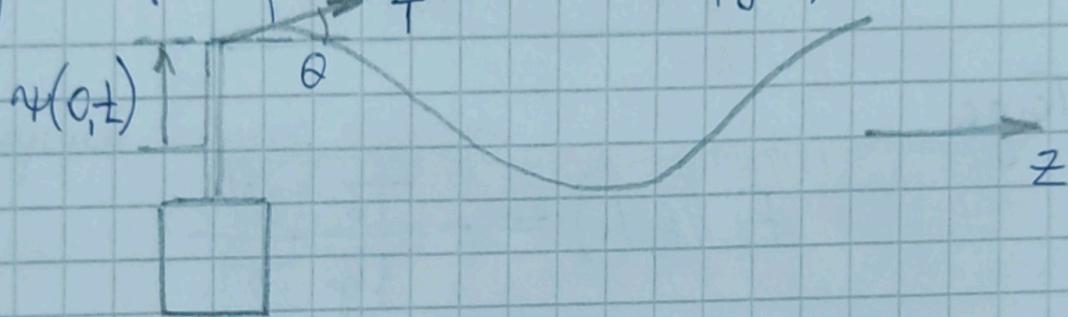
Из издаваемых величин k_1 и k_2 можно составить величину Z , для которой

$$Z^2 = k_1 k_2.$$

Величину Z называют характеристической интегралом или базисным конформным спагом.

Проверим на примерах формулируемые свойства характеристики Z в непрерывных спагах.

Пример 1. (Проверка конформности спага)



Будем обозначать силу L - силу приложенной винтовой силы и силу R - силу спага, находящуюся в непрерывном коническом сопротивлении. Сила действует на спага с силой (х-координатой) $\frac{\partial Y}{\partial z}$

$$F_x(R, L) = T \sin \theta = \overbrace{T \cos \theta}^{\sim} \overbrace{\tan \theta}^{\sim} = T_0 \frac{\partial Y}{\partial z}$$

Здесь используется "приближенное пружинное": сила малого участка Δz спага при конформных в

$\frac{1}{\cos \theta}$ раз больше, т.е. равна $\frac{\Delta z}{\cos \theta}$. В то же время разность боясно и напряжение $T = T_0 / \cos \theta$.

Пускай непрерывно действует на спага

сиги (сигни) и воне он з фасифоманем
бенчент бона

$$\psi(z, t) = A \cos(\omega t - kz).$$

Toga

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = A \cdot k \cdot \sin(\omega t - kz), \quad \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\omega A \sin(\omega t - kz)$$

Омега

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{1}{N_p} \frac{\partial \psi}{\partial t}.$$

Toga

$$F_x(R, L) = -\frac{T_0}{U_p} \frac{\partial \psi}{\partial t}.$$

Здесь $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ — скрофом сиғынан барлық соғынан
с өткөзгөлі негативка. Бүгүн, миң сана өткөзгөлі
демонстрируем

Оп.

Коэффициент пропорциональности между
силой прокоге сиғоз на өткөзгөліндең R және
и скрофом сиғынан барлық **заряджени-
стикеси индексанын** Z :

$$F_x(R, L) = -Z \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

где σ - константа

$$Z = \frac{T_0}{V_{qp}} = \sqrt{\rho_0 T_0}.$$

В свою очередь неравнокр. действует на сферу силой $F_x(L, R) = -F_x(R, L)$ и совершает падение приобретая "демонстрационный" вид. Согласованно с этим **входная мощность неравнокр.** есть

$$P(t) = F_x(L, R) \frac{\partial \Psi}{\partial t}.$$

Для единой записи имеем

$$P_{ex}(t) = \left(Z \frac{\partial \Psi}{\partial t} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial t} = Z \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} \right)^2$$

Приведенные рассуждения применимы к неподвижной форме сферы. Тогда единой записи неравнокр. мощности энергии

$$P(t) = Z \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} \right)^2$$

имеем

$$P(t) = \frac{1}{2} \left[-T_0 \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \right]^2$$

Пример 2. (Нерегулируемый)

Рассмотрим распределение единой формы и нерегулируемой сферы

L^C-цепочки, изображенные выше, и нелинейное
 к нелинейному приближению как 1. Тогда
 напряжение и тока магнитного поля $V(z, t)$ и $I(z, t)$ —
 нелинейные (магнитные) оркадии. Магнитное
 $V(z)$ на боковой коне симметрическое
 тока. Если неподвижный диполь помещен напротив
 кону на коне этого диполя установится напротив
 кону приближ (см. выше п. 6), то для модели
 однородной системы с симметрической конической магнит-
 ностью $V(z, t)$ и тока $I(z, t)$.

$$V(t) = V_0 \cos \omega t \Rightarrow V(z, t) = V_0 \cos(\omega t - kz).$$

Показано, что $V(z, t)$ определяется $I(z, t)$.

Предположим, что

$$I(z, t) = I_0 \cos(\omega t - kz) + Y_0 \sin(\omega t - kz).$$

Запись на первом конусе симметрии

$$Q_1(t) = C V_1(t) = C V(z_1, t), \text{ тогда}$$

$$C \frac{\partial V}{\partial t}(z_1, t) = \frac{d Q_1}{dt} = - (I_2 - I_1) = - a \frac{\partial I(z_1, t)}{\partial z}$$

Также получаем,

$$\frac{\partial V}{\partial t} = - \left(\frac{C}{a} \right)^{-1} \frac{\partial I}{\partial z}.$$

Получившее выражение для $U(z, t)$ и $I(z, t)$
и используя соотношение, заключающее, что $\dot{M}_0 = 0$:

$$-\omega U_0 = -\left(\frac{C}{a}\right)^{-\frac{1}{2}} I_0 k$$

$$U_0 = \frac{(C/a)^{-\frac{1}{2}}}{V_0 p} I_0,$$

получим соотношение Z между:

$$U(z, t) = Z I(z, t),$$

т.е.

$$Z = \frac{(C/a)^{-\frac{1}{2}}}{V_0 p} = \sqrt{\left(\frac{L}{a}\right)\left(\frac{C}{a}\right)^{-\frac{1}{2}}}$$

Множение полученного выражения на выражение из предыдущего пункта

$$P(t) = U(t) I(t) = Z I^2(0, t)$$

6. Ограничение и ненасыщенные процессы.

1. Задание бесконечного сопротивления с нелинейным
на сопротивление конечной величиной, неограниченной вправо
которой приводит к ампериаметру ("нормаль"), сила
текущая которого определяется его сопротивлением
с нек.изограниченной Z_R , наз. ненасыщенным
током:

$$F_n = -Z_R u(t).$$

Първото неефективно изпълнение на
бюджета е отговорно заради създаването
на нова конфигурация на бюджетния

$$F(R, L) = -2 \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{z=0}.$$

Еще негативные морфозы не имеют не антидрагон
и $Z_R = Z$, то на него действует на нее та же,
как в случае нейтральной спирал. Еще между
негативными и нормальными морфозами существует, но
изменение негативной на позитивную без изменения (об-то
белых форм). Тогда камера может быть симметрической
и нормальной формой неизменяется такое же воздействие,
как и в случае отрицательной системы с нейтральной
формой. В этом случае говорят, что система
некомпенсирована к компенсированной морфозе.

2. Тісні мембрани мають наявністю
сифону, просякуючої від $z = -\infty$ до $z = 0$
з харacterистичними кшнегансами Z_1 . В меже
 $z = 0$ сифон не здатний до дистрибуції з
кшнегансом $Z_2 \neq Z_1$. В меже $z = -\infty$

находится неподвиж, неизлучающий зеркало
боку

$$\Psi_{\text{наг}}(z, t) = A \cos(\omega t - kz).$$

Если для имена колебания $Z_2 = Z_L$, то со
стороне зеркала (R) на струну (L) действует
внешний импульс

$$F_{\text{вн}}(R, L) = -Z_1 \frac{\partial \Psi_{\text{наг}}(0, t)}{\partial t}$$

В нашем случае будем "забыть" импульс

$$F(R, L) = F_{\text{вн}}(R, L) + F_{\text{внз}}(R, L),$$

излучающий отраженный зеркало, зеркало в направ-
лении $-z$, так что

$$F_{\text{внз}}(R, L) = Z_1 \frac{\partial \Psi_{\text{изп}}(0, t)}{\partial t}.$$

Тогда

$$F(R, L) = -Z_1 \frac{\partial \Psi_{\text{наг}}(0, t)}{\partial t} + Z_1 \frac{\partial \Psi_{\text{изп}}(0, t)}{\partial t}$$

С другой стороны, по выражению,

$$F(R, L) = -Z_2 \frac{\partial \Psi(0, t)}{\partial t},$$

то $\frac{\partial \Psi(0, t)}{\partial t}$ — скорость конечной точки L струны,
излучающей в это же время

$$\frac{\partial \Psi(0, t)}{\partial t} = \frac{\partial \Psi_{\text{наг}}(0, t)}{\partial t} + \frac{\partial \Psi_{\text{изп}}(0, t)}{\partial t}.$$

Многовимутаң науқанынан бірнеше, науқан:

$$-Z_1 \frac{\partial \Psi_{\text{наг}}}{\partial t} + Z_1 \frac{\partial \Psi_{\text{орп}}}{\partial t} = -Z_2 \frac{\partial \Psi_{\text{наг}}}{\partial t} - Z_2 \frac{\partial \Psi_{\text{орп}}}{\partial t}.$$

Омега

$$\frac{\partial \Psi_{\text{орп}}(0, t)}{\partial t} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \frac{\partial \Psi_{\text{наг}}(0, t)}{\partial t}$$

Именіншілер, алғашкандай константтар, науқан

$$\Psi_{\text{орп}}(0, t) = R_{12} \Psi_{\text{наг}}(0, t),$$

29e

$$R_{1,2} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$$
 — көзөрнүштік аралық
гана салынудан

Доскалық $\Psi_{\text{орп}}(z, t)$ — сүйенсендірілген барна,

мо заманын t да $t + \frac{z}{v_p}$ науқан:

$$\boxed{\Psi_{\text{орп}}(z, t) = A R_{12} \cos(\omega t + kz)}$$

Дауде салынудан барна

$$\Psi(z, t) = \Psi_{\text{наг}}(z, t) + \Psi_{\text{орп}}(z, t)$$

нан

$$\Psi(z, t) = A \cos(\omega t - kz) + A R_{12} \cos(\omega t + kz)$$

Ymb.

1) Барна салынудан $\Psi(z, t)$ және скофасы $\frac{\partial \Psi}{\partial t}(z, t)$ имелейт едіншактық көзөрнүштік аралықтар.

2) Барна возбраняларынан сабы $-T_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z}(z, t)$ омба-

зменяет с консервативным биенийским знаком.

3) При изменении параметров распределения загородки вдоль оси z с шагом a и синусоидальным изменением $Z_1 \cup Z_2$ консервативный знак не изменяется.

1) $\frac{\partial \Psi_{\text{наг}}}{\partial t} = -\omega A \sin(\omega t - kz); \frac{\partial \Psi_{\text{обр}}}{\partial t} = R_{12} \left[-A \omega \sin(\omega t + kz) \right]$

2) $\frac{\partial \Psi_{\text{наг}}}{\partial z} = A \sin(\omega t - kz) \cdot k$

$$\frac{\partial \Psi_{\text{обр}}}{\partial z} = -R_{12} \left[A k \sin(\omega t + kz) \right]$$

Видим, что при $z=0$ скрещиваемые волны консервативные синфазны и возвращаются к началу с консервативной амплитудой R_{12} , а возвращающиеся скрещиваются с консервативной амплитудой $-R_{12}$.

3) Упрощение получим из определения

$$R_{12} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2},$$

откуда

$$R_{21} = -R_{12}$$

■.

значит с когерентным и неинверсивным знаком.

3) При изменим напоровом распределении находящийся на амплитуду волны с фазой φ с индексами Z_1 и Z_2 когерентным образом изменят знак.

□ 1) $\frac{\partial \Psi_{\text{наг}}}{\partial t} = -\omega A \sin(\omega t - k_2); \frac{\partial \Psi_{\text{обр}}}{\partial t} = R_{12} [A \omega \sin(\omega t + k_2)]$

2) $\frac{\partial \Psi_{\text{наг}}}{\partial z} = A \sin(\omega t - k_2) \cdot k$

$$\frac{\partial \Psi_{\text{обр}}}{\partial z} = -R_{12} [A k \sin(\omega t + k_2)]$$

Видим, что при $z=0$ скос сферической волны когерентное изменение сферы находящейся с когерентной волной когерентное возвращающее сферу R_{12} , а возвращающую сферу R_{12} .

3) Утверждение неявно из определения

$$R_{12} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2},$$

ончательно

$$R_{21} = -R_{12}$$

■

3. Есун барыкта $z=0$ барлық тұрақтандырылғанда $Z_1 + Z_2$ на ғранчыға жағдайда сфералданғанда орналасқан
бала, то деңгээс сүйсінбекшілдік бала, ні-
мегандың сфералданғанда Z_2 . Торғы $z=0$
можын орнандың көмөштіктері, иелүскесінде
бендижың ғанауы $\Psi_2(z,t)$ барлық Z .

В рассмотриваемом случае имеем знания
имегандың и свойств нағандыктайтын небереги-
ми ғранчыға условия, выражаемые в тер-
мине симметрии скорости и винтузатын
сист на ғранчыға жағдай. Неберегиность Ψ и
 $\frac{\partial \Psi}{\partial t}$ очевидна. Пасынды неберегиность бендижың
 $-T \frac{\partial \Psi}{\partial z}$. На бесконечно малой зоне софуна
барыкта $z=0$ деңгээс симметриялық систе-

$$-T_1 \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} + T_2 \frac{\partial \Psi_2}{\partial z}.$$

В симметрическом масын түзмениң әм
аудиң деңгээс орналасқанда барлық:

$$-T_1 \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} = -T_2 \frac{\partial \Psi_2}{\partial z}.$$

Ішкі T_1 және T_2 – ғранчыға нағандық софуна барлық сфералданғанда Z_1 және Z_2 есемдерлерінен.

Пусть $\varphi(z, t)$ — модуль из трех волн: синусоиды, скользящий волн и звуковую волну. В чете 1

найдем

$$\varphi_1(z, t) = \varphi_0 \cos(\omega t - k_1 z) + \varphi_0 R \cos(\omega t + k_1 z).$$

Здесь $R = R_{12}$ при $\varphi = \psi$, $\frac{\partial \psi}{\partial t} = R$ при $\varphi = -T \frac{\partial \psi}{\partial z}$.

Для чете 2 получим:

$$\varphi_2(z, t) = T \varphi_0 \cos(\omega t - k_2 z)$$

Из условия непрерывности

$$\varphi_1(0, t) = \varphi_2(0, t)$$

находим:

$$T \varphi_0 \cos(\omega t) = \varphi_0 (1 + R) \cos(\omega t),$$

т.е.

$$T = 1 + R \quad \text{— коэффициент пропорциональности}$$

для амплитуды

звуковых волн.

Поскольку звуковые волны являются низкочастотными, то они не изменяют амплитуду, а высокие низкочастотные волны не изменяют амплитуду, но они изменяют фазу. В этом случае

$$z = \sqrt{\gamma p_0 f_0}.$$

Ограничение для неподвижных зарядов.

Напряжение неподвижное: $U_0 \cos \omega t = U(z) = Z_1 I(0, t)$.

Второе место и напряжение:

$$I(z, t) = I_0 \cos(\omega t - k_1 z), \quad U(z, t) = U_0 \cos(\omega t - k_1 z),$$
$$U_0 = Z_1 I_0.$$

Проверим, как результаты вычисления суть
этими выраж.

a) $Z_2 = 0$: $R_U = -1$, $|U| = 0$, ~~$I = 2 I_0 \cos(\omega t - k_1 z)$~~
~~на конде~~ ~~на конде~~ $-k_1 z$

Такое число наз. кофактором контура.

b) $Z_2 = \infty$: $R_U = 1$, $R_I = -1$, $|I| = 0$, ~~$|U| = 2 U_0 \cos(\omega t - k_1 z)$~~
~~на конде~~ ~~на конде~~

Такое число наз. множ. контура с открытым концом.