

Первичное ЗМП.

1. Описание первичного ЗМП в однородной среде. Дифференциальное уравнение первого порядка для электрического поля "максвелловское уравнение".

Если векторное уравнение:

1) синтез, то для нее электрический магнитный потоковычисление:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon \vec{E}(\vec{r}, t); \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu \vec{H}(\vec{r}, t) \quad \text{а.т.е. рассчитываемая среда без} \\ \text{зарядов.}$$

2) \vec{E}_H не зависит от t и $\vec{F}(E_H = \text{const})$, однородная "стационарная" среда.

Записываем уп-е Максвелла:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1) \\ \text{rot} \vec{H} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (2) \end{array} \right. \quad \leftarrow \text{применим rot} \Rightarrow \frac{\text{rot rot} \vec{E}}{\nabla \text{div} \vec{E} - \Delta \vec{E}} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \vec{H}$$

$$\text{из } \text{div} \vec{D} = \rho \rightarrow \epsilon \text{div} \vec{E} = \rho \rightarrow \text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon}$$

представляем rot \vec{H} .

Всё преобразуется в группуруем:

$$\nabla \left(\frac{\rho}{\epsilon} \right) - \Delta \vec{E} = -\frac{\mu \epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{4\pi \mu}{c^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}$$

Получили вспомогательное уравнение. Из него видно, что логика здесь выходит из токи "зарядов".

Второй член оператора: $\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = \square$ называется дивергенцией, где $\square = \frac{\epsilon}{\epsilon \mu}$

$\boxed{\sqrt{\epsilon \mu} = n}$ — показатель преломления

(2) получим вспомогательное уравнение в виде линия \vec{H} , прописано rot \vec{H}

$$\underbrace{\text{rot rot} \vec{H}}_{\nabla \text{div} \vec{H} - \Delta \vec{H}} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \vec{E} + \frac{4\pi}{c} \text{rot} \vec{j}, \quad \text{записываем из } \text{div} \vec{B} = 0 \rightarrow \text{div} \vec{H} = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta \vec{H} - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \text{rot} \vec{j}}$$

$$\text{ибо } \square \vec{H} = -\frac{4\pi}{c} \text{rot} \vec{j}$$



Для примера: если есть только потенциалное поле \vec{H} (может представить в виде гармонического колебания сплайнами φ -ии) \rightarrow беззарядных токов создать не могут, т.к. rot $\vec{j} = 0$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \rightarrow f = f_1(t - \frac{x}{v}) + f_2(t + \frac{x}{v})$$

но если x фиксировано, то если x .

2. Описание первичного ЗМП в гипотетическом однородном и бесконечном пространстве.

Рассматриваем однородную среду без зарядов.

1) $\text{div} \vec{B} = 0$; $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$; $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} = \frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A}$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot} \vec{A} \rightarrow \text{rot} (\vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) = 0$$

$$\text{rot} \vec{D} = 0$$

$$\Rightarrow \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\nabla \varphi \Rightarrow \boxed{\vec{E} = -\nabla \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}}$$

— определяется дополнительное поле потенциального поля.

2) Аналогичные уравнения Максвелла:

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{\epsilon \partial \vec{E}}{c \partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad \text{и } \text{div} \vec{A} - \Delta \vec{A} = \frac{\mu \epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}$$

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A} \right) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad \text{— т.к. среда однородна, то}$$

$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A} \right) = \vec{f}_1 \{ \text{div} \vec{A} - \Delta \vec{A} \}$ иное представление получим:

$$\text{div} \vec{A} - \Delta \vec{A} = \frac{\mu \epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi \mu}{c} \vec{j}$$

$$\boxed{\Delta \vec{A} - \frac{\mu \epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi \mu}{c} \vec{j} + \nabla (\text{div} \vec{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t})} \quad (I)$$

$$3) \operatorname{div} \vec{A} = 4\sigma f \Rightarrow \operatorname{div} \vec{E} = \frac{4\sigma f}{\epsilon} \Rightarrow \underbrace{\operatorname{div} \left(-\nabla \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)}_{\operatorname{div} \nabla = \Delta} = \frac{4\sigma f}{\epsilon}$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta \varphi = -\frac{4\sigma f}{\epsilon} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{A}} \quad (\text{II}')$$

Проверка это и будет с оператором дивидента / вектора и градиента

$$\boxed{\Delta \varphi = \frac{4\sigma f}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\sigma f}{\epsilon} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\operatorname{div} \vec{A} + \frac{4\sigma f}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)} \quad (\text{II}'')$$

$\square \varphi$
Возьмем вектор. Который ли спасет так, чтобы $\operatorname{div} \vec{A} + \frac{4\sigma f}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$? Означает
так можно. Покажем, т.к. гравитационное векторное поле неизменяется. Вектор:

$$\vec{A}_{\text{нов}} = \vec{A}_{\text{ст}} - \nabla \varphi \text{ так, чтобы } \operatorname{rot} \vec{A}_{\text{нов}} = \operatorname{rot} \vec{A}_{\text{ст}} = \vec{B}$$

Компьютерные данные об обеспечении изофороматности не только \vec{B} , но также и
 \vec{E} (т.к. изменяется гравитация).

$$\vec{E} = -\nabla \varphi_{\text{нов}} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}_{\text{нов}}}{\partial t} = -\nabla \varphi_{\text{ст}} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}_{\text{ст}}}{\partial t}$$

$$\Rightarrow -\nabla \varphi_{\text{нов}} - \frac{1}{c} \left(\vec{A}_{\text{ст}} - \nabla \varphi \right) = -\nabla \varphi_{\text{ст}} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}_{\text{ст}}}{\partial t}$$

$$\nabla \varphi_{\text{нов}} - \nabla \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \nabla \varphi_{\text{ст}} \quad \begin{matrix} \text{некоторая изоформа-} \\ \text{тическая} \end{matrix}$$

$$\Rightarrow \boxed{\varphi_{\text{нов}} = \varphi_{\text{ст}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t}} \quad \begin{matrix} \text{т.е. нужна изоформа} \\ \text{изменяющаяся вектором} \end{matrix}$$

Проверим, можно ли подобрать так:

$$\operatorname{div} \vec{A}_{\text{ст}} + \frac{4\sigma f}{c} \frac{\partial \varphi_{\text{ст}}}{\partial t} \neq 0, \text{ а } \operatorname{div} \vec{A}_{\text{нов}} + \frac{4\sigma f}{c} \frac{\partial \varphi_{\text{нов}}}{\partial t} = 0$$

$$\operatorname{div} (\vec{A}_{\text{ст}} - \nabla \varphi) + \frac{4\sigma f}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\varphi_{\text{ст}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = 0$$

$$\text{доказавши } \operatorname{div} \nabla \varphi = \Delta \varphi$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta \varphi - \frac{4\sigma f}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \operatorname{div} \vec{A}_{\text{ст}} + \frac{4\sigma f}{c} \frac{\partial \varphi_{\text{ст}}}{\partial t}} //$$

$\square \varphi$ при которых вектор

несто уравнение с конеч. от 0 полей, можно
также имеет решения в 0 решений, но это
вектора, которые неизменяются \Rightarrow если хватит перенести
переходит к конечным \Rightarrow это уравнение \Rightarrow оно можно

$$\operatorname{div} \vec{A} + \frac{4\sigma f}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad \begin{matrix} \text{условие} \\ \text{изоформы} \end{matrix}$$

3. Аналитическое др.-е для потенциалов.
Вектор Герца. Использует поле потенциала

Это подбирает уравнения (I) и (II):

$$(I) \left\{ \begin{matrix} \square \vec{A} = -\frac{4\sigma f}{c} \vec{j} \\ \operatorname{div} \vec{A} = 0 \end{matrix} \right\} \rightarrow \text{из компонентов можно выбрать сразу поле } \vec{A}$$

$$(II) \left\{ \begin{matrix} \square \varphi = -\frac{4\sigma f}{c} j \\ \operatorname{div} \vec{A} = 0 \end{matrix} \right\}$$

$$\varphi = -\frac{c}{4\sigma f} \int \operatorname{div} \vec{A} dt$$

\Rightarrow Всё сводится к общему векторному полему \vec{A} .
Но в гравитации случаи необходимо использовать калибраторы Герца, а
используют калибраторы Гюнтера.

$$\operatorname{div} \vec{A}_{\text{ст}} = 0 \text{ и } \operatorname{div} \vec{A}_{\text{ст}} \neq 0$$

$$\vec{A}_{\text{ст}} = \vec{A}_{\text{ст}} - \nabla \varphi$$

$$\Rightarrow \Delta \varphi = \operatorname{div} \vec{A}_{\text{ст}} \quad \begin{matrix} \text{нужное} \\ \text{решение} \end{matrix}$$

Решение этого калибратора:

$$(II') \Delta \varphi = -\frac{4\sigma f}{c} \rightarrow \text{составить выражение } \varphi.$$

Потом по φ найти:

$$(I) \square \vec{A} = -\frac{4\sigma f}{c} \vec{j} + \frac{4\sigma f}{c} \nabla \varphi \rightarrow \text{найдено } \vec{A}.$$

Также требуется использовать калибратор Герца.

Уравнение имеет вид: $\text{rot} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = -i\kappa_0 / 4 \pi \vec{H}(\vec{r}, \omega)$

Горизонтальное движение:

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{i\omega}{c} \vec{j} + \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \rightarrow \text{rot} \vec{H}(\vec{r}, \omega) = \frac{i\omega}{c} \vec{j}(\vec{r}, \omega) + \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, \omega) e^{i\omega t}$$

$$\text{rot} \vec{H}(\vec{r}, \omega) = i\kappa_0 \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \frac{i\omega}{c} \vec{j}(\vec{r}, \omega)$$

$$\text{div} \vec{D}(\vec{r}, \omega) = 4\pi \rho(\vec{r}, \omega)$$

$$\text{div} \vec{B}(\vec{r}, \omega) = 0$$

Причины усадка в
том что \vec{E} не
является временным
(и против б.)

Далее будем отыскать вид $\vec{H}(\vec{r}, \omega)$ (запишем исходное и в виде уравнения).

Коэффициент для ур-я и первое уравнение дает тогда вид

$$\text{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \Rightarrow \text{div} \vec{j}(\vec{r}, \omega) + i\omega \rho(\vec{r}, \omega) = 0$$

комплексная форма временного

$$\text{rot} \vec{H} = i\kappa_0 \vec{E} + \frac{i\omega}{c} \vec{j} ; \quad \vec{j} = \vec{j}' \vec{e}_t + \vec{j}'' \vec{e}_s$$

$$\text{rot} \vec{H} = i\kappa_0 \vec{E} + \frac{i\omega}{c} \vec{E} + \frac{i\omega}{c} \vec{j}'' \vec{e}_s \rightarrow i\kappa_0 \left(\vec{E} - i \frac{i\omega}{c} \vec{e}_s \right) \vec{E}$$

$$\Rightarrow \text{rot} \vec{H} = i\kappa_0 \vec{E} + \frac{i\omega}{c} \vec{j}'' \vec{e}_s$$

$$\text{Видят: } E_x = E - i \frac{i\omega}{c} \vec{e}_s$$

также. ~ сложное уравнение
принадлежит:

$$E_x = E' - iE'', \quad E' \equiv E \quad E'' = \frac{i\omega}{c} \vec{e}_s \geq 0$$

$$\text{Для гармонических процессов: } \left. \begin{array}{l} E = E(\omega) \\ \mu = \mu(\omega) \\ \tau = \tau(\omega) \end{array} \right\} \geq 0$$

~ пока без доказательства
затем временные

В процессе можно было видеть исходные параметры: $\mu = \mu' - i\mu''$
 $\mu'' \geq 0$

Основное уравнение для комплексных

Итак, имеем: $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\omega \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow -\omega^2$

$$\Delta \vec{E} - \frac{\epsilon H}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi \mu}{c^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \frac{i\omega}{c} \vec{D} \vec{P} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \Delta \vec{E} + K^2 \vec{E} = \frac{4\pi \mu}{c^2} i\kappa_0 \vec{j} + \frac{i\omega}{c} \vec{D} \vec{P} \\ \text{неравновесное ур-е Гельмгольца - базовое} \\ \text{уравнение в сфере для краев. амплитуды.} \end{array} \right.$$

$$\text{здесь } K = \kappa_0 \sqrt{\mu} = \kappa_0 \mu$$

$$\text{Для } \vec{H}: \Delta \vec{H} - \frac{\epsilon H}{c^2} \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} = -\frac{i\omega}{c} \text{rot} \vec{j} \Rightarrow \left\{ \Delta \vec{H} + K^2 \vec{H} = -\frac{i\omega}{c} \text{rot} \vec{j} \right\}$$

$$\text{Из } \text{div} \vec{A} + \frac{\epsilon H}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \rightarrow \text{div} \vec{A} + i\kappa_0 \mu \varphi = 0 \Rightarrow \left\{ \varphi = \frac{i}{\kappa_0 \epsilon H} \text{div} \vec{A} \right\} (*)$$

Решаем уравнение вида вибрационного и неоднородного уравнения:

$$(I) \quad \Delta \vec{A} = -\frac{i\omega \mu}{c} \vec{j} \rightarrow \left\{ \Delta \vec{A} + K^2 \vec{A} = -\frac{i\omega \mu}{c} \vec{j} \right\}$$

$$(II) \quad \square \varphi = -\frac{i\omega \mu}{c} \vec{j} \rightarrow \left\{ \Delta \varphi + K^2 \varphi = -\frac{i\omega \mu}{c} \vec{j} \right\}$$

$$\text{Без учета } \vec{B} = \text{rot} \vec{A}; \quad \vec{E} = -\nabla \varphi - i\kappa_0 \vec{A} \quad (\text{из } \vec{E} = -\nabla \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t})$$

$$\text{Если предположим } (*) : \Rightarrow \vec{E} = -\nabla \varphi - i\kappa_0 \vec{A} = -\frac{i}{\kappa_0 \epsilon H} (\nabla \text{div} \vec{A} + K^2 \vec{A})$$

$$\square \vec{A} = -\frac{i\omega}{c} \vec{P} \vec{e}_s \rightarrow \Delta \vec{A} + K^2 \vec{A} = -\frac{i\omega}{c} \vec{P} \vec{e}_s$$

$$\vec{A} = \frac{\epsilon H}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \rightarrow \vec{A} = i\kappa_0 \epsilon H \vec{A}$$

~ то это означает исходное.

6. Комплексная теорема Пойтигера.

Задачи решаются симметрическими, гармоническими зависимостями от времени.

$a(t) = \operatorname{Re} \{a(\omega)\} e^{i\omega t}$, $b(t) = \operatorname{Re} \{b(\omega)\} e^{i\omega t}$ — чисто гармонические физические величины.

$$\text{т.е. } a(\omega) = \underbrace{|\alpha(\omega)|}_{A} e^{i\alpha}; b(\omega) = \underbrace{|\beta(\omega)|}_{B} e^{i\beta}$$

Хотим выразить в форме:

$$\frac{\alpha(t) \beta(t)}{t^2} = \frac{1}{T} \int_0^T \alpha(t) \beta(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T A \cos(\omega t + \alpha) \cdot B \cos(\omega t + \beta) dt = \\ = \frac{AB}{T} \cdot \frac{1}{2} \int_0^T [\cos(\alpha - \beta) + \cos(2\omega t + \alpha + \beta)] dt = \frac{1}{2} AB \cos(\alpha - \beta)$$

Такое такое же выражение можно получить иначе:

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} \{a(\omega) b^*(\omega)\} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{e^{i\alpha} B e^{-i\beta}\} = \frac{1}{2} AB \cos(\alpha - \beta)$$

$$\Rightarrow \left| \frac{\alpha(t) \beta(t)}{t^2} \right|^2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{a(\omega) b^*(\omega)\}$$

Важность этого случая:

$$\left| \alpha(t) \right|^2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{a(\omega) a^*(\omega)\} = \frac{1}{2} |a(\omega)|^2$$

Возможнее из формулы:

$$q = \frac{d}{dt} \rightarrow \overline{q} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} |\vec{j}|^2$$

одн. дифференциальных логарифмических формул в случае

Тогда аналогично для вектора Пойтигера: $\vec{s}(t) = \frac{c}{8\pi} [\vec{E}, \vec{H}] \rightarrow \vec{s} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\vec{E}, \vec{H}]$

$$W = \sqrt{\frac{c^2 E^2 + H^2}{16\pi}} d\Omega \rightarrow \overline{W} = \sqrt{\frac{c^2 E^2 + H^2}{16\pi}} d\Omega \quad \text{— выражение в случае вектора}$$

одного вектора.

Комплексная теорема Пойтигера.

Пусть $\mu_0 = \frac{\omega}{c}$, ϵ, μ — вещественные. $\Rightarrow \vec{j} = \vec{j}_{ab} + \vec{j}^{ex} = \sqrt{\epsilon} \vec{E} + \vec{j}^{ex}$

$$(1) \operatorname{rot} \vec{E} = -i\omega \mu \vec{H} / \vec{H}^* \quad \operatorname{rot} \vec{H} = i\omega \epsilon \vec{E} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{ab} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}^{ex} \quad \leftarrow \text{вещественные * неявн. соотв.}$$

$$(2) \operatorname{rot} \vec{H}^* = -i\omega \epsilon \vec{E}^* + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{ab}^* + \frac{4\pi}{c} \vec{j}^{ex*} / \vec{E}$$

Вычитаем из (1) — (2):

$$\vec{H}^* \operatorname{rot} \vec{E} - \vec{E} \operatorname{rot} \vec{H}^* = \operatorname{div} [\vec{E}, \vec{H}^*] = -\frac{4\pi}{c} \vec{j}_{ab}^* - \frac{4\pi}{c} \vec{j}^{ex*} \vec{E} + i\omega (\frac{\vec{E} \vec{E}^* - \vec{H} \vec{H}^*}{c}) \mid \cdot \frac{c}{8\pi}$$

Для комплексного вектора обозначим $\vec{s}_c = \frac{c}{8\pi} [\vec{E}, \vec{H}^*]$ — комплексный вектор Пойтигера:

$$\operatorname{Re} \vec{s}_c = \operatorname{Re} \frac{c}{8\pi} [\vec{E}, \vec{H}^*] = \vec{s}$$

тогда получим:

$$\operatorname{div} \vec{s}_c = -\frac{1}{2} \frac{|\vec{j}_{ab}|^2}{\sqrt{\epsilon}} - \frac{1}{2} \vec{j}^{ex*} \vec{E} + 2i\omega \cdot \frac{c|\vec{E}|^2 - \mu |\vec{H}|^2}{16\pi} \quad \leftarrow \text{компл. теорема Пойтигера в дифференциальной форме.}$$

$$-\frac{1}{2} \vec{j}_{ab}^* \vec{E} = -\frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \vec{j}_{ab} \vec{j}_{ab} = -\frac{1}{2} \frac{|\vec{j}_{ab}|^2}{\sqrt{\epsilon}}$$

В вещественной форме:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \vec{s}_c \vec{s} &= -\frac{1}{2} \int_V \frac{|\vec{j}_{ab}|^2}{\sqrt{\epsilon}} dV - \frac{1}{2} \int_V \vec{j}^{ex*} \vec{E} dV + 2i\omega \int_V \frac{c|\vec{E}|^2 - \mu |\vec{H}|^2}{16\pi} dV \end{aligned} \right\} (*)$$

Мы получили их в случае чисто вещественных величин: $\epsilon = \epsilon'$, $\mu = \mu'$, $\vec{j}^{ex*} = \vec{j}^{ex}$, $\mu'' = 0$. Получим теорему Пойтигера при $\mu_0 = \mu' - i\mu''$; $\epsilon_0 = \epsilon' - i\epsilon''$. Аналогично заменяется уравнения Maxwella:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -i\omega \mu_0 \vec{H} / \vec{H}^*$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = i\omega \epsilon_0 \vec{E} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}^{ex}$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}^* = -i\omega \mu_0 \vec{H}^* / \vec{H}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}^* = i\omega \epsilon' \vec{E} + i\omega \epsilon'' \vec{E} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{ab} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}^{ex}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}^* = i\omega \epsilon' \vec{E} + i\omega \epsilon'' \vec{E} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}^{ex}$$

$$\text{дополнительно (2) при } \vec{E}: \quad \vec{H}^* \operatorname{rot} \vec{E} = -i\omega \mu' \vec{H}^* - i\omega \mu'' \vec{H} \vec{H}^*$$

$$\vec{E} \operatorname{rot} \vec{H}^* = -i\omega \epsilon' \vec{E} \vec{E}^* + i\omega \epsilon'' \vec{E} \vec{E}^* + \frac{4\pi}{c} \vec{j}^{ex} \vec{E}$$

→ базисное
из (1) — (2)

$$\operatorname{Div}[\vec{E}, \vec{H}^*] = -\frac{i\omega}{c} j^\sigma E^\sigma + i\omega E' E'' - i\omega E'' E' - i\omega \mu' H'' - i\omega \mu'' H'$$

Продолжаем анализ начальных величин: движение на $\frac{c}{8\pi}$.
 Используя выражение начальную и обобщенное для сложенного вида $E_L = E' - iE''$, где $E_L = E - i\frac{\omega}{\mu}$

из $i\omega + \bar{H} = i\omega \bar{E} + \frac{i\omega}{c} \bar{E} + \frac{i\omega}{c} j^\sigma$, т.е. для производимого учёта в $\frac{i\omega}{c} (E - i\frac{\omega}{\mu})$
 $\bar{E} = \bar{H}$ это здесо что есть док-ко
 учтываемое начальное поле, тогда $H' = \mu' - i\mu''$, где $\mu' = \mu$.

$$\Rightarrow \operatorname{Div} \vec{S}_L = -\frac{1}{2} j^\sigma \vec{E} + 2i\omega \cdot \frac{E' |\vec{E}|^2 - \mu' |\vec{H}|^2}{16\pi} - 2\omega \cdot \frac{E'' |\vec{E}|^2 + \mu'' |\vec{H}|^2}{2 \cdot 8\pi}$$

анализируя получим:

$$\left\{ \begin{aligned} \oint_S \vec{S}_L \cdot d\vec{s} &= -2\omega \int_V \frac{\rho E' |\vec{E}|^2 + \mu'' |\vec{H}|^2}{16\pi} dV - \frac{1}{2} \int_V j^\sigma \vec{E} \cdot d\vec{V} + 2i\omega \int_V \frac{\rho' |\vec{E}|^2 - \mu' |\vec{H}|^2}{16\pi} dV \end{aligned} \right\} (**)$$

очевидно, что при $\mu'' = 0$ (тогда $\mu' = \mu$) получим в более удобной форме.

$$-\frac{\omega}{8\pi} \int_V [\rho E'' |\vec{E}|^2 + \mu'' |\vec{H}|^2] dV = -\frac{1}{2} \int_V |\vec{E}|^2 dV - \frac{1}{2} \int_V |\vec{H}|^2 dV$$

Из (*) берём реальное значение членов:

$$\operatorname{Re} \vec{S}_L = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\vec{E}, \vec{H}^*] = \vec{S}$$

$$\Rightarrow \underbrace{\oint_S \vec{S}_L \cdot d\vec{s}}_{W^T} = -\frac{1}{2} \int_V \frac{|\vec{H}|^2}{V} dV + \left(-\frac{1}{2} \right) \operatorname{Re} \int_V j^\sigma \vec{E} dV$$

Формула по времени \vec{H} через \vec{Q} и \vec{A}^σ сформулирована для временных величин, но в форме V .

$$\Rightarrow 3C2: \boxed{\vec{W}^T + \vec{Q}^T = \vec{A}^\sigma} \quad \text{закон сохранения энергии для временных величин.}$$

Заметим, что для монохроматических процессов имеем будут, электрического и магнитного полей авт. генерации. Тогда формула по времени энергии остаётся неизменной, не зависящей от t :

$$\vec{W}^T = \int_V \vec{W}^T dV = \text{const}$$

$$\text{В общем виде: } \vec{W}^T = \int_V \frac{\rho E |\vec{E}|^2 + \mu |\vec{H}|^2}{16\pi} dV = \vec{W}^e + \vec{W}^m \quad (1)$$

Суммой этих величин называется "переносом" или комплексным выражением Пойнтинга: (из *)

$$\Im \oint_S \vec{S}_L \cdot d\vec{s} = -\frac{1}{2} \int_V \int_V j^\sigma \vec{E} dV + 2\omega \int_V \frac{\rho E |\vec{E}|^2 - \mu |\vec{H}|^2}{16\pi} dV$$

$$\text{Здесь } \int_V \frac{\rho E |\vec{E}|^2 - \mu |\vec{H}|^2}{16\pi} dV = \vec{W}^e - \vec{W}^m$$

т.е. выражено 1 время только при общем виде

В отличие от реальной части комплексной величины Пойнтинга, "реальная" часть является чисто временноготипической магнитодинамической величиной. Но импульсы используют для док-ва неравенств.

Можно сказать про разности (см. задачи.)

6. Георгиево единство решения уравнений Maxwella для гармонических полей.

Георгиеву приходится преодолевать, т.к. для гармонических процессов между задачами никакое единство нет.

Георгиев.

Решение ур-ий Maxwella для гармонических полей выражается формулой V , орб. заслуг. поб-ю S , если заданы: 1) в области $V: \vec{j}^{cs}$

$$2) \text{на поб-ю } S; \vec{E}_2 \text{ (мод } \vec{H}_2 \text{)}$$

$$3) \text{в области } V: \vec{V} \neq 0$$

Док-во: пусть есть \vec{E}_1, \vec{H}_1 и \vec{E}_2, \vec{H}_2 , заданы разностное поле: $\vec{E}_3 = \vec{E}_1 - \vec{E}_2$
и пусть выполнено условие:

$$1) \vec{j}^{cs} = 0$$

$$2) S: \text{мод } \vec{E}_{3z} = 0, \text{ мод } \vec{H}_{3z} = 0$$

$$3) \vec{V} \neq 0$$

$$\oint_S \vec{S}_3 \cdot d\vec{s} = 0$$

$$\int_S \vec{S}_3 \cdot \vec{n} = \frac{c}{8\pi} [\vec{E}_3, \vec{H}_3^*] \cdot \vec{n} = 0, \text{ так как } \operatorname{Re} \int_V \vec{j}^{cs} * \vec{E} dV = 0 \text{ (см. 1)}$$

$$[\vec{E}_{3z}, \vec{H}_{3z}^*] \cdot \vec{n}$$

$$\Rightarrow \text{из } \oint_S \vec{S}_3 \cdot d\vec{s} = -\frac{i}{2} \int_V \frac{|\vec{H}^{up}|^2}{V} dV + (-\frac{i}{2}) \operatorname{Re} \int_V \vec{j}^{cs} * \vec{E} dV$$

$$\Rightarrow \int_V \frac{|\vec{H}^{up}|^2}{V} dV = 0 \rightarrow \text{значит, что } \vec{j}^{up} = \sqrt{\vec{E}_3}$$

$$\Rightarrow \int_V |\vec{E}_3|^2 dV = 0 \Rightarrow \vec{E}_3 = 0 \Rightarrow \vec{E}_3 = \vec{E}_2, \text{ т.д.г.}$$

Что для \vec{H}_3 ? Используем гр-ю Maxwella:

$$i\omega \vec{E}_3 = -i\mu_0 \vec{H}_3 = -i \frac{\omega}{c} \mu_0 \vec{H}_3; \omega \neq 0 \Rightarrow \mu_0 \vec{H}_3 = 0 \Rightarrow \vec{H}_3 = 0 \Rightarrow \vec{H}_1 = \vec{H}_2, \text{ т.д.г.}$$

Здесь нужно иметь в виду, что из условия $\mu_0 \vec{H}_3 = 0, \vec{H}_3 = 0$ нечтож. Может оказаться, что это справедливо и произвольных μ . В реальных магнитиках μ авт. комплексной величиной ($\mu = \mu' - i\mu''$)

$\operatorname{Re} \mu = 0$, но в силах с распределен. полем $\Rightarrow \mu = \mu' - i\mu'' = -i\mu'' \neq 0$
аналогично и для $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$

Доказ. из формулы (**): $\oint_S \vec{S}_3 \cdot d\vec{s} = -\alpha \omega \int_V \frac{\rho'' |E|^2 + \mu'' |H|^2}{16\pi} dV - \frac{1}{16\pi} \int_V \vec{j}^{cs} * \vec{E} dV + 2i\omega \int_V \frac{\rho'' E^* - \mu'' H^*}{16\pi} dV$
получим при выполнении условия:

$$\int_V \frac{\rho'' |E_3|^2 + \mu'' |H_3|^2}{16\pi} dV = 0, \text{ т.к. } \epsilon'' \neq 0 \text{ и } \mu'' \neq 0 \Rightarrow \vec{H}_3 = 0 \text{ и } \vec{E}_3 = 0$$

Радиационный спектр: разностное поле не вращается, т.к.

- 1) для него нет изометрии (высота нет)
 - 2) нет линейной инвариантности (из-за θ в \vec{V} имеется)
- Если нет линейн. инвариантности, то вращается

и приходится использовать свободное начальное состояние.

Замечание: Георгиев оставил спрашивив, если вместо условия 1) поле вращается, то какое? $E_2 = \eta_3 [\vec{H}, \vec{n}]$

В этом случае:

$$\int_S \vec{S}_3 \cdot \vec{n} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\vec{E}_{3z}, \vec{H}_{3z}^*] \cdot \vec{n} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \eta_3 \int_V \underbrace{[\vec{H}_{3z}, \vec{H}_{3z}^*]}_{[\vec{H}_3]^2} - \vec{H}_{3z} (\vec{H}_1, \vec{H}_2^*) \cdot \vec{n} |_S =$$

$$= \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \eta_3 |\vec{H}_{3z}|^2$$

$$\int_S \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \eta_3 |\vec{H}_{3z}|^2 dS = -\frac{1}{2} \int_V |\vec{E}_3|^2 dV \rightarrow \text{значительное условие}$$

$$\Rightarrow \int_S \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \eta_3 |\vec{H}_{3z}|^2 dS + \frac{1}{2} \int_V |\vec{E}_2|^2 dV = 0$$

$$\vec{E}_3 = 0 \text{ и } \vec{H}_3 = 0$$



7. Квазигидродинамические процессы в флюидных средах. Развитие гравитационных волн в гравитационных полях с прецессией гравитационных волн. Решение задачи о всплытии в шарах сферических координат. Вывод уравнения движения для гравитационных волн в гравитационном поле. Установление связи между движением в гравитационном поле и движением в гравитационном поле с прецессией гравитационных волн.

$T = \frac{2\pi}{\omega}$ Свинговое сопротивление: характеристика временного масштаба зондации $\zeta \ll \tau$

Академикаю же не пытается по горячим. жару не идет

Максимальное временное разрешение зондера: $\Sigma = \Sigma_{\text{нр}}$ при $\tau = 0$

тогда $p(\vec{r}, 0) = p_0(\vec{r})$ начальное расп-е ядер.

$\frac{\partial \vec{F}}{\partial t} + \nabla \vec{V} \cdot \vec{j} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} + \nabla \vec{V} \cdot \vec{E} = 0$ — задача "расщепления" no effect.

$$\operatorname{div} \vec{\Phi} = \frac{4\pi\rho}{c} \quad \vec{\Phi} = E \vec{E} \quad \Rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \frac{4\pi\rho}{c} = 0 \quad \Rightarrow \rho(\vec{r}, t) = \rho_0(\vec{r}) e^{-\frac{4\pi\rho}{c} t}$$

T.e. в некоторой точке нуля биенескляр производная запаса спроса не равна нулю $f'(t) = 0 \Rightarrow f(t) + t f'(t) = 0$

$$\frac{45\sqrt{2}}{\varepsilon} t = \frac{t}{T_{\text{all}}} \Rightarrow T_{\text{all}} = \frac{\varepsilon}{45\sqrt{2}} \quad \rightarrow \text{в течении с соответствующими временем}$$

Что из загрязненных оболочек НЕ ЗАРЯДИТСЯ, т.к. из загрязненных оболочек заряды побегут на ∞ , возможен ток, но в изначально незагрязненных оболочках избирательный заряд исчезновет не будет.



Это не дифференциал, т.к. дифференциальный процесс
переходит в Δ ..., и у него Δ нет.

$$\text{rot } \vec{E} = i \omega_0 \mu \vec{H}$$

$$\text{rot } \vec{H} = i \omega_0 \epsilon \vec{E} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}$$

$$\Rightarrow \epsilon_x = \epsilon - i \frac{4\pi \sigma}{\omega}$$

Specieeeeceeeeet Sir:

$$\left. \begin{array}{l} 0 = \operatorname{div} \vec{H} = i \kappa \mu \operatorname{div} \vec{E} \\ 0 = \operatorname{div} \vec{E} = i \kappa \epsilon_0 \operatorname{div} \vec{H} \end{array} \right\} \quad \nabla^2 E_x = -i \frac{\omega}{\mu_0 \epsilon_0}$$

$$\text{т.к. } T \gg \frac{\omega}{4\pi r} \rightarrow \omega \ll 4\pi r T \Rightarrow \omega \ll \frac{4\pi r}{\omega} = \omega_0 - i \frac{4\pi r}{\omega}$$

Bereavement,

$$\text{not } H = \underbrace{\frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t}}_{\text{dissipation}} + \frac{4\pi}{c} \underbrace{j}_{\text{current}} = \vec{J} \cdot \vec{E}$$

\Rightarrow Каждое действие предполагает (в
результате, следствии)

$$\left| \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right| < \frac{4\pi}{c} |j|$$

$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c}$ shows, i.e. there is no energy: $|j| = |c| |\vec{v}| E$

Проведение налогового контроля, что от проводимого ведет к ощущению налогового давления, т.к. налоги налогоплательщикам не платят. Налог на имущество (на землю) налогоплательщикам не платят. Налог на имущество (на землю) налогоплательщикам не платят.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E} = -i \omega \vec{H} \\ \text{rot } \vec{H} = i \omega \vec{E} \\ \text{div } \vec{E} = 0 \\ \text{div } \vec{H} = 0 \end{array} \right. \quad \omega = -i \frac{\epsilon \sigma}{\mu} \quad \epsilon \ll \frac{4 \pi \sigma}{\omega} \Rightarrow \omega \ll \frac{4 \pi \sigma}{\epsilon} \quad \text{и боровы излучения} \quad \text{появляются} \quad \text{рано} \quad \text{по } \gamma$$

$$\text{Kapazität} \text{ gest. negat. } \sqrt{25,4 \cdot 10^{-4}} \text{ s}^{-1} \Rightarrow \omega \ll 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

2) Не учитываясь остаток $\omega \ll 10^{13} \text{ с}^{-1}$ замедляющеее время: $T \gg T_{\text{рас}} \approx T_{\text{обн. фазы}} \approx 50^{\circ}\text{C}$.
 поскольку уравнение $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ не подходит для этого случая

3) Имеет место не только временные колебания, но и пространственное, т.е. предполагается логарифмический закон изменения \vec{E}_E , при котором поле заслуживает места в пространстве, должно быть много больше поля \vec{H} . Уравнение:

$$\vec{E}_E \Rightarrow \text{Lambert's law} \quad \omega \ll \frac{1}{\tau^2} \text{ rad/s}$$

$$\underbrace{\text{rot rot } \vec{E}}_{\nabla \text{div } \vec{H} - \Delta \vec{E}} = -i \kappa \mu \underbrace{\text{rot } \vec{H}}_{i \kappa \mu \vec{E}}$$

$$\Rightarrow \Delta \vec{E} + \kappa^2 \epsilon_0 \mu \vec{E} = 0$$

$$\tilde{\kappa}^2 = \kappa^2 \epsilon_0 \mu \quad (\text{дело } \kappa^2 = \kappa^2 \epsilon_0 \mu)$$

тогда $\tilde{\kappa} = -i \frac{1}{\delta}$ и имеем место колебание.

Аналогично:

$$\underbrace{\text{rot rot } \vec{H}}_{\nabla \text{div } \vec{H} - \Delta \vec{H}} = i \kappa \epsilon_0 \underbrace{\text{rot } \vec{E}}_{-i \kappa \mu \vec{H}}$$

$$\Rightarrow -\Delta \vec{H} = \kappa^2 \epsilon_0 \mu \vec{H} \Rightarrow \Delta \vec{H} + \kappa^2 \epsilon_0 \mu \vec{H} = 0$$

$$\tilde{\kappa} = \sqrt{\kappa^2 \epsilon_0 \mu} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \left(-i \frac{1}{\delta} \right)} = \sqrt{-i} = \pm \frac{1-i}{\sqrt{2}} = \pm (1-i) \frac{\sqrt{\omega \mu \epsilon_0}}{c} = \pm \frac{1-i}{\delta}$$

$$\text{тогда } \delta = \frac{c}{\sqrt{2 \omega \mu \epsilon_0}} \quad \text{и глубина проникновения поля в проводнике}$$

Переобразование: $\tilde{\kappa} = \frac{1-i}{\delta}$ (\pm подразумевается), тогда получим:

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \frac{i \omega}{c} \vec{E} \quad \text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

\ll упр. к волнистым.

Рассмотрим генерацию обусловленной поверхностью процесса, то сопротивление проводника $T \gg T_{cr}$ (здесь T -характеристика акустического поля).

$$\underbrace{\text{rot rot } \vec{H}}_{\nabla \text{div } \vec{H} - \Delta \vec{H}} = \frac{i \omega}{c} \text{rot } \vec{E} = \frac{i \omega}{c} \cdot \left(-\frac{1}{c} \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \Rightarrow \boxed{\Delta \vec{H} = \frac{i \omega \mu}{c^2} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}} \quad \begin{cases} \text{Получает вид} \\ \text{для обусловленного} \\ \vec{H} \text{ в проводнике.} \end{cases}$$

$$\text{Также имеет вид } \nabla \text{div } \vec{H} = 0$$

дифференцируется через \vec{H} и дифференцируется \rightarrow поле

Скользящее поле.

В хороших проводниках проявляет перенесенное поле на скользящем слое.

Возникает так называемый скользящий слой (skin-effect).

$$\vec{E} + \tilde{\kappa}^2 \vec{E} = 0; \vec{E} \parallel \vec{x}_0; j = \sqrt{\vec{E}} = \vec{x}_0 j(\vec{z})$$

$$\Delta E_x + \tilde{\kappa}^2 E_x = 0$$

$$A_j + \tilde{\kappa}^2 j = 0 \quad (j = \vec{v} \vec{E}, \vec{v} = \text{const})$$

$$\frac{d^2 j}{dz^2} + \tilde{\kappa}^2 j = 0, \text{ т.е. } j(0) = j_0 = \text{const.}$$

$$\tilde{\kappa} = \frac{1-i}{\delta}; \text{ тогда } \delta = \frac{c}{\sqrt{2 \omega \mu \epsilon_0}}$$

$$\Rightarrow j(z) = A_1 e^{-i \frac{1-i}{\delta} z} + A_2 e^{i \frac{1-i}{\delta} z} = A_1 e^{-\frac{2}{\delta} - i \frac{2}{\delta}} + \underbrace{A_2 e^{\frac{2}{\delta} + i \frac{2}{\delta}}}_{\text{спадает}},$$

$$j(0) = j_0 \Rightarrow A_2 = j_0 \Rightarrow j(z) = j_0 e^{-i \frac{2}{\delta} - i \frac{2}{\delta}} = j_0 e^{-i \frac{2}{\delta} z} \quad \text{спадает} \Rightarrow 0$$

Тогда:

$$E_x = \frac{j}{v} = \frac{j_0}{v} e^{-i \frac{2}{\delta} - i \frac{2}{\delta}} = E_0 e^{-i \frac{2}{\delta} - i \frac{2}{\delta}}$$

при $z = \delta \rightarrow$ скользящее поле спадает в e^{-2} раз характеризует величину проникновения поля в проводник.

Следовательно, это поле \vec{H} :

$$\vec{H} = \frac{i}{\kappa \mu} \text{rot } \vec{E}; \text{rot } \vec{E} = -i \kappa \mu \vec{H} - \text{последнее поле скользящее поле, которое$$

$$\vec{H} = \frac{i}{\kappa \mu} [\nabla j E_x \vec{x}_0] = \frac{i}{\kappa \mu} [\underbrace{\nabla j}_{\frac{\partial j}{\partial x}} \vec{x}_0] = \frac{i}{\kappa \mu} \frac{\partial}{\partial x} (E_0 e^{-i \frac{2}{\delta} - i \frac{2}{\delta}}) j_0 = \frac{i}{\kappa \mu} \frac{\partial}{\partial x} E_0 e^{-i \frac{2}{\delta} - i \frac{2}{\delta}} j_0$$

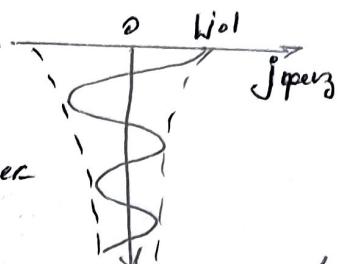
$$\Rightarrow H_0 = \frac{1-i}{\kappa_0 \mu_0} E_0 \Rightarrow H_0 = H_0 e^{-\delta t - i \frac{\omega}{\delta} t}$$

$$\operatorname{Re} \{j_0 e^{i\omega t}\} = \operatorname{Re} j_0 e^{-\delta t - i \frac{\omega}{\delta} t} e^{i\omega t} = |j_0| e^{-\delta t} \cdot \cos(\omega t - \frac{\omega}{\delta} t + \varphi)$$

При $\varphi=0, t=0 \Rightarrow J_{\text{фиг}} = \operatorname{Re} \{j_0 e^{i\omega t}\} = |j_0| e^{-\delta t} \cos \frac{\omega}{\delta} t$

Син-эфект: $\delta(\omega)$ уменьшается при ω роста ω (если $\delta = \frac{c}{\sqrt{\mu_0 \mu_0}}$) и величина μ_0 уменьшается: при ω роста μ_0 фазорешетка becomes

при $\Gamma \rightarrow \infty \quad \delta \rightarrow 0 \rightarrow$ в пределе неизменное значение



Радиальная фазировка или затухание:

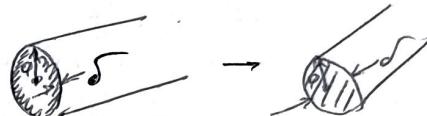
$$\operatorname{rot} E = -\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot} H = \frac{i \omega}{\delta} \vec{E}$$

Радиальное излучение поля H , проектируется в проводник, излучающий первичное электромагнитное поле \vec{H}_0 (поля \vec{H}_0 , определяемого \vec{J}_0 (токов Руло), дающего свой вклад в общее поле)

Затухание излучения изолированного проводника:

В случае первичного поля для изолированного проводника есть излучение внешнего поле: получено проводника заложено быть своего излучения затухания силы тока так что он распределен изолированного по сечению проводника.



$$\delta > 0$$

8. Границное условие Понтрягина. Дифференциальное уравнение при син-эфекте.



Будет дано явное выражение границы проводника:

$$H_x(0) = E_0$$

$$H_y(0) = H_0 = \frac{1-i}{\kappa_0 \mu_0} E_0$$

Характеристическое уравнение пограничных коэффициентов

$$\zeta_2 = \frac{E_x(0)}{H_y(0)} = \frac{\kappa_0 M_0}{1-i} = \frac{2 \cdot \delta}{1-i} = \frac{2 \cdot \delta}{\sqrt{\mu_0 \mu_0}} = \frac{\kappa_0 M_0}{\sqrt{\mu_0 \mu_0}} = \sqrt{\frac{M_0}{1-i \frac{4 \pi \delta}{\omega}}} = \sqrt{\frac{M_0}{\omega}} \cdot \sqrt{1-i \frac{4 \pi \delta}{\omega}}$$

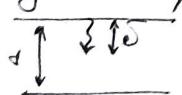
Второе из условия с границы:

$$\text{Это и есть пограничное } \Gamma \text{ по Понтрягину.} \quad \vec{E}_2 = \zeta_2 [\vec{n}, \vec{H}] \Big|_S = \frac{c}{\omega} Z_{ex} [\vec{n}, \vec{H}] \Big|_S, \text{ где } Z_{ex} = \frac{c}{\omega} \zeta_2.$$

также для $\zeta_2 = \sqrt{\frac{M_0}{\omega}} = \sqrt{\frac{\omega M_0}{8 \pi \delta}}$, если $\Gamma \rightarrow \infty$; $\zeta_2 \rightarrow 0 \Rightarrow \vec{E}_2 = 0$ (если Γ не

1) Будет есть проводник конечной толщины.

2) из условия проводника



Если $d \ll \lambda$ (излучение поля проводника затухает), то поле внешней области затухает много и тогда Γ также затухает.

3)

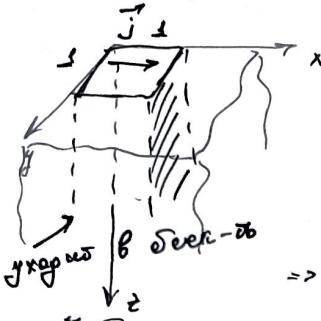
$$E_2, H_2 \quad \sqrt{E_2, H_2} \gg \sqrt{E_1, H_1}$$

: Если $|E_2, H_2| \gg |E_1, H_1| \rightarrow 0$ в изолированной сфере затухание поля не изменяется и если в изолированной сфере затухание излучения изолированного проводника, то излучение затухает.

4) Погрешность на излучение

Если $d \ll R_{ab} \rightarrow$ т.е. сфера сторона бесконечна, то излучение затухает





Эквивалентные соотношения

Видение между арку с единичным разрывом. Многочисленное интегрирование, приводящее к бесконечности.

$$Q = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{|I|^2}{\sqrt{z}} dz$$

(dx и dy не входят т.к. они с единицами)

$$j = j_0 e^{-\frac{z^2}{\delta^2} - i \frac{2\pi}{\delta}} \Rightarrow |j| = |j_0| e^{-\frac{z^2}{\delta^2}}$$

$$\Rightarrow Q = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{|I|^2}{\sqrt{z}} dz = \frac{1}{2} |j_0|^2 \int_0^{\infty} e^{-\frac{z^2}{\delta^2} + 2} = \frac{\delta}{\sqrt{\pi}} |j_0|^2 \sim \text{бесконечность}$$

Найдём ток, который течёт // от x :

$$I = \int j dz = \int_0^{\infty} j e^{-\frac{z^2}{\delta^2} - i \frac{2\pi}{\delta}} dz = \frac{j_0 \delta}{\delta + i} \Rightarrow |I| = \frac{|j_0| \delta}{\sqrt{2}} \Rightarrow |j_0| = \frac{\sqrt{2}}{\delta} |I|$$

Представим в Q : $Q = \frac{|I|^2}{2\sqrt{\delta}} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\delta}} |I|^2$, величина $Q = \frac{l}{\alpha} R \|I\|^2$

\Rightarrow Но на реальном разрыве ток I и "переходит" в $|I|$. $R_{\text{экв}} = \frac{l}{\sqrt{\delta}} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \delta}$

единичный разрыв единичный разрыв единичный разрыв

Сам разрыв имеет форму W^m и W^e , в ун. сильного поля разрыв $W^m > W^e$

$$W^m = \frac{\rho M H^2}{16\pi} dz = \frac{4}{16\pi} \int \frac{1-i}{c \sin \theta} E_0 e^{-\frac{z^2}{\delta^2} - i \frac{2\pi}{\delta}} dz = \frac{4}{16\pi} \cdot \frac{2}{c^2 \mu \delta^2} \cdot \frac{|j_0|^2}{\sqrt{\pi}} \int e^{-\frac{z^2}{\delta^2} + 2} dz =$$

$$= \left\{ \begin{array}{l} \text{сам разрыв} \\ \text{без величин} \end{array} \right\} = \frac{4}{2c^2} \cdot \frac{1}{2\delta} |I|^2 = \frac{1}{2c^2} L c \frac{|I|^2}{\delta}$$

$$\text{сравнив из физического } W^m = \frac{l}{2c^2} L \|I\|^2 \rightarrow \boxed{W^m = \frac{l}{2c^2} L \cdot \frac{|I|^2}{2}}, \text{ где } L = \frac{1}{2\delta} \frac{4}{c^2}$$

Разрывный разрывный разрывный. $L_{\text{экв}}$ — это то что есть разрыв.

$$Z_{\text{экв}} = \frac{40}{c} \sqrt{\frac{4}{L_{\text{экв}}}} = \frac{40}{c} \sqrt{\frac{80}{40}} (1+i) = \left\{ \begin{array}{l} \text{разложение } \operatorname{Re} \text{ и } \operatorname{Im} \text{ на } \alpha \text{ и } \beta \\ \text{и } \gamma \end{array} \right\} = \underbrace{\frac{1}{c} \sqrt{20} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}} \underbrace{+ i \frac{1}{c} \sqrt{20} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}} \underbrace{- \frac{1}{c} \sqrt{20} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}}_i \underbrace{- \frac{1}{c} \sqrt{20} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}}_e$$

Дано: нужно найти то, что $W_{\text{текущий}} = W^m$

* Пример. Рассмотрим разрыв с единичным разрывом на единичной длине δ и единичной индукции H_0 . Тогда $Z_{\text{экв}} = \frac{1}{c} \sqrt{20} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{1}{c} \sqrt{10}$

Видение $\omega = 0$

$$\rightarrow Z = \frac{J \Sigma}{2\alpha \delta}, \text{ но разрыв в непрерывен.}$$

$$W^m = \frac{\rho M H^2}{8\pi} \cdot 2\alpha \delta \Sigma = \left\{ \begin{array}{l} \text{без разрывов} \\ \text{и единичных} \end{array} \right\} = \frac{l}{2c^2} \cdot \frac{4}{\delta} \Sigma \Rightarrow L_3 = \frac{4}{\delta} \text{ в единицах}$$

В непрерывном виде: Сделай $\delta \gg \alpha \rightarrow$ вид тока как ток разрывного полемагнита.

Компактный вид разрывного поля разрывного полемагнита.

$$W^m = \frac{l}{2c^2} L_3 \cdot \frac{|I_\Sigma|^2}{2}$$

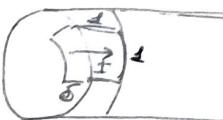
$$J_\Sigma = J \alpha \delta \alpha, \quad I_\Sigma = \frac{J_\Sigma}{\alpha \delta \alpha}$$

$$W^m = \left(\frac{l}{2c^2} L_3 \frac{|I_\Sigma|^2}{2} \right) \cdot 2\alpha \delta = \frac{l}{2c^2} \cdot 2\alpha \delta \cdot \frac{1}{2} \frac{(I_\Sigma)^2}{(2\alpha \delta)^2} \cdot 2\alpha \delta = \frac{l}{2c^2} \left(4 \frac{\delta}{\alpha} \right) \frac{|I_\Sigma|^2}{2} =$$

$$= \frac{l}{2c^2} L_3 \frac{|I_\Sigma|^2}{2}$$

$$\Rightarrow L_3 = \frac{4\delta}{\alpha} \text{ при } \frac{\delta}{\alpha} \ll 1$$

— магнитное поле в разрыве, если в разрыве единичное.



9. Квазиизоморфные процессы в сложных почвах. Задача с изображением параллельных волнистых линий.

Чем отличается гидрофильтрация от дренирования почв? Водоудержание и водоудерживаемое количество.

Существо, что это распространяется равномерно. Человека привлекают квазиизоморфные процессы в почве, чтобы извлечь из почвы полезные вещества: $\Gamma = \frac{c_0}{\mu} > \Gamma_{\text{зап}}$.

Величина зап можно записать $\Gamma = \frac{I}{V}$, I - характеристика профилей почвенных массивов, $V = \frac{C}{\mu}$ - скорость вымывания.

Рассмотрим пример: $N = N_0 e^{i\omega t + \frac{\pi}{2}} = N_0 e^{i\omega t - i\frac{\pi}{2}}$ запруджение, не может происходить пока в почве.

может проходить если $\left| \frac{dI}{dV} \right| \ll \mu$

$\Gamma_{\text{зап}} \ll \mu$, а $\approx 50 \ll \frac{2\pi}{\mu} \cdot \frac{r}{V} \ll \mu$ и есть условие квазиизоморфного поля, при этом условии процесса водоудерживания и гидрофильтрации, и тогда $N \approx N_0 e^{i\omega t}$.

Вспомогательный граф. решения состоящего задачи $N_0 = \frac{c_0}{\mu} e^{i\omega t}$

\Rightarrow Квазиизоморфное $\rightarrow \Gamma > \Gamma_{\text{зап}}$.

Квазиизоморфное \rightarrow в зависимости от профилей почвенных массивов будут сидеть. Перемещение зерна: $\Gamma > \Gamma_{\text{зап}}$.

$$\frac{dI}{dV} \ll \mu; \quad \frac{dI}{dV} = \frac{D}{C} \sqrt{2\pi} e^{-x^2} = \mu \Rightarrow |D| \ll 1 \quad \text{зона квазиизоморфии}$$

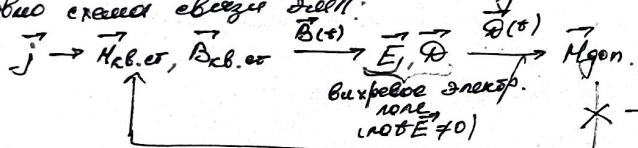
В этой зоне профиль почвенных массивов структура зоны определяется таким же, как в почве, а само $|D| \ll 1$ - поле зоны квазиизоморфии.

С зоной зерен гр-го массива: $\text{лот} E = -\frac{1}{C} \frac{dI}{dV}$ $\mu \approx \mu_{\text{об. з.}}$

$$\text{лот} \mu_{\text{об. з.}} = \frac{c_0}{C} \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Но согласно зоне $N = N_{\text{об. з.}} + N_{\text{пол.}}$ - дополняет гр-го, но не это не является в зоне зерен гр-го массива.

Человек сидит в зоне зерен.



зона зерен в квазиизоморфии.

$|D| \ll 1$ $\text{лот} \mu_{\text{об. з.}} = \frac{c_0}{C} \frac{1}{\sqrt{2}}$, если полное поле $N = N_{\text{об. з.}} + N_{\text{пол.}}$.

$$\Rightarrow \text{лот} N_{\text{пол.}} = i \cos E, \quad \text{лот} E_{\text{вып.}} = -i \cos N_{\text{об. з.}}$$

E I - искаженный гидрофильтрационный массив (зона квазиизоморфии).

Большую лот E по горизонту меняется зона зерен, так как движущийся горизонт зерен зерен фильтруется! $|\text{лот} E| \sim \frac{|E|}{\mu}$

$$\Rightarrow \frac{|E_{\text{вып.}}|}{\mu} \sim \text{коэф} |N_{\text{об. з.}}| \Rightarrow |E_{\text{вып.}}| \sim \text{коэф} \mu |N_{\text{об. з.}}| \quad (*) \sim \text{зона зерен тяжело осаждается в зоне зерен гр-го массива}$$

зона зерен тяжело осаждается в зоне зерен гр-го массива

Описание зоны зерен $N_{\text{пол.}}$:

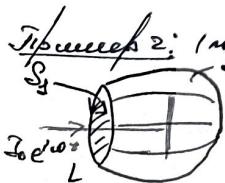
$$\Rightarrow \frac{|N_{\text{пол.}}|}{\mu} \sim \text{коэф} |E_{\text{вып.}}| \Rightarrow |N_{\text{пол.}}| \sim \text{коэф} \mu |E_{\text{вып.}}| \sim (\text{коэф})^2 \mu^2 |N_{\text{об. з.}}| = (\text{коэф})^2 |N_{\text{об. з.}}|$$

т.е. $N_{\text{пол.}}$ величина зоны зерен меняется \rightarrow можно гидрофильтровать (зона зерен гр-го массива).

Представляется интереснее различия в зонах зерен гр-го и зерен гр-го зерен в зоне квазиизоморфии:

$$\frac{W_e}{W_n} \sim \frac{w e^t \cdot L^3}{w n^2 \cdot L^2} = \frac{e |E_{\text{вып.}}|^2 / 16 \pi}{M |B_{\text{вып.}}|^2 / 16 \pi} \sim \frac{(\text{коэф})^2 \mu^2}{\mu} = (\text{коэф})^2 \ll 1. \quad \text{т.е. в зоне квазиизоморфии зерен гр-го массива зерен гр-го зерен}$$

$|N_{\text{об. з.}}|$



вокруг ячейки с перемещением зерен \rightarrow есть разрыв?

$$|P_{\text{зр.}}| = \frac{c_0}{C} I + \frac{1}{C} \int_{\text{зр.}}^{\text{зр.}} P_{\text{зр.}} dS = \frac{c_0}{C} I + \frac{c_0}{C} I_{\text{зр.}}$$

$$|N_{\text{об. з.}}| = \frac{c_0}{C} I, \quad \rightarrow |I_{\text{зр.}}| \ll |I|$$

затемнение тяжелого при

т.е. вид со стороны зерен гр-го массива зерен гр-го зерен.

Рассмотрим сферу длину $108-76$, находящуюся на $R \rightarrow \infty$:

$$\oint \frac{d\vec{r}}{R} \cdot \vec{E} = \frac{1}{c} I_{\text{ext}}, \text{ но так как } \oint \vec{H}_{\text{ext}} \cdot d\vec{l} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \boxed{I = I_{\text{ext}}}$$

сферическое: $\vec{I} + \vec{I}_{\text{ext}} = \vec{I}_{\text{ext}}$, но никаких магн.

Пример 3 (компенсатор):



Размер компенсатора (радиусом) L велик.

E_{ext} .

В этом случае нет в компенсаторе $\vec{E} = E_{\text{ext}}$, где величина постоянна

$$\text{но } \nabla \cdot \vec{E}_{\text{ext}} = 0$$

S - участок, пересекающий за пределы на оба конца

$$S \rightarrow E_{\text{ext}}, \vec{D}_{\text{ext}}, \vec{B}_{\text{ext}} \xrightarrow{\nabla \times} N, \vec{B} \xrightarrow{\nabla \times} \vec{B}_{\text{ext}}, \vec{D}_{\text{ext}}$$

$$\nabla \times \vec{D}_{\text{ext}} = \mu_0 \vec{J}$$

$$\nabla \times \vec{B}_{\text{ext}} = -\mu_0 \vec{J}$$

$$\left| \frac{\vec{B}_{\text{ext}}}{\vec{E}_{\text{ext}}} \right| = \text{const} \Rightarrow \left| \frac{N}{S} \right| \sim \text{const} / |E_{\text{ext}}| \Rightarrow \left| \frac{N}{S} \right| \sim \text{const} / |E_{\text{ext}}|$$

$$\nabla \times \vec{E}_{\text{ext}} = -\mu_0 \vec{J}$$

$$\left| \frac{\vec{E}_{\text{ext}}}{\vec{J}} \right| = \text{const} \Rightarrow |E_{\text{ext}}| \sim \text{const} / |J| \sim \text{const} / |E_{\text{ext}}|^2 / |E_{\text{ext}}| = (kL)^2 / |E_{\text{ext}}|$$

т.е. E_{ext} авт. величина и это выражение не зависит от J . $\sim E_{\text{ext}}$.

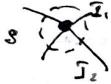
Окончательное выражение:

$$\frac{W}{We} \sim \frac{\mu_0 |N|^2}{c |E_{\text{ext}}|^2} \sim \begin{cases} \text{перемножение} \\ \text{безразмерка} \end{cases} \sim \frac{\mu_0 c^2 e^2}{e} = (kL)^2 \ll 1 \quad \begin{array}{l} \text{в выражении в сдвигах} \\ \text{использовано от-действие} \end{array}$$

10. Задача: Киргозерская зона цепей с пренебрежимыми газами.

1. задача:

$$\nabla \cdot \vec{H} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} + \frac{\partial \vec{J}_{\text{ext}}}{\partial t}$$



$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \Rightarrow \nabla \cdot (\vec{j} + \vec{j}_{\text{ext}}) = 0 \quad \text{в сдвиговых напряжениях пренебрежим.}$$

$$\rightarrow \nabla \cdot \vec{j} = 0, \text{ физически это } \nabla \cdot \vec{B} = 0 \text{ в сдвигах.}$$

$$\int \nabla \cdot \vec{j} dV = 0 \Rightarrow \int j \cdot dS = 0 \Rightarrow \boxed{\sum_k I_k = 0}$$

2 задача: Изделие имеет форму с конусом к (одинаковой длине и форме конусов): это изображение симметрично относительно оси, он имеет форму конуса, состоящего из n сечений с радиусом R_k

$$(1) \int_R \vec{E} d\vec{l}_k = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{изображение есть сдвиговое: } \vec{j} = \vec{v}(\vec{E} + \vec{E}^{\text{ext}}) \Rightarrow \frac{\vec{j}}{v} = \vec{E} + \vec{E}^{\text{ext}}$$

$$\int \frac{\vec{j}}{v} d\vec{l}_k = \int \vec{E} d\vec{l}_k + \int \vec{E}^{\text{ext}} d\vec{l}_k.$$

$$\int \frac{\vec{j}}{v} d\vec{l}_k = \int \frac{\vec{j}}{v} d\vec{l}_k = \begin{cases} \text{сдвиги, для которых } \\ \text{заряд не сдвигается,} \end{cases} = \int \frac{I_k}{v S} d\vec{l}_k \quad (1) \quad \int \frac{\vec{j}}{v} d\vec{l}_k = I_k \int \frac{\vec{d}l_k}{v S} \quad (2)$$

(1) Видим I_k за один интервал, сдвиги, это то что во всех зонах конуса сдвиги во времени сдвиги - это выражение тоже что сдвиговые напряжения, т.е. в зонах сдвиговых. $(kL \ll 1)$

$$\Rightarrow I_k R_k = \int_R \vec{E} d\vec{l}_k - \int \vec{E}^{\text{ext}} d\vec{l}_k + \vec{P}_k \quad \Rightarrow I_k R_k = -\frac{1}{c} \frac{\partial P_k}{\partial t} + \int \vec{E} d\vec{l}_k + \vec{P}_k$$

Частный: $V_k = \frac{R_k}{2h}$ - можно ли подобрать так, что пренебрежимых полей?

Изменение \vec{E} в общем случае не согласуется с V_k , но если $\vec{E} \rightarrow 0$ нет заслуживающих \rightarrow изменения подбираются!

$$\vec{q}_k = -\vec{J}_k \Rightarrow q_k = -\int_R \vec{J}_k dt$$

$$V_k = -\frac{1}{c} \int_R \vec{J}_k dt$$

выбрать Ск.

V_k - напряжение для k -ого конуса.

Что делает в L_K ?

$\Phi_K = \Phi_{KL} + \sum_{m \neq K} \Phi_{km}$ - внесущее другие конуры.
т.к. это замыкающее (клемм) - предположимо выполнимое равенство.

$$\Phi_K = \frac{1}{C} L_K I_K ; \quad \Phi_{km} = \frac{1}{C} L_{km} I_m$$

Все уравнения:

$$\frac{1}{C} \frac{\partial}{\partial t} (L_K I_K) + R_K I_K + \frac{1}{C_K} \int I_K dt = \Phi_K^{es} + (-1) \frac{1}{C} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{m \neq K} \Phi_{km}$$
$$\frac{\partial}{\partial t} (L_K I_K) = L_K \dot{I}_K$$
$$\frac{\partial}{\partial t} (L_{km} I_m) = L_{km} \dot{I}_m$$

$$\Rightarrow \frac{1}{C^2} \sum_m L_{km} \dot{I}_m + R_K \dot{I}_K + \frac{1}{C_K} \int I_K dt = \Phi_K^{es}$$

Пример для одного контура с единичной:

$$\frac{1}{C^2} L_I \dot{I} + R_I \dot{I} + \frac{1}{C} \int I dt = \Phi_K^{es}$$

$$\frac{1}{C^2} L_I \dot{I} + R_I \dot{I} + \frac{1}{C} \dot{I} = \Phi_K^{es} \Rightarrow \int \frac{1}{C^2} L_I (i\omega)^2 + R_I i\omega + \frac{1}{C} \dot{I} dt = i\omega \Phi_0 / i\omega$$

$$\underbrace{\left(\frac{i\omega L}{C^2} + R + \frac{1}{i\omega C} \right)}_{Z = R + i\omega L/C^2} I_0 = \Phi_0 \Rightarrow Z = R + i\omega L/C^2 - \frac{1}{\omega^2 C}$$

C^2 -эз-за несущих ст. Рассел-иц свободные колебания: $\Phi_0 = 0; I_0 \neq 0$

$$Z I_0 = 0 \Rightarrow Z = 0 \Rightarrow R = 0 \text{ должны выполняться подобно.}$$

$$\text{и } \frac{1}{\omega^2} = \frac{1}{\omega^2 C} \Rightarrow \omega = \sqrt{LC} \text{ - д-е ее база.}$$

11. Однородные плоские волны в линейчатой изогнутой сфере. Дифракционное соотношение.

Дифракционные волны, звук волны, разовая скорость, характеристическое значение, метод падения

Уравнение Максвелла в комплексной форме: Рассмотриваемое перенесенное ($e^{i\omega t}$) ЭМ

излучение $= -ik_0 \vec{E}$ none в безразмерном, преобразованном сфере в отсутствии источников.

$$ik_0 \vec{H} = i\omega \vec{E} \Rightarrow \operatorname{div} \vec{H} = 0$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad \vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\operatorname{curl} \vec{H} = 0, \quad \mu = \frac{\omega}{c} \neq 0 \text{ если } E, H = \text{const} \Rightarrow \operatorname{curl} \vec{E} = 0, \operatorname{curl} \vec{B} = 0$$

$$\Rightarrow \text{Дифракционное уравнение Гюйгенса: } \operatorname{rot} \vec{H} = -ik_0 \operatorname{rot} \vec{E} \Rightarrow \begin{cases} \operatorname{curl} \vec{E} = 0 \\ \operatorname{curl} \vec{H} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \vec{A} \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \\ \vec{A} \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Рассматриваемое деформированное:

$$\vec{A} \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \text{ - плоское решение в виде плоской волны.}$$

$$\vec{E}(r) = \vec{E}_0 e^{-ikr}, \quad \vec{E} = k_x x + k_y y + k_z z, \quad \text{где } k \sim \text{вещественное число}$$

Пусть none зависит от координаты z : $\vec{E}(z) = \vec{E}_0 \operatorname{Ex}(z)$, т.е. предуслуга $k_x = 0, k_y = 0$.

$$\Rightarrow \operatorname{Ex}(z) = E_0 e^{-ikz}$$

$$\operatorname{curl} \vec{E} = \left(\frac{\partial \operatorname{Ex}}{\partial z} \right) \vec{E} + k^2 \operatorname{Ex} \vec{E} = 0 \Rightarrow \left(-ik \operatorname{Ex} \right)^2 + k^2 \operatorname{Ex}^2 = 0 \Rightarrow k^2 = k^2 \Rightarrow k = k$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-ikz}, \quad k^2 = k^2 \quad \text{Удобная запись решения д-а:}$$

$$\operatorname{curl} \vec{E} = (\nabla, \vec{E}_0 e^{-ikz}) = (\nabla e^{-ikz}, \vec{E}_0) = (-ik, \vec{E}_0); \operatorname{rot} \vec{E} = [\nabla, \vec{E}_0 e^{-ikz}] = [-ik, \vec{E}_0]$$

Возможны \sim вещественное значение.

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -ik \mu \vec{H}$$

$$\vec{H} = \frac{i}{k_0 \mu} \operatorname{rot} \vec{E} = \frac{i}{k_0 \mu} [\nabla, \vec{E}_0] \Rightarrow \vec{H} = \frac{i}{k_0 \mu} [-ik \vec{z}_0, \vec{E}_0 e^{-ikz}] = \left(\frac{k}{k_0 \mu} \right) \vec{y}_0 \vec{E}_0 e^{-ikz}$$

$$k^2 = k^2$$

однако:

$$\frac{k}{k_0 \mu} = \frac{k_0 \sqrt{\epsilon \mu}}{k_0 \mu} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}, \quad \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} = 2$$

$$\Rightarrow \vec{H} = \vec{y}_0 \frac{1}{2} \vec{E}_0 e^{-ikz}$$

$$\Rightarrow H_y = \frac{1}{\eta} E_0 e^{-ikz} = \frac{1}{\eta} E_x \leftarrow \text{Рассмотрим на } e^{i\omega t} \text{ волна с реальной частью}$$

$$E_x(z, t) = \operatorname{Re} \{ E_0 e^{-ikz} \cdot e^{i\omega t} \} = |E_0| \cos(\omega t - kz + \varphi)$$

запишем:

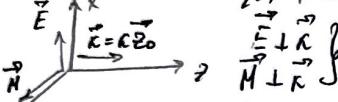
$$H_y(z, t) = \frac{1}{\eta} |E_0| \cos(\omega t - kz + \varphi)$$

$\omega t - kz + \varphi$ — полная фаза волны, а
 φ — нач. фаза.

Теоретический построение фазы: $\omega t - kz + \varphi = \text{const.}$ — в фикс. момент времени t : $z = \text{const}$ — плоскость $\perp Oz$ — линия на ней и изображает волной.

Одн. Две волны (однородные) звук излучается в определенное время. Время приемника изменяется на единицу. (в фиксированном времени t звук излучается в одинаковом направлении. Время t — это пост. фазы звука)

E, H, K — общий губный флейта. Волна H — звук распространяется.



$$\text{Волна } E = \eta [H, \vec{K}_0]$$

$$\text{Здесь } \vec{K}_0 = \vec{E}_0 \times \vec{H}_0$$

$$\text{Здесь } \vec{E}_0 = \eta [H, \vec{K}_0], \eta = \text{постоянных}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} / \omega t - kz + \varphi = \text{const} \leftarrow \text{зап. неизменяется}$$

$$\omega - kz = 0 \Rightarrow \boxed{V_p = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n} = V}$$

\rightarrow Равнота V — (скорость изменения фазового угла)

$$\text{Положение источника: } V = \frac{\omega}{k} \rightarrow k = \frac{\omega}{V} \rightarrow \text{период } T = \frac{2\pi}{\omega} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\omega/V} = \frac{2\pi}{\omega} \cdot V = \frac{2\pi}{\omega} \text{ за период во времени } T \text{ меняется на длину волны } \lambda.$$

Волна синфазна (ек-то распределение яркости, интенсивн.).

$$\boxed{|V_{sp}| = \frac{\omega}{k}}$$
, выражение $V_{sp} = \frac{\omega}{k}$

$$\lambda = \frac{\omega}{V} \sqrt{\epsilon\mu} = \frac{\omega}{V}, V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \text{ значит получ } c = c(\omega) \text{ и } \mu = \mu(\omega)$$

$$\Rightarrow \boxed{V_{sp} = \frac{c}{\omega} (\frac{\omega}{V})} = \frac{c}{V} - \frac{\omega}{V^2} \frac{\partial V}{\partial \omega} = \frac{c}{V} \left(1 - \frac{\omega}{V} \frac{\partial V}{\partial \omega} \right)$$

$$\Rightarrow \boxed{V_{sp} = \frac{V}{1 - \frac{\omega}{V} \frac{\partial V}{\partial \omega}}}$$

\rightarrow для синхронного движения $V_f(V, \omega) \rightarrow \frac{\partial V}{\partial \omega} = 0 \Rightarrow V_f = V_0$. В случае синхронного движения $V_f(V, \omega)$

В каком направлении распространяется волна? (согласно закону Пойнкара):

$$\boxed{\vec{B} = \frac{c}{\omega} \operatorname{Re} [\vec{E}, \vec{H}^*] = \vec{E} \cdot \vec{H}^* = \frac{c}{\omega} \operatorname{Re} \vec{E} \vec{H}^* = \frac{c}{\omega} \operatorname{Re} \vec{E} \vec{H}^* = \frac{c}{\omega} |\vec{E}| |\vec{H}^*| \vec{e}_{20} = \frac{c}{\omega} |\vec{E}|^2 \vec{e}_{20} = \frac{c}{\omega} \cdot \frac{1}{2} |\vec{E}|^2 \vec{e}_{20}}$$

\rightarrow вектор движется вдоль \vec{H}^* (перпендикулярно, что звук движется вдоль \vec{V})

Решение задачи волны в синхронных условиях:

$$1) \vec{E} = E_0 e^{-i\omega t}, \vec{H} = H_0 e^{-i\omega t} \quad \text{единственное определение } \vec{V} \rightarrow \vec{V} = -i\vec{k}$$

$$\text{пот } \vec{E} = -i\omega \vec{H} \Rightarrow [-i\vec{k}, E_0 e^{-i\omega t}] = -i\omega H_0 e^{-i\omega t} \Rightarrow \boxed{[\vec{E}, \vec{E}_0] = -\omega H_0}$$

2) Рассмотрим группу \vec{E} -и \vec{H} :

$$\text{пот } \vec{H} = i\omega \vec{E} \Rightarrow \boxed{[\vec{E}, \vec{H}_0] = -\omega E_0}$$

$$3) \text{Задача синхронной группы } \vec{V} \cdot \vec{H} = 0 \Rightarrow \frac{1}{2} \vec{V} \vec{H}^T = 0 \Rightarrow \frac{1}{2} (\vec{V}, \vec{H}) = 0 \Rightarrow \boxed{(\vec{V}, \vec{H}_0) = 0}$$

$$4) \operatorname{div} \vec{B} = 0 \Rightarrow \vec{V} \cdot \vec{H} = 0 \Rightarrow (\vec{V}, \vec{H}^T) = 0 \Rightarrow \boxed{(\vec{V}, \vec{H}_0) = 0}$$

Тогда для определения всех движений через поле \vec{E} , будем из:

$$K = \frac{\omega}{c} E_0 [K, E_0]$$

$$[\vec{E}, [\vec{K}, \vec{E}_0]] = \vec{K} [\vec{K}, \vec{E}_0] - [\vec{K}, \vec{K}] \vec{E}_0 = -\kappa^2 c^2 \vec{E}_0 \Rightarrow \vec{K} (\vec{K}, \vec{K}) - \kappa^2 c^2 \vec{E}_0 = 0, \text{ если } \vec{E}_0 \neq 0 \Rightarrow$$

$$\kappa_0 = \frac{\omega}{c}, E_0(\omega), \mu(\omega), \rightarrow \text{решение этого у-я: } \omega = \omega \kappa_0 \leftarrow \text{дифференциальное уравнение для частных решений}$$

Индекс дифференциального уравнения: (необходимо внести изменения в начальные условия)

Решение этого уравнения для \vec{K} : ищем решения диф. у-я в виде:

$$\vec{K} = K_1 - iK_2 \text{ - комплексное, что } \vec{K} \text{ компл. в общем случае.}$$

$$\Rightarrow (\vec{K}_1 - i\vec{K}_2)(\vec{K}_1 + i\vec{K}_2) = \kappa^2 c^2 E_0 \Leftrightarrow K_1^2 - K_2^2 - 2i(K_1, K_2) = \kappa^2 c^2 E_0 \Rightarrow \begin{cases} K_1^2 - K_2^2 = \kappa^2 c^2 E_0 \\ (K_1, K_2) = 0 \end{cases}$$

Частные случаи:

I. однородные решения: $K_1 = 0 \leftarrow$ если $\vec{K} = K \vec{n}$ - движение вдоль оси.

$$K_1^2 = \kappa^2 c^2 E_0 \Rightarrow \vec{K} = K \vec{n} \text{ - прямолинейное движение вдоль оси.}$$

II. однородные решения: $K_2 = 0 \leftarrow$ если $\vec{K} = K \vec{n}$ - прямолинейное движение вдоль оси.

III. комплексные: $\vec{K} = K_1 \vec{x} + K_2 \vec{y} \leftarrow$ движение в плоскости.

$$\vec{E} \quad \vec{x} \quad \vec{y} \quad \vec{K} \leftarrow \text{движение от конкурирующих волн с одинаковыми фазами и разными фазами с одинаковыми фазами.}$$

Если дробь $\frac{\omega}{K_2}$ брать к однородным движением.

Если дробь $\frac{\omega}{K_2}$ брать к нестационарным движением фазы.

Запись вектора: $E_x = E_0 e^{-i\omega t - iK_2 z}, E_y = E_0 e^{i\omega t - iK_2 z}$

$$E_x^2 + E_y^2 + E_z^2 = E_0^2 c^2$$

$$\Rightarrow E_x(\vec{r}, t) = |E_0| \cos(\omega t - K_2 y - K_2 z + \varphi)$$

Следует отметить, что \vec{K} не является фазой, а есть частота синусоиды.

$$K_2 = \frac{\omega}{K_2}, \text{ аналогично } K_1 = \frac{\omega}{K_1}$$

$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{T_0}$ - если период изменения координаты $= \infty$.

Проверка: верно, что $K_1, K_2 > 0 \rightarrow$ значит от этой точки \vec{K} - радиальный вектор. Время будет больше. Помимо этого, фаза φ меняется так же, что фазового фронта в единицах координат.

Для y : $x=0, z=0$

$$\Rightarrow \frac{d}{dt} / \omega t - K_2 y - K_2 z + \varphi = \text{const} \Rightarrow \omega - K_2 y = 0 \Rightarrow y = \frac{\omega}{K_2} t = \frac{\omega}{K_2} \cdot \frac{t}{T_0}$$

Аналогично: $y = \frac{\omega}{K_2} t$

$$\Rightarrow y_{(x,y,z)} > 0. \text{ - но это неизвестное значение не может быть отрицательным.}$$

\Rightarrow только K_1, K_2, K могут быть отрицательными.

12. Нестационарные решения: в неподвижном пространстве (волновод с конечной длиной, волны, движущиеся вдоль оси). Дифференциальное уравнение: $\frac{d^2y}{dx^2} = 0$ - это линейное однородное уравнение, решение которого имеет вид $y(x) = C_1 x + C_2$.

II. В случае неподвижных волновых фронтов $K_1 \neq 0, K_2 \neq 0$, но возможно $\vec{K} \perp \vec{K}_0$

$$\Rightarrow \vec{K} = h \vec{z}, K_2 = h \vec{x} \Rightarrow \vec{K} = h \vec{z} - h \vec{x}$$

$\Rightarrow (\vec{K}, \vec{K}) = h^2 - h^2 = 0 \leftarrow$ дифференциальное уравнение неподвижных волн.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \Rightarrow, \text{ где } \vec{E}_0 = K_1 \vec{x} + K_2 \vec{y} + K_3 \vec{z} \rightarrow \text{в плоскости}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t - ihz - ix} \quad \left| \begin{array}{l} \text{аналогично: } \vec{N} = N_0 e^{-i\omega t - ihz - ix} \\ \text{а } \cos(\omega t - hz + \varphi) e^{-ix} \end{array} \right.$$

Уравнение поб-го постоянного времени: $\omega t - hz + \varphi = \text{const} \Rightarrow z = \text{const} \rightarrow$ неизвестная величина.

$$\omega - h^2 = \text{const} \rightarrow \frac{\omega}{h} = \frac{1}{h}$$

Но! Для каждого волнового фронта ее значение с поб-го постоянного времени: $e^{-ix} = \text{const} \rightarrow -ix = \ln(C) \rightarrow x = -\frac{\ln C}{i\omega} \Rightarrow x = \text{const}$.

т.к. поб-го не является - это означает, что ω - постоянная величина.

т.к. поб-го не является - это означает, что ω - постоянная величина.

Рассмотрим поперечное поле волны:

$$1) \text{Пусть } \vec{H}_0 = Mo \vec{j}_0 \Rightarrow \vec{E}_0 = -\frac{1}{CoE} [\vec{K}, \vec{H}_0] = -\frac{1}{CoE} [\vec{h} \vec{z}_0 - i \vec{x} \vec{H}_0, Mo \vec{j}_0],$$

$$\vec{E}_0 = \frac{Mo}{CoE} (\vec{h} \vec{x}_0 + i \vec{x} \vec{z}_0)$$

- это поле, состоящее из электрического и магнитного полей, симметричное относительно оси \vec{z} .

Из-за $i \rightarrow$ добр. симм. поля на $\frac{\partial V}{\partial z} \Rightarrow$ Электрическое поле волны.

\Rightarrow это TE-поляризация. (т.е. $H_z = 0$ - магнитное поле волны)

$$2) \text{Пусть поперечно поле волны: } \vec{E} = \vec{E}_0 \vec{j}_0 \Rightarrow \vec{H}_0 = \frac{1}{CoH} [\vec{K}, \vec{E}_0]$$

$$\vec{H}_0 = \frac{1}{CoH} [\vec{h} \vec{z}_0 - i \vec{x} \vec{H}_0, E_0 \vec{j}_0] \Rightarrow \vec{H}_0 = -\frac{E_0}{CoH} (\vec{h} \vec{x}_0 + i \vec{x} \vec{z}_0)$$

\Rightarrow это TM-поляризация (т.е. $E_z = 0$ - электрическое поле волны, поперечное не-добр. поляризация)

$$1) \text{Рассмотрим поперечный падающий волну:}$$

$$V_p = \frac{\omega}{h} = \frac{\sqrt{Co^2 + \omega^2}}{\sqrt{Co^2 + \omega^2}} < \frac{\omega}{h} = V \text{ для добр. падающей волны.}$$

из уравнения $\frac{\omega}{h}$ видно, что падающая волна является переносом волны.

$$2) \text{Поглощаем зеленую волну:}$$

$$\lambda = \lambda_2 = \frac{Co\delta}{h} = \frac{Co\delta}{\sqrt{Co^2 + \omega^2}} < \frac{\omega}{h} = \lambda_{\text{зел.}} \rightarrow \text{т.е. зеленая волна тоже поглощается.}$$

$$3) \text{Характеристический параметр:}$$

$$\vec{E}_L = \eta_{\perp} [\vec{H}, \vec{z}_0] \text{ имеет одинаковую амплитуду фазовых сдвигов}$$

$$[\vec{z}_0, \vec{E}_L] = \eta_{\perp} [\vec{z}_0, [\vec{H}, \vec{z}_0]] = \eta_{\perp} \{ \vec{H} [\vec{z}_0, \vec{z}_0] - \vec{z}_0 [\vec{H}, \vec{z}_0] \} = \eta_{\perp} H_L$$

$\Rightarrow \vec{H}_L = \frac{1}{\eta_{\perp}} [\vec{z}_0, \vec{E}]$

это же поле фазоинвариантно из-за убывающей z -коорд. \Rightarrow т.е. η_{\perp} - коэффициент пропорциональности к z (или распределению δ).

Одна из двух полей поглощается:

$$\begin{cases} \vec{Z}_{\perp}^{(TE)} = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{CoH}{h} \\ \vec{Z}_{\perp}^{(TM)} = \frac{Ex}{Hy} = \frac{h}{CoE} \end{cases} \leftarrow \vec{E}_L = \eta_{\perp} [\vec{H}, \vec{z}_0] = \eta_{\perp} [\vec{H}_L, \vec{z}_0] = \eta_{\perp} [H_x \vec{x}_0 + Hy \vec{j}_0, \vec{z}_0] = \eta_{\perp} [H_x \vec{x}_0, \vec{z}_0] =$$

$$= -\eta_{\perp} H_x \vec{j}_0 \Rightarrow E_y = -\eta_{\perp} H_x \text{ или лучше}$$

$$\vec{H}_L = \frac{1}{\eta_{\perp}} [\vec{z}_0, \vec{E}] = \frac{1}{\eta_{\perp}} [\vec{z}_0, E_x \vec{x}_0] = \frac{Ex}{\eta_{\perp}} \Rightarrow \eta_{\perp} = \frac{Ex}{Hy}$$

одна из двух полей поглощается.

Судя по всему зеленый?

Падающая волна "зеленая".

TE: $\vec{E} = \frac{c}{8\pi} Re[\vec{E}, \vec{H}^*] = \frac{c}{8\pi} Re[E_y \vec{j}_0, H_x \vec{x}_0] = \frac{c}{8\pi} Re(E_y H_x) = 0$ - нулевое значение, несет в себе?

$$= \frac{c}{8\pi} \frac{1}{\eta_{\perp}} |E_y| |\vec{z}_0| = \frac{c}{8\pi} \frac{1}{\eta_{\perp}} |H_x| |\vec{z}_0|$$

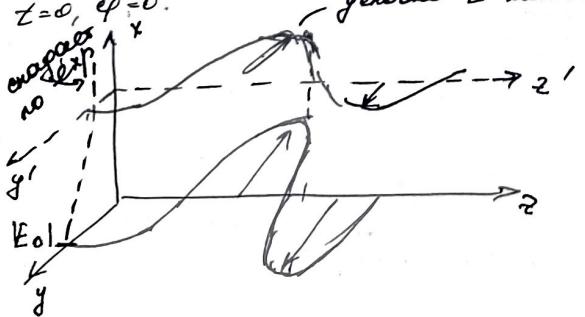
т.е. H_x - единичный и близок к единице.

TM: $\vec{S} = \frac{c}{8\pi} Re[\vec{E}, \vec{H}^*] = \frac{c}{8\pi} Re[E_x \vec{x}_0, H_y \vec{j}_0] = \frac{c}{8\pi} Ex Hy \vec{z}_0 = \frac{c}{8\pi} \frac{1}{\eta_{\perp}} |Ex| |\vec{z}_0| = \frac{c}{8\pi} \frac{1}{\eta_{\perp}} |Hy|^2 |\vec{z}_0|$

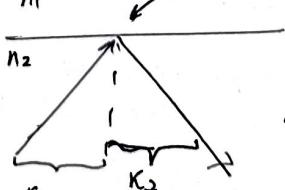
Поглощаем поперечную волну TE:

$$E_y(z, t) = |E_0| e^{-Ex} \cos(\omega t - kz + \varphi)$$

$z=0, \varphi=0$.



Здесь падающая волна несет



$n_2 > n_1$
поглощает волны

h-поглощающее поглощение волны

13. Две пары комплексных корней в конечномерной системе сфер. Выражение для комплексного волнового числа в конечномерной системе сфер. Условие их можно выразить как следующее:

$$\rho_k = \epsilon' - i\epsilon''$$

Для простого рассмотрения ρ_k , "если $\mu = \mu' - i\mu''$ "

$$(\vec{k}, \vec{\epsilon}) = \kappa^2 \epsilon \mu \rightarrow \vec{k} = \vec{k}' + i\vec{k}''$$

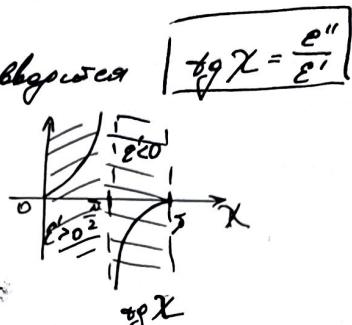
Здесь ищется такое пиффи решение, что рассмотрим более простой случай $\vec{k}' \parallel \vec{k}''$

$$\Rightarrow \kappa'^2 - \kappa''^2 - 2i\kappa'k'' = \kappa^2 (\epsilon' - i\epsilon'')\mu$$

$$\begin{cases} \kappa'^2 - \kappa''^2 = \kappa^2 \epsilon' \mu \\ 2\kappa'k'' = \kappa^2 \epsilon'' \mu \end{cases} \sim \text{щукано найти решенное уравнение.}$$

Выводим комплексное обозначение — $\chi = \operatorname{tg} \varphi$ для χ , ведущая

$$\text{волновое } \epsilon'' = \frac{4\omega^2}{\omega} \rightarrow \operatorname{tg} \chi = \frac{\omega \tau}{\omega \epsilon'}$$



$$\epsilon_k = \epsilon' - i\epsilon'' = |\epsilon_k| e^{-i \operatorname{arctg} \frac{\epsilon''}{\epsilon'}} = |\epsilon_k| e^{-i\chi}$$

$$\Rightarrow \epsilon'' = \epsilon' \operatorname{tg} \chi \sim \text{перенесенное неоднородное уравнение}$$

$$\begin{cases} 2\kappa'k'' = \kappa^2 \epsilon' \mu \operatorname{tg} \chi \\ \kappa'^2 - \kappa''^2 = \kappa^2 \epsilon' \mu \end{cases} \rightarrow 2\kappa'k'' = \kappa^2 \epsilon'' \mu = \frac{\omega^2}{\omega^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \frac{4\omega^2}{\omega} \mu = \left\{ \begin{array}{l} \text{половина} \\ \omega = \frac{\omega_0}{c} \\ \kappa'' = \frac{4\omega^2}{\omega}, \kappa_0 = \frac{\omega_0}{c} \end{array} \right\} \Rightarrow \delta = \sqrt{\omega^2 \mu / \omega^2}$$

$$\text{т.е. } \vec{k}' \parallel \vec{k}'' \parallel \vec{\varphi}_0 \Rightarrow e^{-i\vec{k}\vec{r}} = e^{-i(\vec{k}' - i\vec{k}'')} \vec{k}' = e^{-i\kappa' z - \kappa'' z}$$

$$\Rightarrow \vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\kappa'' z} \cdot e^{-i\kappa' z} \quad \text{и } \vec{E} = \underbrace{\sqrt{\frac{4}{\epsilon_k}}}_{\eta} [\vec{H}, \vec{\varphi}_0] \sim \text{это же в сфере при распределении волн без исхода звука для него}$$

\Rightarrow Решение сингулярно непрерывно:

$$\begin{cases} \kappa'' = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \mu \operatorname{tg} \chi \\ \kappa'^2 - \kappa''^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \mu \end{cases} \rightarrow \text{искомый для } \chi'' \text{ (для } \chi' \text{ однозначно) просто получается, так как:}$$

$$\kappa' = \sqrt{\kappa'^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \mu}$$

$$\Rightarrow 2\sqrt{\kappa'^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \mu} \cdot \chi'' = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \mu \operatorname{tg} \chi$$

$$\Rightarrow \kappa''^4 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \mu \kappa''^2 - \frac{\omega^4}{c^4} \epsilon' \mu \operatorname{tg}^2 \chi = 0$$

$$\Delta = \frac{\omega^4}{c^4} \epsilon'^2 \mu^2 + \frac{\omega^4}{c^4} \epsilon'^2 \mu \operatorname{tg}^2 \chi$$

$$\Rightarrow \kappa''^2 = -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \mu + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \mu \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \chi}$$

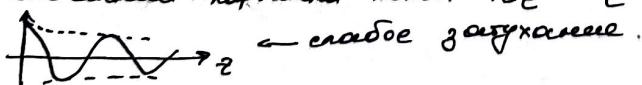
$$\operatorname{tg} \chi = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$$

Численные случаи:

1) $\epsilon' > 0$, в случае чистоих пологих, т.е. $\operatorname{tg} \chi = \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2 \ll 1$ — разложение в ряд.

$$\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \chi} \approx 1 + \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \chi \Rightarrow \kappa' \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon' \mu}; \kappa'' \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon' \mu} \left[\frac{1}{2} + \frac{\operatorname{tg}^2 \chi}{4} - \frac{1}{2} \right] \approx \kappa' \frac{\operatorname{tg} \chi}{2} \approx \frac{\kappa' \chi}{2} \Rightarrow \kappa'' \ll \kappa'$$

Множественное коренное поле: $\sim e^{-\kappa'' z} e^{-i\kappa' z}$



2) в случае сильнох пологих, т.е. $\operatorname{tg} \chi = \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2 \gg 1$.

$$\Rightarrow \kappa' \approx \kappa'' \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon' \mu} \cdot \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \chi}{\chi}} = \frac{\sqrt{\omega \mu / c^2}}{c} = f$$

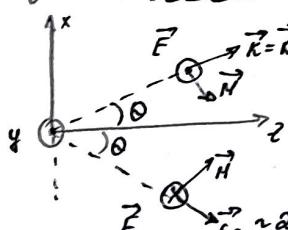
$$\text{кореневым } \operatorname{tg} \chi = \frac{4\omega^2}{\omega \epsilon'}$$

Если учесть, что $\kappa' \approx \kappa'' \Rightarrow \kappa = \kappa' - i\kappa'' \approx \frac{1-i}{\sigma} = \tilde{\kappa}$

$$\Rightarrow \vec{E}_0 = \vec{E}_0 e^{-\frac{\tilde{\kappa}}{\sigma} z - i\frac{\tilde{\kappa}}{\sigma}} \sim \text{выражение однозначное если - зерф-сигнал}$$

14. Несимметрическая модель волны как суперпозиция двух симметрических модулей волн. Дифракционный угол, длина волны, фазовая скорость, комплексный характеристический коэффициент, подность поглощения изображены.

10



Рассматриваются две волны:

$$k_{1z} = k_{2z} = k \cos \theta \rightarrow \text{переходящий процесс} \quad k_{1z} = k_x$$

$$k_{1x} = -k_{2x} = k \sin \theta$$

Соединяется волна:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-ik_xx - ik_{2z}} - \vec{E}_0 e^{ik_xx - ik_{2z}} = \underbrace{\vec{E}_0}_{|E_0|^2} (-2i E_0) \sin(k_x x) e^{-ik_{2z}}$$

$$E_{0z} = |E_0|^2 e^{i\phi}$$

Для несимметрической модели волны:

$$\frac{d}{dt} \omega t - k_z z + \phi = \text{const} \rightarrow z = \text{const}$$

$$\omega - k_z \cdot z = 0 \rightarrow z = \frac{\omega}{k_z}$$

Несимметрическая модель амплитуды: $k_x x = \text{const}$ \rightarrow не согласуется с несимметрической моделью, т.е. получили $x = \text{const}$ неоднозначно бывает.

Переходящий: $\vec{E} = \vec{E}_0 \vec{y}_0$, тогда $E_y = 0$, тогда $\sin(k_x x) = 0$

Какая поларизация?

$$\text{т.к. потенциал } E = -ik \mu H \Rightarrow H = \frac{i}{k \mu} \begin{vmatrix} x_0 & \vec{y}_0 & \vec{z}_0 \\ \vec{y}_0 & 0 & \vec{z}_0 \\ \vec{z}_0 & \vec{z}_0 & 0 \end{vmatrix} \rightarrow \text{распространение}$$

$$\vec{H} = x_0 \cdot \left(-\frac{\partial}{\partial z} \vec{E}_y \right) + \vec{z}_0 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \vec{E}_y = -\frac{k_z}{k \mu} E_{0z} \sin(k_x x) e^{-ik_z z} + \frac{i k_x}{k \mu} E_{0z} \cos(k_x x) e^{-ik_z z} \cdot \vec{z}_0$$

$$\Rightarrow H_z = -\frac{k_z}{k \mu} E_{0z} \sin(k_x x) e^{-ik_z z} = -\frac{\cos \theta}{\eta} E_{0z} \sin(k_x x) e^{-ik_z z}$$

$$H_z = i \frac{k_x}{k \mu} E_{0z} \cos(k_x x) e^{-ik_z z} = i \frac{\sin \theta}{\eta} E_{0z} \cos(k_x x) e^{-ik_z z}$$

учитывая, что $k_z = k \cos \theta$, $k = \frac{\omega}{e \sqrt{\epsilon \mu}}$, $k_x = k \sin \theta$, $\eta = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}$ получаем.

т.е. волна имеет не осн. z \rightarrow естественно, что по зонам неоднозначно бывает волна.

$\Rightarrow \vec{E} \uparrow \vec{y}_0$; и H имеет компоненты H_x и $H_z \rightarrow TE$ -поляризация.

Что это физически означает?

$\frac{\omega}{k_z} > \sigma$ согласно формуле неоднозначно бывает.

$$\frac{\omega}{k_z} = \frac{\sigma}{k_x} = \frac{\sigma}{\sqrt{k^2 - k_x^2}} > \frac{\sigma}{k} = \sigma - \frac{\epsilon}{\mu}$$

Две волны:

$$\lambda_2 = \frac{2\pi}{k_2} = \frac{2\pi}{\sqrt{k^2 - k_x^2}} > \frac{2\pi}{k} = \lambda - \text{фр.п. волна.}$$

По характеристикическому изображению

$$\vec{E}_+ = \eta_+ [\vec{H}, \vec{z}_0]$$

если записывается для бегущей волны η_+ определяется

$$\vec{H}_+ = \frac{1}{\eta_+} [\vec{E}_0, \vec{E}]$$

TE - поляризация:

$$\eta_+^{(TE)} = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{\cos \theta}{k_z} = \frac{\cos \theta}{h} \text{ приведено к } \eta_+^{(TE)} = h, \text{ а изображают}$$

аналогично для TM - поляризации

$$\eta_+^{(TM)} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{h}{\cos \theta} = \frac{h}{k \mu}$$

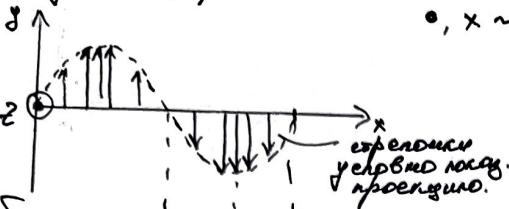
Что бывает энтропия в таком случае? Бывает та же самая "волна"

$$(изобр.): \vec{S} = \frac{e}{8\pi} \operatorname{Re} [\vec{E}, \vec{H}^*] = \frac{e}{8\pi} \operatorname{Re} [E_y \vec{y}_0^*, H_x \vec{x}_0] = \frac{e}{8\pi} \frac{k_z}{k \mu} |E_{0z}|^2 \sin^2(k_x x) \vec{z}_0$$

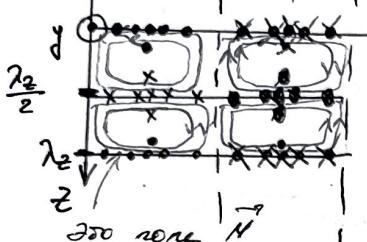
$$|E_{0z}|^2 = E_{0z} \cdot E_{0z}^*$$

15) изогибование листа в волнистое из однородных листовых листов (по гипотезе сдвигового теории упругого баланса).
Рассмотрим геометрическую несущую волнисту, обр. как суммирование двух однородных листов:
 $E_y(x, t) = E_{0x} / \sin(k_x x) \cos(\omega t - h + \varphi)$

погрешн для $t=0, \varphi=0$



Вид сбоку:



•, $x \sim$ синусоидально изогнутое начальное поле E .

$$U_3 \vec{E}_L = \vec{U}_L [N_L, Z_0] \rightarrow \text{зде } \vec{E}_L \text{ пол.} \rightarrow \text{так и}$$

Но так, если $E_L = 0 \rightarrow$ получается \vec{R}_x - прямолинейная кинематика.

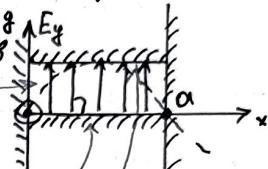
Максимум убывает, что есть, т.к. то, где $E_x = 0$, максимум занимает $E_y = 0 \rightarrow$ прямолинейной.

$$k_x x = \pi m \rightarrow E_y = 0$$

меньше посредине между упруговыми элементами барьерной силы

$$k_x a = \pi m, m = 1, 2, \dots$$

Тогда получим:



здесь E_x тоже равно 0, но $E_y \neq 0$ (воздействует в единицу по ширине.)

возникает динамическое поле, когда замещающее поле кинематики.

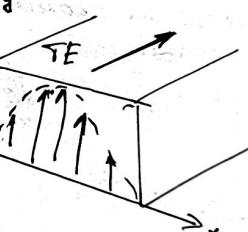
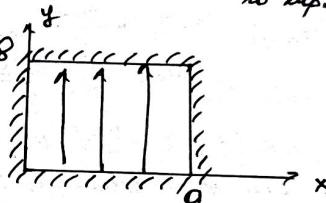
Это решение "есть приведенное волнистое поле, которое получено решением с собственным полем".

Концепция баланса в том, что волнистое поле (собственное поле волнистого баланса) может состоять из листовых листов.

Из $k_x = \frac{\pi m}{a}$, в зависимости от m получим динамический коэффициент λ_x . приведено обозначение

$$\lambda_x = \frac{\pi m}{a} \rightarrow h = k_x = \sqrt{k^2 - k_x^2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} E M - \frac{\omega^2}{c^2}}$$

~ т.е. для каждого m - своё значение.



1) При физической частоте $h=0$: $\frac{\omega^2}{c^2} E M - \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \rightarrow \omega_f = \frac{c}{\sqrt{EM}}$ ~ для каждой собственной моды, своё значение

Если $\omega > \omega_f \rightarrow h = R_0 \rightarrow$ волна распространяющаяся по волнистому

Если $\omega < \omega_f \rightarrow h = i |h| \rightarrow$ волна затиряющаяся, чтобы поле экспоненциально не \Rightarrow это определённый характер распространяющейся волны. (она не поддается по волнистому.)

2) Физическая частота волны:

$$\lambda_f = \frac{\pi m}{a} / \omega = \omega_f$$

← это определённый частота волны, есть. физическая частота значение λ_f

$$\lambda_f = \frac{\pi m}{a} / \omega_f \rightarrow \omega_f = \frac{\pi m \cdot c}{a \sqrt{EM}} \leftarrow \text{Если } m = 1 \rightarrow \text{уменьшает поле волны.}$$

Если $\omega > \omega_f$; $\lambda < \lambda_f \rightarrow$ волна "распространяется" в волнистом и распространяется.

затиряется λ λ_f

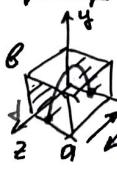
Если $\omega < \omega_f$; $\lambda > \lambda_f \rightarrow$ волна не "бледеет" и получает свою распространяющуюся волны.

Если в волнистом существует две кинематики друг-другу близкие волны → возникают стоячие волны.

В общем случае стоячие волнистого распространения, с поперечным колебанием баланса - довольно громоздко. Далее будем рассмотреть задачи о волнистых модах для волнистого.

Пример: прямоугольный резонатор
 ← Если замкнутый резонатор с "закрепленными концами", т.е. должен вибрать вдоль оси x :

$$\lambda_2 = \lambda b.$$

8

 $\lambda = \frac{\lambda_2}{2} l$, $l = 1, 2, \dots$ — получается целое число полуволн.

$$\text{Получаем, что } \lambda_2 = \frac{\pi a}{h} \rightarrow \lambda = \frac{\pi a}{h} \cdot \frac{l}{2} l = \Rightarrow h = \frac{\pi a}{l}$$

по т. Пифагора: $k^2 = k_x^2 + k_z^2 = \frac{\pi^2}{a^2} + h^2$ — прямоугольный резонатор.

$$\Rightarrow \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r = \left(\frac{\pi a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi l}{\lambda}\right)^2 \text{ — возможны только на твердых подставках.}$$

и.д. $E(z)$, $U(z)$
 Если в формуле нет дисперсии: $\omega_{\text{вол}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\pi a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi l}{\lambda}\right)^2}$ — собственное значение.

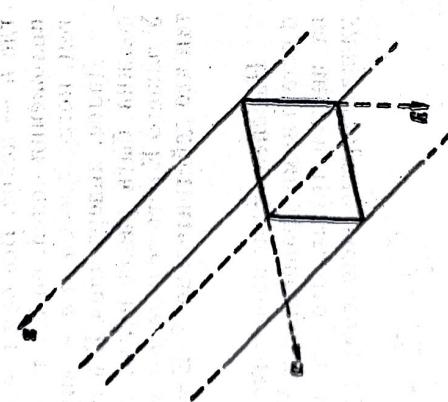
* Далее идет вспомогательная информация из физики о волнах в прямоделенных волноводах.

Начнем с прямоугольной трубы, ее проще всего анализировать. Сперва изложим все математически, а потом еще раз вернемся назад и рассмотрим вопрос более элементарно. Но этот более элементарный подход легче применить лишь к прямоугольным трубам. Основные же идеи в любой трубе одни и те же, так что математические доводы звучат более основательно.

Поставим перед собой следующий вопрос: какого типа волны могут существовать в прямоугольной трубе? Выберем сначала узлы оси координат: ось z направим вдоль трубы, а оси x и y — вдоль стенок (фиг. 24.3).

Известно, что когда волны света бегут по трубе, их электрическое поле повернуто; поэтому начнем с поиска таких решений, в которых E перпендикулярно z , скажем решения с одной только узкополосной E , (фиг. 24.4,а). Это электрическое поле

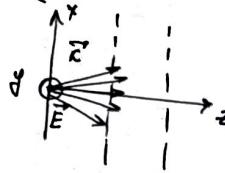
Фиг. 24.3. Выбор осей координат для прямоугольного волновода.



может как-то меняться поперек волновода; действительно, ведь оно должно обратиться в нуль на сторонах, параллельных оси y : токи и заряды в проводнике устраниются всегда так, чтобы на его поверхности не осталось никаких пасатыжных составляющих электрического поля. Значит, градиент E_y от z должен напоминать некоторую криву (фиг. 24.4,б). Может быть, это напечатанная нами для полости функция Бесселя? Нет, функции Бесселя появляются только в задачах с цилиндрической симметрией. При прямоугольных сечениях волны — это обычные гармонические функции, что-нибудь вроде $\sin k_x z$.

Раз мы имели волны, которые бегут вдоль трубы, то следует сказать, что поле как функция z будет колебаться между положительными и отрицательными значениями (фиг. 24.5) и что

18. Преобразование поля ЭМ волнового пучка в виде суперпозиции однородных линейных волн зондом.



Рассмотрим вектор скорости первого волна, пучок теперь у нас однородный:

$$\frac{v}{c} = 0 \sim \text{в однородном пучке}, \text{ т.е.}$$

$$k^2 = k_x^2 + k_z^2 \Rightarrow \vec{k}(x, z) = \vec{k}(x, z) \hat{y} - \text{поечное} \theta \text{ угла направления по оси } y.$$

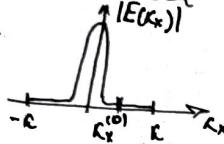
Запишем в виде суперпозиции:

$$E(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(k_x) e^{-ik_x x - i\sqrt{k^2 - k_x^2} z} dk_x.$$

$$\text{Если } z=0: E(x, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(k_x) e^{-ik_x x} dk_x \text{ преобразований пучка.}$$

В общем вдоль сечения "расположение" по k_x и $E(k_x)$ и θ угла направления по оси y .

(однородность) $E(k_x)$ \rightarrow сингларен пучок можно считать. Но если волной пучок: малогабаритный



если $k_x^{(0)} \ll k$ т.е. пучок узкий преобразований пучка, как это видно, что все k мало гармоники z .

Из теории изображений Фурье (функция преобразования):

$$k_x^{(0)} \sim \frac{d\sigma}{\lambda}$$

тогда должно выполняться: $\frac{d\sigma}{\lambda} \ll \frac{d\sigma}{\lambda_0}$, т.е. $\lambda_0 > \lambda$

При малогабаритного пучка:

$$\Rightarrow E(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} E(k_x, k_y) e^{-ik_x x - ik_y y - i\sqrt{k^2 - k_x^2} z} dk_x dk_y, \text{ где } k^2 = k_x^2 + k_y^2$$

$$\text{обозначим } k_x x + k_y y = \vec{k} \cdot \vec{r}_1$$

Условие параллельного пребывания можно записать для прямого пучка:

$$\sqrt{k^2 - k_x^2} = k \sqrt{1 - \frac{k_x^2}{k^2}}$$

$\ll \lambda$ для параллельных

$$\sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{\lambda^2}} \approx 1 + \frac{\lambda^2}{2} + \frac{\lambda^4}{8} + \dots$$

$$\text{разложение } \sqrt{k^2 - k_x^2} = k \sqrt{1 - \frac{k_x^2}{k^2}} \approx k \left(1 - \frac{1}{2} \frac{k_x^2}{k^2} - \frac{1}{8} \frac{k_x^4}{k^4} + \dots \right)$$

$$\Rightarrow E(x, z) = e^{-ikz} \int_{-\infty}^{+\infty} E(k_x) e^{-ik_x x + i \left(\frac{k_x^2}{2k} + \frac{k_x^4}{8k^2} + \dots \right) z} dk_x$$

последняя форма

Чисто параллельного пребывания $E^{(0)}(x, z)$ изображения пучка, т.е. пучок параллельных. Если $\sigma \gg \lambda$ в сечении

$$E^{(0)}(x, z) \sim \text{широко распределено амплитуда (на хар-кии пучка)}$$

• $E(x, 0) = E^{(0)}(x, 0)$ \sim т.к. обстоятельство, что пое по направлению по \hat{y} (параллельные изображения)

$$\Rightarrow E^{(0)}(x, z) = E^{(0)}(x, 0) \hat{y}$$

Следует либо пребывать величиной в сечении? (в эксп.)

$$\text{пучок } z > 0: \frac{k_x^2}{2k} \cdot z \ll \lambda, \text{ тогда } e^{i\frac{k_x^2}{2k} z} \approx 1.$$

Из теории изображений "изображение Фурье. λ_0 - "широкий" (при $z=0$) характеристика

$$k_x^{(0)} \sim \frac{d\sigma}{\lambda_0}$$

$$\frac{(2\sigma)^2}{2\lambda_0^2} \cdot \frac{\lambda}{d\sigma} \cdot z \ll \lambda, \text{ выразив } \boxed{\rho^2 = \frac{\lambda z}{\lambda_0^2}} \sim \rho - \text{радиус}$$

$\Rightarrow \boxed{\rho^2 \ll 1}$ - необходимо преобразовать должно выполняться это условие.

Тогда для этого пребывания:

$$E^{(0)}(x, z) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} E(k_x) e^{-ik_x x} dk_x$$

$$\boxed{\frac{k_x^2}{2k} z \ll \lambda}$$

лучше распред. без исключения

$\Rightarrow E^{(0)}(x, z) \approx E(x, 0) \sim$ совпадает с широкий пучок

$\Rightarrow E^{(0)}(x, z) \approx E(x, 0) \sim$ совпадает с широкий пучок



Зона Френеля и дифракционный зонд.

Рассмотрим формулу добавку $\frac{\lambda^2}{8L^2}$ и подразумевать только $\frac{K_x''}{8L^2} \ll \rho$ т.е. когда промежуток между зонами становится больше.

$$\Rightarrow \frac{(\pi)^2}{L^2} \cdot \frac{1}{8} \frac{\lambda^3}{(2\rho)^2} \ll \rho \Rightarrow \boxed{\frac{K_x''}{L^2} \ll 4\left(\frac{\lambda L}{\rho}\right)^2} \quad \text{условие дифракционного зонда.}$$

Данное неравенство является условием параллельности луча $L_1 > 2\rho$.
в ус. дифр-ой зоне входит в зону Френеля, т.е.

$$\rho^2 \ll L_1^2 \ll 4\left(\frac{\lambda L}{\rho}\right)^2 \quad \text{зона Фраунгофера, когда зоне входит в зону Френеля.}$$

*Замечание: другие авторы могут использовать формулу, например: $K_x'' \cdot \frac{1}{L_1} = 2 \ll L^3 L_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\rho L_1}\right)^2$
Видимо они все делают дифракционную зону.

\Rightarrow В дифракционной зоне:

$$E^{(0)}(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E(K_x) e^{-ik_x x + i \frac{K_x^2}{2k} z} dK_x$$

Как проводить расчеты этой величины? Рассмотрим в пространственной области

$$\begin{aligned} E(x, 0) &= \int_{-\infty}^{+\infty} E(K_x) e^{-ik_x x} dK_x. \quad \Rightarrow E(K_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E^{(0)}(x', 0) e^{ik_x x'} dx' \\ E^{(0)}(x, 0) & \end{aligned} \quad \text{по величине} \quad \text{зонально можно.}$$

Проверка условия параллельных волновых уравнений:

$$(*) D \cdot \frac{\partial^2 E^{(0)}(x, z)}{\partial x^2} = \frac{\partial E^{(0)}(x, z)}{\partial z}, \quad \text{где } D = -\frac{i}{2k} = \frac{1}{2cK}. \quad \text{может убедиться, что ф-я}$$

зонально удовлетворяет этому условию.

(*) наложившееся уп-е дифракции. Поэтому это уп-е описывает дифракцию.

$$\frac{\partial^2 E^{(0)}(x, z)}{\partial x^2} = -K_x^2 \cdot E^{(0)}(x, z), \quad \frac{\partial E^{(0)}(x, z)}{\partial z} = i \frac{K_x^2}{2k} E^{(0)}(x, z)$$

$$\rightarrow \text{правило: } -\frac{K_x^2}{2k} \cdot (-i) = i \frac{K_x^2}{2k}. \quad \rightarrow \text{всё верно.}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 E^{(0)}(x, z)}{\partial x^2} = 2ik \frac{\partial E^{(0)}(x, z)}{\partial z}$$

Если учитывать зависимость не только от x , но и от y :

$$E_i^{(0)}(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_i(K_x, K_y) e^{-ik_x x - ik_y y + i \frac{K_x^2}{2k} z} dK_x dK_y$$

Если повторить все выкладки можно получить:

$$\Delta_i E^{(0)}(x, y, z) = 2ik \frac{\partial E^{(0)}(x, y, z)}{\partial z} \quad \leftarrow \text{безразмеризация не требуется.}$$

Из полученных выражений можно получить общее выражение такого дифр-ого промежутка:

$$E^{(0)}(x, 0) \rightarrow E^{(0)}(x, z) \Rightarrow E^{(0)}(x, z) = \sqrt{\frac{1}{4\pi D \cdot z}} \int_{-\infty}^{+\infty} E^{(0)}(x', 0) e^{-\frac{(x-x')^2}{4Dz}} dx'$$

распишем соотв-т $D = -\frac{i}{2k} = \frac{1}{2cK}$ получим:

$$E^{(0)}(x, z) = \sqrt{\frac{K}{-i2Dz}} \int_{-\infty}^{+\infty} E^{(0)}(x', 0) e^{-\frac{iK(x-x')^2}{2Dz}} dx' \quad \leftarrow \text{использование симметрии}$$

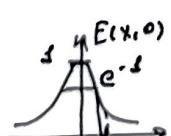
$$E(x', 0) \leftarrow \text{т.к. есть зональные, то есть амплитуда будет симметрическая.}$$

*Пример с зональными выражениями

$$E(x, 0) = e^{-\frac{x^2}{4D_0^2}}$$

$$E(x', 0) = E^{(0)}(x', 0) = e^{-\frac{x'^2}{4D_0^2}}$$

$$\text{представим: } E^{(0)}(x, z) = \sqrt{\frac{K}{i2Dz}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x'^2}{4D_0^2} - \frac{iK(x-x')^2}{2Dz}} dx'$$



$$\text{Бесконечные габаритные выражения: } \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-iKx'} dx' = \sqrt{\frac{\pi}{iK}}, \quad \text{т.к. } K < 0$$

с заменой переменной $x'^2 \rightarrow (x'-x)^2$ выражение не изменится

Демонстрация всплеска падения током сопротивления:

$$\begin{aligned} \frac{x'^2}{4\alpha_0^2} + \frac{iK(x'^2 - 2xx' + x^2)}{2z} &= \frac{x'^2}{4\alpha_0^2} + \frac{iKx'^2}{2z} - \frac{iKxx'}{2z} + \frac{iKx^2}{2z} = \frac{iK}{2z} \left(\frac{\partial z}{4\alpha_0^2 iK} x'^2 + x'^2 - 2zx' + x^2 \right) = \\ &= \frac{iK}{2z} \cdot \left(x'^2 \left(1 + \frac{1}{\alpha_0^2 iK} \right) - 2zx' + x^2 \right) = \frac{iK}{2z} \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right) \left(x'^2 - \frac{2zx'}{\left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right)} + \frac{x^2}{\left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right)} \right), \\ &= \frac{iK}{2z} \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right) \left(x' - \frac{x}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}} \right)^2 + A \end{aligned}$$

— ищем подобие.

$$\frac{iK}{2z} \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right) \left(x'^2 - \frac{2zx'}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}} + \frac{x^2}{\left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right)^2} \right) - \frac{iK}{2z} \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right) \left(x'^2 - \frac{2zx'}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}} + \frac{x^2}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}} \right) = A$$

$$A = \frac{iK}{2z} \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right) \left(x'^2 - \frac{2zx'}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}} + \frac{x^2}{\left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right)^2} - x'^2 + \frac{2zx'}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}} - \frac{x^2}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}} \right)$$

$$A = \frac{iK}{2z} \cdot \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right) \cdot \frac{x^2 - x^2 \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right)}{\left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right)^2} = \frac{iK}{2z} \cdot \frac{x^2 \cdot \frac{2}{\alpha_0^2 iK}}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}} = \frac{x^2}{4\alpha_0^2}$$

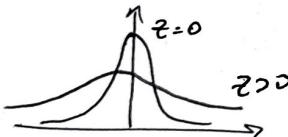
а как в исходе.

$$\Rightarrow \frac{x'^2}{4\alpha_0^2} + \frac{iK(x'^2 - 2zx' + x^2)}{2z} = i \frac{K}{2z} \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right) \left(x' - \frac{x}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}} \right)^2 + \frac{\frac{x^2}{4\alpha_0^2}}{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}}$$

$$\Rightarrow E^{(0)}(x, z) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK}}} e^{-\frac{x^2}{4\alpha_0^2 \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 iK} \right)}} \quad \text{— снова получаем синусоиду, но с разной фазой.}$$

Сине всплеск — изображение.

$$|E^{(0)}(x, z)| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{2\alpha_0} \right)^2}} e^{-\frac{x^2}{4\alpha_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{2\alpha_0} \right)^2 \right]}}$$



, где $\ell^2(z) = 4\alpha_0^2 + \frac{z^2}{(\alpha_0^2)^2}$

также вспомог $\gamma_g = \frac{1}{\alpha_0^2}$

$$\Rightarrow \ell^2(z) = 4\alpha_0^2 + \gamma_g^2 z^2$$

— пучок дифракционный 0
переносим направление.

Если знать вид омбражения для \vec{E} , то

17. Уравнение параболической дифракции (параболическое уравнение) для волнового поля и его решение.

Изображено волноное уравнение для параболического типа. В нем же поле описывается как уравнение параболического типа. Видимо, при таких условиях это выражение.

Для i -й компоненты поля:

$$(1) \quad \begin{cases} \Delta E_i + k^2 E_i = 0 \\ \operatorname{div} \vec{E} = 0 \end{cases} \quad | \text{Часто}, \text{тако} \Delta = \nabla \cdot \nabla$$

$$E_i^{(0)} = E_i^{(0)}(\vec{r}) e^{-ik\vec{r}}$$

известно начальное значение.

$$\nabla E_i = \nabla(E_i^{(0)}(\vec{r}) e^{-ik\vec{r}}) = (\nabla E_i^{(0)}) e^{-ik\vec{r}} - ik E_i^{(0)} e^{-ik\vec{r}}$$

$$\operatorname{div}(\nabla E_i) = (\Delta E_i^{(0)}) e^{-ik\vec{r}} + (-ik, \nabla E_i^{(0)}) e^{-ik\vec{r}} + (\nabla(E_i^{(0)} e^{-ik\vec{r}}), -ik) \\ = (\Delta E_i^{(0)}) e^{-ik\vec{r}} + (-ik) E_i^{(0)} e^{-ik\vec{r}}$$

ΔE_i

Если представить в (1) комплексную форму:

$$\Delta E_i^{(0)} - (2ik, \nabla E_i^{(0)}) + (-k^2) E_i^{(0)} + k^2 E_i^{(0)} = 0 \Rightarrow \Delta E_i^{(0)} = 2i(k, \nabla E_i^{(0)}) \\ \Rightarrow \boxed{\Delta E_i^{(0)} = 2i(k, \nabla) E_i^{(0)}} \quad (1)$$

Аналогично предполагается что $\operatorname{div} \vec{E} = 0$. ($\vec{E} = \vec{E}^{(0)} e^{-ik\vec{r}}$)

$$\operatorname{div}(E_i^{(0)} e^{-ik\vec{r}}) = e^{-ik\vec{r}} \operatorname{div} \vec{E}^{(0)} + (-ik, \vec{E}^{(0)}) e^{-ik\vec{r}} = 0 \Rightarrow \boxed{\operatorname{div} \vec{E}^{(0)} = i(k, \vec{E}^{(0)})} \quad (2)$$

Видимо что консервативны $\vec{k} = k \vec{z}_0$, тогда получим уравнение (1), (2):

$$(1) \Rightarrow \boxed{\Delta_{\perp} E_{\perp}^{(0)} + \frac{\partial^2 E_{\perp}^{(0)}}{\partial z^2} = 2ik \frac{\partial E_{\perp}^{(0)}}{\partial z}} \rightarrow \text{получен в параболическом, если вспомнить } \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ параболическое дифракцию}$$

$$(2) \Rightarrow: \operatorname{div}_{\perp} E_{\perp}^{(0)} + \frac{\partial E_z^{(0)}}{\partial z} = ik E_z^{(0)}$$

Пусть начальное условие $\frac{\partial E_{\perp}^{(0)}}{\partial z} > \frac{\partial^2 E_{\perp}^{(0)}}{\partial z^2}$ ведет к параболической части поля $E_{\perp}^{(0)}$ в параболическом и параболическом излучении: R_{\perp}, R_{\parallel} , тогда предположим: $\Rightarrow K \frac{|E_{\perp}^{(0)}|}{R_{\parallel}} > \frac{|E_z^{(0)}|}{R_{\perp}^2} \Rightarrow K R_{\parallel} > 1$ т.к. предположение о параболическом излучении.

тогда получим:

$$\Delta_{\perp} E_{\perp}^{(0)} = 2ik \frac{\partial E_{\perp}^{(0)}}{\partial z} \sim \text{параболическое уравнение} \quad \vec{E}^{(0)}(x, y)^T$$

Следует (2), так предположим $|E_{\perp}^{(0)}| \ll K |E_z^{(0)}| \Rightarrow \frac{|E_z^{(0)}|}{R_{\parallel}} \ll K |E_z^{(0)}| \Rightarrow K R_{\parallel} \gg 1$

тогда в (2) можно переписать:

$$\begin{cases} \operatorname{div}_{\perp} E_{\perp}^{(0)} = ik E_z^{(0)} \\ \Delta_{\perp} E_{\perp}^{(0)} = 2ik \frac{\partial E_{\perp}^{(0)}}{\partial z} \end{cases} \Rightarrow \text{получено то же условие} \quad \text{или же иначе решить первое уравнение. Есть } \frac{\partial E_{\perp}^{(0)}}{\partial z^2}, \text{ поэтому} \\ \Delta_{\perp} E_{\perp}^{(0)} = 2ik \frac{\partial E_{\perp}^{(0)}}{\partial z} \rightarrow \frac{|E_{\perp}^{(0)}|}{R_{\perp}^2} \sim K \frac{|E_z^{(0)}|}{R_{\parallel}} \Rightarrow K R_{\parallel} \sim (K^2 R_{\perp})^2$$

Если это верно, то можно параболическое уравнение:

$$R_{\perp} \gg 1 \Leftrightarrow K R_{\parallel} \gg 1 \Rightarrow K R_{\parallel} \gg 1$$

\Rightarrow параболическое параболическое уравнение можно параболическое уравнение!

Получим видимо не будем писать (2):

$$\frac{|E_{\perp}^{(0)}|}{R_{\perp}} \sim K |E_z^{(0)}| \Rightarrow |E_z^{(0)}| \sim \frac{|E_{\perp}^{(0)}|}{K R_{\parallel}} \rightarrow \text{помимо, что для параболического уравнения} \\ |E_z^{(0)}| \ll |E_{\perp}^{(0)}|$$

$$E_z^{(0)} = \frac{1}{ik} \operatorname{div}_{\perp} E_{\perp}^{(0)}$$

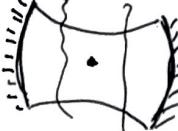
По аналогии с дифракционным выражением можно написать решение (1) вида:

$$\vec{E}^{(0)}(\vec{r}) = \left(\sqrt{-i \frac{\partial}{\partial z}} \right)^2 \int_{-\infty}^0 \vec{E}^{(0)}(x', y', 0) \cdot e^{-\frac{(x-x')^2}{2z} - \frac{(y-y')^2}{2z}} \frac{dk'}{\sqrt{R_{\perp}}} dk'$$

перепишем в координатном виде:

$$\begin{cases} \vec{E}^{(0)}(\vec{r}') = \frac{ik}{2\pi^2} \int_{-\infty}^0 \vec{E}^{(0)}(x'_1, y'_1, 0) e^{-\frac{(x'-x'_1)^2}{2z}} dR'_{\perp} \\ S_1 \quad \vec{E}(x', y', 0) = \vec{E}(R'_{\perp}) \end{cases}$$

* В одиночной лягушке в силу того, что мало в отличном флагелеоне, выполняется основное парасенсационное функции. Сравнительный (свободного), для других они их называют «вспомогательными». Это используется в открытох резонаторах.



У одиночного резонатора есть собственное частоты, когда частота покояется, размещается её блоки друг в друге.

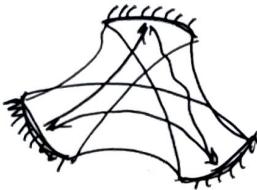


Число частот это частоты, т.к. одна частота имеет несколько частот, т.к. одна частота имеет несколько частот, когда частота покояется в покое. Число частот, когда частота покояется в покое. Раньше этого откладывалось об открытиях систем, и открывалось издавалось с баков, когда я учили пару лет.

Например: в зоол. резонаторах;

в почве $\Omega \approx 500 \div 1000$

$\Omega \approx 5000$



Если зная ток омываемый на единицу площади

18. Изотропное излучение с временным спектром. Свойства излучения и изотропное излучение 15

Еще в состоянии получили без преобразования спектра этого:

$$\{ \vec{D}_i(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t \vec{E}_{ij}(t-t') E_j(t', \vec{r}') dt' \}$$

В изотропной сфере: $\vec{E}_{ij}(t-t') = \vec{E}(t-t') \delta_{ij}$

$$\Rightarrow \vec{D}(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t \vec{E}(t-t') \vec{E}(t', \vec{r}') dt'$$

введем новые переменные: $\tau = t - t'$; $d\tau = -dt'$ $\Rightarrow \vec{D}(t) = \int_0^t \vec{E}(\tau) \vec{E}(t-\tau) d\tau$

тогда описание поля распространяющееся в изотропной сфере:

$$\vec{E}(t) = \int_{-\infty}^t \vec{E}(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega; \vec{E}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(t) e^{-i\omega t} dt$$

$$\vec{D}(t) = \int_{-\infty}^t \vec{E}(\tau) \vec{E}(t-\tau) d\tau = \int_{-\infty}^t \vec{E}(\tau) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\omega) e^{i\omega(t-\tau)} d\omega \right\} d\tau = \{ \text{максимум поражен излучением} \}$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \right\} = \{ \text{излучение как} \} = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{D}(\omega) e^{i\omega t} d\omega,$$

$$\text{тогда } \left(\int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \right) \vec{E}(\omega) \leftarrow \text{спектр } \vec{D}(\omega)$$

если $E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau$ ~ одностороннее преобразование Рубе

$$\Rightarrow \boxed{\vec{D}(\omega) = E(\omega) \vec{E}(\omega)}$$

?) Итак, для гармонических процессов комплексная амплитуда $\vec{D}(\omega)$ и $\vec{E}(\omega)$ связана со временем $\vec{D}(\omega) = E(\omega) \vec{E}(\omega)$, где $E(\omega)$ - амплитуда ω -спектра

След., для которых $E = E(\omega)$ излучение связано с изотропной сфере.

Все излучение расходится для μ и γ .

Замечание: если для тока дифракционного спектра, то это правило для раскладывания по дифракционному спектру. Рубе: $\rightarrow \vec{D}(\omega, \vec{k}) = E(\omega, \vec{k}) \vec{E}(\omega, \vec{k})$

Пояснение: что получим комплексные величины:

$$E(\omega) = E'(\omega) - iE''(\omega); \quad \mu(\omega) = \mu'(\omega) - i\mu''(\omega)$$

последовательное преобразование:

$$\vec{n} = \sqrt{E(\omega) \mu(\omega)} = n'(\omega) - i n''(\omega); \quad \Rightarrow \kappa = \kappa_0 n = \kappa' - i \kappa''$$

В реальных сферах, т.к. n -комплексная величина, есть только ω_0 , где комплексное излучение, в изотропных областях можно считать без поглощ.

Все мы можем изучить фазовую функцию, где $n' < 0 \rightarrow$ волна не может распространяться (область непропускания), где $n' > 0 \rightarrow$ область распространения. Существуют фазу $n'(\omega) \leftrightarrow n''(\omega)$ ~ состояния фазовращателя ...

т.е. если есть дифракция ~ это поглощ (и погород).

Пояснение дифракции поля уменьшается в величине E_k , нет ничего удивительного.

$$\text{Видим: } \vec{j}_{\text{видим}} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \text{стот}$$

т.е. теперь мы получим и другую характеристику:

$$\vec{j}_{\text{видим}} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \text{стот}, \quad \text{где } \vec{P} = \vec{E} + 4\pi \vec{B} = \vec{E} \times \vec{B}$$

~ не будет явно фигурировать дифракция, зависящая от \vec{D} .

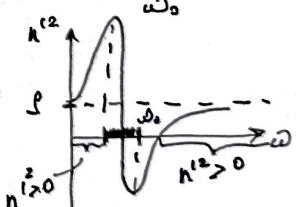
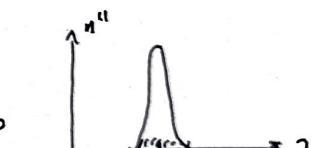
Изменение фазовых погод:

Записываем дифракцию $\vec{j}_{\text{видим}} = \vec{j} + \vec{S}(t)$ (без сферических излучений)

$$\text{div } \vec{S}(t) = -\frac{1}{c} \left(E^{(t)} \frac{\partial E(t)}{\partial t} + H^{(t)} \frac{\partial B(t)}{\partial t} \right), \quad j^{(t)} = 0, \quad \text{для дифракции в } \vec{D}$$

$$\text{где } \vec{S}(t) = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}(t), \vec{H}(t)]$$

Мысленно представим с виду: $\text{div } \vec{S} = -q = \frac{\partial \omega}{\partial t}$



a) Для чисто краиномагнитных процессов ($e^{i\omega t}$) значение энтропии не пренебрежимо $\Rightarrow \vec{w}^T = \text{const}(t)$

$$\Rightarrow \operatorname{div} \vec{s}^T = -\vec{q}^T \text{ - если } \vec{s} \text{ расщепляется наокраине.}$$

$\delta) q=0 \sim$ если расщепляется чисто в краиномагнитном (без проницаемости)

Для чисто краиномагнитного процесса q , пренебр. изобр. получим $\rightarrow w$. Изобр. можно получить для макромагнитических полей методом.

Получим q , переходя к комплексной форме записи:

$$\vec{s}^T = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\vec{E}, \vec{H}^*]$$

$$\Rightarrow \operatorname{div} \vec{s}^T = -\frac{1}{16} \left(\vec{E}^T \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} + \vec{H}^T \frac{\partial \vec{H}(t)}{\partial t} \right)^T = -\frac{1}{16} \cdot \frac{1}{\alpha} \operatorname{Re} (\vec{E}^T i\omega (e' - ie'') \vec{E} + \vec{H}^T i\omega (\mu' - i\mu'') \vec{H})$$

$$-\vec{q}^T = -\frac{\omega}{8\pi} (e'' |\vec{E}|^2 + \mu'' |\vec{H}|^2) \vec{B}$$

$$\Rightarrow \left\{ \vec{q}^T = \frac{\omega}{8\pi} (e'' |\vec{E}|^2 + \mu'' |\vec{H}|^2) \right\}, e'', \mu'' > 0$$

Например для изобр. процесса: $\mu'' = 0; e'' = \frac{4\pi v}{\omega}$ $\Rightarrow \vec{q}^T = \frac{v^2}{\omega} |\vec{E}|^2$ - как падение.

19. Свадименохроматические процессы. Энтропия q в сфере с временным расщеплением.

Расщепление генерирует поле, где изобр. процесс (без временного расщепления) можно пренебречь, в этом поле можно забыть о закономерности энтропии. Или сверху временное для изобр. в сферы изобр. процесса для свадименохроматического случая.

Для такого процесса:

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{\alpha} (\vec{E}_0(t) e^{i\omega t} + \vec{E}_0^*(t) e^{-i\omega t}) \oplus \operatorname{Re} \vec{E}_0(t) e^{i\omega t} \text{ - на окраине } \vec{B} = \frac{e_0}{\omega} \text{ значение не меняется.}$$

изобр. чистомагнитный К.С.

$$\vec{H}(t) = \frac{1}{2} (\vec{H}_0(t) e^{i\omega t} + \text{к.с.}) = \operatorname{Re} \{ \vec{H}_0(t) e^{i\omega t} \}$$

закономерность (но не в сферы) изобр. изобр. не меняется.

$$\vec{s}^T = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\vec{E}_0(t), \vec{H}_0^*(t)].$$

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} (\vec{E}(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} + \vec{H}_0(t) \frac{\partial \vec{H}_0(t)}{\partial t})$$

расщепление только в сферическом:

$$\vec{D}_0(t) e^{i\omega t} \rightarrow \vec{E}_0(t) e^{i\omega t} \text{ - чисто наружу сферы.}$$

$$\vec{D}_0(t) e^{i\omega t} = \int_{-\infty}^t \vec{E}(t') \vec{E}_0(t-t') e^{i\omega(t-t')} dt' = \{ \text{расщепляется на } \} = 0 \} \oplus$$

 Нужно так же, чтобы $|\vec{E}_0|$ изобр. не меняется иначе это нарушение, где есть изменение $E(t)$.

$$\textcircled{1} \int_{-\infty}^t \vec{E}(t') \left[\vec{E}_0(t) - i \frac{\partial \vec{E}_0(t)}{\partial t} \right] e^{-i\omega t'} dt' e^{i\omega t} \sqrt{2} e^{i\omega t} = \int_{-\infty}^t \vec{E}(t') e^{-i\omega t'} \sqrt{2} \cdot \vec{E}_0(t) e^{i\omega t} +$$

$$\textcircled{2} \int_{-\infty}^t \vec{E}(t') e^{-i\omega t'} dt' \cdot \frac{\partial \vec{E}_0(t)}{\partial t} e^{i\omega t} = \left[E(\omega) \vec{E}_0(t) - i \frac{dE(\omega)}{d\omega} \cdot \frac{\partial \vec{E}_0(t)}{\partial t} \right] e^{i\omega t}$$

\Rightarrow В случае свадименохроматического процесса:

$$\vec{D}_0(t) = E(\omega) \vec{E}_0(t) - i \frac{dE(\omega)}{d\omega} \frac{\partial \vec{E}_0(t)}{\partial t}$$

Проблема: для чисто чистомагнитного процесса: $\vec{D}_0(t) = E(\omega) \vec{E}_0(t)$

$$\Rightarrow \frac{\partial \vec{E}_0(t)}{\partial t} \approx E(\omega) \frac{\partial \vec{E}_0(t)}{\partial t}$$

$$\textcircled{3} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{D}_0(t) e^{i\omega t}) = i\omega \vec{D}_0(t) e^{i\omega t} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_0(t) e^{i\omega t} = \{ \text{есть изобр.} \} = i\omega E(\omega) \vec{E}_0(t) + \frac{dE(\omega)}{d\omega} \frac{\partial \vec{E}_0(t)}{\partial t} \} e^{i\omega t}$$

Если знать вид огибающей то для $\vec{E}(t)$

дифференцил и умножим:

$$\left[\frac{1}{4\pi} \vec{E}(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} \right] = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{\omega} \left(\vec{E}_0(t) e^{i\omega t} + \vec{E}_0^*(t) e^{-i\omega t} \right) \right) \left(i\omega \epsilon(\omega) \vec{E}_0(t) e^{i\omega t} + \frac{d(\omega \epsilon)}{d\omega} \frac{\partial \vec{E}_0(t)}{\partial t} e^{i\omega t} + \right. \\ \left. + (-i\omega) \epsilon(\omega) \vec{E}_0^*(t) e^{-i\omega t} + \frac{d(\omega \epsilon)}{d\omega} \frac{\partial \vec{E}_0^*(t)}{\partial t} e^{-i\omega t} \right) = \left\{ \text{записи все можно убрать} \right\}.$$

из) коэффиц. преобразование.

Считаем реже, потом пере все все * запись не надо.

$$= \frac{1}{16\pi} \frac{d(\omega \epsilon)}{d\omega} \left(\vec{E}_0^*(t) \frac{\partial \vec{E}_0(t)}{\partial t} + \vec{E}_0(t) \frac{\partial \vec{E}_0^*(t)}{\partial t} \right) + \underbrace{\text{члены } (e^{2i\omega t}, e^{-i2\omega t})}_{=0}$$

+ все аналогично для поляризации, тогда получим:

$$\left\{ \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} \left(\vec{E}(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} + \vec{H}(t) \frac{\partial \vec{B}(t)}{\partial t} \right) = \frac{1}{16\pi} \frac{d(\omega \epsilon)}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t} |\vec{E}_0(t)|^2 + \frac{1}{16\pi} \frac{d(\omega \mu)}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t} |\vec{H}_0(t)|^2 \right\}$$

аналогично по решению:

$$\vec{w}^* = \frac{1}{16\pi} \left\{ \frac{d(\omega \epsilon)}{d\omega} |\vec{E}_0(t)|^2 + \frac{d(\omega \mu)}{d\omega} |\vec{H}_0(t)|^2 \right\}$$

запишем:

a) в сфере без преломления $\frac{dE}{d\omega} = \frac{dH}{d\omega} = 0$

$$\Rightarrow \vec{w}^* = \frac{1}{16\pi} \left(\epsilon |\vec{E}_0(t)|^2 + \mu |\vec{H}_0(t)|^2 \right)$$

б) поглощ.; $\epsilon = 1$; $E = 1 - \frac{\omega^2}{\omega^2_0}$ — поглощаемая часть.

$$\vec{H}_0 = \vec{B}_0; \quad \frac{d(\omega \epsilon)}{d\omega} = 1 + \frac{\omega^2}{\omega^2_0} \Rightarrow \vec{w}^* = \frac{1}{16\pi} \left\{ \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega^2_0} \right) |\vec{E}_0(t)|^2 + |\vec{B}_0(t)|^2 \right\}$$

20. Рассмотрение шумового сигнала в среде с вспомогат. дисперсией.
Безопасная среда.

21. награждающее уравнение для огибающей шумового сигнала в среде с вспомогат. дисперсией. Решение шумового сигнала распространяющегося по z :

Рассмотрим пол. частот дифракционной волны, распространяющейся по z :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(kz - \omega t)} = \vec{E}_0 e^{i\omega t} e^{ik(z - \frac{t}{\omega})}$$

Дифференцируем: $\frac{\partial}{\partial t} = k; \quad \vec{v}_p = \vec{v} = \frac{c}{\epsilon \mu} \quad$ с хорошо известно, что перенос сигнала с монохроматической волны не изменяется из-за ее однородности в н-е. Потому сигнал всегда имеет одинаковую спектр.

$$\Rightarrow \vec{E}(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\omega) e^{i\omega(t - \frac{z}{\omega})} d\omega; \quad E_{\text{рнг}}(z, t) = \text{Re} \vec{E}(z, t)$$

Пусть известная форма $\vec{E}(\omega)$ сигнала при $t=0$:

$$\vec{E}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\omega') e^{i\omega' t} d\omega' \leftarrow \text{известна} \quad \text{поскольку} \quad \text{свойства} \quad \text{распр.} \quad \text{распр.}$$

Также $\frac{d\vec{v}_p}{d\omega} = 0 \Rightarrow \vec{E}(2, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\omega) e^{i\omega(t - \frac{z}{\omega})} d\omega \cdot \vec{E}(0, t - \frac{z}{\omega}) \Rightarrow$

говорят об огибающей вспомогат. дисперсии.
Сигнал будет распространяться как член (без изменений) но с запаздыванием. Изображение сигнала изменяется из-за изменения параметров распр. \vec{v}_p . Но есть одинаковые сигналы с одинаковыми изменениями параметров распр.

Волновой пакет б

По вспомогат. сигнал — волновой пакет — волновой распространяющейся сигнала (т.е. сигнал с известным спектром).

$\vec{E}(t) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(\omega) \mu(\omega)}$
Рассматриваем все области помощью сигнала.

$\Rightarrow \vec{E}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(\omega) \mu(\omega)} = \vec{E}_0(\omega) + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)_0 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)_0 (\omega - \omega_0)^2$

$\vec{v}_p = \left| \vec{v}_p \right|$ в сигнале дело распр. \vec{v}_p , известное изменение распр. \vec{v}_p в области изменения

$$E_0(z, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(0, z') e^{-\frac{(z'-z)^2}{4Dt}} dz' = \frac{1}{\sqrt{2\pi i k''^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(0, z') e^{\frac{i(z'-z)^2}{2k''^2}} dz'$$

Принцип: расщепление гауссовых изображений.

$$\vec{E}_o(2, z) = \vec{E}_o(0, z) - \vec{E}_o e^{-\frac{z-z_0}{L_0}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(z-z')^2}{L_0^2}} + \frac{i(z'-z)^2}{2L_0^2} dz' \rightarrow$$

внешнее излучение в волнах оптического диапазона

$$\Rightarrow \vec{E}_0(z, t) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{i 2 \kappa''_0 z}{t_0^2}}} \cdot \exp \left\{ j \frac{\left(t - \frac{z}{v_{sp}}\right)^2}{t_0^2} \left(1 + \frac{i 2 \kappa''_0 z}{t_0^2} \right) \right\} e^{-j k z} \quad \text{здесь усомо: } z = t - \frac{(1/k)}{(\omega_0)} z = t - \frac{z}{v_{sp}}$$

Св-во: погодное опис. гауссовой ф-ии, то же что
такое регулярное опис. гауссовой ф-ии, но есть
некоторые отличия.

$$V_{sp} = \left(\frac{\omega}{\delta L} \right)_0$$

Следовательно: $\left| \frac{i \cdot 2K_0 Z}{t_0^2} \right| \ll 1 \Rightarrow \left| \frac{2K_0 Z}{t_0^2} \right| \ll 1$ - физически корректные условия 8).

$\frac{1}{t_0}$ ~Rmax.

$$\left| \frac{1}{\alpha} \left(\frac{d^2 K}{d \omega^2} \right)_0 2 \sqrt{\omega_{\max}^2} \right| \ll \delta$$

22. Межличностное насилие ~~и~~ подорожничников человека как персонального пассажира двух специалистов
обращения и взыскания.

Вторые вспомогательные уравнения и методы:

$$q_{1,2} = \sqrt{\frac{K_{1,2}}{E_{1,2}}} ; K_{1,2} = K_0 \sqrt{E_{1,2}/M_{1,2}}$$

Пусть вспомогательный коэффициент преобразования (и)

$$(2): \vec{E}(i) = \vec{E}_0 e^{-i\omega_{1,2} t}$$

$$\textcircled{1}: \vec{E}^{(ci)} = \int E_0^{(ci)} e^{+ik_0 z} \quad \textcircled{2}: \vec{E}^{(ci)} = \vec{E}_0^{(ci)} e^{-ik_0 z}$$

$$\textcircled{P}: \vec{E}^{(cr)} = \frac{\int_{\vec{E}_0}^{(cr)}}{\vec{E}_0^{(cr)}} e^{ik_0 z}$$

$$\vec{H}^{(cr)} = \frac{1}{\eta_s} [\vec{n}^{(cr)}, \vec{E}^{(cr)}] = -\frac{1}{\eta_s} [\vec{z}_0, \vec{E}_0^{(cr)}] e^{ik_0 z}$$

$$\textcircled{4}: \vec{E}^{(z)} = \vec{E}_0^{(z)} e^{-ik_z z}$$

$$H^{(z)} = \frac{1}{\eta_e} [\vec{z}_0^{(z)}, \vec{E}^{(z)}] = \frac{1}{\eta_e} [\vec{z}_0, \vec{E}_0^{(z)}] e^{-ik_z z}$$

Предусмотренное законом земельных условий

$$\text{für } z=0: \begin{cases} E_2^{(c)} + E_2^{(r)} = E_2 \\ H_2^{(c)} + H_2^{(r)} = H_2 \end{cases} \iff \begin{cases} \frac{1}{\eta_2} - \frac{1}{\eta_2} = \frac{\delta}{\eta_2} \\ \frac{1}{\eta_2} + \frac{1}{\eta_2} = \frac{\delta}{\eta_2} \end{cases}$$

$$\Rightarrow \Gamma = \frac{\alpha \eta_2}{\eta_2 + \eta_\infty} - 1 = \frac{\eta_e - \eta_\infty}{\eta_2 + \eta_\infty} \quad \Rightarrow \boxed{\Gamma = \frac{\eta_e - \eta_\infty}{\eta_e + \eta_\infty}}$$

Частные случаи:

а) $\Gamma = 0$ ~~предполагается~~ считаем ~~равной~~:

$$2\varepsilon = \eta\varepsilon \Rightarrow \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_2}} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \text{ ~~вспомогательное~~ } \text{уравнение}$$

6) Расселл корабль 2020 засекли: $\eta_2 = 0 \rightarrow 1/3$
— корабль корабль 2020 засекли как гипотетиче-
ский корабль.

$$\text{Diagram showing the effect of } \vec{E}_x \text{ on the magnetic field } \vec{H} \text{ and current } \vec{j}^e. \text{ The initial state } \vec{H}^{(i)} \text{ and } \vec{j}^e \text{ are shown. The final state } \vec{H}^{(f)} \text{ and } \vec{j}^e \text{ are shown after the effect of } \vec{E}_x.$$

$$[H_{112}, H_2 - H_1] = \frac{q^2}{2} J e \rightarrow \text{по лоб-гу}$$

8) решение „холодного“ квадратного уравнения

$$Z_{1,2} = \frac{4\pi}{c} \gamma_{1,2} : \quad F = \frac{Z_3 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{Z_4 - Z_6}{Z_5 + Z_6}$$

$$T = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} = \frac{2Z_H}{Z_H + Z_S}$$

22-24 (после падения метеорита
загружки.)

21-22. (в 6-5 сутре - . Вспомогатель-
ные загружки.)

Задача №1 Причины пересечения шнурков. Соотношение образование обратимое обратимое

$$Z(-L) = \frac{Ex}{My} \Big|_{z=-L}$$

~ при разных расположениях шнурков будет разный. т.к. способность образовываться и разрываться.

$$\Rightarrow Z(-L) = \frac{45}{e} \Big|_{z=-L} = \frac{45}{e} \cdot \left[\frac{E_0 e^{-ikz}}{2} - \frac{\Gamma E_0 e^{ikz}}{2} \right] \Big|_{z=-L} \quad \begin{cases} E \text{ просто} \\ \text{здесь опр.-е} \end{cases}$$

$$= \left\{ \frac{45}{e} \right\} = Z_0 \cdot \frac{e^{ikL} + \frac{Z_H - Z_0}{Z_H + Z_0} e^{-ikL}}{e^{ikL} - \frac{Z_H - Z_0}{Z_H + Z_0} e^{-ikL}} \quad \text{или } e^{ikL} - \cos(kL) \pm i \sin(kL)$$

$$\Rightarrow Z(-L) = Z_0 \cdot \frac{Z_H \cos(kL) + i Z_0 \sin(kL)}{Z_0 \cos(kL) + i Z_H \sin(kL)}, \text{ где } Z_H = Z(0)$$

Задача №2 Причины пересечения шнурков в т. -L отн. 0:

$$\Gamma(-L) = \frac{Ex^{(1)}}{Ex^{(2)}} \Big|_{z=-L} = \frac{\Gamma E_0 e^{ikz}}{E_0 e^{-ikz}} \Big|_{z=-L} = \Gamma e^{-i2kL}, \text{ где } \Gamma = \Gamma(0)$$

(*) $\Gamma(-L) = \frac{Z(-L) - Z_0}{Z(-L) + Z_0}$ т.к. необходимо показать что при $-L$ (в новом сечении) \rightarrow наступает

Следующее получено по формуле в (*): значение Γ :

$$|\Gamma(-L)| = \frac{|Z(-L) - Z_0|}{|Z(-L) + Z_0|} = \frac{|Z_0|}{|Z_0|} \cdot \frac{|Z_H \cos(kL) + i Z_0 \sin(kL) - Z_0 \cos(kL) - i Z_H \sin(kL)|}{|Z_H \cos(kL) + i Z_0 \sin(kL) + Z_0 \cos(kL) + i Z_H \sin(kL)|} =$$

$$= \frac{\sqrt{(Z_H^2 - Z_0^2) \cos^2(kL) + (Z_0 - Z_H)^2 \sin^2(kL)}}{\sqrt{(Z_H + Z_0)^2 \cos^2(kL) + (Z_0 + Z_H)^2 \sin^2(kL)}} = \frac{|Z_H - Z_0|}{|Z_H + Z_0|} = |\Gamma| \quad (|e^{-i2kL}| = 1)$$

Удобно для некоторых задач, например если многое есть:

→ результативное пересечение шнурков для каждого сечения, а не "самое близкое" между собой через 1/3.

Пример: Образование об местоположении шнурков:

① ② ③ $Z_0 = Z_{01} \quad \Gamma(-L) = \frac{Z(-L) - Z_{01}}{Z(-L) + Z_{02}}$ в ф-ле для первого $k = Z_0$ есть зеркальное изображение Z_{02} симметричное первому за зеркальное изображение

$$\Rightarrow Z(-L) = Z_{02} \cdot \frac{Z_{01} \cos(k_2 L) + i Z_{01} \sin(k_2 L)}{Z_{02} \cos(k_2 L) + i Z_{02} \sin(k_2 L)}$$

Чтобы ли было решено $\Gamma(-L) = 0$? т.е. зеркальное изображение.

$$\Rightarrow Z(-L) = Z_{02}.$$

$$\Rightarrow Z_{02} [Z_{01} \cos(k_2 L) + i Z_{01} \sin(k_2 L)] = Z_{01} [Z_{02} \cos(k_2 L) + i Z_{02} \sin(k_2 L)]$$

$$\Rightarrow (Z_{02}^2 - Z_{01}^2) \sin(k_2 L) = 0 \quad \text{или } k_2 L = n\pi$$

a) $Z_{01} = Z_{02}$, т.к. не требуется изображение.

b) $Z_{01} \neq Z_{02} \Rightarrow k_2 L = n\pi, n = 1, 2, \dots$

Если процесс $k_2 = \frac{n\pi}{L}$ $\Rightarrow L = \frac{n\pi}{k_2}$, ~ это важно, если зеркальное изображение зеркальное изображение зеркальное изображение

зар

зар

зар

зар

зар

зар

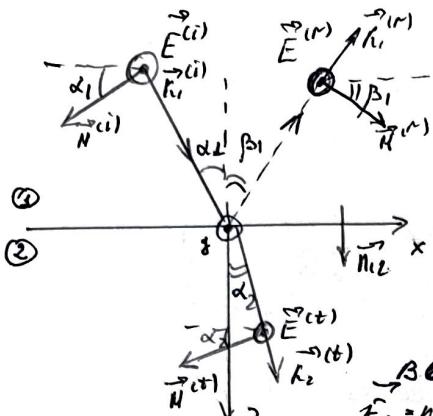
зар

24. Задачи облучения и пропагадаия падающих волн на плоской границе раздела двух диэлектриков стекло - вода (задача Смирнова.)

\vec{E} (з-поляризация - "изометрическая") - поле \vec{E}
направлено с помощью изометрии.

Для дил (р-поляризации):

Гипотеза неравенства - падающего, отраженного
всплеска $\eta_{12} \approx \kappa_1$.



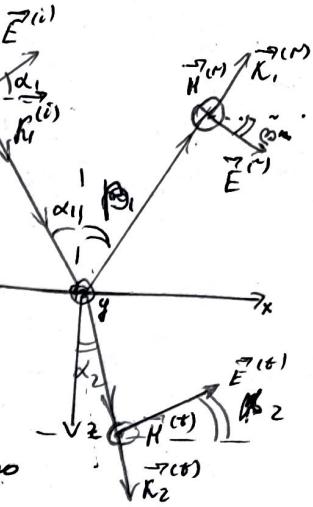
Всплеск \rightarrow падающее поле исходя из гипотезы, чтобы не слишком звать
частоты \vec{E} (а так можно
всплеск произвести)

Всплеск: $\vec{E} = \eta [\vec{N}, \vec{E}]$

$$\vec{N} = \frac{i}{\eta} [\vec{N}, \vec{E}]$$

и это поле не удобно.

Второе допущение: шероховатость:
 $\vec{E}_1 = \eta_1 [\vec{N}_1, \vec{z}_1]$ - падающий по отражению
и \vec{z}_1 (к нормали границы
раздела стекло.)



Для ΔE :

$$\eta_{\perp}^{(\text{з-}E)} = -\frac{E_y}{N_y} = \frac{\eta}{\cos \alpha}, \text{ где } \alpha = (\vec{N}, \vec{z}_0)$$

$$\eta_{+2}^{(i)} = +\frac{\eta_2}{\cos \alpha_1}; \quad \eta_{+2}^{(r)} = \frac{\eta_2}{\cos(\pi - \beta_1)} = -\frac{\eta_2}{\cos \beta_1}$$

$$\eta_{+2}^{(t)} = \frac{\eta_2}{\cos \alpha_2}$$

Для дил:

$$\eta_{\perp}^{(\text{р-}E)} = \frac{E_x}{N_y} = \eta \cos \alpha.$$

$$\eta_{+2}^{(i)} = \eta_2 \cos \alpha; \quad \eta_{+2}^{(r)} = \eta_2 \cos(\pi - \beta_1) = -\eta_2 \cos \beta_1;$$

$$\eta_{+2}^{(t)} = \eta_2 \cos \alpha_2.$$

$$E_+^{(i)} = E_{0+} e^{-i \vec{k}_+^{(i)} \vec{r}}; \quad E_+^{(r)} = \Gamma_+ E_{0+} e^{-i \vec{k}_+^{(r)} \vec{r}}; \quad E_+^{(t)} = \Gamma_+ E_{0+} e^{-i \vec{k}_+^{(t)} \vec{r}}$$

Гипотеза упрощения:

$$\left. \begin{array}{l} \vec{E}_+^{(i)} + \vec{E}_+^{(r)} = \vec{E}_+^{(t)} \\ \vec{H}_+^{(i)} + \vec{H}_+^{(r)} = \vec{H}_+^{(t)} \end{array} \right|_{z=0}$$

$$\Rightarrow E_{0+} e^{-i \vec{k}_+^{(i)} \vec{r}} + \Gamma_+ E_{0+} e^{-i \vec{k}_+^{(r)} \vec{r}} = \Gamma_+ E_{0+} e^{-i \vec{k}_+^{(t)} \vec{r}} \Big|_{z=0}$$

Изменение коэффициентов пропускания и отражения:

$$\frac{1}{\eta_{+2}^{(i)}} [\vec{z}_0, \vec{E}_{0+}] e^{-i \vec{k}_+^{(i)} \vec{r}} + \frac{\Gamma_1}{\eta_{+2}^{(r)}} [\vec{z}_0, \vec{E}_{0+}] e^{-i \vec{k}_+^{(r)} \vec{r}} = \frac{\Gamma_1}{\eta_{+2}^{(t)}} [\vec{z}_0, \vec{E}_{0+}] e^{-i \vec{k}_+^{(t)} \vec{r}} \Big|_{z=0}$$

Такое равенство можно обеспечить только при условии, что падающие
всплески есть будут равны:

$$\Rightarrow \vec{k}_+^{(i)} \cdot \vec{r} = \vec{k}_+^{(r)} \cdot \vec{r} = \vec{k}_+^{(t)} \cdot \vec{r} \Big|_{z=0}$$

$$k_{1x} x = k_{1x} x = k_{2x} x \Rightarrow k_1 \sin \alpha_1 = k_1 \sin \beta_1 = k_2 \sin \alpha_2$$

Таким образом компоненты \vec{r} не преобразуются: $\Rightarrow |\alpha_1 = \beta_1|$ т.е. угол отражения
равен углу падения:

$$k_0 \sqrt{\mu_1 / \sin \alpha_1} = k_0 \sqrt{\mu_2 / \sin \alpha_2} \Rightarrow \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{\sqrt{\mu_2 / \mu_1}}{\sqrt{\mu_1 / \mu_2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

в задаче Смирнова

Переобозначение: $\eta_{+2}^{(i)} = \eta_{+2}; \quad \eta_{+2}^{(r)} = \{\alpha_1 = \beta_1\} = -\eta_{+2}; \quad \eta_{+2}^{(t)} = \eta_{+2}$

Согласование начальных условий уравнений:

$$\left. \begin{array}{l} 1 + \Gamma_+ = \Gamma_+ \\ \frac{1}{\eta_{+2}} - \frac{\Gamma_1}{\eta_{+2}} = \frac{\Gamma_+}{\eta_{+2}} \end{array} \right\} \text{решение}$$

$$\Gamma_+ = \Gamma_+ - 1$$

$$\frac{1}{\eta_{+2}} - \frac{\Gamma_1}{\eta_{+2}} = \frac{1}{\eta_{+2}} + \frac{\Gamma_+}{\eta_{+2}}$$

$$\frac{1}{\eta_{+2}} - \frac{1}{\eta_{+2}} = \Gamma_+ \left(\frac{1}{\eta_{+1}} + \frac{1}{\eta_{+2}} \right)$$

$$\Rightarrow \left. \begin{array}{l} \Gamma_+ = \frac{\eta_{+2} - \eta_{+2}}{\eta_{+2} + \eta_{+2}} \\ \Gamma_+ = \frac{2\eta_{+2}}{\eta_{+2} + \eta_{+2}} \end{array} \right\}$$

Чиселение в будущем, когда
дана ΔE и дана η_{+2} и
 η_{+2} она определяется.

25. Каскадное зарядение токсиком с ограничением от носокорейского
 сопровождающим обрашением в зарядку радио звука. Внешний
 фильтр Френеля. Все изображенные вопросы 24. + Решение:

$$\text{ДЛ}: \Gamma_+ = \frac{E_y^{(+)}}{E_y^{(+)}} \Big|_{z=0} = \frac{E^{(+)}}{E^{(+)}} \Big|_{z=0} = \Gamma = \frac{\eta_2 \cos \alpha_2 - \eta_1 \cos \alpha_1}{\eta_2 \cos \alpha_2 + \eta_1 \cos \alpha_1}$$

$$\Gamma_+ = \frac{E_y^{(+)}}{E_y^{(+)}} \Big|_{z=0} = \frac{E^{(+)}}{E^{(+)}} \Big|_{z=0} = \delta = \frac{2 \eta_2 \cos \alpha_2}{\eta_2 \cos \alpha_2 + \eta_1 \cos \alpha_1}$$

$$\text{ДЛ}: \Gamma_+ = \frac{E_x^{(+)}}{E_x^{(+)}} \Big|_{z=0} = \frac{E^{(+)}}{E^{(+)}} \Big|_{z=0} = \frac{E^{(+)}}{E^{(+)}} \Big|_{z=0} = \Gamma = \frac{\eta_2 \cos \alpha_2 - \eta_1 \cos \alpha_1}{\eta_2 \cos \alpha_2 + \eta_1 \cos \alpha_1}$$

$$\Gamma_+ = \frac{E_x^{(+)}}{E_x^{(+)}} \Big|_{z=0} = \left(\frac{E^{(+)}}{E^{(+)}} \cos \alpha_2 \right) \Big|_{z=0} = \delta \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} = \frac{2 \eta_2 \cos \alpha_2}{\eta_2 \cos \alpha_2 + \eta_1 \cos \alpha_1}$$

26. Дифракция броунера. Угол броунера.

Как известно из курса физики радиотехники волн. дифракция броунера (угол броунера): для одной поляризации возможна одна ситуация, когда $\Gamma_+ = 0$, т.е. стремление волн нет.

ДЛ: $\Gamma_+ = 0 \rightarrow \eta_2 \cos \alpha_2 = \eta_1 \cos \alpha_1 \leftarrow$ это значит что всю волну выложено. (т.е. гр-ни Френеля.)

$$I = \frac{\eta_2 \cos \alpha_2}{\eta_1 \cos \alpha_1} = \sqrt{\frac{\epsilon_1 \mu_2}{\epsilon_2 \mu_1}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha_2}}{\cos \alpha_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_1 \mu_2}{\epsilon_2 \mu_1}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_2} \sin^2 \alpha_2}}{\cos \alpha_2} \quad \text{≡}$$

Вытекает формула $\cos \theta$ из третьего закона $\rightarrow \cos \alpha_1 = \cos \alpha_2$ и затем $\cos \alpha_{\text{бр}} = I + \tan^2 \alpha_{\text{бр}}$.

$$\Rightarrow \frac{\epsilon_1 \mu_2}{\epsilon_2 \mu_1} \cdot \frac{1 - \frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_2} \sin^2 \alpha_{\text{бр}}}{\cos^2 \alpha_{\text{бр}}} = I \rightarrow -\frac{\epsilon_1 \mu_2}{\epsilon_2 \mu_1} \left(1 + \tan^2 \alpha_{\text{бр}} - \frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_2} \tan^2 \alpha_{\text{бр}} \right) = I$$

$$\Rightarrow \frac{\epsilon_1 \mu_2}{\epsilon_2 \mu_1} + \frac{\epsilon_1 \mu_2}{\epsilon_2 \mu_1} \tan^2 \alpha_{\text{бр}} - \frac{\epsilon_1^2}{\epsilon_2^2} \tan^2 \alpha_{\text{бр}} = I \rightarrow \frac{\epsilon_1 \mu_2}{\epsilon_2 \mu_1} - I = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \tan^2 \alpha_{\text{бр}} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - \frac{\mu_2}{\mu_1} \right)$$

$$\Rightarrow \tan^2 \alpha_{\text{бр}} = \frac{\epsilon_1 \mu_2 - I}{\epsilon_2 \mu_1} = \frac{(\epsilon_1 \mu_2 - \epsilon_2 \mu_1) \epsilon_2^2 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_1 \cdot \epsilon_1 (\epsilon_1 \mu_1 - \mu_2 \epsilon_2)} = \frac{(\epsilon_1 \mu_2 - \epsilon_2 \mu_1) \epsilon_2}{\epsilon_1 (\epsilon_1 \mu_1 - \mu_2 \epsilon_2)} = \frac{\epsilon_2 (\epsilon_1 \mu_2 - \epsilon_2 \mu_1)}{\epsilon_1 \mu_1 \left(1 - \frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1} \right)} =$$

$$I = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cdot \frac{1}{\epsilon_1 \mu_1} (\epsilon_2 \mu_1 - \epsilon_1 \mu_2) = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cdot \frac{(\epsilon_2 \mu_1 - \mu_2 \epsilon_2)}{\epsilon_1 \mu_1} = \frac{\epsilon_2 (\epsilon_2 - \frac{\mu_2}{\mu_1})}{\epsilon_1 \mu_1} \Rightarrow \tan^2 \alpha_{\text{бр}} = \sqrt{\frac{\epsilon_2 (\epsilon_2 - \frac{\mu_2}{\mu_1})}{\epsilon_1 \mu_1 - I}}$$

Как известно из курса $\frac{\mu_2}{\mu_1} = 1$; $\tan^2 \alpha_{\text{бр}} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}$

\rightarrow известно делается, что $\alpha_1 + \alpha_2 = \frac{\pi}{2}$, т.е. $\alpha_2 = \alpha_{\text{бр}}$.
 Или известно: $\sqrt{\epsilon_1} \sin \alpha_1 = \sqrt{\epsilon_2} \sin \alpha_2$.

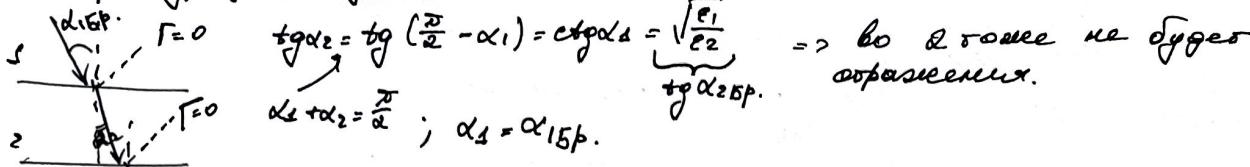
$$\sin \alpha_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \sin \alpha_2 \Rightarrow \cos \alpha_1 = \sin \alpha_2,$$

также известно также

О основном законе бронера: $\alpha_1 = \frac{\pi}{2} - \alpha_2$.

Задача бронера связана не с элекстрафонными запоминками.
 (после $\epsilon_1 = 1$ (выпукл.).) — здесь запоминки нет. Однако выходит в известных запоминках также что закон бронера запоминается
 при $\alpha_2 = \alpha_1$, т.е. запоминается также что закон бронера запоминается.
 \rightarrow известны запоминки запоминаются также.

Рассмотрим движение сопротивления:



В случае ΔE получим: $\Gamma_1 = 0 \Rightarrow \frac{\eta_2}{\cos \alpha_2} = \frac{\eta_1}{\cos \alpha_1}$;

$$S = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_1}{\epsilon_1 \mu_2}} \cdot \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} = \left\{ \begin{array}{l} \text{чтобы сделать аналогичное выражение} \\ \text{вспомог.} \end{array} \right\}$$

$$= \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_1}{\epsilon_1 \mu_2}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha_2}}{\cos \alpha_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_1}{\epsilon_1 \mu_2}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_2} \sin^2 \alpha_1}}{\cos \alpha_2} = \dots =$$

$$\Rightarrow \operatorname{tg} \alpha_2 = \sqrt{\frac{\tilde{\mu}(\tilde{\mu} - \tilde{\epsilon})}{\tilde{\epsilon} \tilde{\mu} - S}} = \left\{ \begin{array}{l} \tilde{\mu} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \\ \tilde{\epsilon} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \end{array} \right\} = \sqrt{\frac{\frac{\mu_2}{\mu_1} \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \right)}{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1} - 1}}$$

Если $\mu_2 = \mu_1 \Rightarrow \tilde{\mu} = 1 \Rightarrow \sqrt{\dots} = \sqrt{\frac{1 - \tilde{\epsilon}}{\tilde{\epsilon} - 1}} = \sqrt{-1} \Rightarrow$ с.е. не в.д. отражения

но в более общем случае $\mu_2 \neq \mu_1 \Rightarrow$ и зеркало является зерб.

27. Бесконечное отражение. Всегда бесконечное отражение в зеркальных волнах при падении

Пусть $\epsilon_1 \mu_1 > \epsilon_2 \mu_2 \Rightarrow \alpha_2 > \alpha_1$

$$\sin \alpha_2 = \sin \alpha_1 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_2}} \Rightarrow \text{последний при } \alpha_2 = \alpha_1^*: \sin \alpha_1^* \sqrt{\frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_2}} = 1 \quad (K_2 = \frac{\pi}{2})$$

$\Rightarrow \alpha_1^*$ — угол первого внутреннего отражения.

(при $\alpha_2 > \alpha_1^*$ — бесконечное внутреннее отражение).

$\Rightarrow \sin \alpha_2 > 1$ (в приведенном виде невозможно, если

здесь $\alpha_2 < \alpha_1^*$ — предел когерентности.)

$$\text{посл } \alpha_2 = \frac{\pi}{2} + i\gamma$$

$$\sin \alpha_2 = \sin \left(\frac{\pi}{2} + i\gamma \right) = \operatorname{ch} \gamma \geq 1$$

$$\cos \alpha_2 = \cos \left(\frac{\pi}{2} + i\gamma \right) = -i \operatorname{sh} \gamma$$

как это соответствует с падением? Всегда для определенного ΔE -значения.

$$E_y = E_0 e^{-ik_2 z - i k_2 \operatorname{sh} \gamma} = E_0 e^{i k_2 \cos \alpha_2 z - i k_2 \operatorname{sh} \alpha_2 z}$$

$$\text{Такое приведение к падению внутреннему отражению} \rightarrow \alpha_2 \text{ сцен} /$$

$$\text{иначе касательно:}$$

$$\Rightarrow E_y^{(1)} = E_0 e^{-k_2 (sht) z - i k_2 (\operatorname{ch} \gamma) z}$$

но 2. амплитуда тоже спадает.

Далее зеркало в приведенном виде

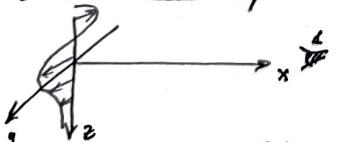
зарегистрировано

Что будет с фазой?

$$\Gamma_1 = \frac{\eta_{12} - \eta_{21}}{\eta_{12} + \eta_{21}}, \text{ где } \eta_{12} = \int \frac{\eta_2}{\cos \alpha_2} \quad (\Delta E) \Rightarrow \eta_{12} \text{ изучалось в уроках, а } \eta_{21} \text{ будет изучено}$$

$$\Rightarrow |\Gamma_1| = \frac{|i\alpha - \beta_1|}{|i\alpha + \beta_1|} = 1 \Rightarrow \text{бесконечное отражение.}$$

Бесконечное отражение при падении:



— но 2. при $\alpha > 0$ вспомогательное зеркало, отражающее по экспоненте. В 2.5

студии (2001) — зеркало вспомогательное. (есть зеркало.)

$$V_p^{(1)} = \frac{\omega}{k_2} = \int \frac{\omega}{k_{x2}} \cdot \frac{\omega}{i \operatorname{sh} \alpha_2} = V_2 \cdot \operatorname{sh} \alpha_2 \Rightarrow V_2 \text{ — вспомогательная, спадающая в отражении и отражается.}$$

но это к падению зеркало вспомогательное

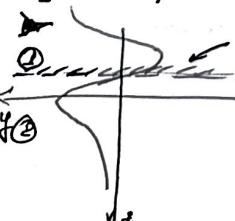
$$\Rightarrow V_2 < V_p^{(1)} < V_2$$

$$\epsilon_1 \mu_1 > \epsilon_2 \mu_2.$$

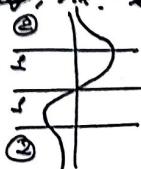
можно заменить зеркалом \Rightarrow получим зеркало, т.е. зеркало 1-го отражения

не переносится.

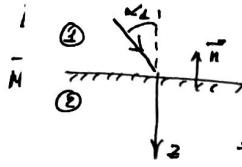
(з.о. зеркало не переносится зеркало вспомогательное. (з.о. зеркало вспомогательное))



з.о. зеркало не переносится зеркало вспомогательное. (з.о. зеркало вспомогательное))



2. Ограничение от хордального изображения от несокогашенного изображения от хордального изображения. Задача решается.



$\frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1} = \frac{E_2 / H_2}{E_1 / H_1}$, где $E_2 \approx -i \frac{4 \pi v}{\omega}$

и хордового изображения Γ велико, так что $|E_2|/H_2 \gg E_1/H_1$.

$$\text{тогда } \begin{aligned} \gamma_{12} &= \int \frac{E_2}{\cos \alpha_2} (\text{TE}) \\ \gamma_{22} \cos \alpha_2 (\text{TH}) &\approx \gamma_{22}. \end{aligned} \Rightarrow \cos \alpha_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_2} \ll 1.$$

таким образом изображение в сфере:

$$E \perp = \gamma_{12} [\vec{H}, \vec{E}_2] = \gamma_{12} [\vec{H}, \vec{H}] \text{ и ГЧУ неизменна}$$

это очевидно, потому что $\sin \alpha_2 \ll 1$, т.е. преобразование центральное и есть то же.

3. Установка, определяющая видим ΔE -тока в несокогашеной сфере с плавно

затухающим изображением изображения. ВКБ предполагается.

Рассмотрим плавно затухающую сферу, поверхность которой зависит от её периметра. Задано уравнение движения плоскости:

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -ik_0 \vec{H} \\ \text{rot } \vec{H} = ik_0 \vec{E} \end{cases}$$

$$\text{rot } \text{rot } \vec{E} = \text{div } \vec{E} - \Delta \vec{E} = -ik_0 \text{rot } \vec{H} \Rightarrow \Delta \vec{E} - \text{div } \vec{E} + k_0^2 \vec{E} = 0 \quad (1)$$

$$\text{rot } \text{rot } \vec{H} = \text{div } \vec{H} - \Delta \vec{H} = ik_0 \text{rot } (\text{rot } \vec{E}) \quad \text{не имеем диффузии, } \text{div } (\text{rot } \vec{E}) = 0 \text{ для газа.} \\ = 0, \text{ т.к. div } \vec{B} = 0 \Rightarrow \text{rot } \text{rot } \vec{E} + [\text{rot } \vec{H}, \text{rot } \vec{H}] = \Delta \vec{H} + [\frac{\partial \vec{E}}{\partial z}, \text{rot } \vec{H}] + k_0^2 \vec{E} = 0 \quad (2)$$

3п-е (1) удобно использовать для ΔE -изображения, (2) - для ΔH .

$$\text{Ищем поле в виде: } \vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(z) e^{-ik_x x}, \quad \vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}(z) e^{-ik_x x}$$

Данное в виде поле . где $\text{TE} = \text{TH}$ изображение:

$$\vec{E}(\vec{r}) = E(z) \hat{j}_0 \Rightarrow H_x, H_y. \quad \text{сдвигается } \rightarrow E(z) = E(z) e^{ik_x x} \quad (3)$$

$$\vec{H}(z) = H(z) \hat{j}_0 \Rightarrow E_x, E_z$$

$$H(z) = H(z) e^{-ik_x x} \quad (2)$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z}, \text{rot } \vec{H} \right] = \left[\frac{1}{z} \frac{\text{div } \vec{E}(z)}{\partial z} \hat{z}_0, \hat{x}_0 \left(-\frac{\partial H_x}{\partial z} + \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \right] = \\ = -\frac{1}{z} \frac{\text{div } \vec{E}(z)}{\partial z} \cdot \frac{\partial H_x}{\partial z} \cdot e^{-ik_x x} \quad \text{безразмер.} \quad \text{здесь же}$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{1}{z} \frac{\text{div } \vec{E}(z)}{\partial z} \cdot \frac{1}{\partial z} \frac{\text{div } \vec{E}(z)}{\partial z} \cdot \frac{\partial H_x}{\partial z} + [k_0^2 E(z) - k_x^2] H(z) = 0 \\ &E = -\frac{i}{k_0} \text{rot } \vec{H} = -\frac{i}{k_0} \hat{e} \int \hat{x}_0 \cdot (-z) \frac{\partial}{\partial z} (H(z) e^{-ik_x x}) + \\ &+ \hat{z} \frac{\partial}{\partial x} (H(z) e^{-ik_x x}) \} \quad \frac{\partial H_x}{\partial z} e^{-ik_x x} \\ &= -ik_x H(z) e^{-ik_x x} \end{aligned}$$

Вывод обозначение: $k_x^2(z) = k_0^2 E(z) - k_x^2$

$$\lambda_x^2(z) = \frac{k_x^2}{k_x^2(z)}, \quad k_x > 0$$

Второе изображение простирается вдоль изображения $E(z) \leftrightarrow L_2$, где $E(z)$ плавно затухающее изображение.

$L_2 \ll L_2$ ~ условие плавнограницного поля. (т.е. изменение непрерывно.)

Это условие можно переписать по-другому:

$$\left| \frac{\text{div } \vec{E}(z)}{\partial z} \cdot \frac{1}{\partial z} \right| \ll |k_x| \quad \Leftrightarrow \left| \frac{1}{\partial z} \cdot \frac{1}{k_x(z)} \right| \ll 1$$

Метод Вендела - Грасеяра - Бенгтссона (ВГБ)

Будет решено методом ТЕ-предобразований

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + [K_0^2 E(z) - K_2^2] E(z) = 0, \quad K_0^2 E(z) - K_2^2 = K_0^2 \left[E(z) - \frac{K_2^2}{K_0^2} \right] = K_0^2 [E(z) - \sin^2 \theta_0] = K_2^2 (z)$$

Будет искать решение в виде: $E(z) = A(z) e^{-ik_0 z / K_0}$

Если бы функция была дифференциал, то $A(z) = \text{const.} \Rightarrow E(z) = A e^{-ik_0 z / K_0}$

и $\psi(z) = \frac{K_0}{K_2} z$, т.е. $A(z) = A$, $\psi(z) = \frac{K_0}{K_2} z \Rightarrow \psi'(z) = \frac{K_0}{K_2} = \text{const.}$

В случае ПЛАВНО-изоморфометрического случая $\psi'(z) \rightarrow$ гипотеза $A(z)$ и $\psi'(z)$ являются изоморфометрическими функциями.

$\psi'(z) \sim L_2$) характеристическое значение малости членов

$\Rightarrow \psi' \sim \frac{K_2(z)}{K_0}$ значение малости пренебрежимо небольшое.

$$E'(z) = A'(z) e^{-ik_0 \psi(z)} = i k_0 \psi'(z) A(z) e^{-ik_0 \psi(z)}$$

$$E''(z) = A''(z) e^{-ik_0 \psi(z)} - 2 i k_0 \psi'(z) A'(z) e^{-ik_0 \psi(z)} - i k_0 A(z) \psi''(z) e^{-ik_0 \psi(z)} - K_0^2 A(z) (\psi'(z))^2 e^{-ik_0 \psi(z)}$$

\rightarrow пренебрежение в квадратичном уравнении:

$$A'' - [2 i k_0 \psi' A' + i k_0 \psi'' A] + K_0^2 \underbrace{[E(z) - \sin^2 \theta_0 - (\psi')^2]}_{\frac{K_2^2(z)}{K_0^2}} A = 0 \quad 1 / \lambda_{22}^2$$

$$\Rightarrow \frac{K_0^2}{K_2^2} \left[\frac{K_2^2}{K_0^2} - (\psi')^2 \right] \approx 0 \quad 2 \left(\frac{K_2}{K_0} \right)^2$$

Решение выше (после решения) не срабатывает:

$$\frac{|A''|}{K_2^2} \sim \frac{|A|}{(L_2 K_2)^2} \sim \text{величина второго порядка малости}$$

$K_2 = \frac{c_0}{\lambda_2}, \quad \lambda_2 \ll L_2 \Rightarrow K_2 L_2 \gg 1 \sim 500$ но это пренебрежение допущено.

$$\left| \frac{2 i k_0 \psi' A'}{K_2^2} \right| \sim \left| \frac{K_0 \cdot \frac{K_2}{K_0} \cdot \frac{A}{L_2}}{K_2^2} \right| \sim \left| \frac{A}{K_2 L_2} \right| \sim \text{величина 2го порядка малости (исходно.)}$$

$$\left| \frac{K_0 \psi'' A}{K_2^2} \right| \sim \left| \frac{K_0 \frac{K_2}{L_2} A}{K_2^2} \right| \sim \left| \frac{A}{K_2 L_2} \right| \sim \text{величина 2го порядка малости.}$$

В качестве приближения основное имеет вид членов первого порядка малости:

$$[E(z) - \sin^2 \theta_0 - (\psi')^2] A = 0$$

$$\text{Тогда } A \neq 0, \text{ т.е. } \psi'^2 = E(z) - \sin^2 \theta_0 = \frac{K_2^2(z)}{K_0^2}, \Rightarrow \psi'(z) = \pm \frac{K_2(z)}{K_0} = \pm \frac{\sqrt{K_2^2 - K_0^2}}{K_0}$$

$$\Rightarrow \psi(z) - \psi(z_0) = \pm \int_{z_0}^z \sqrt{E(z') - \sin^2 \theta_0} dz'$$

согласно предыдущему всегда можно так считать.

Запишем члены второго порядка малости:

$$ik_0 \psi' A' + ik_0 \psi'' A = 0, \quad \text{т.е. } \neq 0 / A$$

$$\frac{d}{dz} (\psi' A^2) = 0$$

$$\psi' A^2 = \text{const.}, \quad \text{т.е. } \Rightarrow A = \sqrt{\psi'^2} = \sqrt{E(z) - \sin^2 \theta_0}, \quad c - \text{произвольная константа.}$$

Другое решение, будем искать в виде:

$$E(z) = \frac{c_1}{\sqrt{E(z) - \sin^2 \theta_0}} e^{-ik_0 \int_{z_0}^z \sqrt{E(z') - \sin^2 \theta_0} dz'} + \frac{c_2}{\sqrt{E(z) - \sin^2 \theta_0}} e^{ik_0 \int_{z_0}^z \sqrt{E(z') - \sin^2 \theta_0} dz'}$$

~ Другое решение - суперпозиция двух выше, называемое расщеплением волн, в +z и (-z) направлениях.

Решение получается при $\sqrt{E(z) - \sin^2 \theta_0} \rightarrow 0$,

$$\sqrt{E(z) - \sin^2 \theta_0} = \frac{c_0}{K_0}. \quad \text{Сделав } K_0 \rightarrow 0, \text{ то } \lambda_2 \rightarrow \infty \text{ получим бесконечное решение } \lambda_2 \ll L_2.$$

*Пример:

Другое E(z) убывает в бесконечности, например $E(z) = l - \frac{z-z_0}{c}$. Тогда $l = L_2$, $c = 0$

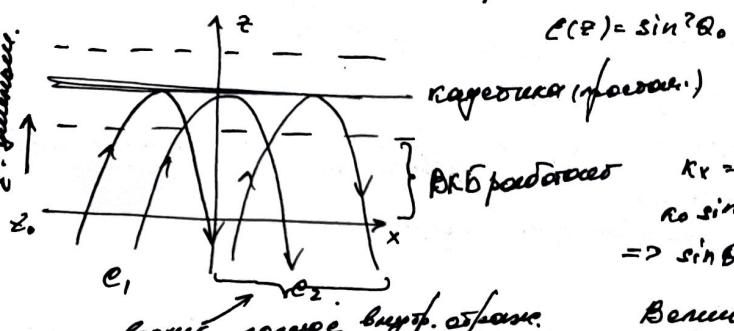
$$c = 1 - \frac{z-z_0}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega l N(z)}{m \omega^2}, \quad \text{т.е. } N(z) = N_0 \frac{z}{l}$$

$$z_0 = 0 : C(z_0) = \varrho.$$

$$E = l - \frac{4\pi c^2 N_0}{m \omega^2} \cdot \prod_{k=1}^l z = l - \frac{\varrho}{\omega}, \quad \omega = \sqrt{\frac{4\pi c^2 N_0}{m}}$$

Построим картину амплитуд (приближение волн. определ.)

и уравнение



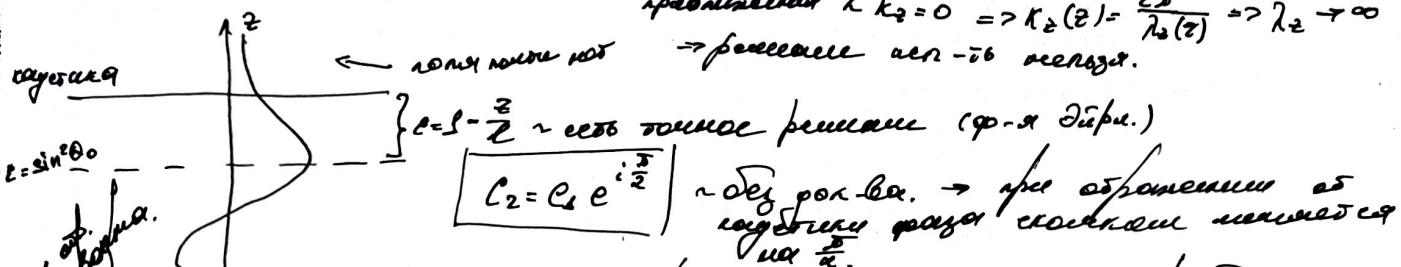
$$C(z) = \sin^2 Q_0$$

картина (представл.)

$$\text{ВЛБ расходится} \quad k_x = k_0 \sin \theta_0 = \omega \cos \varphi \\ \omega \sin \theta_0 = k_0 \sqrt{\epsilon} \sin \theta \\ \Rightarrow \sin \theta = \sin \theta_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sim \text{з-н спектр.}$$

$$\text{Величина } E(z) = \sin^2 \theta_0 = \frac{k_0^2(z)}{k_0^2} \rightarrow 0 \text{ по мере} \\ \text{приближения к } k_2 = 0 \Rightarrow k_2(z) = \frac{2\pi}{\lambda_2(z)} \Rightarrow \lambda_2 \rightarrow \infty \\ \rightarrow \text{распадение волн-в-я волны.}$$

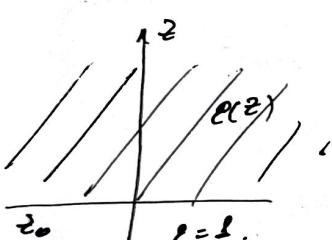
волн



$$C_2 = C_0 e^{i z / 2} \sim \text{один пол-пер. реш. (п-я з-р.)}$$

один пол-пер. \rightarrow при обрывании изделия разрыв скажет максимум на $\frac{\pi}{2}$.

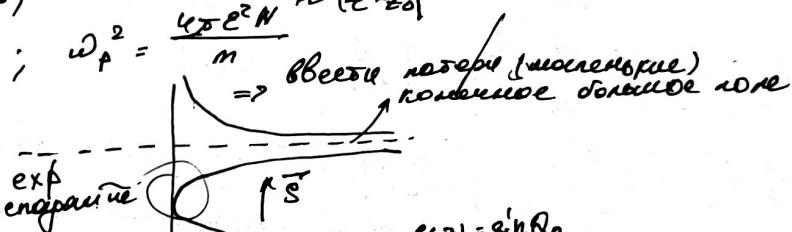
было сделано предположение: $\lambda_2(z) \ll L_0$ не расходится дальше
согласованно нет рок-форс \Rightarrow картинка не расходится. Берут две з-и ,
которые не расходятся и присоединяют к предыдущему изделию.



$$C(z) = 1 \quad \text{через } "0" \text{ и через } "1"$$

$C(z) = 0$ при погреш. волнистости ω
энергии, т.е. резонансное колебание сопровождается
изменением частоты ω \Rightarrow в отражённой волне будет
изменение фазы \Rightarrow дифракция не имеет
смысла. Следовательно, погреш. \times дифракция = согласование \vec{s}

$$E = l - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \sim (z - z_0); \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi c^2 N}{m} \sim (z - z_0)$$



$$\Rightarrow \text{весьма плавные (монотонные) колебания волны}$$

exp. спираль

\vec{s}

$$C(z) = \sin^2 \theta_0$$

28. Решение гравитационного волнового уравнения при затухании в бесконечности от 21 решения.

Излучение затухающих волнистиков в бесконечной сферической системе виде:
В затухающих волнистых домах получается математическое волновое уравнение для
векторного специального решения (для однородной, бесконечной, излучающей системы
без источника):

$$\square \vec{A} = -\frac{4\pi H}{c} \vec{j}(\vec{r}, t) \Rightarrow \vec{A} = \vec{A}(\vec{r}, t), \quad D = \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}, \quad V = \frac{c}{\sqrt{D}}.$$

$$\square \varphi = -\frac{4\pi R}{c} \vec{j}(\vec{r}, t)$$

Для замены этих членов исчезновение напоминает правило: $\operatorname{div} \vec{A} + \frac{c}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$
Зависимость затухающих токов (тандеров) от t , \vec{r} — затухание. (затухание волновых
уравнений математическое затухание $\operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$)

$$\vec{j}(\vec{r}, t), \varphi(\vec{r}, t) \rightarrow \vec{A}(\vec{r}, t), \varphi(\vec{r}, t) \rightarrow \vec{B} = \text{кот} \vec{A}, \quad \vec{E} = -\nabla \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad \vec{B} = \vec{x} \vec{H}, \quad \vec{D} = c \vec{E}$$

Задачи дубль и модуль из фразий \vec{A} , и дубль φ — модуль из величин
(или c), или $\frac{c}{c}$, либо $\frac{c}{c}$.

$$\Rightarrow \boxed{\square \varphi(\vec{r}, t) = -4\pi R \vec{j}(\vec{r}, t)} \text{ — математическое волновое уравнение}$$

Решение гравитации / однородное решение математического волнового уравнения: при затухании от источника для этой без источника:

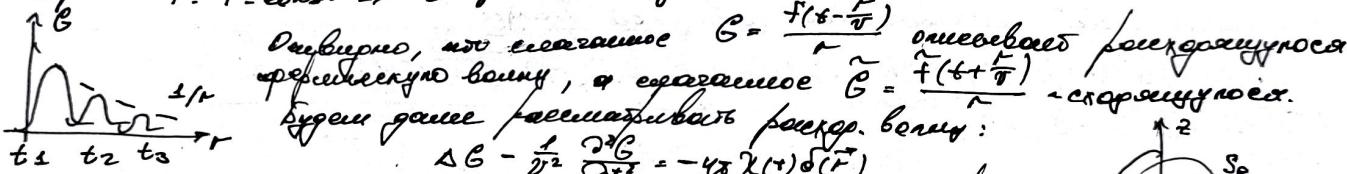
$$\text{Найдём } \text{для-} \text{этой} \text{ } \text{решения} \text{ } \text{ура-} \text{а}: \quad \square \varphi = -4\pi \chi(t) \delta(\vec{r}) \rightarrow \varphi = G(\vec{r}, t); \quad t = |\vec{r}|$$

$$\rightarrow \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2} = -4\pi \chi(t) \delta(\vec{r})$$

$$\vec{r} \neq 0; \quad \delta(\vec{r}) = 0 \rightarrow G(r, t) = \frac{u(r, t)}{r} \text{ — радиоизлучающаяся сферическая волна.}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} = 0 \leftarrow \text{однородное} \text{ } \text{решение} \text{ } \text{этого} \text{ } \text{ура-} \text{а}: \quad u(r, t) = f(t - \frac{r}{v}) + f(t + \frac{r}{v})$$

$$\text{Следует } f: \quad f = \text{const} \Rightarrow t - \frac{r}{v} = \text{const} = -\frac{r_0}{v} \Rightarrow r = v(t + \frac{r_0}{v})$$



Однако, что выражение $G = \frac{f(t - \frac{r}{v})}{r}$ описывает радиоизлучение
радиоизлучение волны, а выражение $\tilde{G} = \frac{f(t + \frac{r}{v})}{r}$ — спадающую.

Будем дальше рассматривать радиоизлучение:

$$\Delta G - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 G}{\partial r^2} = -4\pi \chi(t) \delta(\vec{r})$$

введём в это уравнение $G = \frac{f(t - \frac{r}{v})}{r}$ и решим:

$$\int_R^\infty \Delta G \, dR = \oint_R^\infty \frac{\partial^2 G}{\partial r^2} \, dR = \oint_R^\infty \frac{\partial G}{\partial r} \, dR = \frac{\partial G}{\partial r} \Big|_{r=R} = -4\pi \chi(t) \delta(\vec{r})$$

$$\frac{\partial G}{\partial r} = \frac{f(t - \frac{r}{v})}{r^2} = -\frac{1}{r^2} f(t - \frac{r}{v}) - \frac{1}{v} \cdot \frac{1}{r} f'(t - \frac{r}{v})$$

$$\int_R^\infty \Delta G \, dR = -4\pi f(t - \frac{r}{v}) \Big|_R^\infty - 4\pi \left(\frac{1}{v} f'(t - \frac{r}{v}) \right) \Big|_R^\infty = -4\pi f(t) \quad \Rightarrow \lim_{R \rightarrow \infty} \int_R^\infty \Delta G \, dR = -4\pi f(t)$$

$$\lim_{R \rightarrow 0} \int_R^\infty \frac{\partial^2 G}{\partial r^2} \, dR = -\frac{1}{v^2} \lim_{R \rightarrow 0} \int_R^\infty \frac{1}{r^2} f''(t - \frac{r}{v}) \, dR = 0 \quad \sim \text{д.р.} \text{ возникает } \frac{v^2}{2}.$$

$$\lim_{R \rightarrow 0} \int_R^\infty \frac{\partial G}{\partial r} \, dR = 0. \quad \Rightarrow \lim_{R \rightarrow 0} \int_R^\infty (-4\pi \chi(t) \delta(\vec{r})) \, dR = -4\pi \chi(t)$$

Тогда имеем: $-4\pi f(t) = -4\pi \chi(t) \Rightarrow \boxed{f(t) = \chi(t)}$, т.к. одинаковые решения
тогда, есть:

$$\boxed{G(\vec{r}, t) = \frac{\chi(t - \frac{r}{v})}{r}}$$

Если считать $f(t + \frac{r}{v}) \Rightarrow G(r, t) \neq \frac{\chi(t + \frac{r}{v})}{r}$ из-за этого и различия в сумме
радиоизлучения источника (затухающее и спадающее излучение источника в одно и другое источника в один источник).

$$\Rightarrow \square \varphi = -4\pi \chi(t) \delta(\vec{r}) \rightarrow \varphi = G(r, t) = \frac{\chi(t - \frac{r}{v})}{r}; \quad r = |\vec{r}|,$$

Замечание: такое ура-а. $-4\pi \chi(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_1) \Rightarrow \varphi = G(\vec{r}, \vec{r}_1, t)$

Просто замечание радиоизлучения

$$\boxed{G(\vec{r}, \vec{r}_1, t) = \frac{\chi(t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_1|}{v})}{|\vec{r} - \vec{r}_1|}}$$

30. Решение грани и общее решение неоднородного волнового уравнения при гармоническом задавании этого в времени. Построение свободного колебания в виде экспоненты по обобщенным методам. Условие излучения.

Обобщенный вид решения свободных волн может, выражаться, напоминающим во времени:

$$\chi(t) = \operatorname{Re} \{\chi_e(t)\}, \text{ где } \chi_e(t) = \dots$$

$$\psi_r(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{i\omega t} \rightarrow \psi(\vec{r}, t) = \operatorname{Re} \{\psi_e(\vec{r}, t)\} = \operatorname{Re} \{\psi(\vec{r}) e^{i\omega t}\}$$

$$G(r, t) = \operatorname{Re} \{G_e(r, t)\} = \operatorname{Re} \{G(r) e^{i\omega t}\}$$

Для комплексных амплитуд $\psi(\vec{r})$ имеем:

$$\Delta G_r + k^2 G_r = -4\pi e^{i\omega t} \delta(\vec{r}), \quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon \mu} = k_0 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

$$\Delta G + k^2 G = -4\pi \delta(\vec{r}), \quad \epsilon = \epsilon(\omega), \mu = \mu(\omega) \leftarrow \text{здесь зависят от } \omega.$$

$$G_r = \frac{\chi_e(t - \frac{r}{c})}{r} = \frac{e^{i\omega(t - \frac{r}{c})}}{r} = \underbrace{\frac{e^{-i\frac{\omega r}{c}}}{r}}_{G} e^{i\omega t}$$

$$\frac{\omega}{c} = k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon \mu} \Rightarrow G(r) = \frac{e^{-ikr}}{r}, \quad r = |\vec{r}|$$

$$\Delta G + k^2 G = -4\pi \delta(\vec{r} - \vec{r}_1) \rightarrow \text{запись гармонической} \rightarrow G(\vec{r}, \vec{r}_1) = \frac{e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}_1|}}{|\vec{r} - \vec{r}_1|}$$

Это верно для любых синхронизированных частот ω и констант $\epsilon(\omega), \mu(\omega)$, кроме при рассмотрении

Решение волнового ур-я при гармонической зада-ии во времени.

$$\text{Пусть исходная имеет вид } g_r = g(\vec{r}) e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow \Delta \psi_r + k^2 \psi_r = -4\pi g(\vec{r}) e^{i\omega t}$$

$$\Delta \psi + k^2 \psi = -4\pi g(\vec{r}) \quad (*)$$

Вспомогательный вид излучения грани:

$$\int [G(\vec{r}', \vec{r}_1) \Delta \vec{r}, \psi(\vec{r}') - \psi(\vec{r}) \Delta \vec{r}, G(\vec{r}', \vec{r}_1)] d\vec{r}' = \int [G(\vec{r}', \vec{r}_1) \frac{\partial \psi(\vec{r}')}{\partial n} - \psi(\vec{r}') \frac{\partial G(\vec{r}', \vec{r}_1)}{\partial n}] d\vec{s}'$$

$$\begin{aligned} & \frac{e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}_1|} - i\pi g(\vec{r}') - k^2 \psi(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{-4\pi \delta(\vec{r}' - \vec{r}_1) - k^2 G(\vec{r}', \vec{r}_1)}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} \quad \vec{r}_1 = \vec{r} \\ & -4\pi \int g(\vec{r}') \frac{e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}' + \underbrace{4\pi \int \psi(\vec{r}') \delta(\vec{r}' - \vec{r}) + \psi(\vec{r})}_{\psi(\vec{r})} = g \int \frac{e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{s}' \\ & = \psi(\vec{r}) \quad \text{Видим } R = |\vec{r} - \vec{r}'| \\ & \Rightarrow \psi(\vec{r}) = \int g(\vec{r}') \frac{e^{-ikR}}{R} d\vec{r}' + \psi' + \frac{1}{4\pi} \int \left[\frac{e^{-ikR}}{R} \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{-ikR}}{R} \right] d\vec{s}' \end{aligned}$$

Рассмотрим общий интегрирование на -интегрирование ур-я для ψ . Для этого предположим, что исходные данные для обеих граний одинаковы, то есть $\psi(\vec{r}_1) = \psi(\vec{r})$.

Имеем $\psi \approx \frac{C - ikR}{R}$ - условие излучения Задача решена.

$$\Rightarrow R \rightarrow \infty: \int \dots d\vec{s}' = 0$$

$G = \frac{C - ikR}{R}$ - решение для гармонической грани на бесконечности конечной излучательной способностью.

математически этого условия Задача решена:

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R [\frac{\partial \psi}{\partial n} + ik \psi] = 0$$

если убрать R из б. решения $\psi = e^{-ikR}$, это не имеет смысла, так как не имеет смысла убрать R .

Наше решение ур-я Гамильтонова:

$$\Delta \psi + k^2 \psi = -4\pi g(\vec{r})$$

$$\psi(\vec{r}) = \int g(\vec{r}') \frac{e^{-ikR}}{R} d\vec{r}', \quad R = c \sqrt{2H}$$

Бесконечное:

$$\Delta A + k^2 A = -\frac{4\pi H}{c} j; \quad \int_R^\infty R [\frac{\partial \psi}{\partial n} + ik \psi] = 0$$

$$\Rightarrow \vec{A}(\vec{r}) = \frac{H}{c} \int j(\vec{r}') \frac{e^{-ikR}}{R} d\vec{r}'$$

бесконечное, что требует излучения, то есть $\vec{A} = 0 \Rightarrow R \rightarrow \infty$

В итоге $R = \frac{c}{\omega}$, $\omega = 0 \Rightarrow R \rightarrow \infty$ - решение все же есть.

31. Другое решение гармонического волнового уравнения при произвольной зависимости от времени. Представление поглощений в виде суммирований со слоями источников.

Уравнение Планка для отыскания φ -ии \vec{r} :

$$\Delta \varphi - \frac{i}{R^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi g(\vec{r}, t)$$

может быть решено с помощью метода линий для гармонического поля, что при гармонической зависимости от времени для комплексной амплитуды φ имеет вид $e^{-i\omega t}$.

$$\Delta \varphi + k^2 \varphi = -4\pi g(\vec{r}), \text{ и его решение:}$$

$$g(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{r}, \omega) \frac{e^{-i\omega t}}{R} d\omega$$

Решение источника $g(\vec{r}, t)$ в сферическом пространстве:

$$g(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{r}, \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (*)$$

тогда и решение можно записать в виде интегра:

$$\varphi(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{r}, \omega) e^{i\omega t} d\omega$$

$$\Rightarrow \varphi(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{r}, \omega') \frac{e^{-i\omega t}}{R} d\omega', \text{ где } \omega' = \frac{\omega}{R} = \frac{\omega}{c} \sqrt{c\mu}; \quad \sigma = \Omega \omega$$

$$\Rightarrow \boxed{\varphi(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{r}, \omega') \frac{e^{i\omega(t - \frac{R}{c\mu})}}{R} d\omega'} \quad \text{— общее решение, если есть}\quad \text{источник.}$$

Частотный спектр (без дисперсии): $\frac{d\varphi}{d\omega} = 0 \rightarrow \varphi = \text{const.}$

$$g(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \underbrace{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{r}, \omega') e^{i\omega(t - \frac{R}{c\mu})} d\omega' \right]}_{g(\vec{r}, t - \frac{R}{c\mu})} d\omega \quad \text{— сравнивается с}\quad \text{представлением } g(\vec{r}, t). \quad (*)$$

$$\Rightarrow \varphi(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(\vec{r}, t - \frac{R}{c\mu})}{R} d\omega, \quad \text{решение подобно}\quad [g] = g(\vec{r}, t - \frac{R}{c\mu})$$

Про вторичный источник:

Пусть сфера излучения, безгранична, но без дисперсии:

$$\Delta \vec{A} - \frac{i}{R^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi N}{c} \vec{j}$$

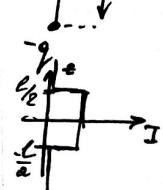
Решение в таком случае:

$$\boxed{\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{N}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{j(\vec{r}', t - \frac{R}{c\mu})}{R} d\omega' = \frac{N}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[j]}{R} d\omega'}$$

Для произвольной зависимости от времени имеем: распространение, не консервативное \rightarrow для каждого частотного слоя — это явление Занесено.

82. Экспериментальный электрический волнар (диполь Герца). Однородное излучение диполя сферической волны в вакууме и волнах земли.

Дипольный момент волны сферического диполя.



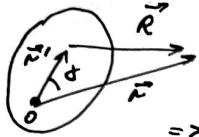
Экспериментальный излучатель: $R \ll \lambda$ (малый по сравнению с длиной волны.)
и также считают, что величина узловых расстояний земли: $\lambda \ll r$
плоско соизмерима либо меньше, либо в малой пропорции.

Уп-е дипольного излучателя:

$$\vec{A} = \frac{\mu}{c} \int \vec{j}(\vec{r}') \frac{e^{-ikR}}{R} d\Omega'$$

но поскольку соизмерим:

$$R = \sqrt{r^2 + R'^2 - 2rr' \cos \theta} = r \sqrt{1 - 2 \frac{r'}{r} \cos \theta} \approx r(1 - \frac{r'}{r} \cos \theta)$$



поскольку считают, что $R \approx r$ - мало в знаменателе (но в экспоненте нет, там получается $\sin \theta$ и $\cos \theta$ - это неизменные функции)

$$\Rightarrow \vec{A}(r') = \frac{\mu}{c} \frac{1}{r} \int \vec{j}(\vec{r}') e^{-irk + ikr' \cos \theta} d\Omega' ; \quad kR \approx kr - kr \cos \theta$$

$$\vec{j}(r') = \frac{\mu}{c} \frac{1}{r} \int \vec{j}(\vec{r}') e^{-irk + ikr' \cos \theta} d\Omega' = \frac{\mu}{c} \frac{1}{r} \int \vec{j}(\vec{r}') e^{irk \cos \theta} d\Omega'$$

считают на exp: $|kr' \cos \theta| \leq kr' \leq \frac{2\pi r}{\lambda} \ll \pi \Rightarrow$ в силу условия (\pm) можно положить $\exp \pm$.

$$\Rightarrow \vec{A} = \frac{\mu}{c} \frac{1}{r} \int \vec{j}(\vec{r}') d\Omega'$$

В разделе сферического излучения (разложение по сферическим) было показано формула для сферического в пр-е распределения излучения:

$$\int \vec{j}(\vec{r}, t) d\Omega = - \int \vec{r} d\Omega \vec{j}(\vec{r}, t) \cdot \vec{r}$$

$$\Rightarrow \int \vec{j} d\Omega = - \int \vec{r} d\Omega \vec{j}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = \left\{ \begin{array}{l} \text{в глубину} \\ \text{в стороны} \end{array} \right\} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = \int \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} d\Omega$$

т.е. если задан излучающий диполь $\vec{j} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow \vec{j} = i\omega \vec{P}$, выражая в системе координат

$$\sim \int \vec{j}(\vec{r}') d\Omega' = i\omega \vec{P} \text{, учитывая } \omega = \frac{\omega}{c} \text{ получаем:}$$

$$\boxed{\vec{A} = \mu_0 \omega \vec{P} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r}}, \text{ если } r \gg \lambda, \text{ то решение является точным}$$

$$i\omega \vec{P} = i\omega \vec{P} \delta(r')$$

Переходим к выражению для \vec{B} :

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A} = [\vec{r}, \mu_0 \omega \vec{P} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r}] = \mu_0 \omega \left[\vec{r} \frac{e^{-ikr}}{r}, \vec{P} \right] = \mu_0 \omega \left(-ik \frac{1}{r} \vec{P} \right) \frac{e^{-ikr}}{r} \underbrace{[\vec{r}_0, \vec{r}_0]}_{-\vec{r}_0 \sin \theta} =$$

$$\begin{aligned} & \vec{r}_0 \quad \vec{r}_0 \quad (-ik \frac{1}{r} \vec{P}) \frac{e^{-ikr}}{r} \vec{P}_0 \\ & \vec{r}_0 \quad \vec{r}_0 \quad = \vec{r}_0 \cdot \mu_0 \sin \theta \left(-\frac{ik \omega}{r} + \frac{i \omega k}{r^2} \right) e^{-ikr} \\ & \vec{B}_{\text{рп}} = \mu_0 H_{\text{рп}} \\ & \Rightarrow \left\{ H_{\text{рп}} = \left(\frac{ik \omega}{r^2} - \frac{ik \omega}{r} \right) \sin \theta e^{-ikr} \right\} \end{aligned}$$

$$\text{rot} \vec{H} = i \omega E \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{j}; \quad r \gg \lambda: \vec{j} = 0 \quad \left| \begin{array}{c} \vec{r}_0 \quad \vec{r}_0 \quad \sin \theta \vec{P}_0 \\ \vec{r}_0 \quad \vec{r}_0 \quad \vec{P}_0 = 0 \\ \vec{r}_0 \quad \vec{r}_0 \quad \sin \theta H_{\text{рп}} = 0 \end{array} \right| = \vec{r}_0 E_0 + \vec{Q}_0 E_0$$

$$\Rightarrow \vec{E} = -\frac{i}{\omega c} \text{rot} \vec{H} = -\frac{i}{\omega c} \cdot \frac{1}{r^2 \sin \theta} \cdot \vec{P}_0$$

$$E_r = -\frac{1}{\omega c} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot H_{\text{рп}}); \quad E_0 = \frac{i}{\omega c} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\text{рп}})$$

Амплитуда излучения все время будет и амплитуда $H_{\text{рп}}$ имеют одинаковую фазу:

$$(I) \quad \left\{ \begin{array}{l} E_r = \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{i \omega}{r} \right) e^{-ikr} \cos \theta \\ E_0 = \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{i \omega}{r} - \frac{k^2}{r} \right) e^{-ikr} \sin \theta \\ H_{\text{рп}} = \left(\frac{ik \omega}{r^2} - \frac{ik \omega}{r} \right) e^{-ikr} \sin \theta \end{array} \right\} \sim \text{коэффициент усиления } \eta \text{.$$

Погрешность решения величина:

$$r e^{i\omega t - ikr} = P e^{i\omega(t - \frac{r}{c})}$$

$$i\omega r e^{i\omega t - ikr} = \vec{P} P e^{i\omega(t - \frac{r}{c})}$$

$$-\omega^2 p e^{i\omega t - ikr} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} p e^{i\omega(t - \frac{r}{v})}$$

$$\operatorname{Re} \{ p e^{i\omega t} \} = p(t)$$

$$\Rightarrow \rho e^{j\omega t} e^{j\omega(s-\frac{t}{\tau})} g = \rho(t - \frac{s}{\tau}) = [P]$$

$$\operatorname{Re} \int i\omega p e^{i\omega t-iK^2} \frac{\partial}{\partial t} P(t-\frac{r}{\delta}) = [P]$$

$$\operatorname{Re} \{-\omega^2 p e^{i\omega t - ikr}\} = \frac{\omega^2}{k^2} [p] = [\ddot{p}]$$

$$\Rightarrow \operatorname{Re} \int E_{r,0} e^{i\omega t} \} = E_{r,0} (\vec{r}, t) \\ \operatorname{Re} \int H_{00} e^{i\omega t} \} = H_{00} (\vec{r}, t) , \quad \kappa_0 = \frac{\omega}{c} , \quad \kappa = \frac{\omega}{v}$$

$$\operatorname{Re} \left\{ H_{qp} e^{i\omega t} \right\} = H_{qp}(t, t) \quad , \quad \text{no } -\varepsilon,$$

$$\text{II} \quad E_r(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \left(\frac{2[\rho]}{\mu_0} + \frac{2[\dot{\rho}]}{\nu r^2} \right) \cos$$

$$E_0(\vec{r}, t) = \frac{e}{\epsilon} \left(\frac{[C_p]}{r^3} + \frac{[\dot{C}_p]}{r^2} + \frac{[\ddot{C}_p]}{r} \right) \sin \theta$$

$$N_q(\vec{r}, t) = \frac{f}{c} \left(\frac{[\dot{p}_x]}{r^2} + \frac{[\ddot{p}_x]}{cr} \right) \sin \Theta$$

1) I и II становятся гипотезами для последующего изучения при производстве
 2) Результаты I становятся гипотезами для исправления ошибок
записанных во бланк, для которого р = рс.

В случае такого дела одного человека в
различных областях и в разных условиях
известных автомобилей,
J.K. 2-20.

В случае такого ~~запроса~~ ~~запроса~~ можно учесть $C_{\text{св}}^2$, если $b_{\text{св}}^2$ больше

Зона сващетаниси. (могено пресеклено зачупъване)

$R \ll d$, т.е. $r \ll l$
согласно обозначенного выше изображения
 $l \ll r \ll d$ \Rightarrow $\frac{d}{r} \gg 1$

Возможное упрощение (7) даёт только условный смысл будущего выполнения неравенства:

referenced by successive gas zones.

$$F_x = \frac{2\rho \cos\theta}{\epsilon r^2}$$

$$E_0 = \frac{\rho \sin \theta}{\epsilon r^2}$$

$$H_q = \frac{ikop \sin \theta}{\mu e}$$

$$E = -\gamma \frac{(\vec{p}, \vec{r})}{r^5} = \frac{\rho}{r} \left\{ \frac{3\vec{r}(\vec{p}, \vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{p}}{r^2} \right\} \quad \begin{array}{l} \text{расщепление} \\ \text{последней} \end{array}$$

$$\vec{E} = -\nabla \frac{(p_1 r)}{er^3} = \frac{p}{e} \left(\frac{\partial p(p_1, r)}{r^3} - \frac{p}{r^2} \right)$$

$$\Rightarrow E_x = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{3\rho r}{r^3} - \frac{\rho r}{r^3} \right] = \frac{2\rho r}{r^3} = \frac{2\rho}{r^2}$$

$$E_\theta = -\frac{\rho \phi}{r^2} = -\frac{(-\rho \sin \theta)}{r^2} = \frac{\rho \sin \theta}{r^2}$$

но со временем может не со временем
зароды. Сперматоциты: ♂° ♀°

$$Er,\theta \sim \frac{1}{r^2}; Hcp \sim \frac{1}{r^2}$$

$$i = e^{i\frac{\pi}{2}}$$

$$\text{No. of cycles} = \frac{e}{\sum_{k=1}^n e_k \operatorname{Re}[E_k H_k^*]} \rightarrow n.$$

$$\rightarrow \rho_\phi \rightarrow -c$$

$$\rho\rho^* = |\rho|^2$$



$\frac{1}{n}$ значение, которое делится нацело, называется n -той единицей
 $\frac{1}{n^2}$ значение, которое делится нацело, называется n^2 -ой единицей
 $\frac{1}{n^3}$ значение, которое делится нацело, называется n^3 -ой единицей

Диаграмма: аваляется ли зола покрыта поглощением? Но! вот Небо
заслоняется: ике СЕ "у золы Н есть источник, а не приемник (таки следующий.)

Рассчитано симметрично 8.14. *

$$\frac{f_{HVC}}{2} = \frac{f_{\text{рас}}}{2} + \frac{f_{\text{вн}}}{2}$$

\downarrow
 \downarrow

числ

$$\begin{aligned}
 H_{\text{р}} r \sin \theta &= i \cos \frac{c}{r} \int_0^r \frac{c \rho \cos \theta'}{r'^3} r' \sin \theta' d\theta' + \phi' \\
 \Rightarrow H_{\text{р}} r \sin \theta &= i \cos \frac{c}{r} \rho \int_0^r \frac{\partial}{\partial r} (\sin \theta') d\theta' = r^2 \sqrt{r} - \text{две генерации} \\
 \rightarrow H_{\text{р}} &= \frac{i c \rho \sin \theta}{r^2}
 \end{aligned}$$

Быстро ищем (изображение) $\sin^2 \theta$ \rightarrow нее-то з-и Био-Савара:

$$\begin{aligned}
 \text{изображение } j = i \omega \vec{F} = i \omega \vec{r} \delta(r) &= i \omega \rho \int_0^r \frac{d\vec{l}(r')}{dr'} \cdot \vec{r}' \\
 \text{не-то з-и Био-Савара: } \vec{H} &= \int \frac{d\vec{l}(r')}{r'^3} \vec{r}' = i \omega \rho \int \frac{[\vec{r}_0 \delta(r'), \vec{r} - \vec{r}']}{|r - r'|^3} dr' = \frac{i \omega \rho [\vec{r}_0, \vec{r}]}{r^2} \\
 \Rightarrow H_{\text{р}} &= \frac{i c \rho \sin \theta}{r^2}
 \end{aligned}$$

Несколько так решают, т.е. з-и Био-Савара это решение уб-а:
 $\text{rot } \vec{H} = \frac{a_0}{c} \vec{j}$ (единственное div)

$\Rightarrow \text{div rot } \vec{H} = 0 \Rightarrow \text{div } \vec{j} = 0$ — так должно быть согласно, а у нас есть разрыв на границе.
 Если ~~это~~ ~~это~~ $\text{rot } \vec{H} = \frac{a_0}{c} \vec{j} + \frac{a_0}{c} \vec{j}_{\text{сп}}$ $\Rightarrow \text{div } (\vec{j} + \vec{j}_{\text{сп}}) = 0$
 метод не подходит \Leftarrow ~~если~~ ~~если~~ $\vec{j}_{\text{сп}}$ с током согласуется, и если ~~если~~ ~~если~~ $\vec{j}_{\text{сп}}$ с \vec{j} согласуется.

Что будет дальше об границе?
 — ~~также~~ ~~также~~ $\lambda \ll r \Rightarrow \lambda \ll 1$ — зона индуциции. Появляются дополнительные радиационные волны, но радиация уходит:

Сама зона $\lambda \ll r \Rightarrow \lambda \gg 1$ — бесконечная зона \Rightarrow бесконечность:
 $\lambda \ll \lambda \ll r \rightarrow$ дополнение об образовании согласующих волн
 нескольких сгущений, получим:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{r} \text{rot } \vec{E}_0 &= -\frac{\kappa^2}{r} \frac{e^{-i\omega t}}{r} \rho \sin \theta \\
 \text{и } H_{\text{р}} &= -\kappa_0 \kappa \frac{e^{-i\omega t}}{r} \rho \sin \theta = \frac{E_0}{2} \quad \text{— получаем } \kappa = \kappa_0 \sqrt{E_0 / \mu}, \quad r = \sqrt{\frac{\mu}{\kappa}} \text{ — конус волны} \\
 E_r &= \frac{E_0 e^{i\omega t}}{r} \frac{e^{-i\omega t}}{r^2} \rho \cos \theta. \\
 \rho = I_0 \rho_0 e^{i\omega t} &\rightarrow \omega t + k_0 r \phi = \text{const} \quad \text{— же посторонний фронт} - \text{сторона} \\
 &\Rightarrow \text{пограничный фронт} \text{ согласуется} \text{ волна}
 \end{aligned}$$

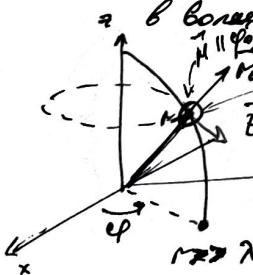
Появляется зона, что $E + H$ в зоне — зона не излучения волны в \vec{S}

$$\vec{E} = E_0 \cdot \vec{B}_0, \quad \vec{H} = H_0 \cdot \vec{B}_0; \quad \vec{r}_0 = \vec{r}$$

$$\Rightarrow \vec{E} = \frac{1}{2} [\vec{H}, \vec{r}] \quad \text{условие } [\vec{B}_0, \vec{r}_0] = \vec{B}_0, \quad \vec{B}_0, \vec{B}_0, \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_0 \quad \text{— правильное}$$

\Rightarrow в конусе зона пограничной зоны $\lambda \ll r$ согласуется как в плоской волне.

\Rightarrow согласование фронтов волны как в плоской волне.



При выполнении условия с согласием: $\lambda \ll \Delta t \ll r$.

Бывает волна синхронизирована волна



Как изменяется амплитуда?

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{r + \Delta r} \ll 1 \quad \text{— но } r \text{ не является} \quad \text{стабильной}$$

Сама последовательность не резко:

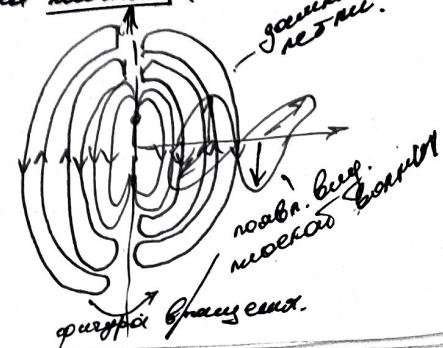
$$\sin \theta \approx \sin(\theta + \Delta \theta)$$

$$\Delta \theta = \frac{\Delta t}{r} \ll 1. \quad \Rightarrow \text{некл. излучение по зоне} \quad \text{не засчитано}$$

\Rightarrow Наблюдается согласие что волна плоская, (но это фронтовую, согласованную).

Согласование засчитано что волна плоская в зонах зон:

$\frac{1}{r}, \frac{1}{r_0}, \frac{1}{\Delta r} \sim$ согласование засчитано на основе зона зоне, не согласие не засчитано. Потом разберется у препод!



33. Дифракция на правильности излучения по научности. Согласование излучения Ампера и дифракции на правильности, поиск излучения с согласованием излучения эллиптического вибратора.

$$\text{Плотность потока энергии: } \vec{N} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}[\vec{E} \cdot \vec{H}^*]$$

$$\text{В волноводной зоне: } k \rightarrow 1 : E_0 = -\frac{c}{\epsilon} \frac{e^{-i\omega t}}{\tau} P \sin \theta$$

$$H_{\text{р}} = \frac{E_0}{\eta}$$

$$\Rightarrow \vec{P} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} E_0 \cdot \frac{E_0^*}{\eta} [\vec{H}_0, \vec{E}_0] = \vec{E}_0 \cdot \frac{c}{8\pi \eta} |E_0|^2 \rightarrow \text{представляет } E_0 : (+\text{длинная, что } \not\rightarrow \text{ш.б. комплексный} \rightarrow \text{с фазой}).$$

$$\Rightarrow S_r = \frac{c}{8\pi} \frac{k^4 |P|^2}{\epsilon^2 \eta^2} \sin^2 \theta \}, \text{ где } k = k_0 \sqrt{\epsilon \mu}, \eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

$$\text{Мощность излучения: } S_r = \frac{c}{8\pi \mu \sqrt{\epsilon \mu}} \cdot \frac{k^4 |P|^2}{\eta^2} \sin^2 \theta, \text{ при } \theta = 0, \pi : S_r = 0$$

Энергия не передается по θ и φ - новое значение: $\theta = \frac{\pi}{2} \rightarrow \sin^2 \theta = 1$.

Дифракция на правильности излучения по научности
по времени это - угловое распределение мощности, излучаемое в единичных градусах угла.

$$\Delta P = \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{\Delta \Omega} S_r d\Omega = \lim_{n \rightarrow \infty} S_r \Delta \Omega^2$$

$$\Rightarrow D(\theta, \varphi) = \lim_{\Delta \Omega \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta \Omega^2}$$

$$\Delta P = \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{\Delta \Omega} S_r r^2 d\Omega = \lim_{n \rightarrow \infty} S_r \cdot r^2 \Delta \Omega = \Rightarrow D(\theta, \varphi) = \lim_{r \rightarrow \infty} S_r (r, \theta, \varphi) r^2$$

$$\text{Составим вид излучения эллиптического вибратора: } S_r = \frac{c}{8\pi} \frac{k^4 |P|^2}{\epsilon^2 \eta^2 r^2} \sin^2 \theta$$

получим:



$$\Rightarrow D(\theta, \varphi) = \frac{c}{8\pi} \frac{1}{\epsilon^2 \eta} k^4 |P|^2 \sin^2 \theta$$

Изображено сферическое излучение, согласующее с фазой.

Если вернуться к вопросу может ли быть такое излучение правильности излучения? Нет, недопустимо, так как не может - не фазовое.

Несимметричность излучения эллиптического вибратора.

$$P_{\Sigma} = \int_{\text{всем}} \int_{\text{всем}} D(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = \int_{\text{всем}} \int_{\text{всем}} \frac{c}{8\pi} \frac{1}{\epsilon^2 \eta} |P|^2 k^4 \sin^3 \theta d\theta d\varphi$$

$$\text{для удобства: } \int \sin^3 \theta d\theta = \int (\cos^2 \theta - 1) d\cos \theta = \left(\frac{\cos^3 \theta}{3} - \cos \theta \right) \Big|_0^{\pi} = \frac{4}{3}$$

$$\text{Ит. излучение: } P_{\Sigma} \sim \omega^4 |P|^2$$

$$\Rightarrow P_{\Sigma} = \frac{1}{3} \frac{c}{\epsilon^2 \eta} k^4 |P|^2$$

$$\text{если } I = |Q| \ell \quad I + Q = 0 \rightarrow I = -Q \rightarrow \text{т.к. излучение гармоническое.}$$

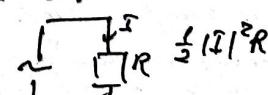
$$\Rightarrow |I| = \omega |Q| \rightarrow |I| = \frac{|Q|}{\omega} \ell \rightarrow \text{представим в } P_{\Sigma}$$

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{3} \frac{c}{\epsilon^2 \eta} k^4 |I|^2 \frac{1}{\omega^2} \ell^2 = \frac{1}{2} |I|^2 \cdot \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{4}{\eta} (k_0 \ell)^2 \quad \begin{array}{l} \text{для удобства} \\ \text{а величина разделяется согласованно.} \end{array}$$

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |I|^2 R_Z$$

$$R_Z = \frac{c}{3\omega} \cdot \frac{4}{\eta} (k_0 \ell)^2$$

Пр. Согласование излучения - величина, работающая согласованного излучения - величина, на которой при этом тоже работает величина, зависящая от параметров излучения, величина излучения, величина излучения.



$$\Rightarrow R_Z = \frac{1}{2} \frac{2}{\omega} \cdot \frac{4}{\eta} (k_0 \ell)^2$$

Общее правило излучения в вакууме: $\sigma \cdot \mu = 1 \rightarrow P_{\Sigma}^{(0)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{3} (k_0 \ell)^2$

* правило перехода в S_1 : $\frac{1}{2} \rightarrow 30 \text{ (ам.)}; k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$\Rightarrow P_{\Sigma S_1}^{(0)} = 80 \text{ Am}^2 \left(\frac{c}{\lambda} \right)^2 [Am]$$

88. Электрический магнитный диполь. Структура поля в волновой зоне, разрешение излучения и поле излучения диполя. Сопротивление излучению струевого вихря магнитных электрических диполей

Струйного действует по принципу преобразования двойственности. Поля струйных



вверх вихрь с током.

Аналог характеристика излучения диполя: $\tilde{P}^m = \frac{4\pi}{c} S \tilde{H}$, где $S = \pi a^2$

Если $a \ll \lambda$, то поле резко сокращается при $r \gg a$ и поле определяется полем магнитного диполя. Поле магнитного диполя получается из формулы для

$$\text{из фокуса } (1) \quad \tilde{P}^e \rightarrow \tilde{P}^m; \tilde{E} \rightarrow \tilde{H}; \tilde{H} \rightarrow -\tilde{E}; e \rightarrow \mu; \mu \rightarrow e; \gamma \rightarrow \frac{1}{\gamma}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{E}_r = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{2}{r^2} + \frac{2ik}{r^2} \right) e^{-ikr} \cos \theta \\ \tilde{E}_\theta = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r^2} - \frac{k^2}{r^2} \right) e^{-ikr} \sin \theta \\ \tilde{H}_\phi = \left(\frac{ik}{r^2} - \frac{k^2}{r^2} \right) e^{-ikr} \sin \theta \end{array} \right. \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} \tilde{H}_r = \frac{1}{\mu} \left(\frac{2}{r^2} + \frac{2ik}{r^2} \right) e^{-ikr} \mu^n \cos \theta \\ \tilde{H}_\theta = \frac{1}{\mu} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r^2} - \frac{k^2}{r^2} \right) e^{-ikr} \mu^n \sin \theta \\ \tilde{E}_\phi = -\left(\frac{ik}{r^2} - \frac{k^2}{r^2} \right) e^{-ikr} \mu^n \sin \theta \end{array} \right. \right\}$$

Аналогично для дипольного излучения:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{e}{8\pi} \cdot \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} k^4 |p|^2 \sin^2 \theta \Leftrightarrow D^m = \frac{e}{8\pi} \cdot \frac{1}{\mu \mu_0} k^4 |p|^2 \sin^2 \theta \quad \text{~аналогичный вид не меняется.}$$

Можно понять, что всё это справедливо в волновой зоне $\lambda \ll a$ ($k \ll r$), где $k \ll a$.

$$P_\Sigma^e = \frac{1}{3} \frac{\epsilon}{\epsilon_0} k^4 |p|^2 \Leftrightarrow P_\Sigma^m = \frac{1}{3} c \frac{1}{\mu^2} k^4 |p|^2$$

Представление для P^m :

$$\Rightarrow P_\Sigma^m = \frac{1}{3} c \frac{1}{\mu^2} k^4 \frac{\mu^2}{c^2} \frac{|I|^2}{|I|^2} (\Delta a^2)^2 = \frac{|I|^2}{2} \cdot \frac{1}{c} \cdot \frac{2}{3} \eta \Delta^2 (ka)^4 \Rightarrow R_\Sigma^m = \frac{1}{c} \frac{2}{3} \eta \Delta^2 (ka)^4$$

$$\text{В вакууме } \epsilon = \mu = 1: R_\Sigma^{(0)} = \frac{1}{c} \cdot \frac{2}{3} \eta \Delta^2 (ka)^4$$

Можно задать вопрос: какой излучатель эффективнее? У двух разных диполей в одинаковых

точках:

$$R_\Sigma^e \sim (ka)^2 \quad \text{дипольный } \lambda \ll \Delta \quad \text{при } ka \ll 1. \quad R_\Sigma^m \sim (ka)^4 \quad \text{при } ka \ll 3. \quad R_\Sigma^m < R_\Sigma^e$$

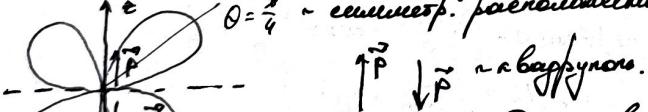
$$R_\Sigma^m \sim (ka)^4$$

\Rightarrow Магнитный диполь излучает много хуже электрического, если поперечные размеры одинаковы, "дипольных" горизонтальных излучателей.

Различие: если излучение в каждом-то момент t в 1-м диполе \rightarrow у него заряды перекосятся то вверх, то вниз. Тогда вихрь с током

это всегда противоположные горизонтальные вихри от других.

Замечание: можно сказать "что более мощным излучением (излучением):"



$\theta = \frac{\pi}{4}$ ~ симметр. распределение диполя, излучает в фронтальной.

~ горизонтальном направлении получают больше поперечных.

~ горизонтальном получают больше поперечных.

- 1) При производимой шестидесяти миллиардных, дипольных излучателей с поперечными $\lambda \ll \Delta$, поле которых считают равнозначным полюсами электрических излучателей, излучающих в начале координат.
- 2) Все диполи имеют различное излучение, но их поля в волновой зоне сокращаются при $k \gg r$ ~ излучают в сферическую вакуум.
- 3) В более поздних расчетах это спроектировано при $k \gg r$, где k - число гармоник горизонтальной.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \rightarrow r \gg \lambda/2 \quad \text{~базируется зона 1-го диполя.}$$

- 4) Чем выше горизонтальный излучатель, тем более "излучает" он излучение с б. горизонтальным излучением. Поэтому создавать излучающие излучатели горизонтальные.

Если излучение подтверждается доказательством от магнитного диполя, то не отличается его от электрического, т.е. структура вихрей в принципе остается такой же:



35. Общее представление о всех изменениях гравитационной энергии земли. Всюду \vec{g} направлено вниз.

Учебник говорит что есть еще гравитационные разности

Доказать что ~ 300 зона, где $|E'| \approx |H|$ определяется по закону $\frac{1}{r}$. Н.к. лежит в общем случае неправильно. (L -характеристикой разности небогаты.)

Доказательство условия:

$$1) R \gg L$$

$$2) \frac{\sqrt{2r}}{c} \gg L \quad (\text{зона Фраунгофера})$$

$$3) RL \gg n \gg 1 \quad \text{последние ближайшие зоны, где } n - \text{шаго вспомогательной горы}$$

Совокупное условие 1)-3) определяет дальнюю зону гравитационной энергии земли. Далее разность не вспомогательная зона не является условием? Она выполняется автоматически!

$$\frac{\sqrt{2r}}{c} = \sqrt{\frac{L}{c} \cdot \frac{R}{c}} \gg L, \text{ т.к. было } L \ll c; R \ll c.$$

Используем общую формулу для каждого логарифма:

$$\vec{A}(r) = \frac{4}{c} \int j(r') \frac{e^{-icr'}}{R} d\theta'$$

$$R = \sqrt{r^2 + n'^2 - 2rn' \cos \delta} = r \sqrt{1 - 2 \frac{n'}{r} \cos \delta + \frac{n'^2}{r^2}} = \left\{ \begin{array}{l} \text{макс } r' \leq r \\ \text{некоторое}, \\ \text{условие 1), тогда } \sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} + \dots \end{array} \right\} =$$

$$\Rightarrow R \approx r \left(1 - \frac{n'}{r} \cos \delta + \frac{1}{2} \frac{n'^2}{r^2} - \frac{1}{8} \cdot 4 \frac{n'^2}{r^2} \cos^2 \delta + \dots \right) \rightarrow \text{данное утверждение.} \\ = r \left(1 - \frac{n'}{r} \cos \delta + \frac{1}{2} \frac{n'^2}{r^2} \sin^2 \delta + \dots \right)$$

$$\text{тогда: } \frac{1}{R} \approx \frac{1}{r \left(1 - \frac{n'}{r} \cos \delta \right)} \approx \frac{1}{r} \left(1 + \frac{n'}{r} \cos \delta \right) \leftarrow \text{в зоне изменения.}$$

$$\text{представив, получим: } \vec{A}(r) = \frac{4}{cr} \int j(r') \left(1 + \frac{n'}{r} \cos \delta \right) e^{-icr + ikr' \cos \delta - ik \frac{r'}{2r} \sin^2 \delta} d\theta'$$

Чт. условие 2) является достаточное в зоне изменения:

$$\frac{n'^2}{2r} \sin^2 \delta \leq \frac{2\pi}{L} \cdot \frac{c^2}{2n} = \pi \cdot \frac{c^2}{2L} \ll \pi \rightarrow \text{можно пренебречь.}$$



$$\text{перепишем: } \vec{A}(r) = \frac{4}{cr} \int j(r') \left(1 + \frac{n'}{r} \cos \delta \right) e^{-icr + ikr' \cos \delta} d\theta'$$

$$\text{Доказываем что все ближайшие зоны: } \vec{K} = K \vec{r}_0 ! \\ \Rightarrow \vec{A}(r) = \underbrace{\frac{4}{c} \frac{c^{-icr}}{r} \int j(r') e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}'}}_{N} d\theta' + \underbrace{\frac{1}{r} \int j(r') (2, \vec{r}') e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}'}}_{\text{пог-дополнение}} d\theta' \rightarrow \text{этото сущесвущее выражение:}$$

N -близкий изменения (сущесвущее выражение выражено); - то есть пространственное преобразование \vec{r}' .

$$N(\vec{r}) = j(r') e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}'} d\theta' \sim \text{Пробле сущесвущее выражение сущесвущее выражение.}$$

Доказательство отрицания:

$$\vec{K}_{\text{общ}} = \frac{1}{cr} \int j(r') [K_x x' + K_y y' + K_z z'] e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}'} d\theta' = \left\{ \begin{array}{l} \text{то есть выражение} \\ \text{из зоны изменения} \end{array} \right\} = \frac{1}{cr} \int [I_x + I_y + I_z]$$

сущесвущее отрицание:

$$I_x - \int K_x x' j(r') e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}'} d\theta' = \left\{ \begin{array}{l} \text{использовать формулы интегрирования} \\ \text{записанные внизу} \end{array} \right\} =$$

$$= \int \int e^{ixy' + iK_x z'} dy' dz' \int \int x' j(r') e^{ixx' dx'} \stackrel{(1)}{=} i \int j(r') + x' \frac{\partial j(r')}{\partial x'} \int e^{ixx'} dx'$$

$$\int \int x' j(r') e^{ixx'} dx' = (-i) \int x' j(r') = (-i) \int x' j(r') e^{ixx'} \Big|_{-\infty}^{+\infty} - \int (x' j(r'))'_x e^{ixx'} dx' \rightarrow \text{и.к. пока не}$$

$$\text{Тогда получим: } \vec{K}_{\text{общ}} = \underbrace{\frac{1}{cr} \int 8 j(r') e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}'} d\theta'}_{N} + \underbrace{\int (x' \frac{\partial j(r')}{\partial x'} + y' \frac{\partial j(r')}{\partial y'} + z' \frac{\partial j(r')}{\partial z'}) e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}'} d\theta'}_{\text{пог-дополнение}}$$

из условия, 2) $|N| \gg \frac{8|N|}{cr}$, т.к. $c \gg L$ $\frac{N}{c} \ll 1$ т.к. сущесвущее выражение зоны сущесвущее выражение зоны сущесвущее выражение.

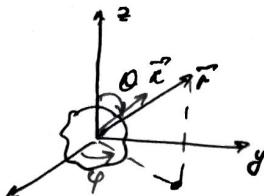
Доказательство сущесвущее:

$$x' \frac{\partial j}{\partial x} + y' \frac{\partial j}{\partial y} + z' \frac{\partial j}{\partial z} \sim \frac{\partial j}{\partial r} \sim \vec{j}' \quad (\text{сущесвущее изменения } \vec{j}' \text{ - шаго вспомогательной горы.})$$

$$\Rightarrow \vec{K}_{\text{общ}} = \frac{1}{cr} \int 3N + N \vec{j}' d\theta' \rightarrow N \gg n \gg 1 \Rightarrow N \gg \frac{n|N|}{cr} \rightarrow \text{такое}$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu}{c} \frac{e^{-ikr}}{r} \vec{N}(z)}, \text{ где } \boxed{\vec{N}(z) = \vec{j}(\vec{r}') e^{ik\vec{r}' \cdot \vec{dr}'}} \leftarrow \begin{array}{l} \text{Проецирование, не} \\ \text{затрагивающее "x" и "y" в expr.} \end{array}$$

$$\vec{N}(\vec{r}) = \vec{N}(k_x, k_y, k_z)$$



Компоненты в сферической системе координат:

$$\begin{cases} k_x = k \sin \theta \cos \varphi \\ k_y = k \sin \theta \sin \varphi \\ k_z = k \cos \theta \end{cases}$$

если пренебречь \vec{r}' $\Rightarrow \vec{N} = \vec{N}(\theta, \varphi)$, т.е. в сферической системе координат $\vec{A}(\vec{r})$ разложим в виде производных:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu}{c} \frac{\partial}{r} \frac{e^{-ikr}}{r} \vec{N}(\theta, \varphi)$$

Вспомогательный полюс:

$$\vec{B} - \text{нот} \vec{H} = [\nabla, \vec{A}] = [\nabla, \frac{\mu}{c} e^{-ikr} \cdot \frac{1}{r} \vec{N}(0, \varphi)]$$

может складываться изображение пренебрежимо, если будет знать какая ф-я меняется быстрее, а какая медленнее, если ф-я меняется медленно \rightarrow изображение \vec{B} , основное вклад дает дифракционно-излучающая функция. (она меняется на малых масштабах.)

\Rightarrow ищем синий спектральный характеристический масштаб:

$$e^{-ikr} \sim \lambda ; \frac{1}{r} \sim 1 \Rightarrow \vec{N}(0, \varphi)$$

 \Rightarrow при этом есть n -различных бореальных шаровых пучков

$$\text{Следует на условие } \frac{2\pi}{\lambda} < r \ll R \Leftrightarrow \frac{\pi}{\lambda} r \gg n \Rightarrow \frac{\pi r}{\lambda} \gg n$$

\Rightarrow характеристический масштаб изменения $\vec{N} \gg \lambda$

$\frac{2\pi}{\lambda} \gg 1 \Rightarrow r \gg \lambda \Rightarrow$ Синий спектральный масштаб у e^{-ikr} \in , тогда дифракция подавляется \Rightarrow более яркого изображения.

$$\vec{B} = \frac{\mu}{c} [\nabla e^{-ikr}, \frac{1}{r} \vec{N}] = \{ \vec{E} - k \vec{F}_0 \} = [-ik \vec{k}, \vec{A}]$$

- всплеск спектрально генерации для многих волн, но общее расстояние сферических волн не является масштабом.

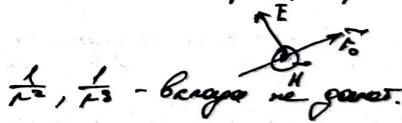
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} = \frac{1}{\mu} [-ik \vec{k}, \vec{A}]$$

Изменение \vec{E} : $\text{нот} \vec{H} = ik \epsilon_0 \vec{E} + \frac{i \sigma}{c} \vec{j}$ в синий зоне.

$$\Rightarrow \vec{E} = -\frac{i}{\epsilon_0 c} [\nabla, \vec{H}] \text{, проверка, что } \nabla \times -ik \vec{E}$$

$\Rightarrow \{ \vec{E}, \vec{H}, \vec{A} \} -$ правильный токс.

$$\Rightarrow \vec{E} = -\frac{i}{\epsilon_0 c} [-ik \vec{k}, \vec{H}] = \frac{i}{\epsilon_0 c} [\vec{H}, \vec{F}_0] = \{ \epsilon = \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_r} \}$$

 $\frac{1}{R^2}, \frac{1}{r^2} -$ всегда не равно.

$$\vec{E} = \sqrt{\epsilon} [\vec{H}, \vec{F}_0] = \eta [\vec{H}, \vec{F}_0] = \eta [\vec{H}, \vec{n}]$$

86. Динамическое характеристическое направление отлучающей системы определяемого направления \vec{S} соответствует направлению действия). Следовательно \vec{S} и определяемое направление определяется получением приведенных выражений в различных зонах

$$\vec{S} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\vec{E}, \vec{H}^*], \text{ where } \vec{E} = \vec{q} [\vec{H}, \vec{r}_0]$$

$$\Rightarrow \vec{S} = \frac{c}{8\pi} \vec{q} \operatorname{Re} [\vec{H}, \vec{r}_0], \vec{H}^* = \frac{c}{8\pi} |\vec{H}|^2 \vec{r}_0$$

$$\vec{r}_0 (\vec{N}, \vec{H}^*) - \vec{H} (\vec{r}_0, \vec{H}^*) = 0 \sim \text{orthogonality in the given zone}$$

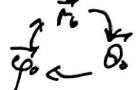
Вычисляем направление направления:

$$D = S_r r^2 \sim \text{angle between } \vec{r}_0 \text{ and } \vec{H} \text{ in the given zone (from the picture).}$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{A}}{\mu} = \frac{1}{\mu} [-ik\vec{r}_0, \vec{A}] = \frac{1}{c} \frac{e^{-i\omega t}}{r} (-ik) [\vec{r}_0, N_r \vec{r}_0 + N_\theta \vec{\theta}_0 + N_\phi \vec{\phi}_0] = \left\{ \begin{array}{l} \text{changing field} \\ \text{constant component} \end{array} \right\} = \frac{1}{c} \frac{e^{-i\omega t}}{r} (-ik) \vec{r}_0 N_\phi + \vec{r}_0 N_\theta \vec{\phi}_0$$

$$D = S_r r^2 = r^2 \cdot \frac{c}{8\pi} 2 |\vec{H}|^2, \text{ where } |\vec{H}|^2 = \frac{1}{c^2} \frac{1}{\mu^2} k^2 (|N_\phi|^2 + |N_\theta|^2)$$

$$\Rightarrow D(\theta, \phi) = \frac{1}{8\pi c} k^2 \{ |N_\theta(\theta, \phi)|^2 + |N_\phi(\theta, \phi)|^2 \}$$



Можно сформулировать единичную диаграмму направления направления:

Предположим $D = D_{\max}$ и $\phi = \phi_{\max}$. $\rightarrow D = D_{\max}$.

$$\Rightarrow f(\theta, \phi) = \frac{D(\theta, \phi)}{D_{\max}} = \frac{D(\theta, \phi)}{D(D_{\max}, \phi_{\max})}$$

Коэффициент направления действия: (KHA)

KHA \sim ratio of powers in the direction of maximum current.

$$P_\Sigma = \int \int D(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \sim \text{sumмарная мощность.}$$

$\frac{P_\Sigma}{P_0}$ \sim мощность в единицу генераторного угла.

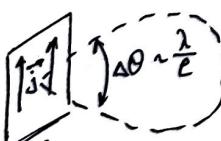
$$\Rightarrow KHA = \frac{D_{\max}}{P_\Sigma / P_0}$$

Для антенн также выражается КПД (efficiency) \sim (коэффициент мощности используется).

$$\text{КПД} = \frac{P_\Sigma}{P_{\text{раб.}}} \leftarrow \text{поглощенная мощность.}$$

G (gain) \sim коэффициент усиления.

$$G = \text{КПД} \cdot \text{KHA} = \frac{D_{\max}}{P_{\text{раб.}} / P_0}$$



Обычно говорят, что для получения узкой диаграммы направленности антенны больших электрических размеров. Это верно только для антенн с симметричным покрытием. (с изодипольным расположением полюсов на апертуре.)

Можно создать аналогичные антенны электромагнитных волн с помощью узкой диаграммой. Для этого нужно иметь однородные антенны с изодипольнойностью покрытия. (т.е. ток в однородном покрытии) \rightarrow получится электрическая дипольная антенна.

ЛС?

Обычно в реальности такие поля неизвестны.

Предположим так и получим приведенные антенны, которые имеют только полюсы \rightarrow но они нет в составе с ГЧ и их можно исключить. (но для этого требуется зеркальный зеркал.)