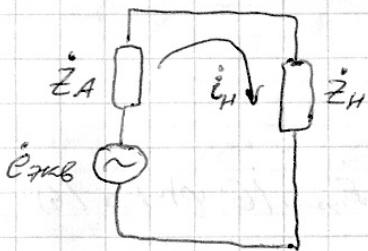


Мощность, выделяемая в нагрузке трехфазной антенны.



- В данной схеме все величины нормированы в смысле линии передачи.

$$\begin{aligned} Z_A &= \zeta_A + j\chi_A \quad \text{- сопр-е антенны в режиме} \\ Z_H &= \zeta_H + j\chi_H \quad \text{передачи.} \end{aligned}$$

Вычислим активную мощность, выделяемую в нагрузке.

$$P_H = |i_H|^2 \cdot \zeta_H, \quad (2)$$

$$\text{т.к. } \vec{E}_{\text{экв}} = j\lambda \sqrt{\frac{\sigma_{\text{пр}} \zeta_A}{\pi}} \left(\vec{E}_i, \vec{F}_{\text{пр}}^*(\theta, \varphi) \right) \quad (1)$$

\vec{E}_i - интенсивность падающей волны.

$$\vec{E}_i = \frac{\vec{E}_{mi}}{\sqrt{2Z_0}}$$

$\vec{E}_{mi} = E_m \vec{p}_E$, \vec{p}_E - комплексный орт падающей волны.

$$\vec{F}_{\text{пр}}(\theta, \varphi) = F_{\text{пр}}(\theta, \varphi) \cdot \vec{p}_A(\theta, \varphi)$$

$\vec{p}_A(\theta, \varphi)$ - комплексный орт поляризации.

Под поляризацией антенны понимаем ее поляризацию в режиме передачи.

$$\left(\vec{E}_i, \vec{F}_{\text{пр}}^*(\theta, \varphi) \right) = \left(\vec{E}_i \cdot \vec{p}_E, \vec{F}_{\text{пр}}^*(\theta, \varphi) \cdot \vec{p}_A^*(\theta, \varphi) \right) =$$

$$= \dot{E}_i F_{\text{пр}}(\theta, \varphi) \cdot \left(\vec{p}_E, \vec{p}_A^*(\theta, \varphi) \right)$$

Введем понятие κ - факт поляризации.

$$\dot{F}_p = \left(\vec{p}_E, \vec{p}_A^*(\theta, \varphi) \right) \quad (3)$$

Поэтим показан, что, если поля напряжений падающей волны таковы же как и у прошедшей волны, то $F_p = 1$.

В других случаях $0 \leq |F_p| \leq 1$.

Тогда все:

$$(\vec{E}_i, \vec{F}_{\text{при}}^*(\theta, \varphi)) = \vec{E}_i \cdot \vec{F}_{\text{при}}(\theta, \varphi) \cdot F_p \quad (4)$$

Тогда активная мощность на нагрузке будет равна:

$$P_H = \frac{G_{\text{при}} \lambda^2 \gamma_A}{\pi} \Pi_i F_{\text{при}}^2(\theta, \varphi) F_p^2 \cdot \frac{1}{|\dot{z}_A + \dot{z}_H|^2} \cdot \gamma_H =$$

$$\text{т.к. } |\dot{E}_i|^2 = \frac{E_{\text{и}}^2}{2 Z_0} = \Pi_i \quad (\Pi_i = \Pi_i(\varphi))$$

$$= \frac{G_{\text{при}} \lambda^2 \gamma_A \gamma_H}{\pi |\dot{z}_A + \dot{z}_H|^2} \cdot \Pi_i F_{\text{при}}^2(\theta, \varphi) F_p^2 \quad (5)$$

т.к. $G_{\text{при}} = \frac{Q_{\text{при}} \cdot \gamma_{\text{при}}}{k_{\text{кв}}}$ - к-т усиления

Понятие к-та согласования.

$$F_c = \frac{4 \gamma_A \gamma_H}{|\dot{z}_A + \dot{z}_H|^2} \quad (6) - \text{в общем случае.}$$

Условие согласования: $\dot{z}_H = \dot{z}_A^*$ (7)

При его выполнении в нагрузке выделяется максимальная активная мощность.

$$F_c = \begin{cases} 1, & \dot{z}_H = \dot{z}_A^* \\ < 1, & \dot{z}_H \neq \dot{z}_A^* \end{cases}$$

Тогда перепишем п. 5):

$$P_H = \frac{Q_{\text{при}} \lambda^2}{4 \pi} F_c \gamma_{\text{при}} F_p^2 F_{\text{при}}^2(\theta, \varphi) \Pi_i \quad (5')$$

Введем понятие эквивалентной мощности антенны:

$$A_{эф} = \frac{Q_{прн} \lambda^2}{4\pi} \quad (18) \quad \text{— это понятие используется только для телесной антенны.}$$

φ — из (18) — второе фундаментальное соотношение теории антенн.

Тогда:

$$P_H = \Pi_i A_{эф} F_c \eta_{прн} F_p^2 F_{прн}^2 (D, \varphi) \quad (19)$$

— первый вариант для вычисления активной мощности.

Четверо условий выделение максимальной мощности в нагрузке.

1) $F_c = 1$ — к-т согласования должен принимать максимально возможное значение.

Для этого $Z_H = Z_A^*$.

2) $F_p^2 = 1$ — к-т поляризации.

Для этого нужно, чтобы падающая волна имела ту же поляризацию, что и телесная антенна.

$$3) \eta_{прн} = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_n} = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_n} \quad (P_{\Sigma} = P_{\Sigma, \varphi}, P_n = P_{n, \varphi}).$$

$$\text{или} \quad \eta_{прн} = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_n} \quad (10)$$

Тогда $\eta_{прн} = 1$ — к-т

Для этого $R_n = 0$ — нужно обеспечить минимальные тепловые потери в элементах антенны.

4) $|F(\theta, \varphi)| = 1$, т.е. необходимо главной лентой ориентировать на источник принимаемого сигнала.

$$(\theta_0, \varphi_0) = \arg \max (|F(\theta, \varphi)|).$$

При выполнении всех условий:

$P_{H_{max}} = \Pi_i A_{\varphi\varphi}(H)$ - максимальная мощность, которую можно выделить для помеховой подавляющей ветви и для конкретной траектории антенны.

Выскажем требования для выполнения условия получим второе выражение для $\kappa - \Gamma$ согласования.

Обычно по критерию $\tau_d = 1$, т.е. антенна согласована с линией передачи.

Тогда $\tau - \kappa$ (6) принимает вид:

$$F_c = \frac{4Z_H}{|1 + \dot{Z}_H|^2} \quad (12)$$

$$\text{т.к. } \dot{Z}_H = \frac{U_H}{i_H} = \frac{U_{Hn} + U_{0H}}{U_{Hn} - U_{0H}} = \frac{1 + \dot{S}_H}{1 - \dot{S}_H} \quad (13)$$

\dot{S}_H - $\kappa - \Gamma$ отражения в нагрузке.

Тогда:

$$(1 + \dot{Z}_H) = 1 + \frac{1 + \dot{S}_H}{1 - \dot{S}_H} = \frac{2}{1 - \dot{S}_H}$$

$$|1 + \dot{Z}_H|^2 = \frac{4}{|1 - \dot{S}_H|^2} \quad (14)$$

$$Z_H = \frac{1}{2} (\dot{Z}_H + \dot{Z}_H^*) \dots$$

Окончательно:

$$F_c = 1 - \dot{S}_H^2 \quad (15)$$

Тогда вторая г. на для вычисления активной мощности в нагрузке:

$$P_H = P_i A_{эф} (1 - \beta_H^2) \text{ при } F_p^2 F_{гр}^2(\theta, \varphi) \quad (16)$$

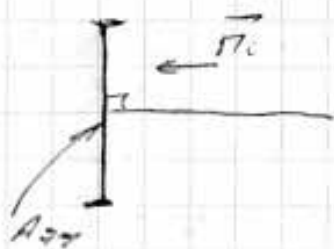
Мощность максимальна, при $\beta_H = 0$, т.е. отраженной волна отсутствует, в линии передатчика установлен режим бесрефлексивной волны.

Эффективная площадь антенны.

$$A_{эф} = \frac{Q_{гр} \lambda^2}{4\pi}$$

Для апертурных антенн $A_{эф}$ связана с геометрической площадью этих антенн S .
 Причем $A_{эф} \leq S$.

В линиях вибраторных и щелевых антенн параметр $A_{эф}$ является формальным, т.е. он не связан с размерами антенны.



По плоскости площади, излучен. из идеального проводника падает волна, причем вектор поляризации \perp ей.

Тогда $A_{эф}$ - та часть волнового фронта падающей волны, которую перехватывает антенна.

Тогда $P_i A_{эф}$ - значит мощность, перехватываемую реальной антенной из падающей волны.

Причем это максимально возможная перехватываемая мощность.

В случае малой антенны при этом активная мощность может быть только меньше, т.к. $F_p < 1$, $F_{гр} < 1$, $F_{гр}^2(\theta, \varphi) < 1$.

Вешник 1.

Задача 1. Вывод условия согласования:

$$\dot{Z}_n = \dot{Z}_A^* \quad (1)$$

При этом выделяется максимальная активная мощность.

2. Известны до конца вывод: $\Gamma_c = 1 - \beta_n^2 \quad (2)$

Дифракция эл.-магн. волн на разрыве неоднородности цепи.

Цепь имеет плоскую волну, распространяется в z -ве.

Если в этом поле находится РЛЦ, представ. собой металл или диэ. тело, то св.-во поля будет изменяться, т.к. замкнутым св.-во цепи отлич. от св.-во свободной z -ве.

$$\vec{P}_i = (\vec{E}_i, \vec{H}_i)$$

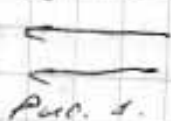


Рис. 1.

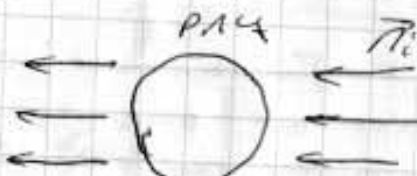


Рис. 2.

Будем считать явление дифракции на РЛЦ в этом смысле: явление отражения или рассеяния, при облучении её эл.-магн. полем.

При облучении цепи падающей волной в случае цепи в виде металл. тела на пов-ти цепи возникнет пов.-ное ток-проводимость $\vec{J}_{пов}$ - вектор плотности пов.-ного тока. При этом будем считать поле малым эл.-магн. полем.

В диэлектрич. телах возникают индуцированные токи.

В случае металл. тела на основе δ -функции $\vec{J}_{пов}$ в z $\vec{J}_{пов}$ будет возбуждать рассеянное поле: (отраженное, внешнее поле дифракции, вторичное излучение).

$$\vec{E}_z = \vec{E}_x (\vec{I}_{\text{нов}}) \quad (1)$$

Т.е. в р-ве будет суммарное поле:

$$\vec{E}_z = \vec{E}_i + \vec{E}_x \quad (2)$$

$$\vec{I}_{\text{нов}} = \vec{I}_{\text{нов}} (\vec{E}_z) \quad (3)$$

Точное решение задачи дифракции создается в соответствии с (1) и (3), т.к. $\vec{I}_{\text{нов}}$ возбуждает рассеянное поле, а само $\vec{I}_{\text{нов}}$ зависит от суммарного поля, одним из компонентов которого является рассеянное поле.

Поэтому на границе используются граничные условия.

Например, в методе граничных функций требуется, что $\vec{I}_{\text{нов}} = \vec{I}_{\text{нов}} (\vec{E}_i) \quad (4)$.

Т.е. задача дифракции создается в том, чтобы найти разрыв рассеянного поля в р-ве.

В случае неупругой среды рассеянное поле будет возбуждаться всеми n -ками среды, при этом в силу малости $\epsilon_r - 1$ Максвелла поле, порожденное отдельными n -ками среды можно считать суперпозицией, т.е. суммой геометрич. сложения парциальных полей, порожденных различными телами.

В этом смысле задача дифракции сводится к задаче интерференции $2n$ -полюсов, порожденных различными источниками.

Но в случае интерференции $\vec{I}_{\text{нов}} = \vec{I}_{\text{нов}} (\vec{E}_z)$, $\vec{E}_z \in \Omega$ считается заданным.

А при этом дифракция это разрыв суммарного поля.

т.е. следует различать внешнее и внутреннее
электрическое поле.

Внешнее - поле РЛЦ.

Внутреннее - поле РЛЦ. (\vec{E}^+, \vec{H}^+)

В случае металла, т.е. $\vec{E}^+ = \vec{0}$ и $\vec{H}^+ = \vec{0}$.

В случае диэла. тел: $\vec{E}^+ \neq \vec{0}$, $\vec{H}^+ \neq \vec{0}$.

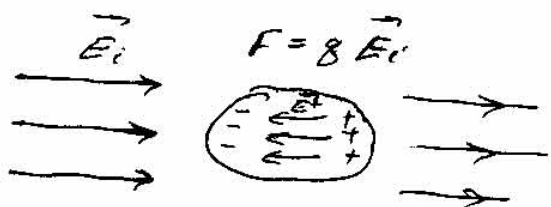
Для разложения основанное значение имеет
внешнее электрическое поле.

В л.р. по РЛЦ отмечалось, что в случае
активной и пассивной РЛЦ, основными
на работе по внутреннему полю.

Электростатическое поле для проводящих
тел.

Поле представляется концентрированным во времени:

$\vec{E}_i = \text{const}$. Рассматриваются только кон-
векционные заряды.



- по \vec{E}_i образуется \vec{E}^+ проско-
жим перемещение
зарядов.

Причем так, что полость

заряды создв. т-ком по-ва с более алгами
внутри тела создается поле \vec{E}^+ , которое
полностью компенсирует внешнее поле

$$\vec{E}^+ = -\vec{E}_i \quad (5)$$

т.е. $\vec{E}_\Sigma = \vec{E}_i + \vec{E}^+ = \vec{0}$ - внутри тела.

Толщина пов-ного слоя $\ll r$ атомов, т.е. порядка нанометров!

Покажем, что пов-ые заряды сосредоточены в тонком слое. пов-ые, т.е. $\Phi = \text{const}$ на пов-ти тела.

Докажем от противного.

Пусть в двух разных r -ках потенциалы различны, тогда $\Phi_1 - \Phi_2 \neq 0$, тогда $U = \Phi_1 - \Phi_2 \neq 0$, следовательно поперек ток, чего не может быть, т.к. расщепление электропроводности.

Значит $\Phi = \text{const}$ на пов-ти тела.

Рассмотрим влияние переноса-а зарядов в металлах. поле пог. для дельта-область электропроводности поле индуцируется электростатической индукцией.

Задача. Докажите, что внутри металла поле свободных зарядов не существует.

Докажем, что внешнее поле может проникать в пов-ти мет. тела только пог. тонким слоем.

Решаемый способ:

$\vec{E} = -\text{grad } \Phi$, Φ зависит только от расстояния перпендикулярно к пов-ти уровня. А пов-ые уровни совпадают с пов-ью самого проводящего тела.

Решаемый способ:

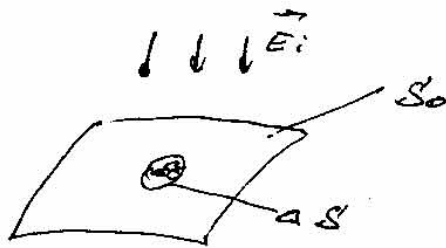
$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_\tau$ (6) - раскладывается на нормальную и тангенциальную составляющие.

Следует из-за, что $\vec{E}_\tau = 0$.

Предположим, что $\vec{E}_\tau \neq 0$, тогда внутри пов-ти движимые заряды, что в электростатике быть не может, следовательно $\vec{E} = \vec{E}_n$

Задача. Найти максимальное поле вне и внутри
 шара (по 5-му экв. Максвелла).

Покажем методологию поверхностных зарядов



Используется модель идеального проводника. Рассм.
 как пов-ти ΔS , вблизи которой сосредоточен
 заряд Δq . По ΔS будем считать и сам элемент,
 его площадь.

Тогда:

$$\rho_{пов} \triangleq \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \quad (7)$$

Свойства хорошо проводящей среды (ХПС).

• $\vec{E}_0 = \vec{E}_0 - \sqrt{\frac{\sigma}{\epsilon_0}}$ (8). (метанодобная среда).

$\epsilon_0 \ll \frac{\sigma}{\omega}$ (9) - условие ХПС.

Т.е. там электричество (и поляризация) малютого малютого
 токов проводимости на границе $\epsilon_0 \ll \frac{\sigma}{\omega}$.

Пример.

Пусть шар изготовлен из меди:

См:

$$\epsilon_0 = \epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} = 8,84 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{M}$$

• $\sigma = 5,7 \cdot 10^7 \frac{Cm}{M}$

$\lambda = 1 \text{ см} (\lambda = 30 \text{ нГц})$

$$\epsilon_0 = 8,84 \cdot 10^{-12} - \sqrt{3,02 \cdot 10^{-4}} \frac{\Phi}{M}$$

Т.е. условие (9) для см выполняется.

излучает,

т.е. для ХНС $\dot{\epsilon}_{HM} = -j \frac{\sigma}{\omega} \quad (10)$

Комплексная диэлектрическая проницаемость для металлов в квазистационарном широком диапазоне $\tau \sim \delta$ имеет минимальный χ -р.

к-т распр-я: $\dot{\chi}_0 = +j \omega \sqrt{\epsilon_{00} \mu_{00}} \quad (11)$

(10) \rightarrow (11): $\dot{\chi}_M = \sqrt{j \omega \sigma \mu_{00}}$

представим $j = e^{j \pi/2}$

Тогда: $\sqrt{j} = e^{j \frac{\pi}{4}} = \cos \frac{\pi}{4} + j \sin \frac{\pi}{4} = \frac{1}{\sqrt{2}} + j \frac{1}{\sqrt{2}}$

$\dot{\chi}_M = \sqrt{\frac{\omega \sigma \mu_{00}}{2}} + j \sqrt{\frac{\omega \sigma \mu_{00}}{2}} \quad (12)$

С другой стороны: $\dot{\chi}_M = \alpha_M + j \beta_M \quad (13)$

Тогда: $\alpha_M = \beta_M = \sqrt{\frac{\omega \sigma \mu_{00}}{2}} \quad (14)$

Фазовая скорость распр-я вл. магн. волны в ХНС:

$\omega t - \beta z + \varphi_0 = \varphi(t, z) \quad (15)$

$\varphi(t, z) = \varphi_0 = \text{const}$ - фаза волны не в-т.

Тогда: $\omega - V_{фм} \beta_M \Rightarrow V_{фм} = \frac{\beta_M}{\omega} \quad (16)$

т.е. $V_{фм} = \sqrt{\frac{\sigma \mu_{00}}{2 \omega}} \quad (17)$

Пример

Для Си на $f = 100 \text{ МГц}$.

$\mu_{00} = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$

$V_{фм} = 4188,5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ - т.е. в металле скорость почти на 5 порядков меньше, чем в вакууме.

Длина волны в металле.

$\lambda_m = v_{ph} \cdot T$ - то расстояние вдоль направл. распространения, на которое T -но затухающей вол. см. за время T высвещивания T -ой T .

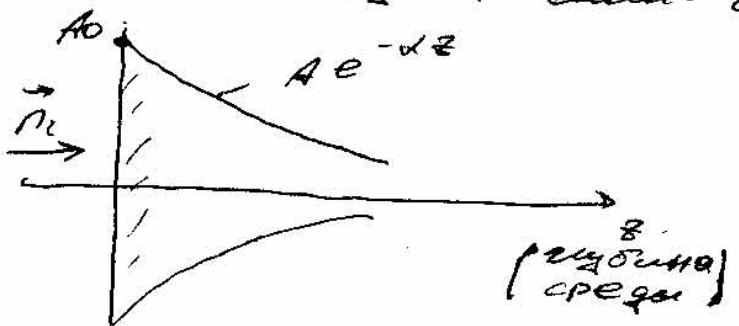
$$\lambda_m = v_{ph} \cdot \frac{2\pi T}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}} \quad (18)$$

Для ртут. трубки $\lambda_m = 4,2 \cdot 10^{-5}$ м.

т.е. длина волны намного меньше, чем в свободном пр.е.

Для металла длина волны является очень маленьким параметром.

Глубина проникновения плоской волны в металл. (Глубина скин-слоя).



$$E(z) = E_m e^{-\alpha_m z} \quad (11)$$

При заданной глубине проникновения Δ определяется разд., на котором амплитуда уменьшилась в e раз.

$$\Delta: E(\Delta) = \frac{E_m}{e}$$

$$E(\Delta) = E_m \cdot e^{-1}$$

$$\alpha_m \cdot \Delta = 1 \Rightarrow \Delta = \frac{1}{\alpha_m} \quad (20)$$

Глубина проникновения в металл.

С учетом α -а из (14):

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}} \quad (21)$$

$$\text{При } \omega \uparrow \Rightarrow \Delta \downarrow$$

$$\text{При } \sigma \uparrow \Rightarrow \Delta \downarrow$$

Это условие граничного совпадает с толщиной
скин-слоя.

Пример. Для σ : $\sigma = 5,7 \cdot 10^7 \frac{\text{См}}{\text{м}}$
 $f = 10 \text{ ГГц } (\lambda = 3 \text{ см})$

$\Delta = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$

т.е. металл имеет место сильное поглощение
энергии. Проходящая волна проникает на
малое расстояние, при этом энергия π -волн
пока не уходит в тепло. Также в металле авто-
двигаясь ток проводимости, благодаря потерям
на резистивности, нагревает провод. Выделение тепловой
энергии. Данный эффект используется в технике
свч $\mu\text{Э-В}$ (в микроволнах видят пов-ть
волноводов покрыт. слоем толщиной 10-20 мкм
для уменьшения тепловых потерь.

В технике "свч" для уменьшения ^{энерго}отражения
от кабели микроволн, ее покрывают золотом (отра-
жение происходит зеркально в сторону, отличную
от нормали к пов-ти).

Модель идеального проводника.

$\epsilon_0 = -j\infty$, $\mu_0 = \text{конст.}$
 $(\sigma = \infty)$

т.е. здесь толщина скин-слоя граничного равна 0.
и выделение тепла не происходит.

Эффективная поверхность рассеяния (ЭПР).

Сейчас ЭПР реальной цели определяется через
ЭПР эквивалентной сферы.

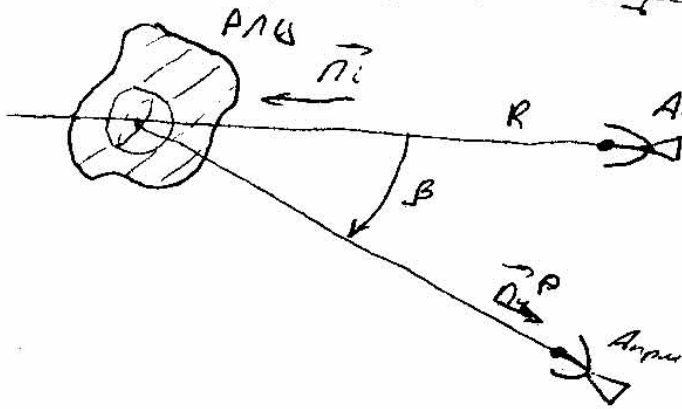
При этом характерный размер цели $a \gg \lambda$ (1)
 a - радиус сферы $\frac{a}{\lambda} \geq 10$.

Сфера обладает в св-вом в звуке оптич. областью:

1) $\sigma = \pi a^2$

2) Сфера обладает изотропной переносимостью (т.е. отраженная волна распространяется во всех напр-иях равномерно).
 На этих 2-х св-вах основано определение измерения ЭПР равных целей.

ЭПР равной цели $\sigma_{\text{ср}}$ площадью поперечного сечения цели, расположенного перпендикулярно направлению распространения плоской волны

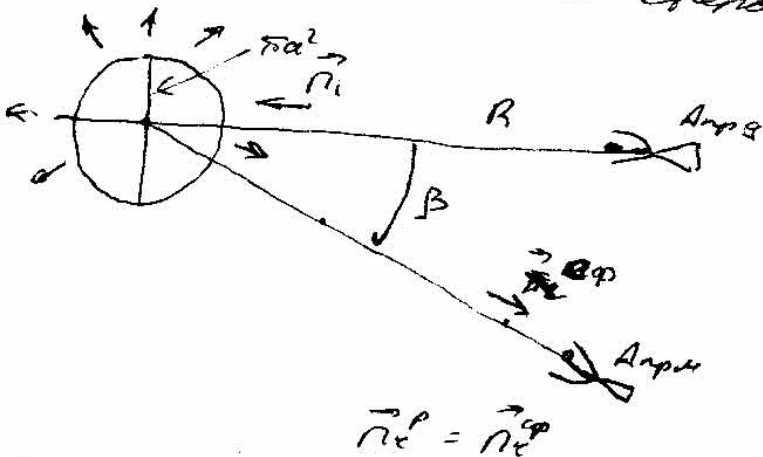


$\sigma_{\text{ср}}$ - т.е. работа мощности плоской падающей волны в сур-ти цели.

~~ЭПР~~

$\sigma_{\text{ср}}$ - т.е. работа мощности отраженной волны в сур-ти приемной антенны

Для сферической сферы:



$\vec{\pi}_r = \vec{\pi}_s$

По ЭПР равной цели вычисляется площадь поперечного сечения сферы, расположенная перпендикулярно направлению распространения плоской волны. Сфера обладает изотропной переносимостью отражением, которая помещена в звуковую среду. Она создает в сур-ти приемной антенны такую же т.е. работу

мощности, как и радиальной земли
В полноте "зависимости" вводится σ
смысла:

- создает такую же n -ю potencia мощности в
ср-ти антенны;
- сфера размещается в r -ку радиальной земли.

Идеальной сферической - тепловые потери не учитываются
входят (материал сфера - идеальной проводник).

Вывод основной формулы для расчета
ЭПР.

мощ. $P_i \rightarrow P_i, \text{ в}$
 $P_r \rightarrow P_r, \text{ в}$

$P_i = P_i \cdot \sigma / R^2$ мощность, перекрываемая плоской
поверхностью с площадью σ

Поперечное сечение сферы совпадает с $\pi \cdot r^2$ сфер
сферы на n -ю, перпен. к n -ю волне.

P_r - мощность, рассеяная сферой.

Т.к. сфера идеальная, то:

$$P_r = P_i \quad (3)$$

Т.к. сфера облучается изотропными отражателем, то
в ср-ти приемной антенны n -ю potencia
мощности:

$$P_r = \frac{P_i \sigma}{4\pi R^2} \quad (4)$$

$$P_r = \frac{\pi r^2 \sigma}{4\pi R^2} \Rightarrow \sigma = 4\pi R^2 \frac{P_r}{P_i} \quad (5) \text{ - формула для ЭПР}$$

Из ф-лы (5) ЭПР σ - эквивалентная площадь
представляет собой площадь волны в сферической
рассеянной волне изотропной радиации.

Мы-то полагаем мощность потока или локально
поверхности. $\Pi = \frac{E_m^2}{2Z_0} \quad (6) \quad (E_m = |E_m|)$

Тогда с учетом σ -из (6):

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{E_m^2}{E_{m,i}^2} \quad (7)$$

Но используя σ -из (7) основано экспериментальное
определение ЗПР.

Предложена формулировка ЗПР.

Учитывая формулировку σ -из:

$$E_{m,i} \sim \frac{1}{R} \quad (8) \quad \text{в гальванической зоне.}$$

Из σ -из (7) и условия (8) видно, что R сокращается,
т.е. в гальванической зоне ЗПР землей не зависит от
гальваности:

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{E_m^2}{E_{m,i}^2} \quad (9)$$

Результат гальванической ЗПР не зависит от R .

Определяем

Факторы, от которых зависит ЗПР:

- электродинамические параметры поверхности земли ($\sigma, \epsilon_0, \mu_0$)
- форма земли;
- размеры земли;
- поляризация падающей волны;
- угол падения и облучения земли (радиус земли
относительно антенны и передатчика);

При $\beta = 0$ имеет случай обратного рассеяния
необходимая ЗПР,

при $\beta \neq 0$ - би-обратная ЗПР.

Типовое значение пологостепенных ЭПР:

Центр тяжести: 1..5 м².

Башенный вышка: 5..20 м²

Валовый башенный вышка: 20..50 м²

Головной часть БР: 90 0,2 м².

Решетка стреловидные решетки: 10..15 м².

Крылатая решетка: 0,1 м².

Архитектурный шпиль высотой 5 м: 90 1 м².

Автомобиль, танк: 7..30 м².

Морские суда: 100..20000 м² в зависимости от размеров.

Полноценная лодка в стандартном положении: 90 140 м².

Человек: 0,8..1 м².

Т.е. ЭПР обычно мало зависит от геометрии, размеров цели.

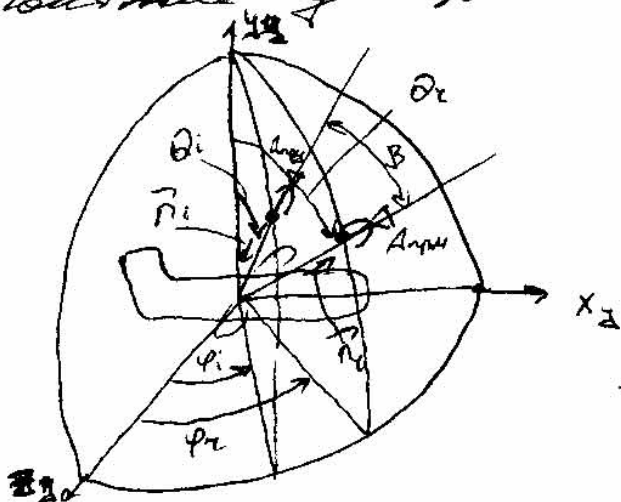
Эффект понятия ЭПР.

1. ЭПР зависит от среднего значения, т.е. учитывается только амплитудное значение.
2. В маломощный режим вводит понятие комплексной ЭПР.

$$\sigma = \sigma e^{j\psi} \quad (10)$$

ψ - фазовый сдвиг при преобразовании.

Понятие диаграммы обратного рассеяния.



Напр-е облучения (θ_i, φ_i)
 Напр-е приема (θ_r, φ_r).

В центре координат находится характеристика γ -ко цели (напр. центр масс).
 β - избыточный угол.

Диаграмма рассеяния (ЭП):

$\sigma(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r)$ - зависимость ЭПР от углов облучения и приема. (и k в ЭЭ ЭПР от дальности не зависит).

ЭПР от радиотехнических целей имеет многомерную глобальную или гиперсферическую картину, причем как-во лепестках можно увидеть отчетливое соотношение:

$$k \frac{4}{\pi} (k \geq 1)$$

Глобальная ширина лепестков $\sim 1^\circ$. Поэтому приходится глядеть большое количество элементов (порядка 10000) с малым шагом.

Ракурсы углы χ -из макнотретиными условиями приема и облучения.

В случае моностабильных систем ($\beta=0$):

$$\theta_r = \theta_i = \theta, \varphi_r = \varphi_i = \varphi.$$

Тогда моностабильная ЭПР:

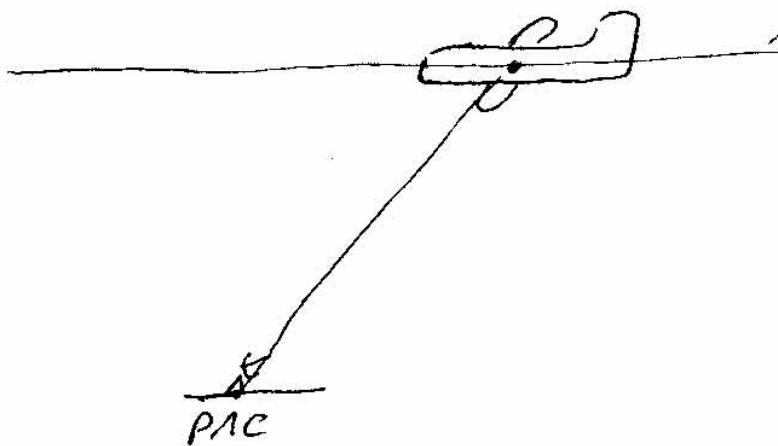
$$\sigma = \sigma(\theta, \varphi) - \text{ЭОР}.$$

Если тело представляет собой тело вращения (шар, цилиндр), то ЭПР зависит от одного угла.

В случае стелса ЭПР не зависит от углов приема и облучения.

ЭОР и ЭОР - статические РА χ -ны, т.е. зависят от угла поворота.

Динамические РА как и термисторы,



Динамическая
Гравитационная

$$\theta_i = \theta_i(t)$$

$$\varphi_i = \varphi_i(t)$$

$$\theta_r = \theta_r(t)$$

$$\varphi_r = \varphi_r(t)$$

Т.к. угол наклона антенны относительно горизонта, но и φ -угол ЭПР будет зависеть от времени:

$$\Theta_{OP} \cdot \sigma = \sigma[\theta(t), \varphi(t)]$$

Поэтому переходим к динамическим РА х-кан.

Для каждого момента времени расчет углов, расстояния, далье по ним вычисляются статические РАХ, по которым оцениваются динамические РАХ.

Надередача ЭПР в помощью параметров прямо передающей антенны.

АЭФ - х-ка приемной антенны

η - КПД, учитывающий тепловые потери

$\sigma(\theta, \varphi)$ - зависимость КНЭ от углов наклона и облучения.

Передача антенна х-сд АЭФ по мощности:

$$P^2(\theta, \varphi)$$

КНЭ учитывает способность реальной нагрузки антенны концентрировать энергию в небольшом телесном угле. При этом предполагалось, что КНЭ определялось в кант-и максимума суммарной мощности элемента РА.

Тогда можем перейти к КИЭ в зависимости от напря- А:

$Q(\theta, \varphi) = Q \cdot R^2(\theta, \varphi)$ - x - зчет зависи-
мость обрешеченного поля от углов (θ, φ) .

Будем рассм. зельв как треугольную а иоелку,
харак- мую $A_{\text{ЭЭ}}$.
Т.к. Π_i - м-я работа мачтовой полевой нагрузки,
волна, то:

$P_i = \Pi_i \cdot A_{\text{ЭЭ}}(\Pi)$ мощность, перех вобладе-
ется зельв из нагрузки. Волна.

Полная мощность, рассеивая зельво

$$P_z = \gamma P_i \quad (\gamma \leq 1) \quad (12)$$

Если бы зельв излучала изотропно, то

$$P_z' = \frac{P_z}{4\pi R^2}$$

Но зельв облучает направленно в-волна,
описываемыми $Q(\theta, \varphi)$; тогда:

$$P_z = \pi z' \cdot Q(\theta, \varphi) = \frac{P_z}{4\pi R^2} Q(\theta, \varphi) \quad (13)$$

(12), (13) \Rightarrow (14) окончательно получим:

$$P_z = \frac{\gamma \Pi_i A_{\text{ЭЭ}} Q(\theta, \varphi)}{4\pi R^2} \quad (14)$$

$$4\pi R^2 \frac{P_z}{\Pi_i} = A_{\text{ЭЭ}} \gamma \cdot Q(\theta, \varphi) \quad (15)$$

Сравнивая (14) и (15), получим:

$$\sigma = A_{\text{ЭЭ}} \gamma \cdot Q(\theta, \varphi) \quad (16)$$

т.е. зельв можно интерпретировать как зельв
перез. антенну с параметрами:

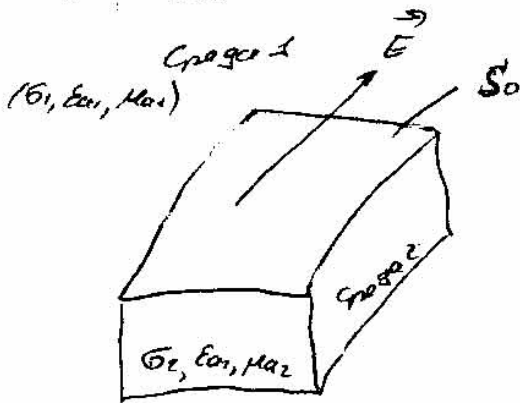
$A_{\text{ЭЭ}}$ - параметр треугольной антенны

γ - учитывает тепловое потерю;

$Q(\theta, \varphi)$ - учитывает направление в-волн
от напря- $Q(\theta, \varphi)$.

Граничные условия.

Диффузия возникает в случае, когда валик падает на поверхность либо неоднородности, т.е. на простую область, которая своим π -мат. св. валим (σ, ρ, μ) отличается от окружающего π -ва.

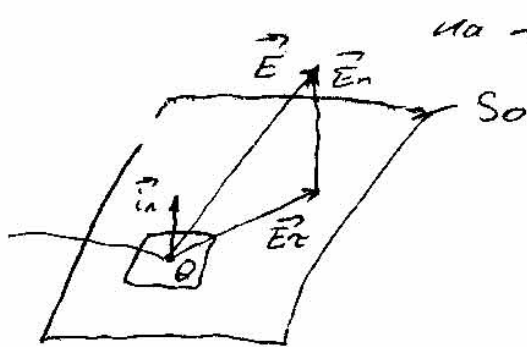


S_0 - пов-ть раздела сред

Среда отличается значением σ от среды S_0 одного параметра. Примем средой будет жидк. или газообразная и изотропная.

Параметр указывается скалярно образно. Это приводит к

тому, что составляющие векторов \vec{E} π -мат. $(\vec{E}, \vec{i}, \vec{a}, \vec{b})$ будут использоваться некоторыми значениями.



на примере вектора \vec{E} (аналогично для других векторов).

Берем произвольную точку Q на пов-ти раздела S_0 т.е. Q берем на касательную касат. м-тв.

\vec{i}_n - орт нормали к т-ти Q .

Пов-ть S_0 представляется непрерывной и изотропной.

Тогда вектор \vec{E} может быть разложен на q св. составляющие:

$$\vec{E} = \vec{E}_t + \vec{E}_n \quad (1)$$

$\vec{E}_n = \vec{E} \vec{i}_n$ - нормальная составляющая.

\vec{E}_t - векторная проекция на касат. м-тв (касательная, тангенциальная составляющая).

Граничными условиями называются соотношения между составляющими, которые имеют связь между составляющими векторов π -мат.

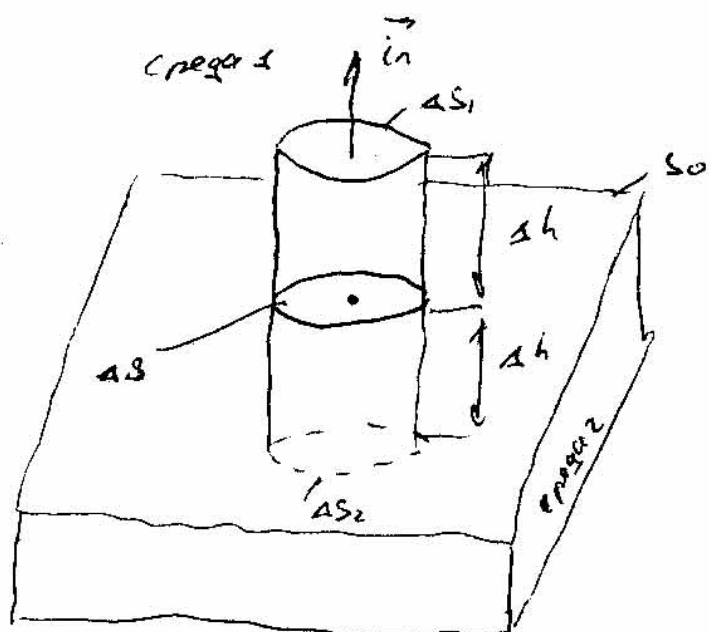
поле на границе раздела двух сред.
 Т.к. на границе раздела происходит скачок,
 то ур-е Максвелла в дифференциальной форме
 нельзя использовать (т.к. производные не суще-
 ствуют или бесконечны). Поэтому будем при-
 менять ур-е Максвелла в интегральной форме.

Взяв Гаусс. нормальные составляющие векторов \vec{E} и \vec{D} поля.

$$\oint \text{Div } \vec{D} = \rho$$

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_V \rho dV(\rho) \quad - \text{ ур. Гаусса -}$$

Остроумского



Площадку ΔS
 будем считать, чтобы:
 1) её можно было
 считать плоской;
 2) норм. составляющ.
 вектора можно
 было считать посто-
 янными.

\vec{n} - это нормаль,
 направленная из второй
 среды в первую.

применим ур-е (2) к нашей цилиндрич. поверхности:

$$\oint_{S_2} \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_{\Delta S_1} \vec{D}_1 \cdot d\vec{S} + \int_{\Delta S_{бок}} \vec{D} \cdot d\vec{S} + \int_{\Delta S_2} \vec{D}_2 \cdot d\vec{S} = \int_{V_2} \rho dV \quad (3)$$

$$S_2 = \Delta S_1 + S_{бок} + \Delta S_2$$

на ΔS_1 : $d\vec{S} = dS \cdot \vec{n}$

на ΔS_2 : $d\vec{S} = -dS \cdot \vec{n}$

Т.к. нас интересует граница объема, то $\Delta h \rightarrow 0$, тогда:

$$\int_{\Delta S_1} \vec{Q}_1 \cdot d\vec{S} = \int_{\Delta S_2} \vec{Q}_2 \cdot \vec{i}_n dS = \int_{\Delta S_2} Q_n dS = |Q_n| = |\vec{Q}_1 \cdot \vec{i}_n| =$$

$$= Q_n \int_{\Delta S_2} dS = Q_n \Delta S_2, \text{ т.к. в пределах } \Delta S, Q_n \text{ неизменно.}$$

Аналогично:

$$\int_{\Delta S_1} \vec{Q}_2 \cdot d\vec{S} = -Q_n \Delta S_2$$

Т.к. граници одинаковы, то $\Delta S_1 = \Delta S_2 = \Delta S$.

В рав-ве (3) переходим к пределу при $\Delta h \rightarrow 0$:

$$\lim_{\Delta h \rightarrow 0} \oint_{S_{\text{бок}}} \vec{Q}_i \cdot d\vec{S} = \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \left[\int_{S_{\text{бок}_1}} \vec{Q}_1 \cdot d\vec{S} + \int_{S_{\text{бок}_2}} \vec{Q}_2 \cdot d\vec{S} \right]$$

Здесь осцилляторное колебание по порядку; это означает, что как в первом, так и во втором члене величина Δh можно не учитывать и считать ее постоянной и считать в первом члене непрерывными.

$$\int_{S_{\text{бок}_1}} \vec{Q}_1 \cdot d\vec{S} = \vec{Q}_1^* \cdot S_{\text{бок}_1} = Q_1^* S_{\text{бок}} \text{ и } \int_{S_{\text{бок}_2}} \vec{Q}_2 \cdot d\vec{S}$$

$S_{\text{бок}_1} = \text{Перим} \{ \Delta S \} \Delta h$, т.к. безразмерной дуги нет, то \vec{Q}_1 по своей непрерывности и равномерности в ΔS можно по теореме о среднем значении считать Q_1^* - значением, где \vec{Q}_1 - непрерывна т.к.

$$\text{при } \Delta h \rightarrow 0 \quad S_{\text{бок}_1} \rightarrow 0 \Rightarrow \int_{S_{\text{бок}_1}} \vec{Q}_1 \cdot d\vec{S} \rightarrow 0$$

$$\text{Аналогично } \int_{S_{\text{бок}_2}} \vec{Q}_2 \cdot d\vec{S} \rightarrow 0.$$

Аналогично переходим к пределу по $\Delta h \rightarrow 0$, получим:

$$\int_{V_2} p dV \rightarrow 0 \text{ при } \Delta h \rightarrow 0.$$

$$\lim_{\Delta h \rightarrow 0} (Q_{in} \Delta S_1 - Q_{out} \Delta S_2) = \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \int_{V_1} P dV$$

$$\text{При } \Delta h \rightarrow 0 \quad \Delta S_1 \rightarrow \Delta S; \quad \Delta S_2 \rightarrow \Delta S$$

$$Q_{in} \Delta S - Q_{out} \Delta S = \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \int_{V_1} P dV \quad (4)$$

Рассмотрим два случая:

1) Отсутствие на поверхности зарядов

$$\lim_{\Delta h \rightarrow 0} \int_{V_1} P dV = 0.$$

(производная по объему отсутствует, поскольку $\rho = 0$ в объеме)

$$\text{Тогда: при } \rho_{об} = 0: \quad Q_{in} \Delta S - Q_{out} \Delta S = 0 \quad (5)$$

$$Q_{in} = Q_{out} \quad (6)$$

При отсутствии пов. ил. зарядов непрерывная составл. вектора \vec{D} при переходе границы между двумя средами.