ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
Εθνικόν και Καποδιστριακόν
Πανεπιστήμιον Αθηνών

Κεραίες

Ενότητα 2: Το πρόβλημα της ακτινοβολίας

Δημήτρης Βαρουτάς, Αριστείδης Τσίπουρας
Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα Πληροφορικής και Τηλεπικοινωνιών

Το πρόβλημα της ακτινοβολίας

ΚΕΡΑΙΕΣ
ΜΑΘΗΜΑ 2ο
Το πρόβλημα της ακτινοβολίας

ΜΔΕ Ρ/Η 2014 -2015

Δ. Βαρουτάς
Α. Τσίπουρας

Η διδακτέα ύλη του Μαθήματος

- Το πρόβλημα της ακτινοβολίας
  - Μελέτη του στοιχειώδους διπόλου
- Βασικές παράμετροι κεραιών
- Γραμμικές κεραίες
- Στοιχειοκεραίες
- Διάφοροι τύποι κεραιών και εφαρμογές
  - Κεραίες Yagi
  - Ελικοειδείς κεραίες
  - Χοανοκεραίες
  - Παραβολικές κεραίες – Gassegrain
  - Σχισμοκεραίες
  - Μικροταινιακές κεραίες (Microstip Antennae)

Περιεχόμενα ενότητας

- Το Πρόβλημα της ακτινοβολίας
- Οι Εξισώσεις του Maxwell
- Η κυματική εξίσωση – δυναμικά
- Επίλυση των εξισώσεων δυναμικού
- Εφαρμογή: Ιδανικό δίπολο
- Διάγραμμα Ακτινοβολίας

Η κυματική εξίσωση

- Από τις εξισώσεις του Maxwell…

(1) $$\text{div}\ \mathbf{D} = \rho$$

(2) $$\text{div}\ \mathbf{B} = 0$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \mathbf{E}$$
$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \cdot \mathbf{H}$$
(5)

(3) $$\text{rot}\ \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

(4) $$\text{rot}\ \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

Και τις ταυτότητες….

$$\boxed{\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) = 0}$$

$$\boxed{\nabla \times (\nabla \phi) = 0}$$

$$\boxed{\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \nabla^2 \mathbf{H}}$$

Επίλυση με τη βοήθεια δυναμικών

Ορισμός διανυσματικού δυναμικού **A**

$$\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$$

Ορισμός του βαθμωτού ηλεκτρικού δυναμικού **Φ**

$$-\nabla \Phi = \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

Συνθήκη Lorentz

$$\nabla \mathbf{A} + \mu\varepsilon \frac{\partial \Phi}{\partial t} \equiv 0$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$$

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{\varepsilon}$$

Η κυματική εξίσωση

Η χρονοεξαρτώμενη μη ομογενης κυματική εξίσωση:

$$\boxed{\nabla^2\Psi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} = -F(\mathbf{r},t)}$$

$$\text{Find} : \mathbf{A}, \Phi$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r},t) = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

Η κυματική εξίσωση

Αρμονική διέγερση:

$$\Phi(\mathbf{r}',t) = \mathrm{Re}\{\Phi(\mathbf{r}')\cdot e^{j\omega t}\}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}',t) = \mathrm{Re}\{\mathbf{A}(\mathbf{r}')\cdot e^{j\omega t}\}$$

$$\mathbf{H} = \nabla\times\mathbf{A}/\mu$$

$$\mathbf{E} = \nabla\times\mathbf{H}/\,j\omega\varepsilon$$

Helmholtz Equations

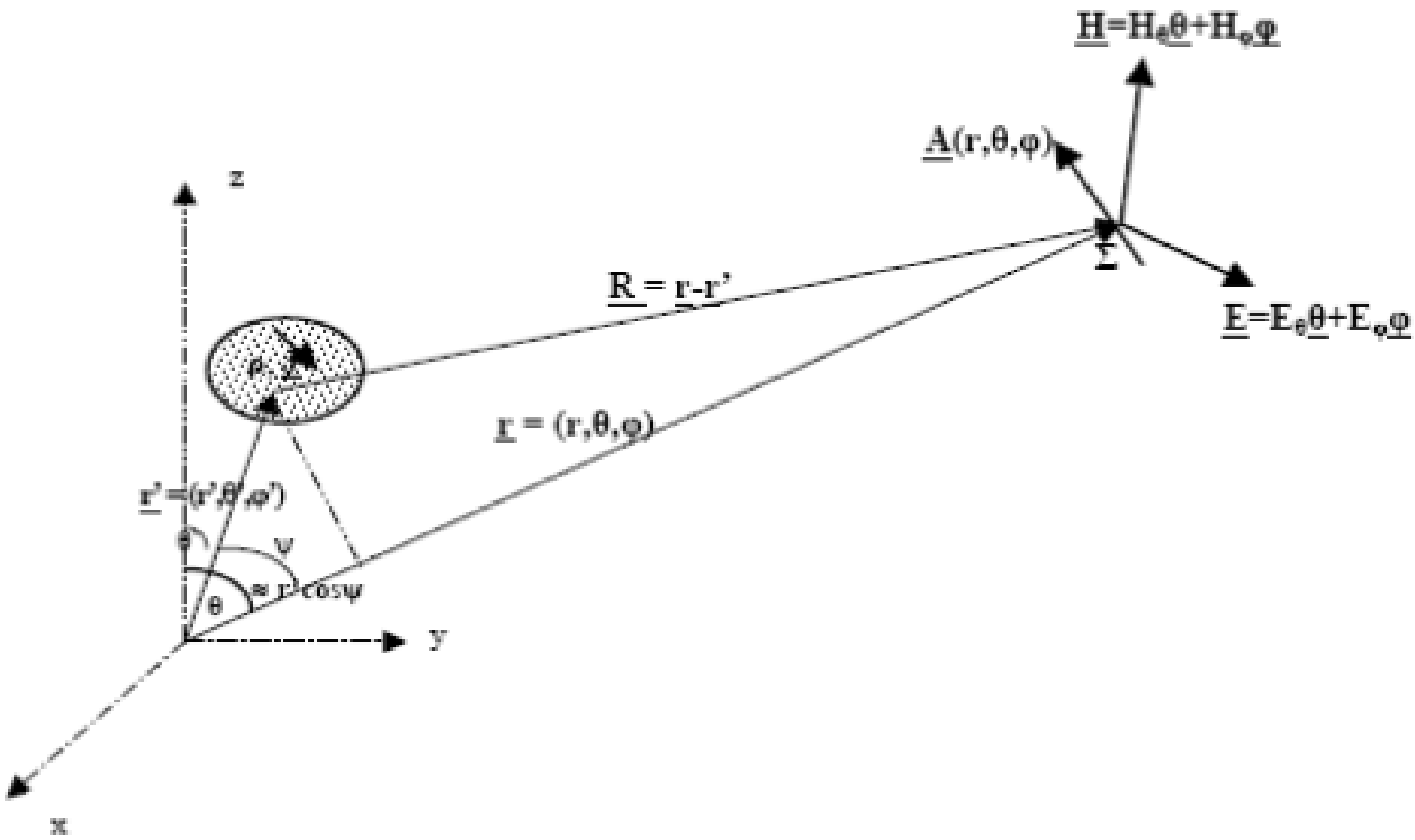
$$\nabla^2\mathbf{A}(\mathbf{r}) + k^2\mathbf{A}(\mathbf{r}) = -\mu\cdot\mathbf{J}(\mathbf{r})$$

$$\nabla^2\Phi(\mathbf{r}) + k^2\Phi(\mathbf{r}) = -\rho(\mathbf{r})/\varepsilon$$

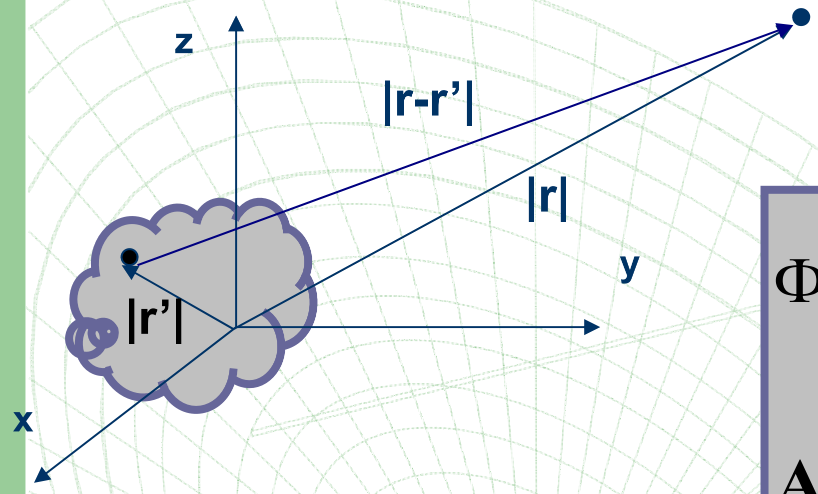
$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

... wave number

Επίλυση της κυματικής εξίσωσης στη περίπτωση μια κεραίας



Επίλυση της κυματικής εξίσωσης



$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\iiint_{V'} \frac{\rho(\mathbf{r}')e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\cdot dV'$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\cdot dV'$$

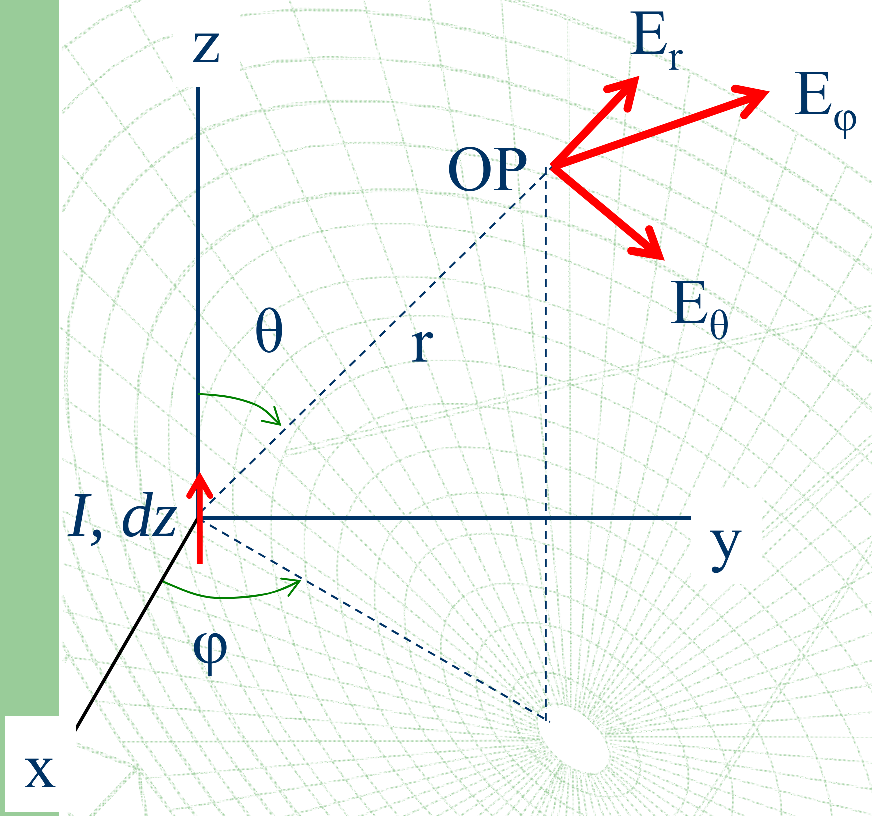
$$\rho(\mathbf{r}',t) = \mathrm{Re}\left\{\rho(\mathbf{r}')\cdot e^{j\omega t}\right\}$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}',t) = \mathrm{Re}\left\{\mathbf{J}(\mathbf{r}')\cdot e^{j\omega t}\right\}$$

$$\Phi(\mathbf{r},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\iiint_{V'} \frac{\rho(\mathbf{r}',t-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/c)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\cdot dV'$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r},t) = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}',t-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/c)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\cdot dV'$$

EM Field of Current Element



$$\vec{E} = \vec{E}_r + \vec{E}_\vartheta + \vec{E}_\varphi$$

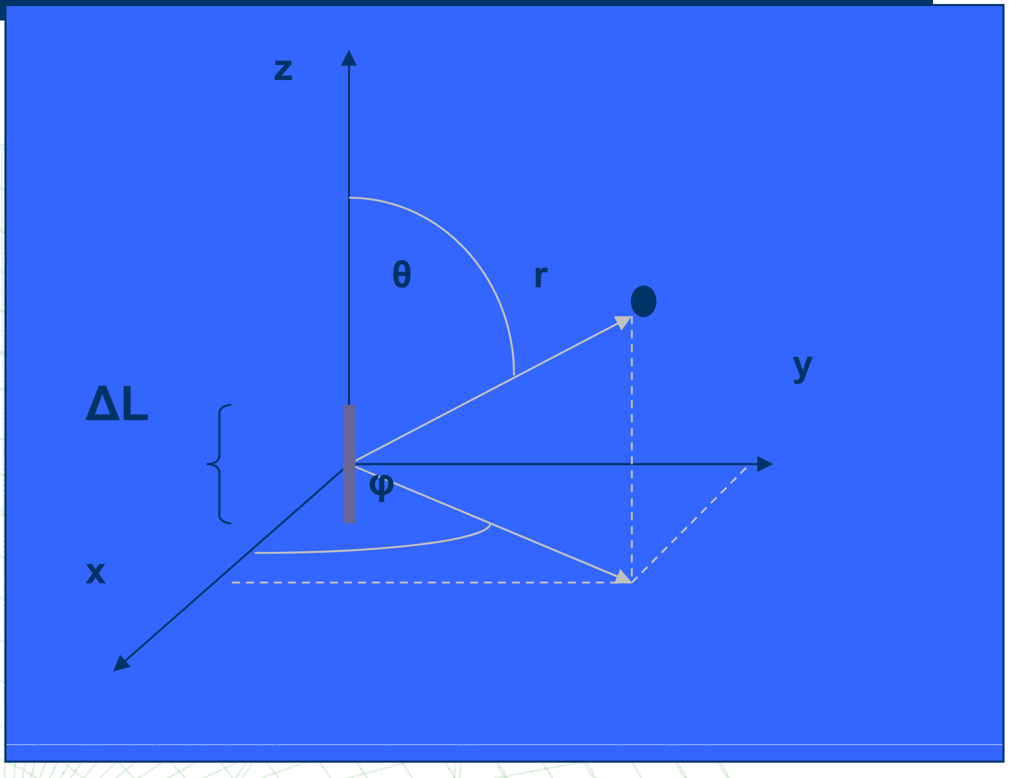
$$\vec{H} = \vec{H}_r + \vec{H}_\vartheta + \vec{H}_\varphi$$

$$|E| = \sqrt{|E_r|^2 + |E_\vartheta|^2 + |E_\varphi|^2}$$

$$|H| = \sqrt{|H_r|^2 + |H_\vartheta|^2 + |H_\varphi|^2}$$

Το ιδανικό ή στοιχειώδες δίπολο

Κατανομή ρεύματος κατα μηκος αγωγού μήκους ΔL



$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi}\iiint_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r'})e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r'}|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r'}|}\cdot \mathrm{dV'}$$

- current constant?
- coordinate system?
- distance r = r'?

Εφαρμογή : Στοιχειώδες ή ιδανικό δίπολο ΔL

Υπολογισμός διαν. Δυναμικού **A**

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \cdot \mathrm{dV}'$$

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| \approx |\mathbf{r}| = r \qquad \mathbf{J} = J \cdot \mathbf{z} \qquad I = \iint_{A'} J \cdot \mathrm{d}A' \qquad \mathrm{dV}' = \mathrm{dA}' \cdot \mathrm{dz}'$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi r} e^{-jkr} \int_{\Delta \mathrm{L}} \left(\iint_{\mathrm{A}} J \vec{\mathbf{z}}\, \mathrm{dA} \right) \mathrm{dz}'$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi r} I \cdot \Delta L \cdot e^{-jkr}\, \mathbf{z}$$

Υπολογισμός Β

$$\boxed{\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi r} I \cdot \Delta L \cdot e^{-jkr}\,\mathbf{z}}$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sin\theta\, r}\left(\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\mathrm{A}_\phi \cdot \sin\theta\right) - \frac{\partial \mathrm{A}_\theta}{\partial\phi}\right)\cdot\mathbf{r} +$$

$$\frac{1}{r}\left(\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial \mathrm{A}_r}{\partial\phi} - \frac{\partial\left(r\mathrm{A}_\phi\right)}{\partial r}\right)\cdot\boldsymbol{\theta} +$$

$$\frac{1}{r}\left(\frac{\partial\left(r\mathrm{A}_\theta\right)}{\partial r} - \frac{\partial \mathrm{A}_r}{\partial\theta}\right)\cdot\boldsymbol{\varphi}$$

$\boxed{\mathrm{A}_r = \mathrm{A}_z \cos\theta}$ $\boxed{\mathrm{A}_\varphi = 0}$ $\boxed{\mathrm{A}_\theta = -\mathrm{A}_z \sin\theta}$

Υπολογισμός των πεδίων

$$H_\varphi = -\frac{1}{4\pi} I \cdot \Delta L \cdot k^2 \cdot \sin\theta \cdot e^{-jkr}\left[\frac{1}{jkr} + \left(\frac{1}{jkr}\right)^2\right]$$

$$\mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{H} / j\omega\varepsilon$$

$$E_r = -\frac{\eta}{2\pi} I \cdot \Delta L \cdot k^2 \cdot \cos\theta \cdot e^{-jkr}\left[\left(\frac{1}{jkr}\right)^2 + \left(\frac{1}{jkr}\right)^3\right]$$

$$E_\theta = -\frac{\eta}{4\pi} I \cdot \Delta L \cdot k^2 \cdot \sin\theta \cdot e^{-jkr}\left[\frac{1}{jkr} + \left(\frac{1}{jkr}\right)^2 + \left(\frac{1}{jkr}\right)^3\right]$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \frac{k}{\omega\varepsilon}$$

Κυματική αντίσταση του ελεύθερου χώρου (120π ≈ 377ohm)

Εγγύς και μακρινό πεδίο

Near Field Approximation

$$k \cdot r << 1$$

$$E_r = \frac{\eta \cdot I \cdot \Delta L \cdot \cos\theta}{j \cdot 2\pi k r^3}$$

$$E_\theta = \frac{\eta \cdot I \cdot \Delta L \cdot \sin\theta}{j \cdot 4\pi k r^3}$$

$$H_\varphi = \frac{I \cdot \Delta L \cdot \sin\theta}{4\pi r^2}$$

E & H are in quadrature phase, thus merely energy storage

Far Field Approximation

$$k \cdot r >> 1$$

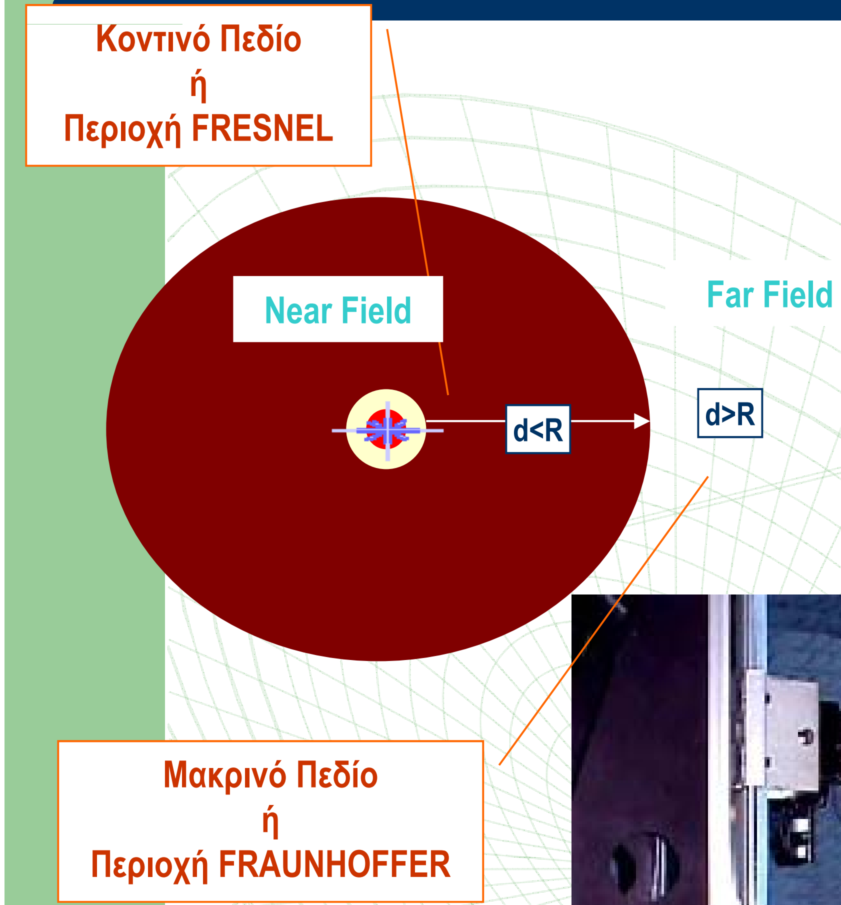
$$E_r \approx 0$$

$$E_\theta = \eta \cdot H_\varphi$$

$$H_\varphi = j\frac{I \cdot \Delta L \cdot k \cdot \sin\theta}{4\pi r} e^{-jkr}$$

E & H are in phase, thus they carry energy!

$$R = \frac{2L^2}{\lambda}$$



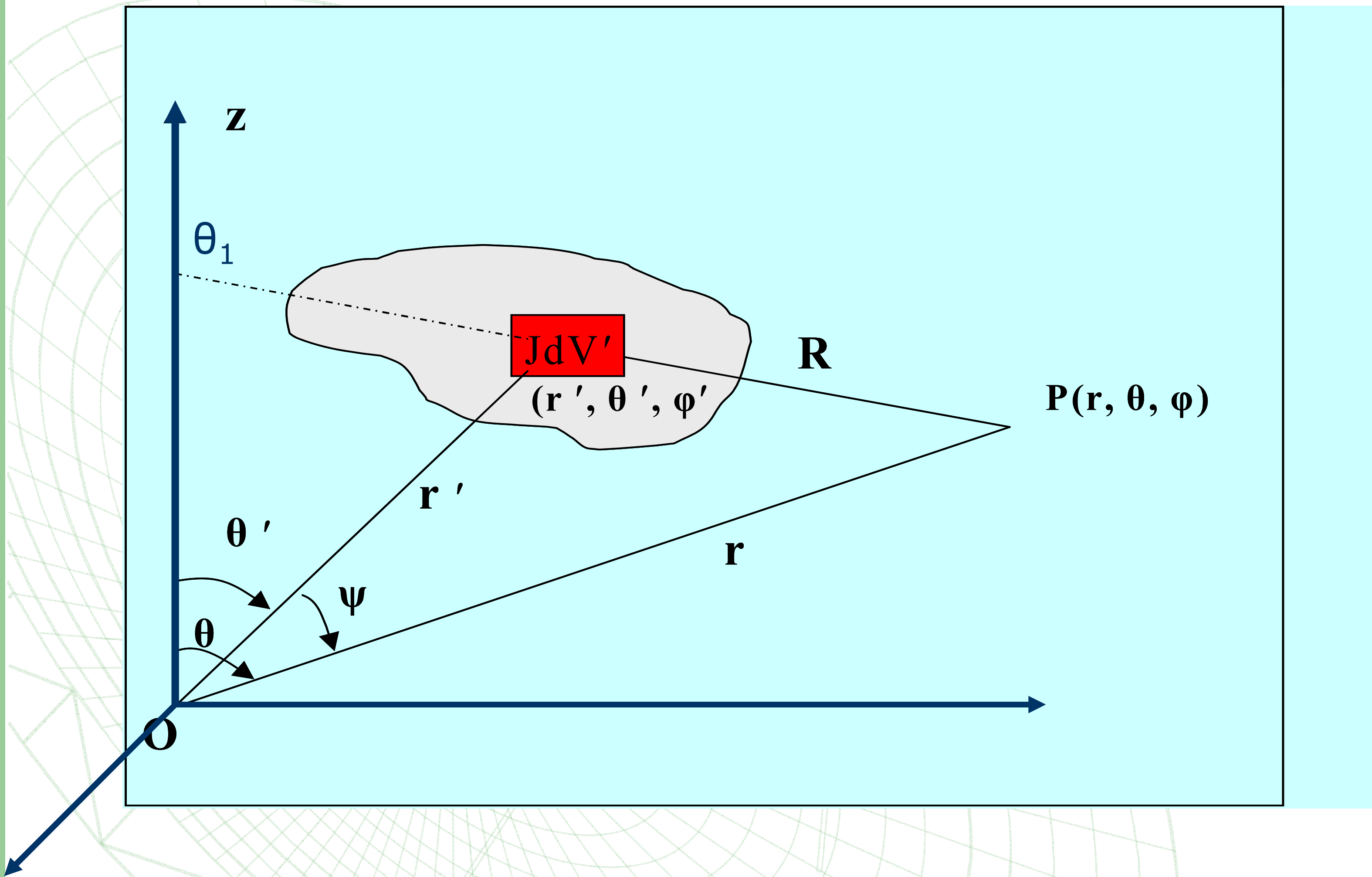
- **Σε περίπτωση εγκαταστάσεων των κεραιών, οι κεραίες εγκαθίστανται σε ιστούς ή Πυλώνες των οποίων το ύψος θα πρέπει να είναι μεγαλύτερο από το R near field**

- **Πειραματικές μετρήσεις για διερεύνηση του Κοντινού Πεδίου των κεραιών πραγματοποιούνται συνήθως σε ανηχοϊκούς θαλάμους**

- **Πειραματικές μετρήσεις σε θέματα εγκαταστάσεων κεραιών πραγματοποιούνται μόνο σε περιοχές Μακρινού Πεδίου**

- **Η στάθμη του σήματος στο κοντινό πεδίο της κεραίας είναι πολύ πιο υψηλότερη από τις αντίστοιχες στάθμες σήματος στο μακρινό πεδίο της κεραίας**

Ηλεκτρομαγνητικό Πεδίο «Τυχαίας» Κεραίας



Ηλεκτρομαγνητικό Πεδίο «Τυχαίας» Κεραίας

- Εφόσον r>>λ και r>>διαστάσεις κεραίας οι διαφορές στις ακτινικές αποστάσεις R(=r-r') και r μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες σε ότι αφορά το πλάτος του υπολογιζόμενου μεγέθους δηλ. $1/R \cong 1/r$

- Οι ευθείες που ενώνουν τις θέσεις (r′,θ′,φ′) των στοιχειωδών ρευματικών κατανομών και το μακρινό σημείο υπολογισμού P(r,θ,φ) μπορούν να θεωρηθούν παράλληλες μεταξύ τους και επομένως $\theta_1 \cong \theta$

- Οι συνιστώσες πεδίου οι οποίες εξασθενούν ταχύτερα του 1/r (πχ. $1/r^2, 1/r^3$ κ.ο.κ) θεωρούνται αμελητέες συγκριτικά με αυτές που εξασθενούν ανάλογα του 1/r. Συνεπώς, στους υπολογισμούς που αφορούν στο μακρινό πεδίο, μπορούν να αμεληθούν
- Οι διαφορές μεταξύ των ακτινικών αποστάσεων R και r′, αν και αμελητέες ως προς το πλάτος, υπολογίζονται με μεγαλύτερη ακρίβεια σε ότι αφορά τη τιμή της φάσης e^{-jkR}

- Οπότε για τη φάση: $$R \cong r - r'\sigma\upsilon\nu\psi$$

- και $$\sigma\upsilon\nu\psi = \sigma\upsilon\nu\theta\ \sigma\upsilon\nu\theta' + \eta\mu\theta\ \eta\mu\theta'\sigma\upsilon\nu(\varphi-\varphi')$$

Διαν. Δυναμικό Α και μακρυνά πεδία

$$\vec{A}(x,y,z)=\frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r}\int_V \vec{J}(r',\theta,\phi')e^{jkr'\sigma\upsilon\nu\psi}dV'=\frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r}\vec{N}(\theta,\phi)$$

$$=\frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r}\left[\hat{r}N_r(\theta,\phi)+\hat{\theta}N_\theta(\theta,\phi)+\hat{\phi}N_\phi(\theta,\phi)\right]$$

$$\vec{\mathrm{N}}(\theta,\varphi)=\int_{\mathrm{V}}\vec{\mathrm{J}}(\mathrm{r}',\theta,\varphi')\mathrm{e}^{\mathrm{jkr}'\sigma\upsilon\nu\psi}\mathrm{dV}'$$

$$r'\cos\psi=\vec{u}_r\cdot\vec{r}'$$

Αμελώντας τους τις ακτινικές συνιστώσες και όρους που εξαρτώνται από το $1/r^2$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu}\nabla \times \vec{A} =$$

$0 \qquad 0$

$$\frac{1}{\mu}\frac{\hat{r}}{r\eta\mu\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(A_{\varphi}\eta\mu\theta) - \frac{\partial A_{\theta}}{\partial\varphi}\right] + \frac{1}{\mu}\frac{\hat{\theta}}{r}\left[\frac{1}{\eta\mu\theta}\frac{\partial A_r}{\partial\varphi} - \frac{\partial}{\partial r}(rA_{\varphi})\right] +$$

0

$$+\,\partial\,\frac{1}{\mu}\frac{\hat{\varphi}}{r}\left[\frac{\partial}{\partial r}(rA_{\theta}) - \frac{\partial A_r}{\partial\theta}\right]$$

Ακτινική συνιστώσα πεδίων →0

Δίνουν Όρους $1/r^2$

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\varepsilon}\nabla \times \vec{H}$$

Μη αμελητέες συνιστώσες των πεδίων στο μακρινό πεδίο

$$H_\theta(r,\theta,\varphi) \cong -\frac{1}{\mu r}\frac{\partial}{\partial r}(rA_\varphi) = \frac{jk}{4\pi r}e^{-jkr}N_\varphi(\theta,\varphi) \quad (r >> \lambda)$$

$$H_\varphi(r,\theta,\varphi) \cong \frac{1}{\mu r}\frac{\partial}{\partial r}(rA_\theta) = -\frac{jk}{4\pi r}e^{-jkr}N_\theta(\theta,\varphi) \quad (r >> \lambda)$$

απευθείας από τις πάνω εξισώσεις εάν αντικατασταθούν τα μ, Α με τα jωε και Η αντίστοιχα n= $\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$:

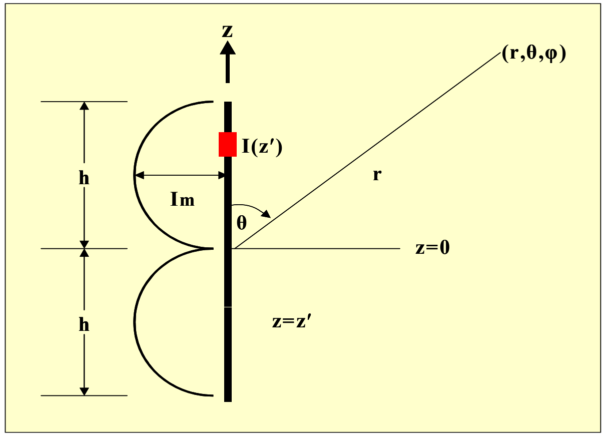
$$E_\theta(r,\theta,\phi) \cong -\frac{1}{j\omega\varepsilon r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_\phi) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi r}e^{-jkr}N_\theta(\theta,\phi) = nH_\phi \quad \mathbf{(r >> \lambda)}$$

$$E_\phi(r,\theta,\phi) \cong \frac{1}{j\omega\varepsilon r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_\theta) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi r}e^{-jkr}N_\phi(\theta,\phi) = -nH_\theta \quad \mathbf{(r >> \lambda)}$$

$$\vec{E} = -j\omega\vec{A} \qquad \vec{H} = \frac{1}{n}\hat{u}_r \times \vec{E}$$

Διπολικές κεραίες τυχαίου μήκος

- Σε διπολική κεραία, πεπερασμένου μήκους 2h, η ρευματική κατανομή δεν είναι σταθερή.
- για λεπτές κεραίες (αγωγοί μικρής διαμέτρου π.χ. λ/100), η ρευματική κατανομή έχει ημιτονοειδή μορφή :



$$I(z) = \eta\mu[k(h - |z|)]\ ,\quad -h \le z \le +h$$

$$\vec{N}(\theta,\varphi) = \int_{V'} \vec{J}(r',\theta',\varphi')e^{jkr'\sigma\upsilon\nu\psi}dV' = \hat{z}\int_{-h}^{+h} Ie^{jk|z'|\sigma\upsilon\nu\psi}\eta\mu[k(h - |z'|)]dz'$$

$$|z'|\sigma\upsilon\nu\psi = \begin{cases} z'\sigma\upsilon\nu\theta & 0 \le z' \le +h \\ -z'\sigma\upsilon\nu(\pi - \theta) = z'\sigma\upsilon\nu\theta & -h \le z' \le 0 \end{cases}$$

$$\vec{N}(\theta,\phi) = 4I\frac{\sigma\upsilon\nu(kh\sigma\upsilon\nu\theta) - \sigma\upsilon\nu(kh)}{k\eta\mu^2\theta}\hat{z}$$

$$\vec{N} = N_z\hat{z} \Rightarrow N_\varphi = 0,\ N_\theta = -N_z\eta\mu\theta = -\hat{z}4I\frac{\sigma\upsilon\nu(kh\sigma\upsilon\nu\theta) - \sigma\upsilon\nu kh}{k\eta\mu\theta}$$

Αρχή διατήρησης της ισχύος

- Έστω χώρος V που περιορίζεται από κλειστή επιφάνεια S. Η μιγαδική ισχύς που εκπέμπεται από τις πηγές εντός του V είναι:

$$\boxed{P_S = P_r + P_d + 2j\omega(W_H - W_E)}$$

$$\boxed{P_S = P_{ave} + jP_a}$$

$$\boxed{P_r = \frac{1}{2}\oint_S \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot d\vec{S}}$$ Ισχύς ακτινοβολίας

$$P_d = \frac{1}{2}\int_V \sigma |E^2| dV$$ Ισχύς απωλειών

$$W_H = \frac{1}{2}\int_V \frac{1}{2}\mu |H^2| dV$$ Αποθηκευόμενη ενέργεια Μαγνητικού πεδίου

$$W_E = \frac{1}{2}\int_V \frac{1}{2}\varepsilon |E^2| dV$$ Αποθηκευόμενη ενέργεια Ηλεκτρικού πεδίου

$$P_S = \frac{1}{2}\int_V \vec{E} \cdot \vec{J}\, dV$$

Εγγύς και μακρινό πεδίο στο στοιχειώδες δίπολο

Near Field Approximation

Fresnel Region

$$k \cdot r << 1$$

$$R = \frac{2L^2}{\lambda}$$

Far Field Approximation

Fraunhofer Region

$$k \cdot r >> 1$$

$$\mathrm{E_r} = \frac{\eta \cdot I \cdot \Delta L \cdot \cos\theta}{j \cdot 2\pi k r^3} e^{-jkr}$$

$$\mathrm{E_\theta} = \frac{\eta \cdot I \cdot \Delta L \cdot \sin\theta}{j \cdot 4\pi k r^3} e^{-jkr}$$

$$\mathrm{H_\varphi} = \frac{I \cdot \Delta L \cdot \sin\theta}{4\pi r^2} e^{-jkr}$$

E & H έχουν διαφορά φάσης π/2, (αποθήκευση ενέργειας)

$$\boxed{\mathrm{E_r} \approx 0}$$

$$\mathrm{E_\theta} = \eta \cdot \mathrm{H_\varphi}$$

$$\mathrm{H_\varphi} = j \frac{I \cdot \Delta L \cdot k \cdot \sin\theta}{4\pi r} e^{-jkr}$$

$$\eta = 377\,\Omega = 120\pi\,\Omega$$

E & H σε φάση, (ακτινοβολία)

$$P_{rms} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}[\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}^*] = \frac{1}{2}\mathrm{Re}[\hat{a}_r E_\theta H_\phi^* - \hat{a}_\theta E_r H_\phi^*]$$

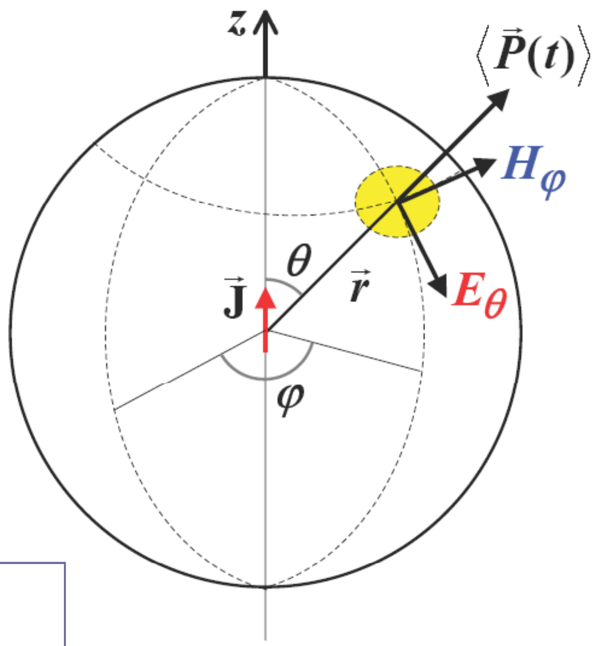
Συμπεράσματα:

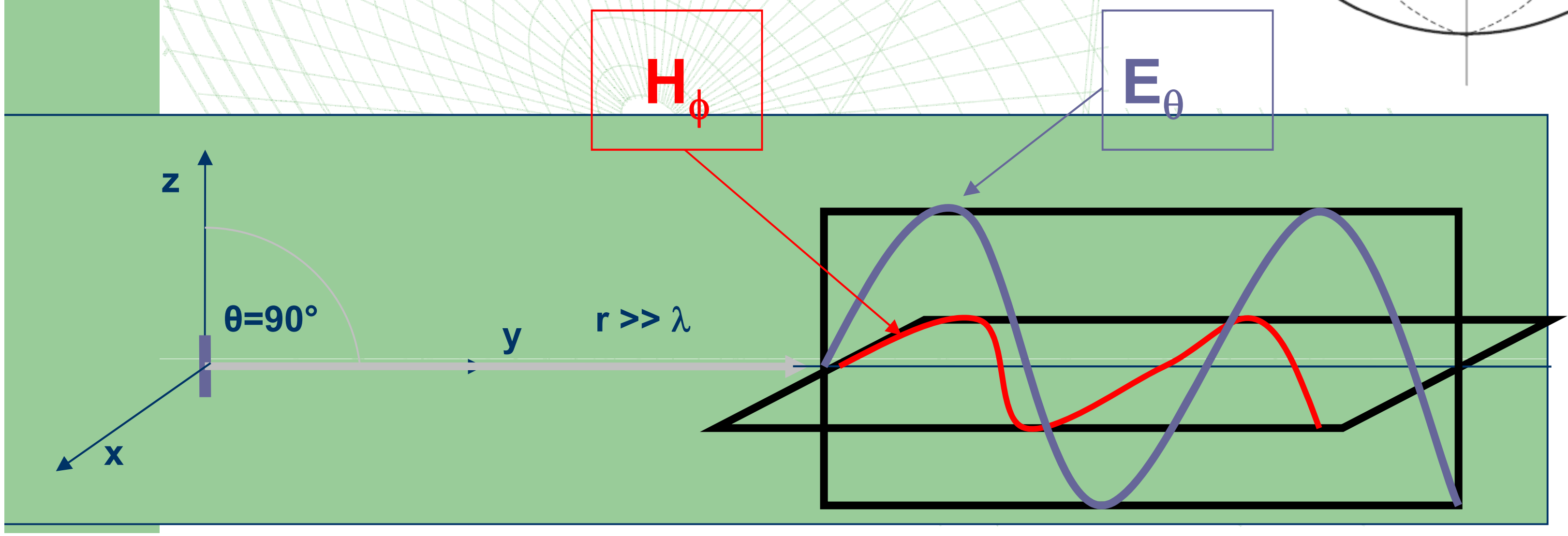
- Το μακρυνό πεδίο οποιασδήποτε κεραίας είναι TEM
- Το μακρινό πεδίο = επίπεδο κύμα
- Πχ για το στοιχειώδες δίπολο:

$$\mathrm{H}_{\varphi} = \mathrm{H}_{\varphi,\max}(r) \cdot \sin\theta \cdot e^{-j(kr-\omega t)}$$

$$\mathrm{E}_{\theta} = \eta \cdot \mathrm{H}_{\varphi}$$

$$W_H - W_E = P_a = 0$$





Τέλος Ενότητας

Το πρόβλημα της ακτινοβολίας

Χρηματοδότηση

- Το παρόν εκπαιδευτικό υλικό έχει αναπτυχθεί στο πλαίσιο του εκπαιδευτικού έργου του διδάσκοντα.
- Το έργο «**Ανοικτά Ακαδημαϊκά Μαθήματα στο Πανεπιστήμιο Αθηνών**» έχει χρηματοδοτήσει μόνο την αναδιαμόρφωση του εκπαιδευτικού υλικού.
- Το έργο υλοποιείται στο πλαίσιο του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» και συγχρηματοδοτείται από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο) και από εθνικούς πόρους.

Σημειώματα

Σημείωμα Ιστορικού Εκδόσεων Έργου

Το παρόν έργο αποτελεί την έκδοση 1.0.

Σημείωμα Αναφοράς

Copyright Εθνικόν και Καποδιστριακόν Πανεπιστήμιον Αθηνών, Δημήτρης Βαρουτάς, Αριστείδης Τσίπουρας. «Κεραίες, Το πρόβλημα της ακτινοβολίας». Έκδοση: 1.0. Αθήνα 2015. Διαθέσιμο από τη δικτυακή διεύθυνση: http://opencourses.uoa.gr/courses/DI123/.

Σημείωμα Αδειοδότησης

Διατήρηση Σημειωμάτων

Οποιαδήποτε αναπαραγωγή ή διασκευή του υλικού θα πρέπει να συμπεριλαμβάνει:

- το Σημείωμα Αναφοράς
- το Σημείωμα Αδειοδότησης
- τη δήλωση Διατήρησης Σημειωμάτων
- το Σημείωμα Χρήσης Έργων Τρίτων (εφόσον υπάρχει)

μαζί με τους συνοδευόμενους υπερσυνδέσμους.

Σημείωμα Χρήσης Έργων Τρίτων

Το Έργο αυτό κάνει χρήση των ακόλουθων έργων:

Εικόνες/Σχήματα/Διαγράμματα/Φωτογραφίες