

$$J = 10^{-1} \cdot u \cdot \sqrt{2} \cdot I_{sk}$$

$$\bar{\omega} = 2\pi \cdot \frac{u}{\lambda} ; \lambda = u \cdot T$$

Otrzymamy:

$$P = 2 \cdot 160 \cdot \pi^2 \cdot \frac{h^2}{\lambda^2} \cdot I_{sk}^2 \text{ watów}$$

Antena teowa uziemiona promieniuje połowę więc w zaokrągleniu:

$$P_a \approx 1600 \cdot \frac{h^2}{\lambda^2} \cdot I_{sk}^2$$

W praktyce liczbowy współczynnik bywa zwykle mniejszy od powyższego, gdyż zachodzi różnica faz w natężeniach pól wywoływanych w pewnym punkcie przestrzeni od różnych częstek anteny, a tej różnicy myśmy pod uwagę nie brali.

Różnica faz będzie tem znaczniejsza im krótsza będzie fala w porównaniu do wysokości anteny.

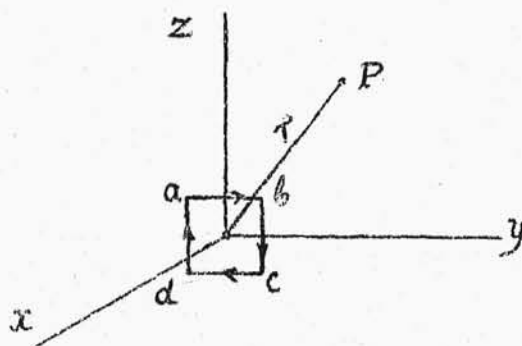
63. Oscylator elementarny zamknięty i jego pole.

Oscylator elementarny zamknięty stanowi ramkę z drutu w którym płynie prąd sinusoidalnie zmienny.

W danej chwili natężenie prądu jest wokoło wszędzie jednakowe.

Taki oscylator może być rozważany jako układ czterech

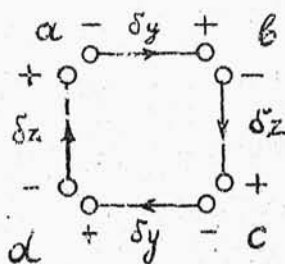
elementarnych oscylatorów Hertz 'a rys.84 których



rys.83.

kulki parami zsunięły się na rogach. Wtedy ich ładunki zniosą się i one nie będą miały wpływu na przebieg zjawiska.

Pole takiego oscylatora rozważać będziemy zapomocą tych samych wielkości jak w elementarnym oscylatorze Hertz 'a.



Potencjał skalarny

Ψ

rys.84.

Rzuty potencjału wektorowego:

F, G, H

Rzuty natężenia pola elektrycznego:

x, y, z

Rzuty natężenia pola magnetycznego:

$$\alpha, \beta, \gamma$$

W zwartym oscylatorze ładunków swobodnych niema ,
więc potencjał skalarny jest równy zeru.

$$\psi = 0$$

Rzut potencjału wektorowego na oś X również równa się zeru , a więc:

$$F = 0$$

Pozostają tylko dwa rzuty potencjału wektorowego

$$G \text{ i } H .$$

Rzut G - wywołany jest zastępczemi elementarnemi oscylatorami ab i cd , a rzut H zastępczemi elementarnemi oscylatorami bc i da .

Uwzględniając przesunięcia tych elementarnych oscylatorów od środka spółrzędnych i rozumując jak poprzednio, przy rozważaniu potencjału skalarnego od ładunków kulek, terazotrzymamy:*)

$$G' = -\frac{q}{u} \cdot \frac{\partial \pi}{\partial t} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{q}{u} \cdot \frac{\partial \pi}{\partial t} \right) \cdot \frac{1}{2} \int z$$

*) Uwzględniając poprzednio otrzymany wzór na potencjał wektorowy.

$$G'' = + \frac{\varphi}{u} \cdot \frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(+ \frac{\varphi}{u} \cdot \frac{\partial \pi}{\partial t} \right) \cdot \frac{1}{2} \delta z$$

$$G = G' + G'' = \frac{\varphi}{u} \cdot \frac{\partial^2 \pi}{\partial z \cdot \partial t} \cdot \delta z$$

Podobnie:

$$H' = - \frac{\varphi'}{u} \cdot \frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(- \frac{\varphi'}{u} \cdot \frac{\partial \pi}{\partial t} \right) \cdot \frac{1}{2} \delta y$$

$$H'' = + \frac{\varphi'}{u} \cdot \frac{\partial \pi}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial y} \left(+ \frac{\varphi'}{u} \cdot \frac{\partial \pi}{\partial t} \right) \cdot \frac{1}{2} \delta y$$

$$H = H' + H'' = - \frac{\varphi'}{u} \cdot \frac{\partial^2 \pi}{\partial y \cdot \partial t} \cdot \delta y$$

Wprowadźmy pojęcie wielkości momentu magnetycznego oscylatora zamkniętego, który określimy jako

$$M = I_m \cdot \delta y \cdot \delta z$$

I_m — maksymalna wartość prądu w jednostkach c.g.s.E.M.

Przekształcimy wzór na iloczyn momentu elektrycznego oscylatora elementarnego poziomego przez δz :

przez δZ ^{*)}:

$$\Psi \cdot \delta Z = \frac{I_m}{\omega} \cdot \delta y \cdot \delta Z = \frac{I_m \cdot u}{\omega} \cdot \delta y \cdot \delta Z = M \cdot \frac{u}{\omega}$$

Również wzór na iloczyn momentu elektrycznego oscylatora elementarnego pionowego przez δy :

$$\Psi' \cdot \delta y = \frac{I_m}{\omega} \cdot \delta Z \cdot \delta y = \frac{I_m \cdot u}{\omega} \cdot \delta Z \cdot \delta y = M \cdot \frac{u}{\omega}$$

Wobec tego:

$$G = \frac{M}{\omega} \cdot \frac{\partial^2 \Pi}{\partial Z \cdot \partial t}$$

$$H = -\frac{M}{\omega} \cdot \frac{\partial^2 \Pi}{\partial y \cdot \partial t}$$

Wprowadzając te wartości do równań Maxwella:

$$\begin{aligned} X &= -\frac{1}{u} \cdot \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{\partial \Psi}{\partial x}; \quad \alpha = \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial G}{\partial Z} \\ Y &= -\frac{1}{u} \cdot \frac{\partial G}{\partial t} - \frac{\partial \Psi}{\partial y}; \quad \beta = \frac{\partial F}{\partial Z} - \frac{\partial H}{\partial x} \end{aligned}$$

^{*)} Uwzględniając przekształcenie zastosowane przy oscylatorze linjowym.

$$Z = -\frac{1}{u} \cdot \frac{\partial H}{\partial t} - \frac{\partial \Psi}{\partial z}; \quad \gamma = \frac{\partial G}{\partial x} - \frac{\partial F}{\partial y}$$

Otrzymamy:

$$X=0; \quad \alpha = -\frac{M}{\omega} \left(\frac{\partial^3 \pi}{\partial y^2 \partial t^2} + \frac{\partial^3 \pi}{\partial z^2 \partial t} \right)$$

$$Y = -\frac{M}{\omega \cdot u} \cdot \frac{\partial^3 \pi}{\partial z \partial t^2}; \quad \beta = \frac{M}{\omega} \cdot \frac{\partial^3 \pi}{\partial x \partial y \partial t}$$

$$Z = \frac{M}{\omega \cdot u} \cdot \frac{\partial^3 \pi}{\partial y \partial t^2}; \quad \gamma = \frac{M}{\omega} \cdot \frac{\partial^3 \pi}{\partial x \partial z \partial t}$$

Obieramy punkt P na płaszczyźnie xy i oznaczamy:

$$\chi(x, \tau) = \theta$$

Wtedy:

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = \frac{y}{r} = \sin \theta; \quad \frac{\partial \tau}{\partial x} = \frac{x}{r} = \cos \theta$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = 0$$

Rozwiązania wzorów dla poszczególnych rzutów wypad-
na następujące:

$$\frac{\partial^3 \pi}{\partial z \partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \pi}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \pi}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial z} \right) = 0$$

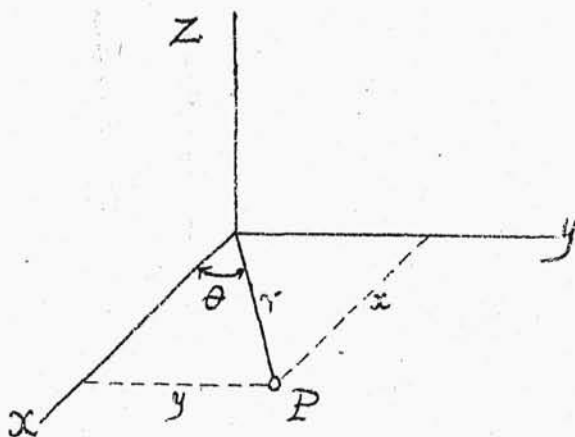
bo $\frac{\partial r}{\partial z} = \frac{z}{r}$, a z dla punktu P równa się zero.

z .

$$\frac{\partial^3 \Pi}{\partial y \cdot \partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \Pi}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial r} = \frac{\cos \chi}{r} \cdot m - \frac{\sin \chi}{r^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Pi}{\partial r} \right) = \frac{\sin \chi}{r} \cdot m \cdot \bar{\omega} + \frac{\cos \chi}{r^2} \cdot \omega$$



rys. 25.

•) Uwaga $\chi = m \cdot r - \omega t$

$$\frac{\partial}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \Pi}{\partial \tau} \right) = - \frac{\cos \chi}{\tau} \cdot m \cdot \omega^2 + \frac{\sin \chi}{\tau^2} \cdot \omega^2$$

Wobec tego zachowując tylko składniki z τ -
w mianowniku w pierwszej potęgze i uwzględniając
że $\frac{\partial \tau}{\partial y} = \sin \theta$ otrzymamy:

$$\begin{aligned} Z &= - \frac{m}{\mu} \cdot \frac{m}{\tau} \cdot \bar{\omega} \cdot \cos \chi \cdot \sin \theta = \\ &= - m \cdot \frac{m^2}{\tau} \cdot \cos \chi \cdot \sin \theta \\ &\propto. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Pi}{\partial t} &= - \frac{\cos \chi}{\tau} \cdot \omega; \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} \right) = \bar{\omega} \left[\frac{\sin \chi}{\tau} m + \frac{\cos \chi}{\tau^2} \frac{y}{\tau} \right] \\ \frac{\partial}{\partial y^2} \left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} \right) &= \bar{\omega} \left\{ \left[\frac{\cos \chi}{\tau} m^2 - \frac{\sin \chi}{\tau^2} m - \frac{2 \cos \chi}{\tau^3} \right] \frac{y^2}{\tau^2} + \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{\sin \chi}{\tau} m + \frac{\cos \chi}{\tau^2} \right] \left[\frac{1}{\tau} - \frac{y}{\tau^2} \cdot \frac{y}{\tau} \right] \right\} \\ \frac{\partial^3 \Pi}{\partial z^2 \partial t} &= 0 \end{aligned}$$

Uwzględniając tylko składnik największy otrzymamy:

$$\alpha = -M \cdot \frac{m^2}{r} \cdot \cos \chi \cdot \sin^2 \theta$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 \Pi}{\partial x \cdot \partial y \cdot \partial t} &= \frac{\partial}{\partial x \cdot \partial y} \left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \bar{\omega} \left[\frac{\sin \chi}{r} \cdot m + \frac{\cos \chi}{r^2} \right] \frac{x}{r} \right\} \\ &= \bar{\omega} \cdot \left\{ \left[\frac{\cos \chi}{r} m^2 - \frac{\sin \chi}{r^2} m - \frac{\sin \chi}{r^2} m - \frac{2 \cos \chi}{r^3} \right] \frac{x}{r} \cdot \frac{y}{r} + \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{\sin \chi}{r} m + \frac{\cos \chi}{r^2} \right] \cdot \left[-\frac{x}{r^2} \cdot \frac{y}{r} \right] \right\} \end{aligned}$$

Uwzględniając tylko składnik z r w mianowniku w pierwszej potęgce otrzymamy:

$$\beta = M \cdot \frac{m^2}{r} \cdot \cos \chi \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta$$

$$\frac{\partial^3 \Pi}{\partial x \cdot \partial z \cdot \partial t} = 0$$

co wynika z podobnego rozumowania jak dla y .

Wobec tego natężenia pól w punkcie P na płaszczyźnie xy zdala od oscylatora mają następujące składowe:

$$X=0 \quad ; \quad \alpha = -M \cdot \frac{m^2}{r} \cdot \cos \chi \cdot \sin^2 \theta$$

$$Y=0 \quad ; \quad \beta = M \cdot \frac{m^2}{r} \cdot \cos \chi \cdot \sin \theta \cos \theta$$

$$Z = -M \cdot \frac{m^2}{r} \cdot \cos \chi \cdot \sin \theta ; \gamma = 0$$

Porównyując te wzory ze wzorami dla oscylatora elementarnego Hertza, widzimy, że układ wzorów pola elektrycznego oscylatora zwanego jest analogiczny do układu wzorów pola magnetycznego dla oscylatora Hertz'a i odwrotnie.

Zależności od kąta θ i od r - są identyczne, możemy więc stąd wywnioskować, że linie sił elektrycznych oscylatora zwanego mają kształt kół, których płaszczyzny są równoległe do płaszczyzny YZ a środki leżą na osi X , gdyż ta oś jest teraz osią symetrii oscylatora; linie sił magnetycznych natomiast leżą w płaszczyznach przechodzących przez oś X i mają postać taką samą jak linie elektryczne oscylatora Hertz'a.

Całe natężenie pola magnetycznego w punkcie P
rys. 87

Obliczymy ze wzoru:

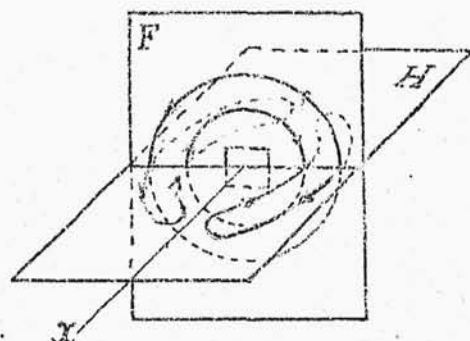
$$H = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} = M \cdot \frac{m^2}{r} \cdot \cos \chi \cdot \sin \theta$$

Kierunek jego wyznacza kąt γ :

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{\cos \theta}{\sin \theta} = \operatorname{tg}(90^\circ - \theta)$$

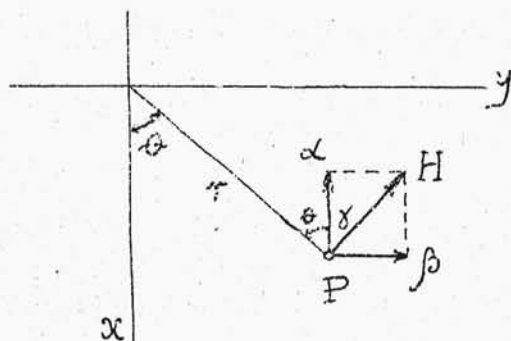
a więc:

$$\angle (r, H) = 90^\circ$$



rys. 86.

Pole elektryczne ma tylko jeden rzut równoległy do



rys. 87.

osi Z , a więc

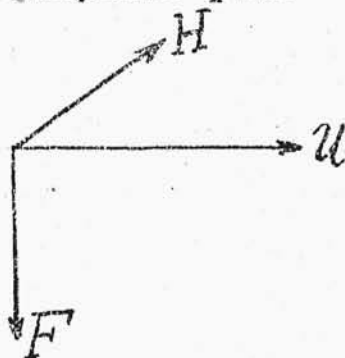
$$F = M \cdot \frac{m^2}{r} \cos \chi \cdot \sin \theta$$

i jest skierowane w punkcie P w głąb rysunku.

Odpowiada to układowi trzech wektorów H, F, U rys. 88 który wskazuje ruch fal elektromagnetycznych odbywa się w kierunku od oscylatora.

Dwa identyczne wzory na natężenie pola magnetycznego i elektrycznego wyrażają natężenie pola elektrycznego w c.g.s. E.S., a natężenie pola magnetycznego w c.g.s.E.M.

Moment magnetyczny w obu wyrazach wyrażony jest w jednostkach c.g.s. E.M.



rys. 88.

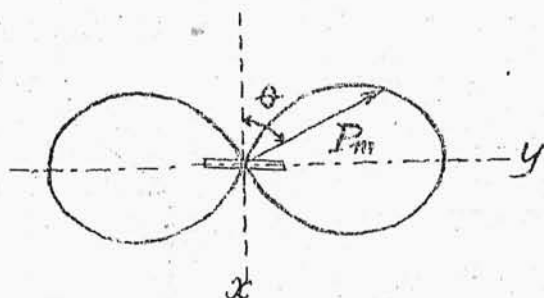
64. Rozkład gęstości strumienia energii na powierzchni otaczającej oscylator zamknięty. Z układu wektorów H i F wynika, że energia przenosi się w kierunku promieni poprowadzonych ze środka oscylatora i według twierdzenia Poyntinga ilość energii przepływająca w jednostkę czasu przez 1 cm^2 powierzchni otaczającej oscylator wynosi:

$$p_t = \frac{\mu}{4\pi} \cdot M^2 \cdot \frac{m^4}{r^2} \cdot \cos^2 \chi \cdot \sin^2 \theta$$

Jest to gęstość natężenia strumienia energii w chwili t . Maximum tej gęstości będzie;

$$p_m = \frac{\mu}{4\pi} \cdot M^2 \cdot \frac{m^4}{r^2} \cdot \sin^2 \theta$$

Wobec tego wykres biegunowy zmiany tej gęstości przedstawia się tak jak pokazano na rys. 89



rys. 89.

Największą gęstość mamy w płaszczyźnie YZ .

65. Moc całego promieniowania oscylatora zamkniętego. Opierając się na twierdzeniu Poyntinga, tak samo jak dla oscylatora Hertz'a możemy wyprowadzić wzór na energję wypromieniowaną przez oscylator zamknięty w ciągu okresu T .

Postać wzorów na F i H jest zupełnie podobna do poprzedniej, mamy tu tylko $\cos \chi$ zamiast

$\sin \chi$ i M zamiast φ .