Ladislav Zachoval

Elektromagnetické vlny na dielektrických trubicích

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 64 (1935), No. 6, 241--242

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/123621

$$
B = \left|\begin{array}{cccc|cccc}
0 & 0 & 0 & a & 0 & b & c & d \\
0 & 0 & -a & 0 & -b & 0 & d & -c \\
0 & a & 0 & 0 & -c & -d & 0 & b \\
-a & 0 & 0 & 0 & -d & c & -b & 0 \\
\hline
0 & b & c & d & 0 & 0 & 0 & -a^* \\
-b & 0 & d & -c & 0 & 0 & a^* & 0 \\
-c & -d & 0 & b & 0 & -a^* & 0 & 0 \\
-d & c & -b & 0 & a^* & 0 & 0 & 0
\end{array}\right|
$$

Zur relativistischen Mechanik.

V. Varićak, Zagreb.

In der klassischen Mechanik werden die Impulskomponenten dargestellt als Ableitungen der kinetischen Energie nach den entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten. Das geht in der Relativitätstheorie, wie sie gewöhnlich ausgelegt wird, nicht an. Bei der Darstellung der Relativitätstheorie im Lobačevskijschen Raume aber bleibt auch in diesem Punkte vollständige Analogie mit der klassischen Mechanik bewahrt.

Elektromagnetické vlny na dielektrických trubicích.

Ladislav Zachoval, Praha.

Trubice má stěny o dielektrické konstantě ε_2 (permeabilita $= \mu_2$), vně i uvnitř trubice je prostředí o dielektrické konstantě ε_1 (μ_1). Vnější poloměr trubice je ϱ_2, vnitřní ϱ_3. Složky elektrické i magnetické síly jsou vyjádřeny (v cylindrických souřadnicích) cylindrickými funkcemi a vypočítají se z Maxwellových rovnic na základě předpokladů: 1. v poli není elektrostatických nábojů; 2. děj je časově ryze periodický; 3. závislost elektrické i magnetické síly na souřadnici z (osa Z v ose trubice) je dána exponentielou; 4. vyšetřují se jen ty vlny, které vyhovují Sommerfeldově definici vln na drátech.

Z podmínek na rozhraní vyplývá rovnice pro délku L vlny na trubici příslušnou k frekvenci ω. Kdyby trubice nebylo, šířila by se prostředím při frekvenci ω vlna o délce $l = \dfrac{2\pi c}{\omega}$. Rovnice pro L jest

$$
\frac{\mathrm{I}_0(\xi)\,\mathrm{K}_0(x)}{\mathrm{K}_0(\xi)\,\mathrm{I}_0(x)} \cdot \frac{\nu\,\mathrm{I}'_0(\xi)/\xi\mathrm{I}_0(\xi) - \mathrm{I}'_0(\eta)/\eta\mathrm{I}_0(\eta)}{\mathrm{I}'_0(\eta)/\eta\mathrm{I}_0(\eta) - \nu\,\mathrm{K}'_0(\xi)/\xi\mathrm{K}_0(\xi)} =
$$
$$
= \frac{\nu\,\mathrm{I}'_0(x)/x\mathrm{I}_0(x) - \mathrm{H}'_{10}(y)/y\mathrm{H}_{10}(y)}{\mathrm{H}'_{10}(y)/y\mathrm{H}_{10}(y) - \nu\,\mathrm{K}'_0(x)/x\mathrm{K}_0(x)}
$$

$$
\eta = \sqrt{p_1 - \lambda^2}\,.\,\varrho_3; \quad y = \sqrt{p_1 - \lambda^2}\,.\,\varrho_2; \quad p = \varepsilon\mu\left(\frac{2\pi}{l}\right)^2; \quad \nu = \varepsilon_2 : \varepsilon_1;
$$

$\xi = \sqrt{p_2 - \lambda^2} \cdot \varrho_3$; $x = \sqrt{p_2 - \lambda^2} \cdot \varrho_2$; $\lambda = 2\pi/L$; I_0, K_0, H_{10} jsou cylindrické funkce. Tato rovnice byla řešena graficky.

Má-li se na dielektrické trubici šířiti elektromagnetická vlna, musí býti splněna podmínka:

$$2\pi \frac{\varrho_2}{l} \geqq \frac{\text{konst}}{\sqrt{\nu - 1}};$$

konstanta závisí na ν i na poměru $\psi = \varrho_3 : \varrho_2$. Závislost délky L vlny na trubici na délce volné vlny l i struktura pole je celkem podobná jako u dielektrického drátu.

Výsledky teorie byly úplně potvrzeny měřením, která provedl p. Jiří Liška v II. fysikálním ústavu Karlovy university.

Elektromagnetische Wellen in Kabeln mit zwei Isolationsschichten.

F. Záviška, Praha.

Mit dem Problem der Fortpflanzung von elektromagnetischen Wellen längs eines Kabels mit zwei Isolationsschichten hat sich zuerst N. D. Frank (Ann. d. Phys., *86*, 422, 1928) beschäftigt. Ist das Feld rings um die Kabelachse symmetrisch und darf man den inneren Draht, sowie auch die äußere Hülle als vollkommen leitend, die beiden dielektrischen Schichten als vollkommen isolierend betrachten, so ergibt sich aus den Maxwellschen Gleichungen für die Wellenlänge der im Kabel sich fortpflanzenden elektromagnetischen Wellen folgende Gleichung:

$$\frac{x}{\varepsilon_2} \frac{\mathrm{I}(x)\,\mathrm{N}(qx) - \mathrm{N}(x)\,\mathrm{I}(qx)}{\mathrm{I}'(x)\,\mathrm{N}(qx) - \mathrm{N}'(x)\,\mathrm{I}(qx)} = \frac{y}{\varepsilon_1} \frac{\mathrm{I}(y)\,\mathrm{N}(py) - \mathrm{N}(y)\,\mathrm{I}(py)}{\mathrm{I}'(y)\,\mathrm{N}(py) - \mathrm{N}'(y)\,\mathrm{I}(py)}. \tag{1}$$

Hier bezeichnet I die erste, N die zweite Besselsche Funktion, ε_1 und ε_2 sind Dielektrizitätskonstanten des inneren, bzw. des äußeren Isolators, weiter ist $p = a/b$, $q = c/b$, wobei a und b die beiden Halbmesser der inneren, b und c diejenigen der äußeren Isolationsschicht bedeuten. Endlich ist

$$x = 2\pi b \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{l^2} - \frac{1}{L^2}}, \qquad y = 2\pi b \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{l^2} - \frac{1}{L^2}};$$

L ist die Wellenlänge der im Kabel fortschreitenden Wellen, l die derselben Frequenz entsprechende Vakuumwellenlänge. Bei der Diskussion der Gleichung (1) hat sich Frank nur auf den Fall sehr großer Wellenlängen beschränkt.

Die vollständige Diskussion der Gleichung (1) zeigt, daß außer der von Frank — allerdings nur für große Wellenlängen — untersuchten Welle noch eine ganze Reihe von anderen Wellen sich