3.2) Podemos achar uma equação de onda equivalente a equação 3.20.c para o modo x-direcionado y-polarizado TEM 3.18.a.

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon}\left[-\frac{\partial H_z}{\partial x} - \left(J_{sorce\ y} - \sigma E_y\right)\right] \ (3.18.\mathrm{a})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu}\left[-\frac{\partial E_y}{\partial x} - \left(M_{sorce\ z} - \sigma^* H_z\right)\right] \ (3.18.\mathrm{b})$$

$\vec{H}$ é o campo magnético e $\vec{J}$ é a densidade de corrente elétrica, σ é a condutividade eletromagnética e σ* e a perda magnética equivalente.

Considerando $M_{sorce\ z} = J_{sorce\ y} = 0$ e $\sigma^* = \sigma = 0$ derivando (3.18.a) no tempo temos:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial^2 t} = \frac{1}{\varepsilon}\left[-\frac{\partial^2 H_z}{\partial t \partial x}\right] \ (1)$$

Derivando 3.18.b parcialmente no espaço temos:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial t \partial x} = \frac{1}{\mu}\left[-\frac{\partial^2 E_y}{\partial^2 t}\right] (2)$$

Como sistema considerado é linear a ordem das derivadas parciais não importa, podemos substituir 2 em 1 ficando com:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial^2 t} = \frac{1}{\varepsilon\mu}\left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial^2 t}\right) = c^2\left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial^2 t}\right) (3)$$

Onde $c = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon\mu}}$.

Vemos que a equação 3 é, de fato, equivalente a equação 3.20.c.