

(4.10) Satz Das Differenzverfahren (4) ist genau dann numerisch stabil, wenn die CFL Bedingung erfüllt ist. Ist die Lösung hinreichend glatt so gilt

$$\left[\max_{t_m \in [0, T]} \left\| \begin{matrix} u_1^{(m)} \\ \vdots \\ u_N^{(m)} \end{matrix} - \begin{matrix} u(x_1, t_m) \\ \vdots \\ u(x_N, t_m) \end{matrix} \right\|_h \leq c(u) T^2 \frac{(h^2 + \tau^2)}{\left(\frac{\tau}{c} < \frac{1}{c} \cdot h \right)} \right]$$

Beweis

Sei $\tau^2 \lambda_N \leq 4$

λ_j Eigenwerte von $-\Delta_x^2$
 $j=1 \dots N$

$\tau/h \leq 1/c$ CFL
 $\tau \leq 1/c \cdot h$ Ortsgitterweite
 \uparrow
 Zeitschrittweite

Für den Fehler gilt

$$u(x_n, t_m) - u_n^m = u(x_n, t_m) - u_h(t_m)_n + \underbrace{u_h(t_m)_n - u_n^m}_{\text{diskretisierungsfehler}}$$

wobei $u_h(t_m)$ die Lösung der nur (im Ort) in x diskretisierten Gleichung

$$\frac{d^2}{dt^2} u_h(t) = \Delta_x^2 u_h(t)$$

ist mit

$$u_h(t) = \begin{bmatrix} u_h(t)_1 \\ \vdots \\ u_h(t)_N \end{bmatrix}$$

Der Ortsdiskretisierungsfehler $\varepsilon_h(t) = u_h(t) - u(\cdot, t) \in \mathbb{R}^N$

erfüllt $\varepsilon_h(0) = 0 = \partial_t \varepsilon_h(t)|_{t=0}$

$$\frac{d^2}{dt^2} \varepsilon_h(t) = \Delta_x^2 \varepsilon_h(t) + \mathcal{O}(h^2)$$

Multiplikation mit $\frac{d}{dt} \varepsilon_h(t)$

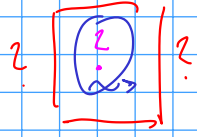
$$\leadsto \left\langle \frac{d^2}{dt^2} \varepsilon_h(t), \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t) \right\rangle_h = \left\langle \Delta_x^2 \varepsilon_h(t), \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t) \right\rangle_h + h^2 \left\langle r(t), \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t) \right\rangle_h$$

Symmetrie von Δ_x^2
 $\langle \cdot, \cdot \rangle$

$$\leadsto \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left\{ \left\langle \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t), \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t) \right\rangle_h - \left\langle \Delta_x^2 \varepsilon_h(t), \varepsilon_h(t) \right\rangle_h \right\} = h^2 \left\langle r(t), \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t) \right\rangle_h$$

Integration \int_0^t

$$\left\| \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t) \right\|_h^2 - \underbrace{\left\| \frac{d}{dt} \varepsilon_h(0) \right\|_h^2}_{=0} - \underbrace{\left\langle \Delta_x^2 \varepsilon_h(t), \varepsilon_h(t) \right\rangle_h}_{\leq 0} + \underbrace{\left\langle \Delta_x^2 \varepsilon_h(0), \varepsilon_h(0) \right\rangle_h}_{=0} = 2h^2 \int_0^t \left\langle r(\tau), \frac{d}{dt} \varepsilon_h(\tau) \right\rangle_h d\tau$$



$$\max_{\tau \in [0, b]} \|\varepsilon_h(\tau)\|_h \leq C h^2 t^2$$

$$\left\| \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t) \right\|_h^2 \leq 2h^2 \int_0^t \left\langle r(\tau), \frac{d}{dt} \varepsilon_h(\tau) \right\rangle_h d\tau$$

$$\leq \|r(\tau)\|_h \left\| \frac{d}{dt} \varepsilon_h(\tau) \right\|_h$$

$$\max_t \left\| \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t) \right\|_h^2 \leq 2h^2 \max_t \left\| \frac{d}{dt} z(t) \right\|_h C$$

$$\frac{d}{dt} \langle \varepsilon_h(t), \varepsilon_h(t) \rangle = 2 \left\langle \frac{d}{dt} \varepsilon_h(t), \varepsilon_h(t) \right\rangle$$

Zeit diskretisierungsfehler

$$E^m := u_h(t_m) - u^m$$

Konstante hängt von $\frac{d^3}{dt^3} u(t)$ und $\frac{d^4}{dt^4} u(t)$ ab

$$\frac{1}{h^2} (E^{m+1} - 2E^m + E^{m-1}) = \delta_x^2 E^m + \mathcal{O}(h^2)$$

Sei $w^{(n)}$ Eigenvektor zu $-\delta_x^2$ zum Eigenwert λ_n dann gilt für

$$E_n^m := \langle E^m, w^{(n)} \rangle_h$$

$$E_n^{m+1} - 2E_n^m + E_n^{m-1} + \tau^2 \lambda_n E_n^m = \tau^2 \langle r^m, w^{(n)} \rangle_h \quad \text{für } r \in \mathcal{O}(1) \quad | \cdot \tau^2$$

Das charakteristische Polynom zu dieser Differenzgleichung ist

$$X^2 + (\lambda_n \tau^2 - 2) X + 1$$

mit Wurzeln

$$X_{1,2} = \frac{2 - \tau^2 \lambda_n \pm \sqrt{(\tau^2 \lambda_n)^2 - 4}}{2} \quad \text{und } |X_{1,2}| = 1$$

mit dem folgenden Lemma

Lemma Ist $\sum_{k=0}^K a_k u_{m+k} = g_m$ für $m \in \mathbb{N}_0$ ($a_k, u_k, g_k \in \mathbb{C}$) und sind alle Wurzeln von $g(X) = \sum_{k=0}^K a_k X^k$ betragsmäßig kleiner als 1 so gilt für $m \geq K$

$$\max_{K \leq k \leq m} |u_k| \leq C \left\{ \max_{0 \leq k \leq K-1} |u_k| + m^2 \max_{0 \leq k \leq m} |g_k| \right\}$$

Beweis: ÜA (Nun ist ODE)

$$E_n^{m+1} - 2E_n^m + E_n^{m-1} + \tau^2 \lambda_n E_n^m = \tau^2 \langle r^m, w^{(n)} \rangle_h \quad K=2$$

$$|E_n^{m+1}| \leq C \left(\max_{\substack{k=0 \\ \dots \\ K}} \left\{ |E_n^0|, |E_n^1| \right\} + \tau^4 m^2 \max_{\ell=0 \dots m} \langle r^\ell, w^{(n)} \rangle_h \right)$$

$\tau_m < t$

$$\Rightarrow \|E^m\|_h^2 \leq C \left\{ \|E^1\|_h^2 + c \tau^4 t^4 \right\}$$

$$\begin{aligned} \underline{E^1} &= u_h(t_n) - u^1 = u_h(b_n) - u^0 - \tau v^0 + \frac{1}{2} c^2 \tau^2 \delta_x^2 u^0 \\ &= \underbrace{u_h(b_n) - u(\cdot, b_n)}_{E(b_n)} + \underbrace{u(\cdot, b_n) - u^0 - \tau \partial_t u(\cdot, b_0)}_{u(\cdot, b_0)} + \frac{1}{2} c^2 \tau^2 \delta_x^2 u^0 \\ &= \mathcal{O}(\tau^2 h^2) + \mathcal{O}(\tau^3) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \|E^m\|_h^2 \leq C (\tau^6 + \tau^4 h^4)$$

$$\Rightarrow \|u(\cdot, b_m) - u^m\|_h \leq C \tau^2 (\tau^2 + h^2)$$

□

5. Das Yee-Schema

Die E-H Formulierung (für lineare isotrope nicht-dispersive Materialien) ist

$$\begin{aligned} \mu \partial_t H &= -\text{curl } E \\ \epsilon \partial_t E &= \text{curl } H + \sigma E \end{aligned} \quad \text{curl } \begin{bmatrix} 0 & -\partial_z & \partial_y \\ \partial_z & 0 & -\partial_x \\ -\partial_y & \partial_x & 0 \end{bmatrix}$$

E, H Koordinatenfunktionen der 1-Formen e und h

Approximieren wir E und H auf einem Gitter $\{kx, lcy, m\Delta z, n\Delta t\}$

$$\begin{aligned} \text{durch } E(k\Delta x, l\Delta y, m\Delta z, n\Delta t) &\approx E_{zem}^n \\ H(k\Delta x, l\Delta y, m\Delta z, n\Delta t) &\approx H_{zem}^n \end{aligned}$$

und setzen $\epsilon_{zem} := \epsilon(k\Delta x, l\Delta y, m\Delta z)$ und μ_{zem} und σ_{zem} entsprechend

(5.1) Definition / Yee-Schema

Mit dieser Notation ist das Yee-Schema durch

$$\begin{aligned} \epsilon_{zem} \delta_t E_{zem}^n &= \tilde{\delta}_r H_{zem}^n + \sigma_{zem} a_t E_{zem}^n \\ \mu_{zem} \delta_t H_{zem}^n &= -\tilde{\delta}_r E_{zem}^n \end{aligned}$$

$$\text{mit } \tilde{\delta}_r = \begin{pmatrix} 0 & -\delta_z & \delta_y \\ \delta_z & 0 & -\delta_x \\ -\delta_y & \delta_x & 0 \end{pmatrix} \quad a_t E_{zem}^n := \frac{1}{2} (E_{zem}^{n+1/2} + E_{zem}^{n-1/2})$$

$$\delta_x E_{zem}^n = \frac{1}{\Delta x} (E_{z+1/2, zem}^n - E_{z-1/2, zem}^n)$$

$$\delta_y \vec{E}_{z \in m}^n = \frac{1}{\Delta y} (\vec{E}_{z \in m+1/2}^n - \vec{E}_{z \in m-1/2}^n)$$

$$\delta_z \vec{E}_{x \in m}^n = \frac{1}{\Delta z} (\vec{E}_{x \in m+1/2}^n - \vec{E}_{x \in m-1/2}^n)$$

gegeben

(5.2) Bemerkung

Das Yee Schema benötigt nicht alle Feldgrößen auf dem Gitter mit

Gitterweite $\frac{\Delta x}{2}, \frac{\Delta y}{2}, \frac{\Delta z}{2}, \frac{\Delta t}{2}$

Es reicht das elektrische Feld \vec{E} auf dem Gitter $(n+1/2)\Delta t$ für $n \in \mathbb{Z}$

und das magnetische Feld auf $n\Delta t$ für $n \in \mathbb{Z}$ zu definieren

$$\epsilon_{z \in m} \delta_t \vec{E}_{z \in m}^n = \tilde{\delta}_r \vec{H}_{z \in m}^n + \sigma_{z \in m} \Delta t \vec{E}_{z \in m}^n$$

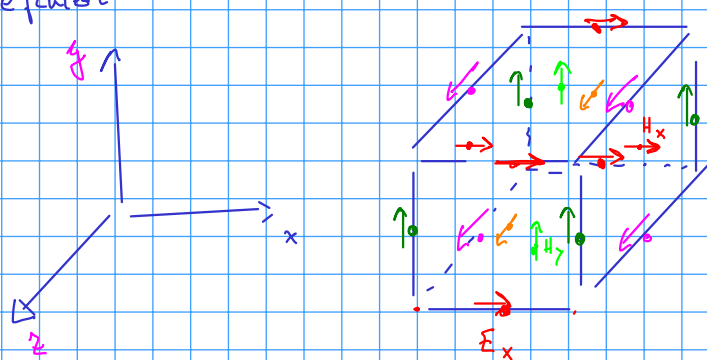
$$\mu_{z \in m} \delta_t \vec{H}_{z \in m}^{n+1/2} = -\tilde{\delta}_r \vec{E}_{z \in m}^{n+1/2}$$

Damit erhält man ein explizites Verfahren

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{z \in m}^{n+1/2} = \frac{\epsilon_{z \in m} + \sigma_{z \in m} \Delta t / 2}{\epsilon_{z \in m} - \sigma_{z \in m} \Delta t / 2} \vec{E}_{z \in m}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\epsilon_{z \in m} - \sigma_{z \in m} \Delta t / 2} \tilde{\delta}_r \vec{H}_{z \in m}^n \\ \vec{H}_{z \in m}^{n+1} = \vec{H}_{z \in m}^n - \frac{\Delta t}{\mu_{z \in m}} \tilde{\delta}_r \vec{E}_{z \in m}^{n+1/2} \end{array} \right. \quad \text{für } n = 0, 1, 2, \dots$$

Die x, y, z Komponenten von \vec{E} und \vec{H} sind auf der Yee Einheitszelle

definiert



$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}$$

$$\vec{H} = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix}$$

$$E_x_{z+1/2, m}$$

$$H_x_{z+1/2, m+1/2}$$

$$E_y_{z, m+1/2}$$

$$H_y_{z+1/2, m+1/2}$$

$$E_z_{z, m+1/2}$$

$$H_z_{z+1/2, m+1/2}$$