

Vergleich exakter optischer Lösungsmethoden im Zeitbereich in Hinblick auf Genauigkeit und Effizienz

Andreas Unger*, Karl-Heinz Brenner**

*MPI für Polymerforschung

**Zentrale Einrichtung der Universität Heidelberg Lehrstuhl für Optoelektronik

<mailto:unger@mpip-mainz.mpg.de>

Eine Lösungsmethode zur exakten Lösung der Maxwellgleichungen im Zeitbereich, welche auf einer Diskretisierung der Wellengleichung mit finiten Differenzen basiert (FDRE), wird mit der klassischen Yeh-FDTD verglichen. Des Weiteren wird gezeigt wie in dieser Methode eine absorbierende Randbedingung basierend auf einer UPML implementiert werden kann.

1 Einführung

In vielen Bereichen der Mikro- und Nanooptik versagen klassische Näherungen, wie z.B. die skalaren Wellengleichungen und die Maxwellgleichungen müssen exakt gelöst werden. Beispiele hierfür sind photonische Kristalle oder Streuung an irregulär geformten Nanopartikeln. Ist man an Lösungen über einen breiten Spektralbereich interessiert, bieten sich Zeitbereichsmethoden an, da aus diesen mittels Fouriertransformationen aus einer Simulation das ganze Spektrum extrahiert werden kann. Die klassische Lösungsmethode im Zeitbereich ist die Yeh-FDTD, in welcher auf zwei versetzten Gittern das E und H Feld diskretisiert werden. Von Interesse ist nun ob durch Elimination des Gitters für das H-Feld und konsequent reelle Beschreibung eine Effizienzsteigerung erreicht werden kann. Da außerdem Streuprobleme mit Abstrahlung gelöst werden sollen war es wichtig einen offenen Rand des Simulationsgebietes zu simulieren. Dies wurde mit Hilfe einer UPML (Uniaxial anisotrop perfect matched Layer) erreicht. Die Formulierung dieser Randbedingung wird vorgestellt.

2 Formulierung

Ausgangspunkt ist die Wellengleichung

$$\varepsilon \ddot{\vec{E}} + \sigma \dot{\vec{E}} = \nabla \times (\mu^{-1} \nabla \times \vec{E}) \quad (1)$$

mit $\vec{E} = \vec{E}(x, y, z, t)$. Das E-Feld wird nun nur an diskreten Stützstellen ausgewertet[1]:

$$\vec{E}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \vec{E}_{i,j,k}^n \quad (2)$$

und die Ableitungen in (1) durch zentrale Differenzenquotienten approximiert:

$$\partial_{xx} f(i\Delta x) \approx \frac{f_{i-1} - 2f_i + f_{i+1}}{\Delta x^2}, \quad (3)$$

$$\partial_x f(i\Delta x) = \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x}$$

Hierbei werden die drei Komponenten des E-Feldes alle an denselben Stützstellen betrachtet. Nach Umstellen der entstandenen Gleichungen entsteht ein Satz von expliziten Gleichungen für Das E-Feld zum Zeitpunkt n+1 als Funktion der Felder zum Zeitpunkt n und n-1

$$\vec{E}_{i,j,k}^{n+1} = f_1 L_{i,j,k}^n + f_2 \vec{E}_{i,j,k}^{n-1} + f_3 \vec{E}_{i,j,k}^n \quad (4)$$

wobei f_1, f_2, f_3 Funktionen der Materialparameter Permittivität und Leitfähigkeit sind, und L die Diskretisierung des doppelten Kreuzprodukts in (1).

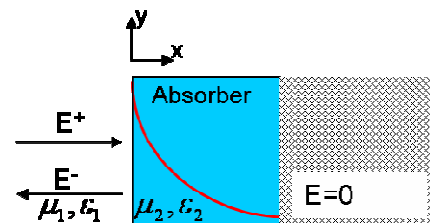


Abb. 1 Geometrie der PML-Schicht

Zur Simulation von Problemen mit Abstrahlung wird eine absorbierende Schicht am Rand eingeführt, welche auslaufende Wellen so dämpft das sie nicht ins Simulationsgebiet zurückreflektiert werden (Abb.1). Hierbei ist es wichtig dass am Übergang zu dieser Schicht ebenfalls keine Reflexionen auftreten, was eine Impedanzanpassung erfordert (PML) Diese Anpassung wird durch

$$\varepsilon_2 = s\varepsilon_1, \mu_2 = s\mu_1 \quad \text{mit} \quad s = \begin{bmatrix} s_x^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & s_x & 0 \\ 0 & 0 & s_x \end{bmatrix} \quad (5)$$

im Falle eine Grenzfläche in x-Richtung erreicht [1]. Die Variable s_x ist dabei beliebig wählbar, und

