

Wellen- und strahlenoptische Simulation von Wabenkondensoren

Norbert Lindlein

Institut für Optik, Information und Photonik, Universität Erlangen-Nürnberg

<mailto:norbert.lindlein@optik.uni-erlangen.de>

Die strahlen- und wellenoptische Simulation von Wabenkondensoren, die aus zwei Mikrolinsenarrays in Serie aufgebaut sind, wird vorgestellt. Dabei zeigt sich, dass eine hinreichende Homogenisierung nur möglich ist, wenn die Lichtquelle ausreichend inkohärent ist, und dass die Fresnel-Zahl der verwendeten Mikrolinsen letztendlich den Grad der Homogenisierung begrenzt.

1 Einführung

Wabenkondensoren sind bewährte optische Systeme zur homogenen Beleuchtung einer Zielfläche. Eine vollständige Homogenisierung erfordert die Verwendung von zwei Mikrolinsenarrays in Serie, wobei die Subaperturen des ersten Linsenarrays deckungsgleich (i.a. vergrößert) auf die Zielebene abgebildet werden [1]. Die Aperturform (z.B. kreisförmig oder quadratisch) der Linsen des ersten Arrays bestimmen damit auch die Form der ausgeleuchteten Zielebene. Weiterhin wird bei einem Wabenkondensator die Lichtquelle durch die Kollimationslinse und das erste Array vervielfacht auf die Subaperturen des zweiten Arrays abgebildet. In dieser Arbeit wird nur die Version des Wabenkondensators mit identischen Mikrolinsenarrays diskutiert, bei der die Arrays im kollimierten Strahlengang beleuchtet werden (siehe Abb. 1). Die Version, bei der die beiden dann bezüglich Abstand und Brennweite verschiedenen Arrays im konvergenten Strahlengang beleuchtet werden (Linse L4 ist dann nicht nötig) wird hier nicht weiter diskutiert. Die Simulation würde aber nach dem gleichen Schema ablaufen und die Ergebnisse wären übertragbar.

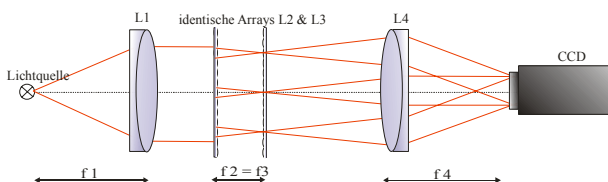


Abb. 1 Schema eines Wabenkondensators aus zwei identischen Mikrolinsenarrays.

2 Strahlenoptische Simulation

Die Simulation eines Wabenkondensators mit ray tracing erfolgt durch eine Monte-Carlo Simulation mit sehr vielen Strahlen ($\geq 10^6$), wobei die Zielebene in viele Detektorelemente (Pixel) zerlegt wird, und die Anzahl der Strahlen pro Detektorelement evtl. gewichtet mit einer Art „Strahlleistung“ gezählt wird [2]. Die so erhaltene Intensitätsverteilung lie-

fert bei ausgedehnten inkohärenten Lichtquellen unter gewissen Voraussetzungen (siehe Abschnitt 3) eine brauchbare Näherung. Z.B. sagt sie voraus, dass es Seitenbänder in der Intensitätsverteilung geben wird, wenn die Bilder der Lichtquelle auf dem zweiten Array größer sind als die Subaperturen des zweiten Arrays (siehe Abb. 2).

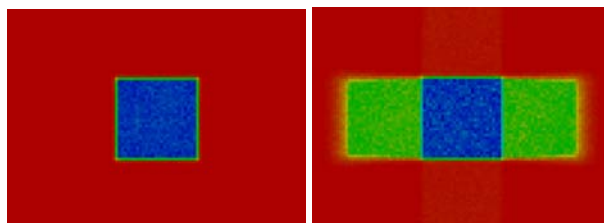


Abb. 2 Strahlenoptisch berechnete Intensitätsverteilung in der Zielebene bei unterschiedlich großen Lichtquellen (elliptische Lichtquelle wurde angenommen). Links ist das Lichtquellenbild auf dem zweiten Linsenarray entlang beider Achsen kleiner als eine Subapertur dieses Arrays; rechts ist das Lichtquellenbild entlang einer Achse größer als die Subapertur, so dass unerwünschte Seitenbänder entstehen.

Die strahlenoptische Simulation vernachlässigt aber modellbedingt jegliche Beugungs- und Interferenzeffekte. Nimmt man z.B. eine punktförmige Lichtquelle im Wabenkondensator, so sagt die strahlenoptische Simulation nach wie vor eine schön homogene Intensitätsverteilung wie in Abb. 2 links voraus. Die nachfolgende wellenoptische Betrachtung und das Experiment liefern aber in diesem Fall ein komplett anderes Resultat (siehe Abb. 3).

3 Wellenoptische Simulation

In der wellenoptischen Simulation wird der Einfachheit halber nur eine laterale Koordinate betrachtet und es wird angenommen, dass jeder Punkt der Lichtquelle inkohärent zu den anderen Punkten strahlt [3]. Bei den numerischen Simulationen wurden alle Freiraumausbreitungen mit der Planwellenmethode durchgeführt und die optischen Elemente mit der „Thin element“ Näherung berücksichtigt. Die Strahlung jedes Lichtquellen-

punktes wird kohärent durch das System gerechnet und in der Zielebene werden die resultierenden Intensitäten verschiedener Lichtquellenpunkte inkohärent addiert.

Allerdings genügt schon eine einfache wellenoptische Betrachtung, um die wesentlichen Effekte zu verstehen. Dazu betrachtet man nur einen Lichtquellenpunkt, so dass die beiden Linsenarrays L2 und L3 (siehe Abb. 1) mit einer ebenen Welle beleuchtet werden. Jedes Array wirkt dann wie ein Beugungsgitter der Periode p (=Abstand der Linsen) und es entstehen Beugungsordnungen unter den diskreten Winkeln

$$\sin \varphi_{out} = \sin \varphi_{in} + m\lambda / p \quad (1)$$

wobei φ_{in} der Winkel der einfallenden ebenen Welle mit der optischen Achse ist, λ die Wellenlänge und m die ganzzahlige Beugungsordnung. Da beide Arrays gleiche Periode p haben, ergeben sich auch hinter dem zweiten Array die gleichen diskreten Beugungsordnungen, so dass in der Zielebene (=Brennebene von Linse L4) ein periodisches Raster von Punktbildern innerhalb des geometrisch optisch vorausgesagten Bereichs entsteht (siehe auch numerische Simulation in Abb. 3).

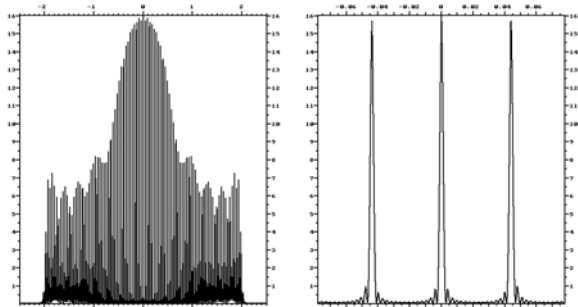


Abb. 3 Intensitätsverteilung in der Zielebene bei einer Punktlichtquelle (links: gesamte Verteilung, rechts: zentraler Ausschnitt zur Verdeutlichung der diskreten Beugungsordnungen).

Wird ein lateral verschobener anderer Lichtquellenpunkt betrachtet, so erzeugt dieser eine ebene Welle unter einem anderen Winkel φ_{in} , und die Beugungsordnungen bzw. das Punktbildraster in der Zielebene sind entsprechend lateral verschoben. Da die Intensitätsverteilungen der einzelnen Lichtquellenpunkte in der Zielebene inkohärent addiert (bzw. integriert) werden, ist es klar, dass (bei gleichartiger Abstrahlung aller Lichtquellenpunkte) eine Homogenisierung immer dann am besten funktioniert, wenn die gesamte Winkelausdehnung $\Delta\varphi_{in} = \varphi_{in,max} - \varphi_{in,min}$ der Lichtquelle hinter der Linse L1 gleich einem ganzzahligen Vielfachen von $\Delta\varphi_{Gitter} = \lambda / p$ ist, während die Homogenisierung am schlechtesten funktioniert, wenn die Winkelausdehnung einem halbzahligen Vielfachen von $\Delta\varphi_{Gitter}$ entspricht (siehe Abb. 4). Allerdings ist es auch klar, dass dieser Unterschied immer mehr verschwindet, je größer das Verhältnis

$\Delta\varphi_{in} / \Delta\varphi_{Gitter}$ ist, da nur der nicht ganzzahlige Bruchteil für die Inhomogenität verantwortlich ist (siehe Abb. 5). Dies gilt auch, wenn die unterschiedlichen Lichtquellenpunkte, wie in der Praxis üblich, inhomogen und anisotrop abstrahlen.

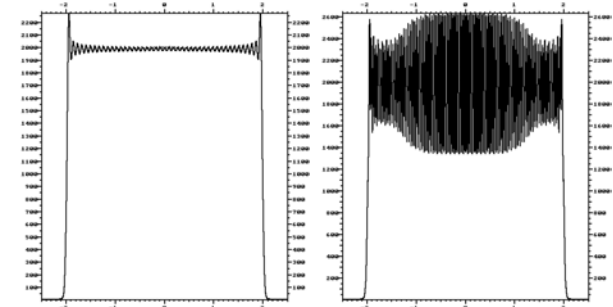


Abb. 4 Intensitätsverteilung in der Zielebene für den Fall $\Delta\varphi_{in} / \Delta\varphi_{Gitter} = 1$ (links) und $\Delta\varphi_{in} / \Delta\varphi_{Gitter} = 1.5$ (rechts).

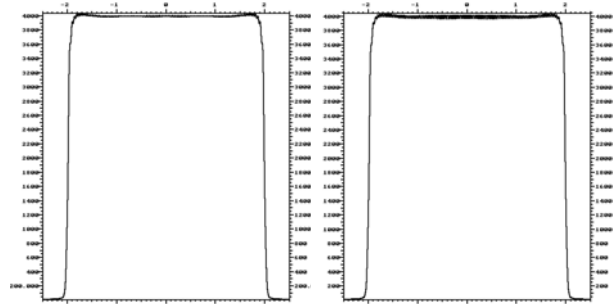


Abb. 5 Intensitätsverteilung in der Zielebene für den Fall $\Delta\varphi_{in} / \Delta\varphi_{Gitter} = 82$ (links) und $\Delta\varphi_{in} / \Delta\varphi_{Gitter} = 82.5$ (rechts).

Es kann leicht gezeigt werden, dass das maximal mögliche Verhältnis $\Delta\varphi_{in} / \Delta\varphi_{Gitter}$ durch die Fresnelzahl F der verwendeten Mikrolinsen (Brennweite f_2 , wobei Linsen mit 100% Füllfaktor angenommen werden) begrenzt wird, da die Lichtquellenbilder, wie in Abb. 2 gezeigt, nicht größer als die Subapertur sein dürfen:

$$\Delta\varphi_{in} / \Delta\varphi_{Gitter} \leq 4F = p^2 / (\lambda f_2) \quad (2)$$

Natürlich muss beim praktischen Design der gesamte Aufbau betrachtet werden, da meist die Lichtquelle und die Größe der Zielebene gegeben sind. Die ausgenutzte Fresnelzahl der Mikrolinsen sollte aber immer möglichst groß sein und die Lichtquelle muss inkohärent abstrahlen, um die Inhomogenität aufgrund der „Gittereffekte“ der Linsenarrays zu minimieren.

Literatur

- [1] H. Naumann, G. Schröder: *Bauelemente der Optik*, 5.Auflage, Carl Hanser Verlag (1987)
- [2] N. Lindlein: „Simulation of micro-optical systems including microlens arrays“ in *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **4**: S1-S9 (2002)
- [3] A. Büttner, U. D. Zeitner: „Wave optical analysis of light-emitting diode beam shaping using microlens arrays“ in *Opt. Eng.* **41**(10): 2393-2401 (2002)