

2 Signalentstehung mehrdimensionaler Ortsfilterkonzepte

2.1 Das Ortsfiltermessprinzip

Ein ursprüngliches Ortsfiltermesssystem besteht nach Ator (1963) aus einem abbildenden Objektiv, einem sich in dessen Bildebene befindenden optischen Gitter und einer Sammellinse, die die Intensitätsverteilung auf einen Photoempfänger projiziert (vgl. Abbildung 2.1). Das optische Gitter mit lichtdurchlässigen und -undurchlässigen Bereichen dient der örtlichen Filterung der einfallenden Intensitätsverteilung.

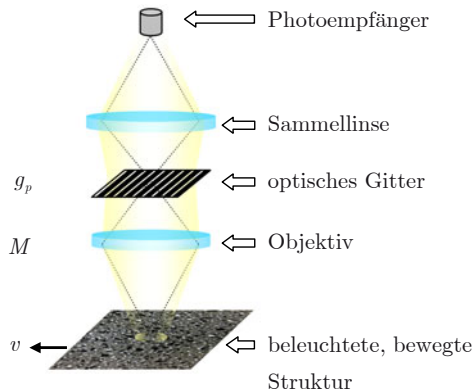


Abbildung 2.1: Aufbau eines optischen Ortsfiltermesssystems nach Ator (1963), (abgewandelte Form nach Schaeper und Damaschke 2012)

Die Signalentstehung sei mit folgendem Beispiel beschrieben. An jeder beleuchteten Struktur bzw. Inhomogenität einer Oberfläche wird Licht gestreut. Die Abbildung dieser Intensitätsverteilung wird in ihrer Bewegungsgeschwindigkeit v mittels einer Optik an einem Ortsfilter vorbeigeführt. Stellt man sich nun vereinfachend einen Lichtpunkt vor, der an einem Gitter vorbeigeführt wird, so entsteht ein Aufblitzen an den transparenten Stellen des Gitters. Die Grundfrequenz dieses Aufblitzens ist proportional zur Bewegungsgeschwindigkeit des Lichtpunktes.

Die Bewegungsgeschwindigkeit kann beispielsweise nach Aizu et al. (1985a) mittels

$$v = \frac{f_0 \cdot g_p}{M} \quad (2.1)$$

bestimmt werden. Dabei sind f_0 die Trägerfrequenz des aufgenommenen Zeitsignals, g_p die Gitterperiode des verwendeten Gitters und M der Vergrößerungsmaßstab (engl. Magnification) des Objektives (vgl. Anhang A.1).

Bei der Beobachtung einer strukturierten Oberfläche entsteht das Ortsfiltersignal aus der linearen Überlagerung vieler einzelner Lichtpunkte bzw. „Flächen“ (Bergmann 2010). Diese ergeben mit unterschiedlicher Phasenlage (ortsabhängig) und Amplitude (intensitäts- und größenabhängig) aber gleicher Frequenz das Ortsfiltersignal (Bergmann 2010).

2.2 Realisierungen in der optischen ortsfilterbasierten Velocimetrie

Aus der Literatur zu optischen Ortsfiltermesssystemen und Realisierungen gehen aus Sicht der Gittererzeugung drei Hauptklassen hervor:

- **Optische Gitter:**
 - **Transmissionsgitter:** Gitter mit lichtdurchlässigen und -undurchlässigen Bereichen wie Blenden oder transparente Folien mit bedruckten Bereichen aber auch LCD-Displays wie sie zur Gittererzeugung in den Strahlengang eingebracht werden.
 - **Phasengitter:** Durch die Anordnung von Linsen, Linsenarrays und/oder Prismen wird die Intensitätsverteilung gitterförmig auf einen oder mehrere Empfänger geleitet.
 - **Faseroptische Gitter:** Optische Fasern werden entlang eines Weges angeordnet. Je nach Gitter werden die Fasern beispielsweise alternierend auf zwei Empfänger geleitet.

- **Elektronisches Gitter:** Diese Bezeichnung bezieht sich auf die Anordnung mehrerer Empfänger (Pixel) auf einem Chip. Das eigentliche Ortsfiltersignal entsteht hierbei z.B. durch geeignete Taktung bereits auf dem Chip.
- **Software-Gitter:** Die Bildinformation in Form von Grauwerten wird zunächst aus einem strukturierten Empfänger ausgelesen. Die Gittergewichtung wird anschließend vorgenommen.

Eine Auswahl von realisierten Ortsfiltermesssystemen, den einzelnen Klassen farbige zugeordnet, ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Zuordnung der Farben ist im unteren Bereich der Abbildung angegeben. Anfangs basierten viele Realisierungen auf festen Gittern, den **Transmissionsgittern**, da diese leicht herzustellen sind. Angefangen 1935 mit der Patentschrift von Gerald, die die Entstehung eines oszillierenden Signals bei sich an einem Photodetektor mit einem optischen Gitter vorbeibewegten „Szene“ beschreibt (Gerald 1935). Eine der bekanntesten Schriften geht auf Ator (1963) zurück, der die Signalentstehung an „parallelen Schlitzten“ beschreibt. Die daraus erhaltende Geschwindigkeitsinformation wurde beispielsweise zur Steuerung der Film-Transportgeschwindigkeit einer Flugzeugkamera verwendet (Hancock und Meinema 1946). Ein bis dahin gesehener Nachteil bei der Verwendung feststehender Gitter war die Richtungserkennung und die Detektion geringer Geschwindigkeiten. Gelöst wurde dieses durch die Verwendung rotierender Gitter nach Hultquist und Bartoe (1967) für den einkomponentigen Fall und zur zweikomponentigen Geschwindigkeitsbestimmung von Ritonga et al. (1989, 1990). Die Verwendung eines festen Gitters wird weiterhin mittels eines Messsystems in den Veröffentlichungen „Measurement of flow velocity ... in a microscopic region using a transmission grating“ durch Ushizaka und Asakura (1983) und durch Aizu et al. (1985a, b, c, 1986) für die einkomponentige Strömungsgeschwindigkeitsmessung in einer Kapillare beschrieben. Durch die stetige Weiterentwicklung in der Elektronik und Elektrotechnik wurde bereits 1981 durch Itakura et al. (1981) die Verwendung eines LCD-Displays als steuerbares Transmissionsgitter beschrieben. Die Anpassung eines Transmissionsgitters beispielsweise an ein Strömungsprofil wird von Pau und Dallas (2009) beschrieben.

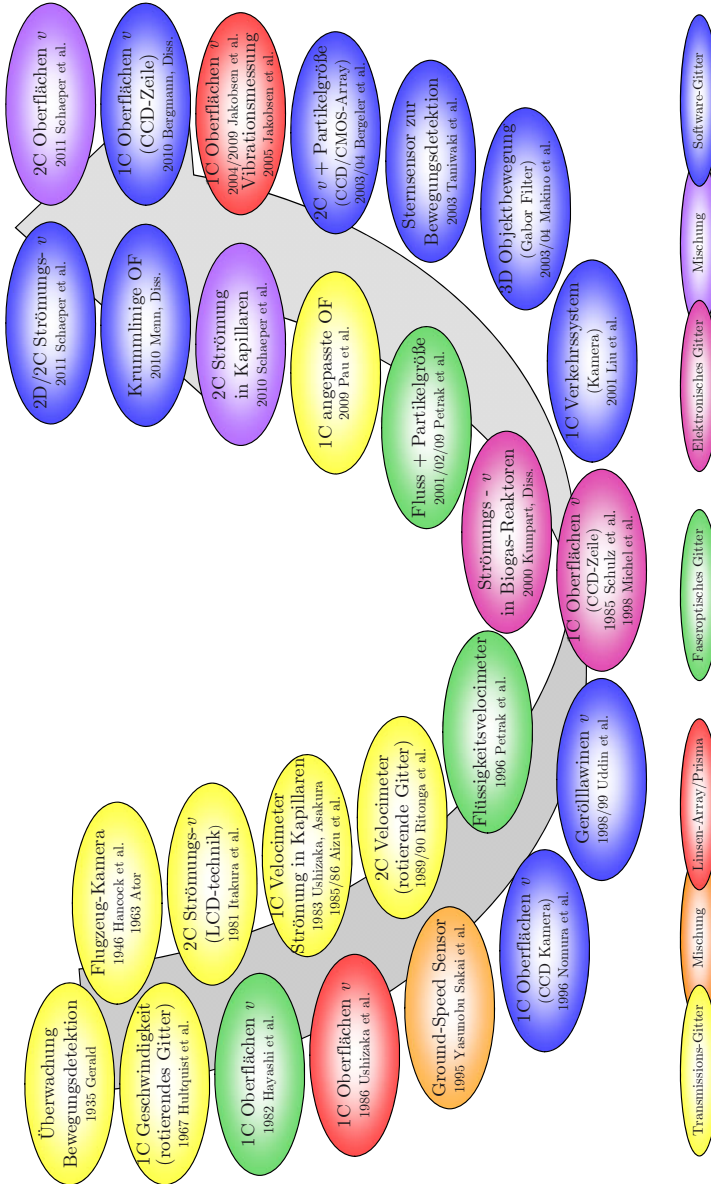


Abbildung 2.2: Realisierungen in der optischen Ortsfiltermesstechnik, vorrangig zur Geschwindigkeitsbestimmung (Auswahl), angeordnet an einem Zeitpfeil

Die Verwendung von **Phasengittern** zur ortsfilterbasierten Geschwindigkeitsmessung wird unter anderem von Ushizaka et al. (1986) und von Jakobsen et al. (2004, 2005, 2009) aufgezeigt. Letzterer verwendet nach Bergmann (2010) die „Strukturanreicherung“ durch Laser-Speckle. Eine „Mischung“ von festem Transmissionsgitter und Linsenarrays wird von Sakai et al. (1995) in Form eines Geschwindigkeitssensors für den Straßenuntergrund an Autos beschrieben.

Die Verwendung von Glasfasern (**Faseroptische Gitter**) für die ortsfilterbasierte Velocimetrie stellt eine Besonderheit dar. Beschrieben wird die Verwendung optischer Fasern lediglich durch Hayashi und Kitagawa (1982) und durch Petrak et al. (1996). Eine Erweiterung zur zusätzlichen Ermittlung der Partikelgröße wird ebenfalls von Petrak (2001, 2002) und in Petrak und Rauh (2009) stetig weiterentwickelt.

Eine Lösung zu **Elektronischen Gittern** wird durch Schulz und Fiedler (1985) unter dem Begriff „aktive Gitter“ gegeben. Hierbei wird eine CCD-Zeile derart getaktet, dass ein Ladungspaket eines Pixels beispielsweise genau um zwei Pixel weiter transportiert wird, um damit ein Signal eines Zweifachgitters bereits auf dem Chip zu generieren. Weitere Untersuchungen in diesem Bereich wurden unter anderem durch Michel et al. (1998b) und Kumpart (2000) vorgenommen. Eine weitere Entwicklung im Bereich der elektronischen Gittergenerierung, die nicht in Abbildung 2.2 aufgezeigt wird, ist die direkte Gewichtung einzelner Pixel auf einem Chip. Diese wegweisende Entwicklung der Onchip-Ortsfiltermesstechnik wird durch Go et al. (2002, 2003, 2004, 2006), Hsiao et al. (2004) und Tsai et al. (2006, 2009) angetrieben.

Die letzte Hauptklasse ist die softwarebasierte Gittergewichtung (**Software-Gitter**). Nomura et al. (1996) zeigte die Verwendbarkeit zweier orthogonaler Gitter auf Grundlage der gleichen Grauwert-Information einer CCD-Kamera zur Richtungserkennung. Die Bestimmung der Oberflächengeschwindigkeit von Gerölllawinen wurde von Uddin et al. (1998, 1999) in dieser Hauptklasse zur Gittererzeugung beschrieben. Mit der Anwendung von **Software-Gittern** verbreiterte sich auch das Spektrum an Anwendungen. So werden durch Liu et al. (2001) ein Verkehrsbeobachtungssystem, von Makino et al. (2003, 2004) eine 3D Objekt-Bewegungs-Verfolgung und von Taniwaki und Ohkami (2003) ein Sternsensor für die Raumfahrt beschrieben. Anhand von strukturierten CCD- und CMOS-Arrays wird durch Bergeler (2003) die Anwendung von **Software-Gittern** für die zweikomponentige Geschwindigkeitsbestimmung aufgezeigt. Des Weiteren wird die Anwendung zur Teilchengrößenbestimmung an-

hand eines „Chirp-Gitters“ Bergeler und Krambeer (2004) dargestellt. Bergmann (2010) zeigt durch die Verwendung mehrerer Gittersignale eine „Verbesserung des Ortsfrequenzfilterverfahrens zur kamerabasierten Messung der translatorischen Geschwindigkeit bewegter Objekte“. Eine Weiterführung in der Ortsfiltermesstechnik wird anhand der Messung der Mikrozirkulation im Fingernagelpfalz entlang gekrümmter Pfade durch Menn (2010) beschrieben. Hierbei kann der Messpfad als beliebiger krummliniger Verlauf in einer Ebene vorgegeben werden.

Die „Mischung“ aus inhärenter Signalbildung und direkter Software basierten Gitterbildung ist in Kapitel 4 (Abschnitt 4.3 DSP basiertes Messsystem zur 2C-Messung) näher beschrieben. Weiterhin ist der Vergleich zwischen mehrdimensionaler Ortsfiltermesstechnik und der Particle Image Velocimetry (PIV) interessant.

2.3 Signalentstehung bei Ortsfiltermesssystemen (1C)

Nach Ator (1966) wird die Signalentstehung, bei der Verwendung von parallelen Schlitzten als optisches Gitter, als Prozess der Kreuzkorrelation zwischen Gitterfunktion und Bildintensitätsverteilung beschrieben. Dieses ist die Schlussfolgerung daraus, dass die beobachtete Szene am Sensor vorbei geführt und der vom Sensor beobachtete Ausschnitt mit der Gitterfunktion gewichtet wird. Die Richtung, in der die Intensitätsverteilung zeitlich verschoben wird, steht dabei nicht fest. Die Signalentstehung in Form der Kreuzkorrelation wird weiterhin von Michel et al. (1998a) und später von Haus und Lauinger (2007) beschrieben.

In späterer Literatur zu optischen Ortsfiltermesssystemen (beispielsweise: Aizu und Asakura 1987; Petrak et al. 1996; Uddin et al. 1998; Michel 2000; Bergeler und Krambeer 2004; Penirschke und Jakoby 2008; Pau und Dallas 2009; Bergmann 2010) wird die Signalentstehung vorrangig als Faltungsprozess zwischen einfallender Intensitätsverteilung der beobachteten Szene und einer Funktion des verwendeten Gitters beschrieben. Der Ansatz eines Faltungsprozesses im Zeitbereich ermöglicht die Multiplikation der Betragsspektren (von einfallender Intensitätsverteilung und Gitterfunktion) im Bildbereich bzw. Ortsfrequenzbereich. Dabei wird mathematisch gesehen die beobachtete Szene zunächst gespiegelt und dann am Gitter des Ortsfilters vorbeigeführt (Michel 2000). In Anhang A.3 sind die Kreuzkorrelation und die Faltung einer beispielhaften Intensitätsverteilung mit einer Gitterfunktion vergleichend beschrieben.

Grundsätzlich kann bei Ortsfiltermesssystemen die Signalentstehung mittels der Gewichtung der vorliegenden Bildintensitätsverteilung $i_B(x)$ mit einer Gitterfunktion $g(x)$ nach

$$s = \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x) g(x) dx \quad (2.2)$$

beschrieben werden. Die gewichtete Intensitätsverteilung wird zu einem charakteristischen Signalwert s integriert. Die aufgestellte Gewichtung ist in Abbildung 2.3 anhand eines Signalausschnittes einer beispielhaften Intensitätsverteilung (aus Anhang C.6) in a) gezeigt.

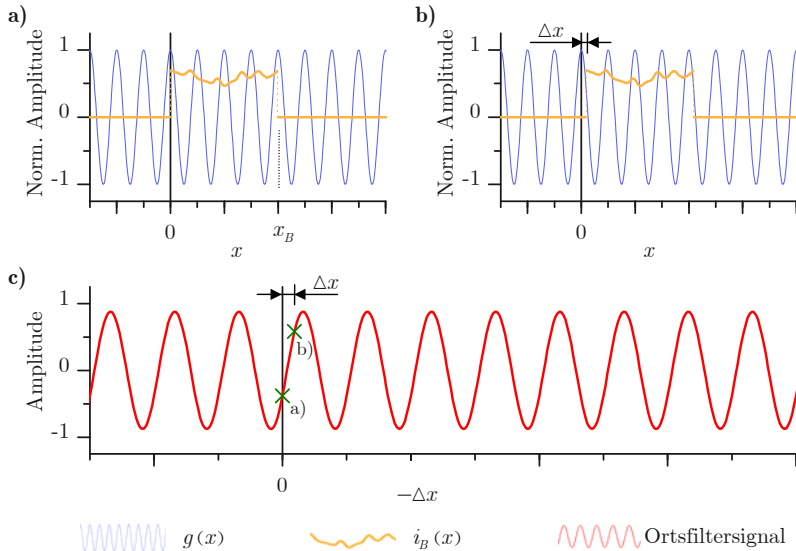


Abbildung 2.3: Überlagerung einer um Δx verschobenen Intensitätsverteilung i_B mit einer Gitterfunktion $g(x)$, Intensitätsverteilung $i_B(x)$ an Position a) 0, b) $x - \Delta x$ und c) resultierendes Ortsfiltersignal

Die Intensitätsverteilung $i_B(x)$ habe eine Ausdehnung x_B . Wird $i_B(x)$ um ein Stück Δx in positive x -Richtung verschoben, liegt Fall b) in Abbildung 2.3 vor. Dieses kann wie folgt beschrieben werden.

$$s(\Delta x) = \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x - \Delta x) g(x) dx \quad (2.3)$$

Je nach Versatz Δx entsteht ein weiterer Wert des Ortsfiltersignals wie im Diagramm c) angedeutet. Die Form von Gleichung 2.3 gleicht der Kreuzkorrelation $K_{i_B g}(-\Delta x)$ zweier Funktionen und kann nach Anhang A.2 in

$$s(\Delta x) = K_{g i_B}(\Delta x) = k_s \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x) g(x + \Delta x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x - \Delta x) g(x) dx = K_{i_B g}(-\Delta x) \quad (2.4)$$

zu $K_{g i_B}(\Delta x)$ umgeschrieben werden. Der Ausdruck $g(x + \Delta x)$ ist so zu deuten als würde die Gitterfunktion in negative x -Richtung über die Intensitätsverteilung $i_B(x)$ um Δx weiter bewegt werden.

Die Kreuzkorrelation des in Abbildung 2.3 verwendeten Kosinusgitters

$$g(x) = \cos\left(\frac{2\pi}{g_p} x\right), \quad (2.5)$$

unter Verwendung der Gitterperiode g_p aus Gleichung 2.1, mit $i_B(x)$ ist gerade ein Fourier-Koeffizient. Vergleicht man die Signalentstehung aus Gleichung 2.2 mit der Fourier-Kosinus-Transformation (nach León et al. 2011), so erhält man direkt den Wert des Koeffizienten $a(k)$ mit $k = 2\pi / g_p$ nach

$$s = \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x) \cos\left(\frac{2\pi}{g_p} x\right) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x) \cos(kx) dx = a(k). \quad (2.6)$$

In Anlehnung an Aizu und Asakura (2006) ist die dabei verwendete Ortsfrequenz μ mit der Ortskreisfrequenz k nach

$$\mu = \frac{k}{2\pi} = \frac{1}{g_p} \quad (2.7)$$

verknüpft und stellt die Ortsfrequenz in x -Richtung dar. Die Ortsfrequenz μ wird in den nachfolgenden Abbildungen zur Veranschaulichung der Zusammenhänge zwischen Gitterperiode g_p einer Gitterfunktion im Zeitbereich und der damit verbundenen Ortsfrequenz μ im Ortsfrequenzbereich verwendet. Mit Gleichung 2.6 bildet ein Ortsfilter, unter Verwendung einer geraden harmonischen Gitterfunktion $g(x)$,

den Wert eines Fourier-Kosinus-Koeffizienten ab. Weiterhin können die Koeffizienten $b(k)$ der ungeraden Fourier-Sinus-Transformation nach

$$b(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x) \sin(kx) dx \quad (2.8)$$

hinzugezogen werden (nach León et al. 2011). Diese beschreiben die Verwendung von sinusförmigen Gitterfunktionen. Durch Kombination von $a(k)$ und eines dazugehörigen Koeffizienten $b(k)$ kann durch den Phasenversatz von $\varphi_x = 90^\circ$ die Bewegungsrichtung detektiert werden (Aizu et al. 1985b; Amari und Masuda 1990; Nomura et al. 1996; Michel et al. 1998b). Zur Richtungserkennung müssen die zwei verwendeten Gitterfunktionen nicht zwangsläufig einen örtlichen Phasenversatz von 90° aufweisen. Es muss lediglich ein Phasenversatz vorhanden sein, dieser kann in eine orthogonale Abhängigkeit, wie von Jakobsen et al. (2005) beschrieben, umgerechnet werden (vgl. Anhang A.4). Die Koeffizienten $a(k)$ und $b(k)$ können in der komplexen Fourier-Transformation zusammengefasst werden (León et al. 2011). Damit ergibt sich der Wert s in Form eines komplexen Wertes $\underline{s}$ zu:

$$\begin{aligned} \underline{s}(k, \Delta x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x - \Delta x) [\cos(kx) - j \sin(kx)] dx \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x - \Delta x) e^{-j(kx)} dx \\ &= \Im \{ i_B(x - \Delta x) \} = \Im \{ i_B(x) \} e^{-j(k\Delta x)} = \underline{c}(k, \Delta x) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die Fourier-Transformation der Intensitätsverteilung i_B liefert demnach als Ergebnis die Kreuzkorrelation mit harmonischen Gittern der jeweiligen Ortsfrequenz μ in Abhängigkeit der Verschiebung Δx . Die Beschreibung des örtlichen Versatzes Δx in Abbildung 2.3 kann bei konstanter spektraler Charakteristik der Intensitätsverteilung i_B auch mittels des Verschiebungssatzes erfolgen (Bronstein et al. 2001). Wird $i_B(x)$ um ein Wegstück Δx zu $i_B(x - \Delta x)$ weiter versetzt, so kann dieses durch frequenzproportionales Verschieben der Phase berechnet werden. Damit ist eine Bewegung im Originalbereich mit einer Phasenänderung im Bildbereich verknüpft.

Bei der bisherigen Betrachtung eines Ortsfilters wurden harmonische Gitterfunktionen verwendet. Wird beispielsweise ein Rechteckgitter verwendet, muss dieses durch die Überlagerung vieler harmonischer Funktionen realisiert werden. Abbildung

2.4 verdeutlicht die Nachbildung eines Rechteckgitters mittels harmonischer Funktionen. Das Rechteckgitter ist eine klassische Variante eines optischen Gitters (Aizu und Asakura 2006), da es leicht anzufertigen ist. Beispielsweise kann es durch Einbringen von Schlitzen in eine Blende oder das Aufdrucken von Streifen auf transparente Folie realisiert werden. Zu beachten ist, dass diese Rechteck-Gitterfunktion nicht mehr mittelwertfrei ist. Dieses wird bei der Fourier-Transformation durch den Koeffizienten bei $\mu = 0$ berücksichtigt (Bronstein et al. 2001).

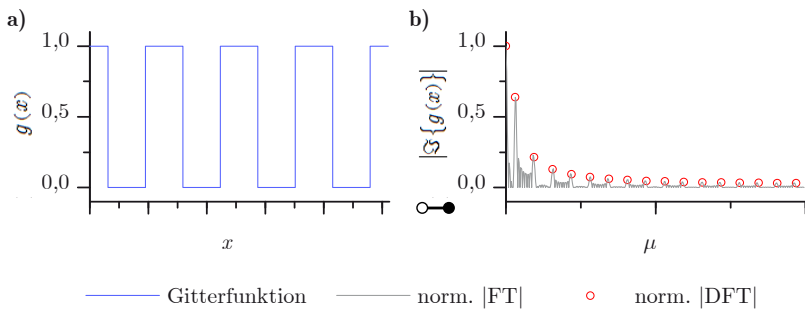


Abbildung 2.4: Beispiel einer rechteckförmigen Gitterfunktion, a) die Gitterfunktion $g(x)$ und b) das dazugehörige Betragsspektrum

Ein zeitabhängiges Ortsfiltersignal erhält man, indem der örtliche Versatz Δx durch $\Delta x = v_x t$ ersetzt wird. Dabei wird angenommen, dass die Bewegungsgeschwindigkeit v_x innerhalb des Wegabschnittes Δx konstant ist. Sei es der Sensor, der sich über eine beobachtete Szene hinweg bewegt (beispielsweise als optischer Geschwindigkeitssensor zur Schlupfdetektion am Auto: Sakai et al. 1995) oder eine Szene, die sich an einem stationär angebrachten Sensor vorbeibewegt (zum Beispiel die Bewegung von Partikeln an einem faseroptischen Sensor vorbei: Petrak und Rauh 2009). Folgernd wird festgelegt, dass eine Bewegung der Bildintensitätsverteilung $i_B(x)$ in positive x -Richtung entsprechend positiv gewertet wird.

Damit können Gleichungen 2.3 und 2.9 wie folgt umgeschrieben werden:

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x - v_x t) g(x) dx \quad (2.10)$$

$$\underline{s}(k, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x - v_x t) e^{-j(kx)} dx = \Im \{i_B(x - v_x t)\} = \underline{I}_B(t) = \Im \{i_B(x)\} e^{-j(kv_x t)} \quad (2.11)$$

Zunächst wird Gleichung 2.10 betrachtet. Das Kosinusgitter in Abbildung 2.3 wurde zur Veranschaulichung und der Herleitung der Zusammenhänge vorerst bewusst größer als die Ausdehnung einer begrenzten Intensitätsverteilung dargestellt. In der Realität ist das verwendete Gitter $g(x)$ örtlich auf die Ausdehnung des Bildausschnittes x_B in x -Richtung und in der Breite y_B in y -Richtung begrenzt. Dadurch werden immer wieder die vorliegenden Intensitätsverteilungen aus dem „Sichtbereich“ des Sensors heraus bewegt und wiederum andere Verteilungen gehen in die Signalbildung des Ortsfilters ein. Diese Fluktuationen der beobachteten Szene gehen mit Phasensprüngen (Bergmann 2010; Menn 2010) des Ortsfiltersignals einher. Zur Veranschaulichung dieses Vorganges dient Abbildung 2.5. Hierbei wird nicht der gleiche Signalausschnitt aus Abbildung 2.3 weiter verschoben sondern die örtlich bewegte Intensitätsverteilung $i_B(x - v_x t)$ mittels der gefensterter Gewichtungsfunktion $g(x)$ gewichtet. Auf der rechten Seite in Abbildung 2.5 ist das zeitlich abhängige Ergebnis für $s(t)$, das Ortsfiltersignal (Zeitachse oben beginnend nach unten verlaufend), abgebildet. Die olivfarbenen Markierungen ($\times$) im Ortsfiltersignal geben den jeweiligen Signalwert $s(t)$ der auf der linken Seite dargestellten Zeitpunkte wieder. Im Bereich zwischen t_1 und t_2 weist die Intensitätsverteilung i_B einen geringen Kontrast auf, wodurch Phasensprünge begünstigt werden. Betrachtet man dagegen die Zeitspanne im Bereich von t_3 und t_4 entsteht durch den höheren Kontrast eine bessere Modulation des Ortsfiltersignals. Hierbei ist bereits die Abhängigkeit der Modulationstiefe von der vorliegenden Struktur erkennbar. Wobei auch die Strukturgröße relativ zur verwendeten Gitterperiode einen Einfluss hat (Aizu und Asakura 2006). Verglichen mit Abbildung 2.3 ist das Spektrum von i_B nicht mehr konstant aber stationär. Damit wird auch der einzelne Koeffizient des Spektrums von i_B durch die vorher erwähnten Fluktuationen beeinflusst.

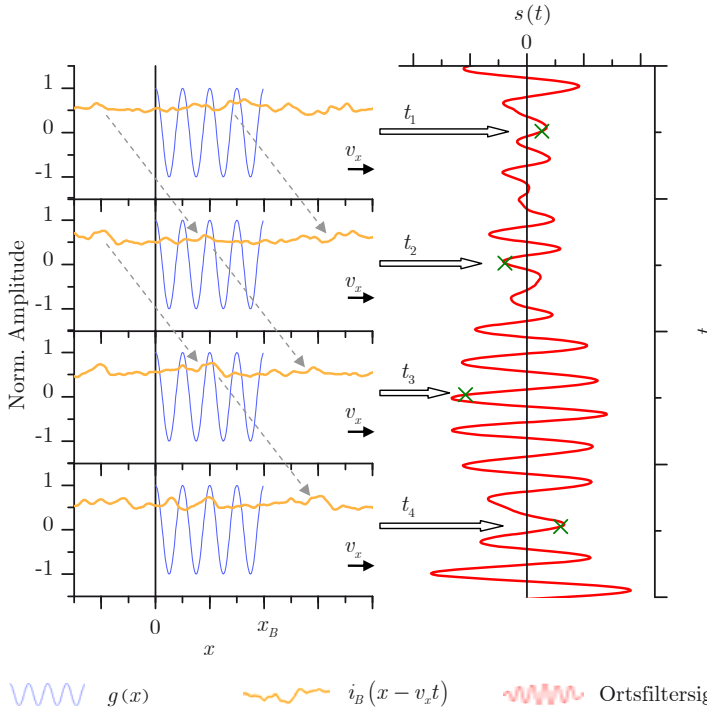


Abbildung 2.5: Beispiel zur Signalentstehung (rechts) bei vorgegebener Gitterfunktion $g(x)$ (linke Seite, blau) und Verschiebung der Intensitätsverteilung i_B aus Anhang C.6 (linke Seite, orange) in positive x -Richtung

Gleichung 2.11 beinhaltet, im Unterschied zu Gleichung 2.10 in der nur ein Gitter $g(x)$ mit fester Gitterperiode g_p verwendet wird, die Abhängigkeit von der Ortskreisfrequenz k und damit der Ortsfrequenz $\mu = k/2\pi$. Weiterhin spiegelt der Ansatz das zeitabhängige Spektrum $\underline{I}_B(t)$ der am Sensor vorbeibewegten Intensitätsverteilung $i_B(x - v_x t)$ wieder. In Abbildung 2.6 sind die zeitlichen Verläufe ausgewählter Koeffizienten anhand der Intensitätsverteilung aus Anhang C.6 dargestellt. Im Vordergrund ist der Realteil ($a(k)$) der Diskreten-Fourier-Transformation des ersten Intensitätsausschnittes $i_B(x)$ dargestellt. Die Ortsfrequenz wurde mit $\mu x_B = k x_B / 2\pi$ normiert. Damit ist eine direkte Ablesbarkeit der Anzahl an Gitterperioden innerhalb des Bildausschnittes x_B gegeben. In der unteren Zeile in Abbil-

dung 2.6 sind ausgewählte Gitterfunktionen dargestellt. Auf den Zeitachsen sind die Verläufe $a(\mu x_B, t)$ für $\mu x_B = 2, 4 \dots 16$ eingezeichnet. Der Verlauf des Koeffizienten $a(\mu x_B = 4)$ entspricht dabei dem Signal $s(t)$ in Abbildung 2.5, da hier die gleiche Gitterperiode $g_p = x_B / 4$ vorliegt.

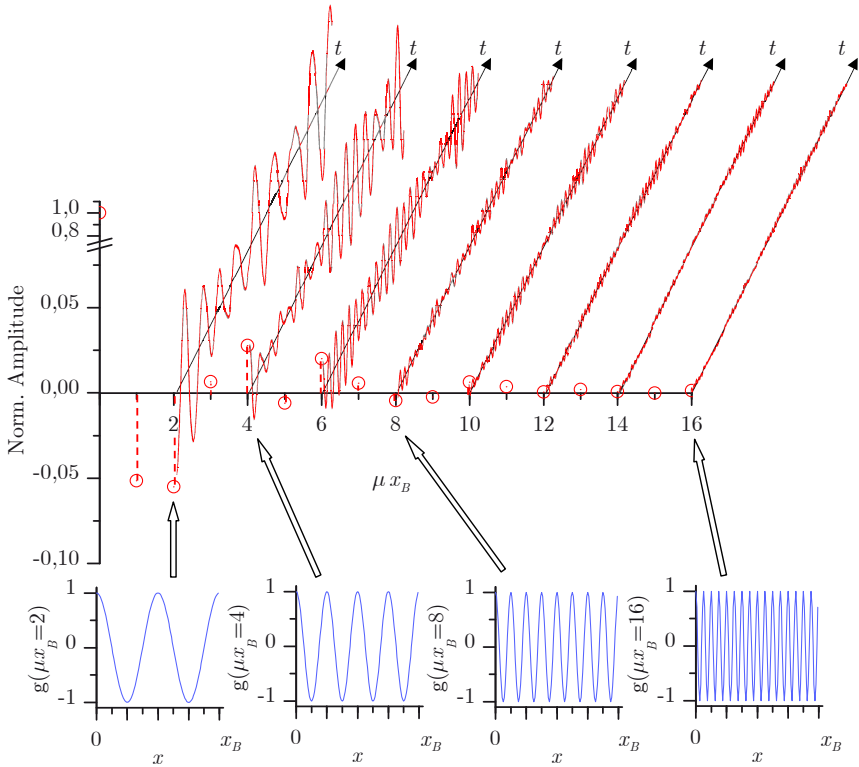


Abbildung 2.6: Zeitlicher Verlauf ausgewählter $a(k = 2\pi\mu)$ -Koeffizienten der Diskreten-Fourier-Transformation des Beispielsignals (aus Anhang C.6)

Proportional zu μ erhöht sich die Anzahl an Gitterperioden im Bildausschnitt und damit die Frequenz des Zeitsignals der jeweiligen Koeffizienten $a(k = 2\pi\mu)$. Bei dem Koeffizient $a(k x_B / 2\pi = \mu x_B = 2)$ wird, im Vergleich zu $a(k x_B / 2\pi = \mu x_B = 4)$, eine doppelte Gitterperiodenlänge benutzt und folglich ist die Frequenz des Signals bei gleicher Bewegungsgeschwindigkeit halbiert.

Werden die komplexen Koeffizienten der zeitlich abhängigen Fourier-Transformierten $\underline{I}_B(t)$ betrachtet, erhält man durch die Änderung der Phase eine Information über die Bewegung der Intensitätsverteilung. Dazu sind in Abbildung 2.7 die Verläufe der Phasenänderung ausgewählter Koeffizienten dargestellt. Im oberen Bereich ist als zeitliche Referenz das Signal aus Abbildung 2.5, der dazugehörige Verlauf $-b(\mu x_B = 4)$ und Betrag des komplexen Fourier-Koeffizienten $c(\mu x_B = 4)$ abgebildet. Das Minuszeichen ergibt sich aus der Fourier-Transformation in Gleichung 2.9.

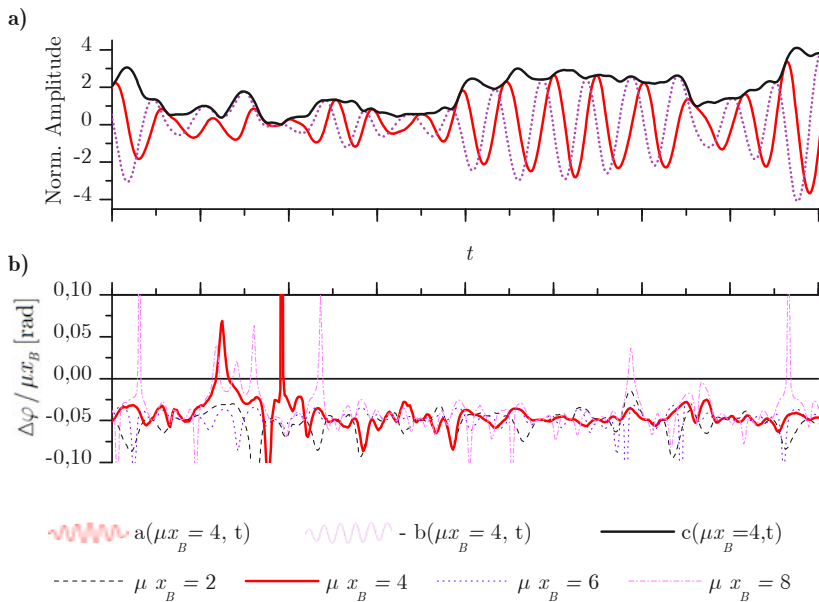


Abbildung 2.7: $\Delta\varphi$ -Verläufe ausgewählter Koeffizienten der zeitlich abhängigen Fourier-Transformierten $\underline{I}_B(t)$ (Beispielsignal aus Anhang C.6), a) Ortsfiltersignale mit $\mu x_B = 4$, b) normierte $\Delta\varphi$ -Verläufe der Koeffizienten

Im unteren Bereich von Abbildung 2.7 sind die $\Delta\varphi$ -Werte der jeweiligen Phasenverläufe dargestellt. Dabei sind diese mit dem jeweiligen Faktor μx_B normiert. Der scheinbar stabilste Phasenanstieg ist bei $\mu x_B = 2$ zu erkennen, da hier verglichen mit Abbildung 2.6 die größte Amplitude des komplexen Zeigers auftritt. Gefolgt vom Phasenverlauf mit $\mu x_B = 4$ sind hier bereits offensichtliche Phasensprünge im Signal

zu verzeichnen. Bei den Verläufen höherer μx_B -Werte (hin zu kleineren Gitterkonstanten) treten vermehrt Phasensprünge auf.

Die Modulationstiefe eines Ortsfiltersignals ist von der spektralen Charakteristik der vorliegenden Intensitätsverteilung i_B abhängig. In Abbildung 2.8 sind drei beispielhafte Intensitätsverteilungen i_B und deren Spektren dargestellt.

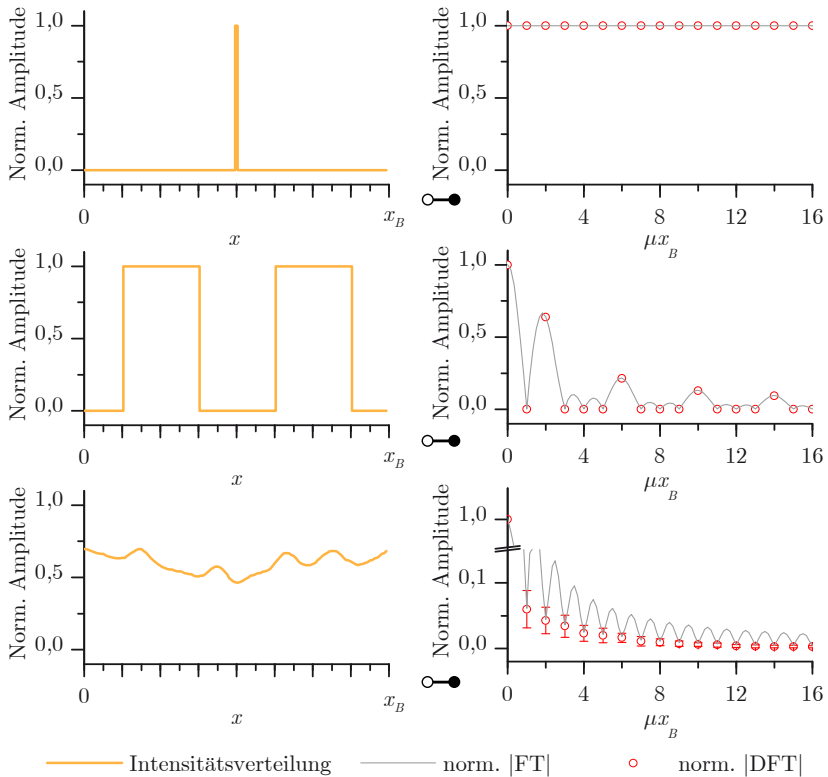


Abbildung 2.8: Spektrale Charakteristik unterschiedlicher Intensitätsverteilungen, links: vorgegebene Intensitätsverteilung, rechts: das dazugehörige Spektrum

Liegt beispielsweise eine Dirac-ähnliche Verteilung vor, ist bei jeder verwendeten Gitterperiode eine sehr gute Modulation des Ortsfiltersignals zu erwarten. Die zweite Intensitätsverteilung ist eine rechteckförmige Verteilung und ruft nur bei bestimmten

Gitterperioden ein Ortsfiltersignal hervor. Wird beispielsweise eine Gitterperiode $g_p = x_B / 4$ ($\mu x_B = 4$) verwendet, gleichen sich die mit dem Gitter gewichteten positiven und negativen Anteile aus und es entsteht kein verwertbares Signal. Wird hingegen die Gitterperiode $g_p = x_B / 2$ ($\mu x_B = 2$) benutzt, erhält man ein gut modulierte Signal. Als dritte Intensitätsverteilung dient die beobachtete Oberfläche aus Anhang C.6. Dargestellt ist auf der rechten Seite das gemittelte Spektrum über jeweils 1153 Werte. Die Fehlerbalken zeigen die einfache Standardabweichung an. Dadurch, dass die Verteilung im Vergleich zu den darüber abgebildeten Beispielen einen schwachen Kontrast aufweist, sind die Beträge der komplexen Fourier-Koeffizienten viel kleiner.

Schlussfolgernd kann die Signalentstehung bei Ortsfiltermesssystemen als zeitabhängige Fourier-Transformation aufgefasst werden. Wobei die Geschwindigkeitsinformation aus dem zeitlichen Verlauf einzelner Koeffizienten und/oder dem Phasenverlauf des komplexen Koeffizienten erhalten werden kann. Weiterhin ist die Größe des Betrages eines komplexen Fourier-Koeffizienten ein Qualitätskriterium. Zum einen kann bei Auftreten von Schwankungen und Anstiegswechseln des Betrages eines Koeffizienten mit Phasensprüngen gerechnet werden. Zum anderen kann mittels der Fourier-Transformation der vorliegenden Intensitätsverteilung abgeschätzt werden, welche Gitterkonstanten für die Bildung eines Ortsfiltersignals vorteilhaft sind.

2.4 Verwendung strukturierter Array-Detektoren zur 2C Messung

Arraydetektoren wurden für „zweidimensionale“ bzw. zweikomponentige Geschwindigkeitsmessungen durch Bergeler (2003) untersucht. Dabei wurde eine Anordnung zweier räumlich orthogonaler Ortsfilter favorisiert (Bergeler und Krambeer 2004). In Abbildung 2.9 ist das prinzipielle Vorgehen dargestellt. Die Grauwerte der einzelnen Pixel werden zunächst ausgelesen, danach in Pixelzeilen- und Pixelspalten-Summen aufaddiert. Die Zeilen- und Spaltenwerte werden dann entsprechend eines Gitters gewichtet. Die gewichteten Daten werden zu je einem Signalpunkt der Ortsfiltersignale $s_x(t)$ und $s_y(t)$ summiert. Dieses Verfahren wird für jedes ausgelesene Einzelbild (engl. frame) vorgenommen. Der Vorteil bei der Verwendung strukturierter Arraydetektoren ist die Möglichkeit der Anpassung des jeweiligen Messsystems an den vorliegenden Prozess. Hierzu kann die Gitterkonstante g_p in gewissen Grenzen an die vor-

liegende Strukturgrößenverteilung angepasst werden. Dieses ist auch für einkomponentige Messsysteme, basierend auf einer strukturierten Empfängerzeile für eine Bewegungsrichtung, möglich. Durch die Einstellbarkeit der Gitterfunktion für x - und y -Richtung ergibt sich ein weiterer Vorteil gegenüber 1C Messsystemen. Neben einer Vorzugsrichtung in x -Richtung, beispielsweise bei Papierbahnen, kann in y -Richtung mit einem feineren Gitter die Querbewegung detektiert werden.

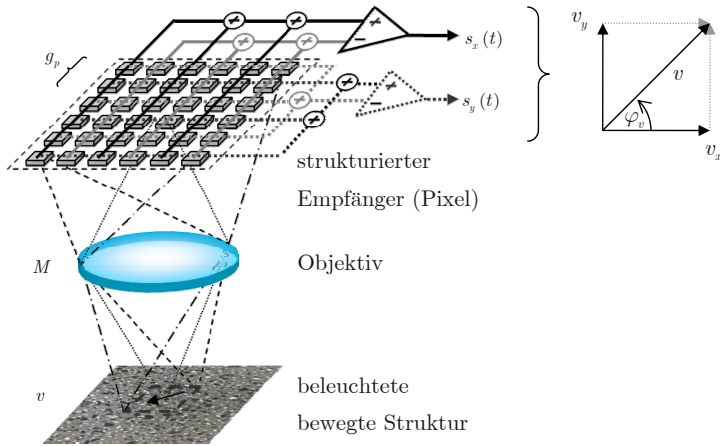


Abbildung 2.9: Realisierung der räumlich orthogonalen Gitterfunktionen in x - und y -Richtung am Beispiel eines Einfach-Differenzgitters (abgewandelte Form nach Schaeper und Damaschke 2011)

Die Geschwindigkeit mit Betrag v und Richtung φ_v kann wie folgt ermittelt werden.

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \quad (2.12)$$

$$\varphi_v = \arg(v_x + j v_y)$$

Neben der ortsfILTERbasierten Velocimetrie mittels Array-Detektoren existieren weitere Verfahren zur Bewegungsanalyse, um eine geeignete Bildaufnahme zu erstellen und den örtlichen Versatz der Intensitätsverteilung zu schätzen. In Abbildung 2.10 sind drei grundsätzliche Möglichkeiten der Bestimmung des Bildversatzes angedeutet. Die vorliegende Intensitätsverteilung sei beispielhaft die Intensitätsverteilung i_B einer Oberfläche.

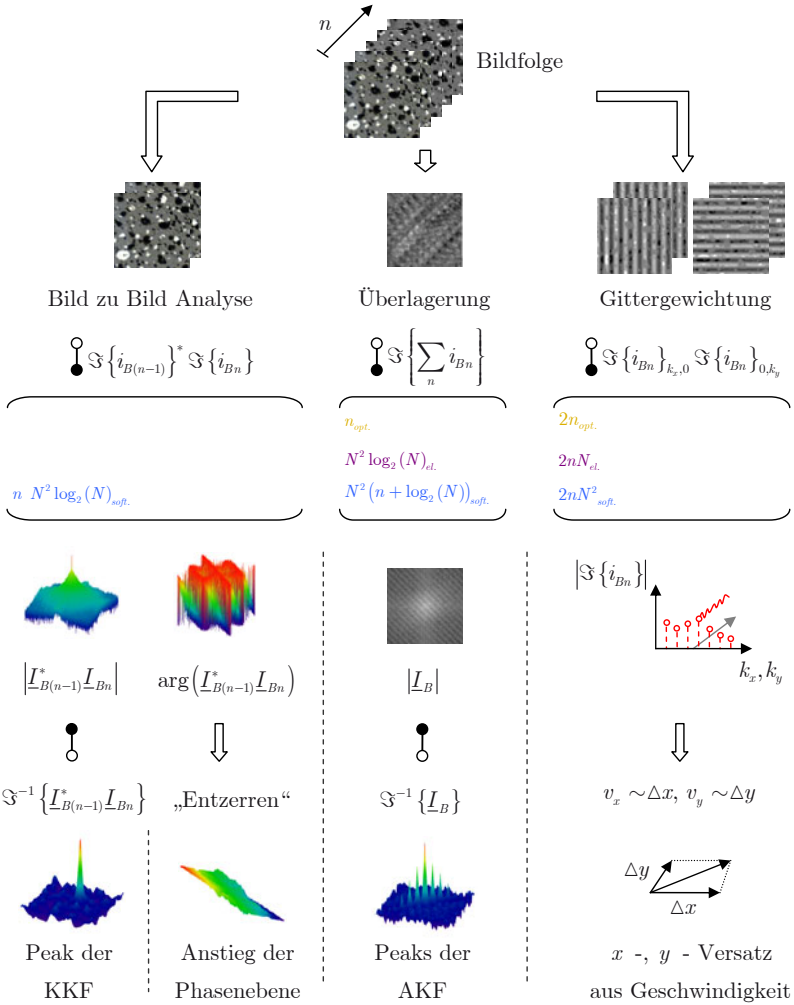


Abbildung 2.10: Versatzbestimmung anhand einer Bildfolge, links: Analyse des Bildpaares durch Kreuzkorrelation bzw. Phasenversatz-Bestimmung, Mitte: Überlagerung des Bildpaares und anschließende Autokorrelation, rechts: Gittergewichtung der Einzelbilder in x - und y -Richtung

Die Anwendung der 2D-Kreuzkorrelation zwischen zwei aufeinander folgenden Bildern ist in der PIV weit verbreitet (Raffel et al. 2007). Der dadurch entstehende Korrelationspeak weist einen Abstand zum Mittelpunkt des Areal auf, der gleich dem Bildversatz ist. Dieses wird, bedingt durch die vereinfachte Berechnung, meist mittels der konjugiert komplexen Multiplikation der Fourier-Transformierten der Einzelbilder durchgeführt (linke Seite in Abbildung 2.10). Zur Berechnung einer 1D-FFT mittels des „Radix-2 FFT Algorithmus“ wird eine Anzahl an Rechenschritten in der Größenordnung $O(N \log_2 N)$ benötigt (Jähne 2005). Die FFT eines 2D-Arrays kann sukzessive zunächst für N Zeilen und anschließend für N Spalten erfolgen. Dies bedeutet, dass die zweidimensionale FFT einen Rechenaufwand in der Größenordnung $O(N^2 \log_2 N)$ besitzt. Die Berechnung der 2D-Fourier-Transformierten von n Bildern würde damit $nN^2 \log_2(N)$ Rechenschritte benötigen. Die direkte Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion $K_{i_{B(n-1)}i_{Bn}}$ kann auch im Zeitbereich erfolgen. Wenn zu erwarten ist, dass der Versatz der Bilder zueinander nur wenige Pixel beträgt, muss auch nur ein Teil der Kreuzkorrelation berechnet werden. Dieses ist beispielsweise von Bergmann (2010) für einkomponentige Messungen realisiert worden. Die Rücktransformation der konjugiert komplex multiplizierten Spektren und die eigentliche Versatzbestimmung durch die Interpolation des Korrelationspeaks bedeuten einen weiteren erheblichen Rechenaufwand. Wird die konjugiert komplexe Multiplikation der Fourier-Transformierten $(\Im\{\underline{I}_{B(n-1)}\})^* \Im\{\underline{I}_{Bn}\})$ verwendet (weiterhin linke Seite in Abbildung 2.10), kann ebenso die Phasendifferenz $(\arg(\underline{I}_{B(n-1)}^* \underline{I}_{Bn}))$ zur Bestimmung des örtlichen Versatzes herangezogen werden (Charonko et al. 2011). Durch zweidimensionales Entzerren (engl. unwrapping) des Verlaufes der Phasendifferenz erhält man eine Phaseebene, die in Richtung der Bewegung geneigt und einen Anstieg proportional zur Größe des Versatzes aufweist. Dazu wurde in Abschnitt 2.3 der Verschiebungssatz für eine Bewegungsrichtung aufgeführt (Gleichung 2.9). Erweitert für zwei Komponenten der Bewegung einer Intensitätsverteilung lautet der Verschiebungssatz wie folgt:

$$i_B(x - \Delta x, y - \Delta y) = i_B(\mathbf{p} - \Delta \mathbf{p}) = \Im^{-1} \left\{ \Im \{ i_B(\mathbf{p}) \} e^{-j(\mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{p})} \right\} \quad ; \quad \Delta \mathbf{p} = \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Dabei stellen $\mathbf{k}$ den Ortskreisfrequenzvektor mit dem richtungsunabhängigen Ortskreisfrequenzfaktor k und $\mathbf{p}$ den Ortsvektor in der x - y -Ebene nach

$$\mathbf{k} = \vec{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} = k \begin{pmatrix} l \\ m \end{pmatrix}; \quad \sqrt{l^2 + m^2} = 1; \quad \varphi_k = \arg(l + jm) \quad (2.14)$$

$$\mathbf{p} = \vec{p} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

dar. Dabei werden durch k_x und k_y die Ortskreisfrequenzen in die jeweilige x - und y -Richtung angegeben. Die Ortsfrequenzen μ und ν in Anlehnung an (Aizu und Asakura 2006) werden dabei mit $k_x = 2\pi\mu$ und $k_y = 2\pi\nu$ angegeben.

Eine zweite grundsätzliche Herangehensweise wird durch Raffel et al. (2007) anhand der Überlagerung der Intensitätsverteilungen einer Bildsequenz beschrieben (Mitte in Abbildung 2.10). Die Fourier-Transformierte der Überlagerung ergibt nach Raffel et al. (2007) so genannte „Youngs-Fringes“ im Bildbereich, die orthogonal zur Bewegungsrichtung ausgebildet sind. Die Namensgebung stammt eigentlich vom „youngschem Doppelspaltexperiment“ (Hecht 2005) bei dem diese Streifen, die „Youngs-Fringes“, entstehen. Für eine Mehrspaltanordnung können die gleichen Formeln verwendet werden und die Streifen werden präziser. Das Vorgehen der Bildüberlagerung wurde auch für die Bestimmung der Bewegungen „texturierter Oberflächen“ (Horn 2006) verwendet. Hierbei steht die Erfassung der Relativgeschwindigkeit eines Autos zum Asphalt im Fokus. Dabei werden n Bilder überlagert und Fourier-transformiert. Wird dieses Vorgehen programmtechnisch (in Software) gelöst, werden n Bilder miteinander addiert (nN^2 Rechenschritte) und die resultierende zweidimensionale Intensitätsverteilung Fourier-transformiert ($N^2 \log_2(N)$ Rechenschritte). Damit ergibt sich ein Rechenaufwand in der Größenordnung von $O(N^2(n + \log_2(N)))$. Wird die Überlagerung der Intensitätsverteilungen bereits durch eine gepulste Mehrfachbelichtung vorgenommen (vgl. Horn 2006), kann die Anzahl an Rechenschritten mit $N^2 \log_2(N)$ auf eine einzige 2D-Fourier-Transformation reduziert werden. Die Überlagerung der einzelnen Intensitätsverteilungen i_{B_m} kann nach dem Verschiebungssatz (Gleichung 2.13) mit gleich bleibender spektraler Charakteristik der Oberfläche anhand der Superposition der jeweiligen örtlich versetzten Fourier-Transformierten beschrieben werden:

$$\begin{aligned}
\Im \left\{ \sum_n i_{Bn} \right\} &= \Im \{i_{B1}\} + \Im \{i_{B2}\} + \dots + \Im \{i_{Bn}\} \\
&= \Im \{i_{B1}\} + \Im \{i_{B1}\} e^{j(\mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{p})} + \dots + \Im \{i_{B1}\} e^{j(\mathbf{k} \cdot (n-1)\Delta \mathbf{p})} \quad . \quad (2.16) \\
&= \Im \{i_{B1}\} \left(1 + e^{j(\mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{p})} + e^{j(\mathbf{k} \cdot 2\Delta \mathbf{p})} + \dots + e^{j(\mathbf{k} \cdot (n-1)\Delta \mathbf{p})} \right)
\end{aligned}$$

Hierbei wird die Intensitätsverteilung i_B jeweils um $\Delta \mathbf{p}$ in x - und y -Richtung weiter verschoben. Wird weiterhin die Bildung der „Youngs Fringes“ (Mitte in Abbildung 2.10) optisch vorgenommen (Raffel et al. 2007), kann die Anzahl an Rechenschritten theoretisch auf die Erfassung der n Bilder gegenüber der „Bild zu Bild Analyse“ reduziert werden. Die „Youngs Fringes“ weisen durch k den umgekehrt proportionalen örtlichen Versatz $\Delta \mathbf{p}$ auf. Damit ist der Versatz mittels dieses Streifenabstandes bestimmbar. Wird diese Streifenstruktur zurück in den Zeitbereich transformiert, erhält man die Autokorrelation der überlagerten Bildfolge. Der Abstand der erhaltenen Peaks gibt den Bewegungsversatz der Intensitätsverteilung wieder. Hierbei ist aber die Detektierbarkeit der Bewegungsrichtung nicht mehr gegeben. Auch hier ist die direkte Berechnung der Autokorrelationsfunktion der überlagerten Bilder im Zeitbereich mit höherem Rechenaufwand möglich. Diese Möglichkeit der Versatzschätzung bietet aber keinen Vorteil in der zeitlichen Auflösung, da eine Folge mehrerer Bilder benötigt wird.

Auf der rechten Seite in Abbildung 2.10 ist die Gitterbewertung der Intensitätsverteilungen nach dem Ortsfiltermessprinzip dargestellt. Nach Abschnitt 2.3 entspricht dieses je einem einzelnen Koeffizienten der Fourier-Transformierten der Intensitätsverteilung i_B für die x - und y -Richtung. Die Gittergewichtung entspricht einem Rechenaufwand von $O(nN^2)$. Durch eine entsprechende Vorverarbeitung (vgl. Kapitel 4) im Sensor wird der Aufwand auf $O(nN)$ Rechenschritte reduziert. Wird je ein Transmissionsgitter für x - und y -Richtung in Verbindung mit je einem Photodetektor in einem 2C-Ortsfiltermesssystem verwendet, werden die Analogwerte lediglich in digitale Werte gewandelt bzw. eingelesen ($O(n)$). Die Berechnung zweier Ortsfiltersignale (für x - und y -Richtung) ist im Gegensatz zur Kreuzkorrelation und anschließender Peakdetektion oder der Berechnung der Autokorrelationsfunktion und Auswertung der darin enthaltenen Peaks stark vereinfacht. Es werden lediglich ein Koeffizient der Fourier-Transformierten für die x -Richtung und ein weiterer für die y -Richtung verwendet. Entsprechend der in Abschnitt 2.3 gegebenen 1C Betrachtung

tungen können die Gleichungen für die Signalentstehung bei der Verschiebung einer Oberfläche in der x - y -Ebene erweitert werden. Die eindimensionale Fourier-Transformation aus Gleichung 2.11 wird zur Zweidimensionalen nach:

$$\begin{aligned} \underline{s}(\mathbf{k}, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x - v_x t, y - v_y t) e^{-j(k(Lx + my))} dx dy \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} i_B(x - v_x t, y - v_y t) e^{-j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{p})} dx dy = \Im \{ i_B(x - v_x t, y - v_y t) \} = \underline{I}_B(t)_{\mathbf{k}} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Damit kann das Ortsfiltersignal $\underline{s}$ in Abhängigkeit von $\mathbf{k}$ berechnet werden.

In Abbildung 2.11 sind verschiedene $\mathbf{k}$ -Vorgaben mit der dafür resultierenden Gitterfunktion skizziert. Hierzu wurde im Bildbereich an der Stelle von $\mathbf{k}$ der Wert „1“ und für alle anderen Werte „0“ eingetragen. Anschließend wurde die Rücktransformation in den Zeitbereich vorgenommen.

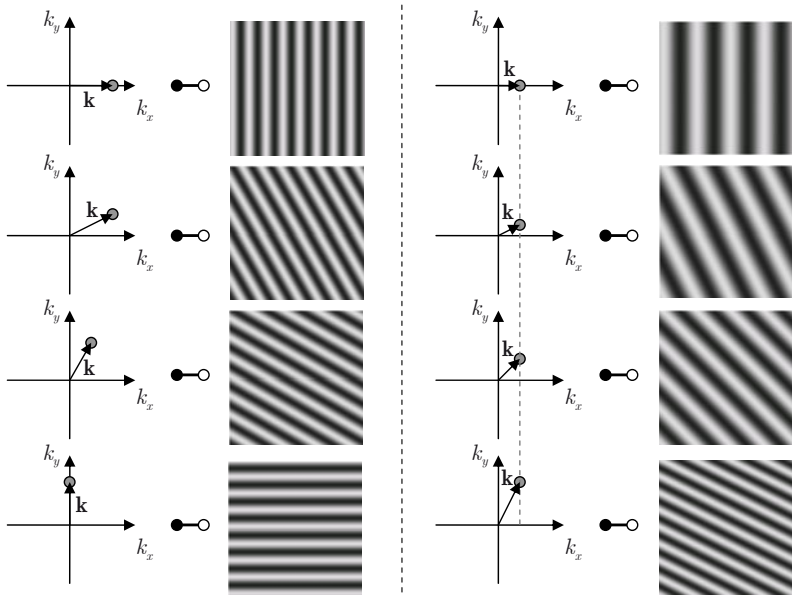


Abbildung 2.11: Bildung des Ortsfilter-Gitters mittels Vorgabe des Ortskreisfrequenzvektors $\mathbf{k}$ im Bildbereich, links: Gitterschwenkung mit $k = konst.$ aber φ_k variabel, rechts: Veränderung von $\mathbf{k}$ mit $k_x = konst.$

Auf der linken Seite in Abbildung 2.11 ist die „Schwenkbarkeit“ eines Gitters demonstriert. Der Betrag des Ortskreisfrequenzvektors $\mathbf{k}$ wurde konstant gehalten, lediglich dessen Richtung wurde mit φ_k variiert. Damit ist es theoretisch möglich, die Gitterausrichtung der örtlichen Bewegungsrichtung anzupassen. Auf der rechten Seite in Abbildung 2.11 ist die Veränderung der resultierenden Gitterfunktion in Abhängigkeit der Ortskreisfrequenz k_y gezeigt, wobei $k_x = \text{konst.}$ gehalten wird. Die Gitterkonstante bleibt hierbei in x -Richtung gleich, nur in y -Richtung verändert sich diese. Dieses bedeutet, wenn sich die vorliegende Intensitätsverteilung i_B nur in x -Richtung bewegt, erzeugen alle Ortsfiltergitter (repräsentiert durch die Fourier-Koeffizienten auf einer Linie im Spektrum) die gleiche Signalfrequenz.

In Abbildung 2.12 ist die Nutzung einer Linie von Koeffizienten dargestellt. Dadurch, dass sich Gitter mit gleichem k_y in y -Richtung kompensieren, wird das resultierende Gitter gegenüber Bewegungen in y -Richtung unempfindlich.

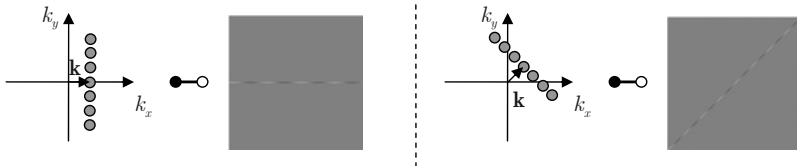


Abbildung 2.12: Bildung des Ortsfilter-Gitters durch eine Linie von Koeffizienten, links: Linie aus Koeffizienten mit $k_x = \text{konst.}$, rechts: Linie aus Koeffizienten 45° geneigt.

Das Ergebnis ist ein sehr schmales Ortsfilter in x -Richtung. Durch Neigung der Linie aus Koeffizienten kann ein Ortsfilter in beliebiger Richtung erstellt werden. Das resultierende Ortsfilter ist überaus selektiv in der vorgegebenen Richtung, da Bewegungen in andere Richtungen sofort aus dem Ortsfilter austreten und keinen Beitrag zum Signal mehr leisten können.

2.5 Einfluss der Pixelapertur eines Sensorchips

Das die Pixelapertur einen Einfluss auf das Spektrum eines Ortsfiltersignals hat, wird in Bergeler (2003) beschrieben. Hierbei werden die unterschiedlichen fertigungsbedingten Empfindlichkeitsfunktionen der Pixel von CCD- und CMOS-Sensoren verglichen. Im Folgenden wird allgemein der Einfluss der Pixelapertur anhand einer exemplarischen Empfindlichkeitsfunktion für einen Füllfaktor von 35,2% betrachtet. Es wird im Folgenden sichtbar, dass ein präziser Füllfaktor nicht zwingend notwendig ist. Für die Erstellung der Graphen wurde eine einzelne Pixelaperturfunktion mit 32 Werten abgetastet, welches in einem relativ dichten Spektrum der DFT resultiert.

Da der Pixelabstand innerhalb eines Arraydetektors bereits ein Gitter bildet, ist in Abbildung 2.13 a) die Verwendung der Pixelapertur dargestellt. Neben dem Gleichanteil wird eine erste Gitter-Grundschiwingung in der Größenordnung eines Pixels wiedergegeben. Folgerichtig liegt bei der Verwendung eines Arraydetektors eine Gitter-Grundschiwingung in der Größenordnung der Pixelgröße vor. Wird nun das Pixelgitter als einfach Differenzgitter gewichtet (Abbildung 2.13 b), ist der Gleichanteil null und die erste Grundschiwingung ist erwartungsgemäß bei $\mu x_B = 64$ aufzufinden. Dieses spiegelt eine Gitterperiode von $g_p = 2 \text{ Pixel}$ wider. Bei weiterer Vergrößerung der Periodendauer des Pixelgitters (c und d in Abbildung 2.13) befindet sich der Peak der Grundschiwingung bei entsprechend halbierten Frequenz im Spektrum. Weiterhin werden durch die Bildung eines Rechteckgitters vermehrt Oberwellen verursacht, die in das resultierende Ortsfiltersignal eingehen.

Um diese Oberwellen zu reduzieren, können sinusoidale Gittergewichtungen verwendet werden. Dazu ist aber eine höhere Anzahl an Pixel notwendig ($g_p > 8$), da die Gitterstruktur sonst einer Rechteckstruktur ähnelt.

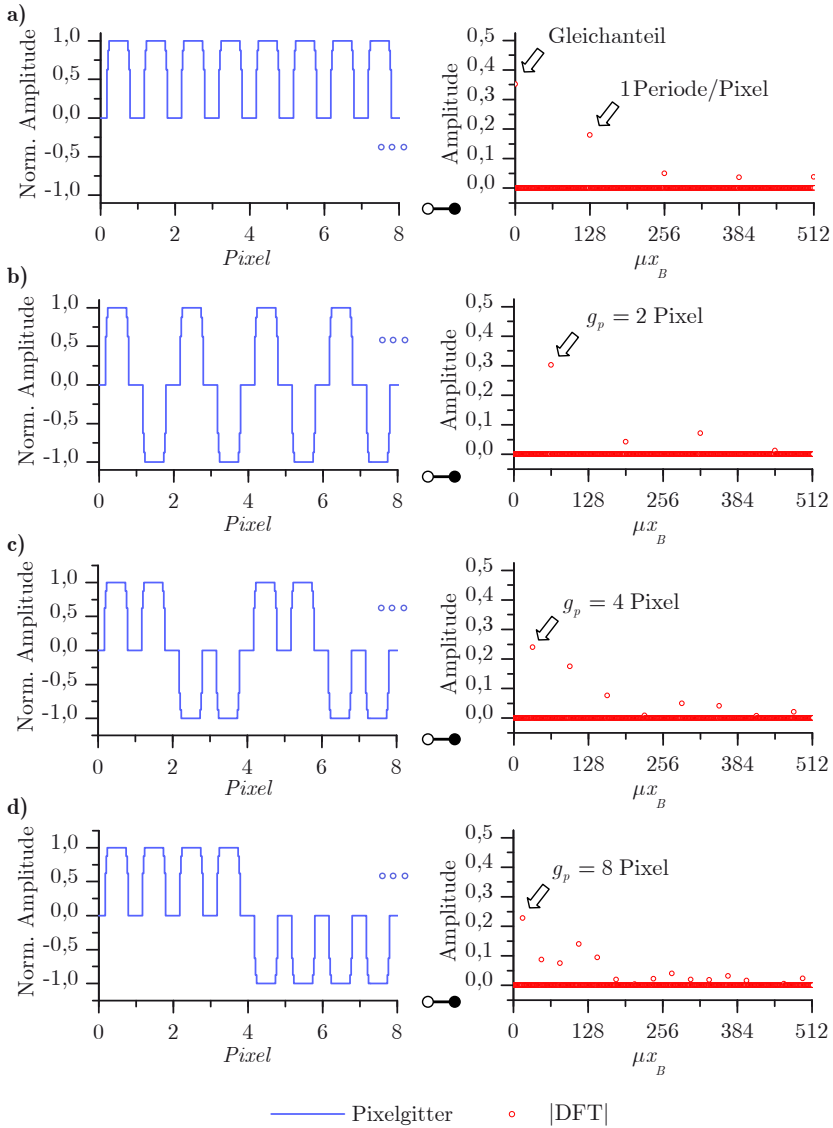


Abbildung 2.13: Einfluss der Pixelapertur bei der Verwendung der Pixelapertur selbst (a), bei einem Einfach-Differenzgitter (b), bei einem Rechteckgitter der Periodendauer von 4(c)- bzw. 8(d)-Pixel. Bezogen auf eine Fensterlänge von 128 Pixel

In Abbildung 2.14 sind zwei Vergleiche zwischen einem Rechteckgitter und einem kosinusförmigen Gitter gegeben. Im Fall a) ist ein Rechteckgitter mit einer Gitterperiode $g_p = 16 \text{ Pixel}$ vorgegeben. Ein Kosinusgitter der gleichen Periodizität ist darunter dargestellt. Bereits hier ist eine deutliche Unterdrückung der Oberwellen in den auf der rechten Seite dargestellten Betragsspektren erkennbar. Verglichen mit dem durch den Pixelabstand verursachtem Gitter (a in Abbildung 2.13) entstehen um $\mu x_B = 128$ zwei Peaks. Diese Peaks repräsentieren das Pixelgitter. In Fall b) in Abbildung 2.14 ist bei einer Gittergewichtung mit $g_p = 32 \text{ Pixel}$ der gleiche Effekt veranschaulicht. Damit bleiben Oberwellen, herrührend von der Pixelapertur, bestehen.

Ob der Pixelabstand als Gitter in das Ortsfiltersignal mit eingeht, ist von der betrachteten Struktur, der Abbildung der Intensitätsverteilung mittels eines Objektives und der Abtastgeschwindigkeit des Sensors abhängig. Weist die Struktur keine Ortsfrequenzen im Bereich der Pixelgröße auf, wird vom Pixelgitter kein Beitrag zum Ortsfiltersignal geleistet. Die Abbildung der Struktur auf einen strukturierten Array-Detektor ist eine weitere Komponente. Das Objektiv kann in Form einer Übertragungsfunktion mittels der Punkt-Verwaschungs-Funktion (engl. Point-Spread-Function = PSF) beschrieben werden (Hecht 2005). Somit werden selbst als Dirac betrachtete Bildpunkte in der Bildebene als „Intensitätsscheibchen“ (Airy-Scheibchen) wiedergegeben. Der Radius q_1 der Airy-Scheibe kann nach (Hecht 2005) mit:

$$q_1 \approx 1,22 \frac{f\lambda}{D} \quad (2.18)$$

berechnet werden. Dabei sind f die Fokusslänge und D der Durchmesser der verwendeten Linse. Die Wellenlänge wird durch λ wiedergegeben. Für sichtbares Licht ist der Durchmesser der Airy-Scheibe grob genähert gleich der Blendenzahl bzw. der f -Zahl (auch $f/\#$) der Linse in μm (Hecht 2005). Wenn die Größe der abgebildeten Bildpunkte in Form von Airy-Scheibchen unterhalb der Pixelgröße des verwendeten Detektors liegen, beeinflusst das Pixelgitter das resultierende Ortsfiltersignal in Form von Oberwellen. Sollte dies der Fall sein, kann durch eine defokussierte Abbildung entgegengewirkt werden.

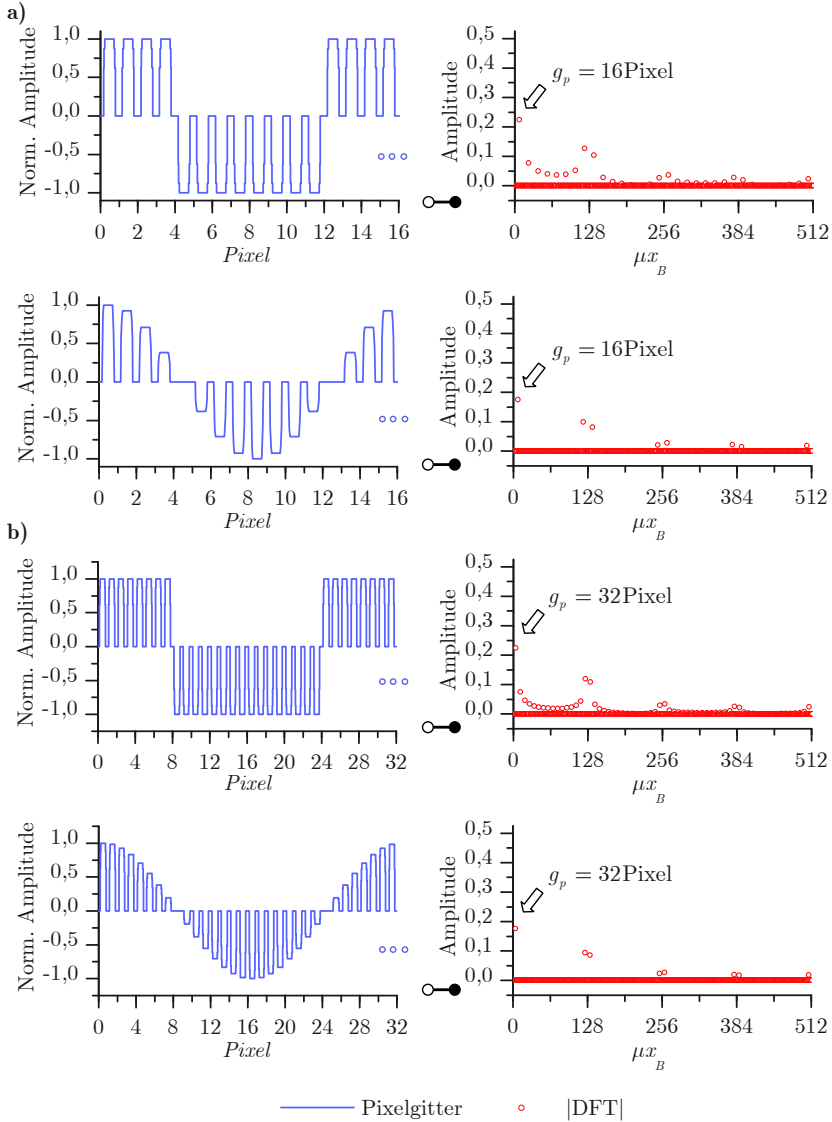


Abbildung 2.14: Vergleich des Einflusses der Pixelapertur bei der Verwendung eines Rechteckgitters und eines Kosinusgitters mit Periodendauer 16 Pixel (a) und bei der Verwendung eines Gitters mit der Periodendauer 32 Pixel (b)

Die Abtastgeschwindigkeit bzw. Abtastrate eines Arraydetektors beeinflusst die abtastbare Frequenz für das resultierende Ortsfiltersignal. Im Fall einer Unterabtastung der sehr hohen Frequenz des Pixelgitters treten Aliasing-Effekte auf. Dadurch werden die entstehenden Frequenzen in das abgetastete Frequenzband gespiegelt. Da die dominierende Frequenz der verwendeten Gitterfunktion durch eine viel längere Gitterperiode einen viel höheren Amplitudenwert besitzt, sind die von höheren Frequenzbändern hinein gespiegelten Anteile als Rauschen zu werten.

Zusammenfassend hat die Pixelapertur einen entscheidenden Einfluss auf das resultierende Ortsfiltersignal wenn die verwendete Gitterfunktion im Bereich der Pixelapertur liegt. Tritt eine PSF des Objektives auf, die eine Abbildung eines Punktes größer als die Gitterperiode hervorruft, kann mit einer Glättung des Einflusses gerechnet werden. Die Wahl eines harmonischen Gitters (beispielsweise das Kosinusgitter) bewirkt, durch die entsprechend höhere Anzahl an Pixel innerhalb einer halben Periode des Gitters, eine viel höhere Signalamplitude des resultierenden Ortsfiltersignals. Der Einfluss des Pixelabstandes geht damit als Amplitudenrauschen in das resultierende Ortsfiltersignal ein.



<http://www.springer.com/978-3-658-04943-0>

Mehrdimensionale Ortsfiltertechnik

Schaeper, M.

2014, XVIII, 142 S. 72 Abb., 24 Abb. in Farbe.,

Hardcover

ISBN: 978-3-658-04943-0