

Verfahren zur hochaufgelösten Messung des komplexen Kohärenzgrades



D. Weigel, A. Kiessling, R. Kowarschik*
Institut für Angewandte Optik, Friedrich-Schiller-Universität Jena

* *Daniel.Weigel@uni-jena.de*

institute
iao
 of applied optics

Während die zeitliche Kohärenz einer Lichtquelle mit einem Michelson-Interferometer recht einfach bestimmt werden kann, ist die detaillierte Ermittlung des räumlichen Kohärenzgrades deutlich aufwendiger. Mit Hilfe eines Young-Interferometer ist eine hochaufgelöste Messung sehr aufwendig und langwierig.

Eine einfache Alternative stellt ein bildinvertierendes Interferometer dar (Abbildung 1). Die Amplitudenverteilung E in der vorderen Brennebene der Eingangslinse L_1 wird durch das bildinvertierenden Interferometer auf die CCD-Kameras an den Ausgängen abgebildet. Aufgrund der räumlichen Invertierung der beiden Teilamplituden zueinander, wird sie dort mit ihrer räumlich invertierten Kopie überlagert. Es ergibt sich folgendes Interferenzmuster:

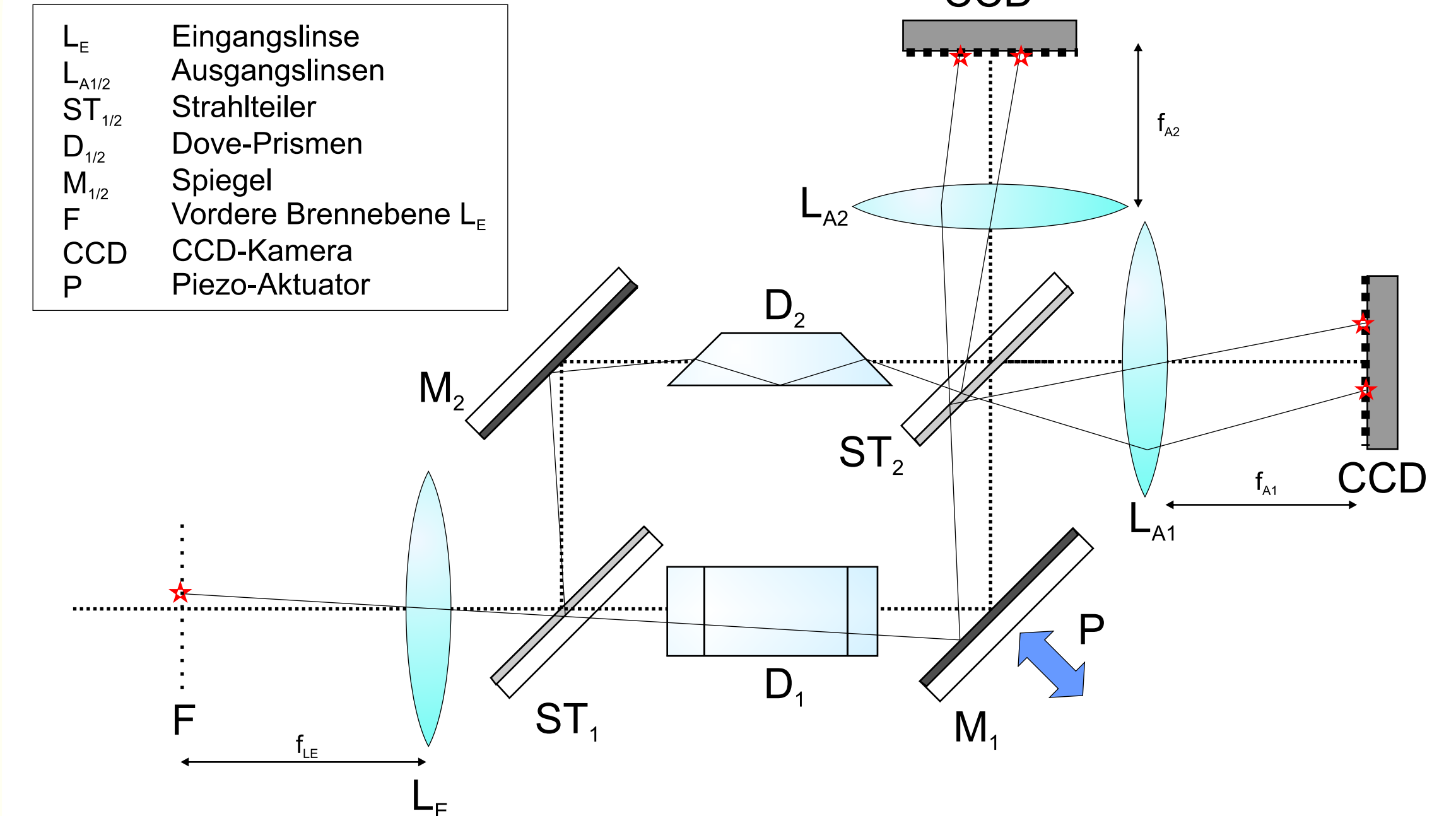
$$(1) \quad I_{\pm}(\vec{r}) = \langle |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2 \rangle_t + \langle |\vec{E}(-\vec{r}, t + \tau)|^2 \rangle_t \pm 2 \Re \langle (\vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(-\vec{r}, t + \tau)) \rangle_t$$

Der Interferenzterm entspricht dem Realteil der komplexen Kohärenzfunktion. Der Realteil des komplexen Kohärenzgrades ergibt sich dann nach :

$$(2) \quad \Re \{ \gamma(\vec{r}, -\vec{r}, \tau = 0) \} = \frac{\Delta I(r)}{\sqrt{I(\vec{r}) \cdot I(-\vec{r})}} \quad (3) \quad \gamma(\vec{r}, -\vec{r}, \tau) = \frac{\langle \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(-\vec{r}, t + \tau) \rangle_t}{\sqrt{\langle |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2 \rangle_t \cdot \langle |\vec{E}(-\vec{r}, t)|^2 \rangle_t}}$$

Versuchsaufbau

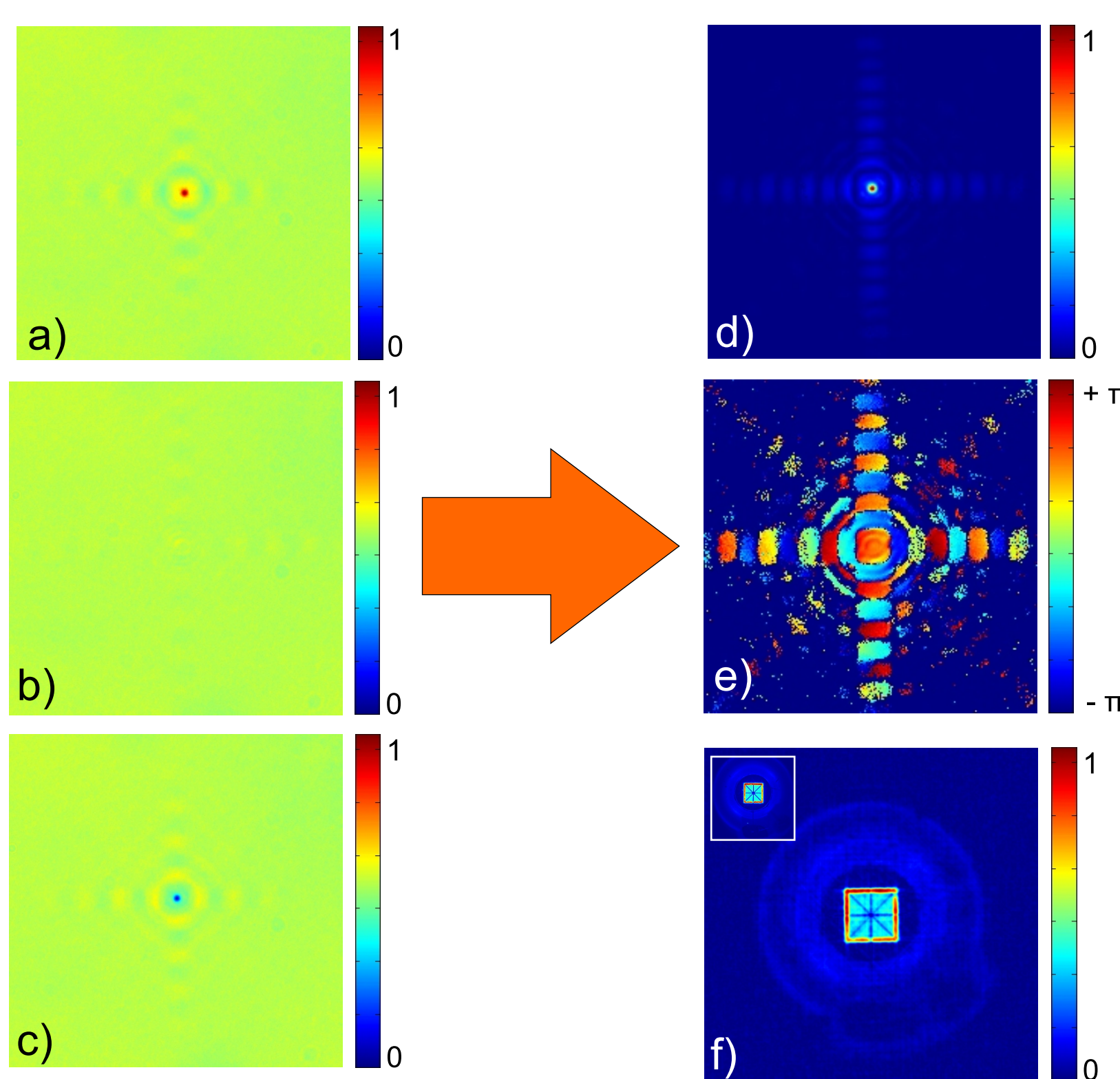
Abb. 1



Schematische Darstellung des Laboraufbaus

Mit Hilfe der Eingangslinse und der beiden Ausgangslinsen, wird die vordere Brennebene der Eingangslinse auf die CCD-Kameras abgebildet. In den beiden Armen des Mach-Zehnder-Interferometers befindet sich jeweils ein Dove-Prisma. Die Prismen sind jedoch um 90° zueinander gedreht. Dies führt dazu, dass das eine Prisma den Abbildungsstrahlengang vertikal und das andere den horizontal zur Interferometerebene gespiegelt. An den Ausgängen führt dies dazu, dass sich die beiden Teilbilder zueinander räumlich invertiert überlagern (Drehung um 180°).

Abb. 2



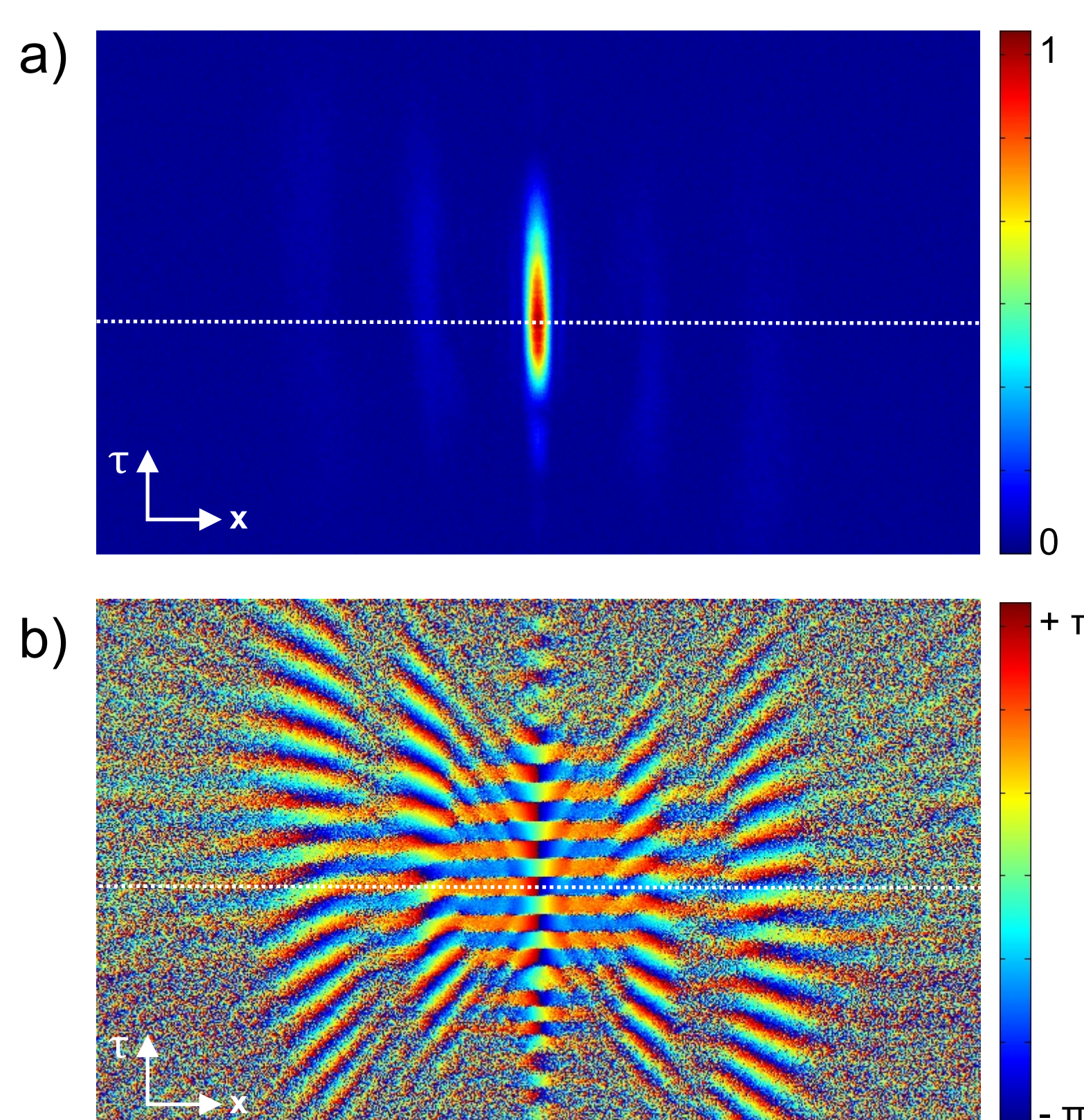
Aus Aufnahmen bei verschiedenen Phasendifferenzen (a-c) kann die Amplitude(d) und die Phase(e) des komplexen Kohärenzgrades bestimmt werden. Mit Hilfe der inversen Fouriertransformation lässt die Intensitätsverteilung der räumlich inkohärenten Quelle detailliert rekonstruieren. Zum Vergleich ist ein Foto der LED in der selben Falschfarbendarstellung mit dargestellt (weißes Kästchen links oben).

Im Fernfeld ist der komplexe Kohärenzgrad ortsinvariant und nur vom Abstand der beobachteten Punkte in x- und y-Richtung abhängig. Daher kann er durch das bildinvertierende Interferometer für diesen Fall vollständig bestimmt werden.

Um den Imaginärteil zu erhalten, kann man im quasi-monochromatischen Fall ein einfaches Phase-Step Verfahren verwenden. Durch einen Piezoaktuators an einem der Interferometerspiegel werden dafür zwischen den Armen drei verschiedene Phasendifferenzen eingestellt.

Abbildung 2.a-c zeigt drei Interferogramme mit jeweils verschiedenen Phasendifferenzen zwischen beiden Armen. Die daraus ermittelte Amplitude und die Phase sind in Abbildung 2.d und 2.e dargestellt. Es handelt sich dabei um die Fernfeldverteilung einer LED ($\lambda = 525\text{nm}$, $\Delta\lambda = 1\text{nm}$). Nach dem Van-Cittert-Zernike-Theorem entspricht die Fouriertransformierte einer räumlich inkohärenten Lichtquelle dem komplexen Kohärenzgrad. Folglich kann die Quellintensität durch die inverse Fouriertransformation rekonstruiert werden. Das Ergebnis dieser Rekonstruktion ist in Abbildung 2.f zu sehen. Neben den feinen Elektroden ist auch deutlich die angestrahlte Halterung zu erkennen. Zum Vergleich ist ein Foto der LED dargestellt.

Abb. 3



Darstellung des Betrags und der Phase des komplexen Kohärenzgrades als Schnitt in der x- τ -Ebene. Die gestrichelte weiße Linie markiert die Ebene des Weißlichtabgleichs, welche in Abbildung 4 dargestellt ist.

Neben der räumlichen Kohärenz kann durch die Variation der Laufzeitdifferenz τ auch die zeitliche Kohärenz gemessen werden. Um dies zu demonstrieren wurde das Fernfeld einer Glühlampe untersucht. Mit Hilfe eines Piezoaktuators an einem Spiegel konnten optische Wegunterschiede von ca. $\pm 3\mu\text{m}$ um den Punkt des Weißlichtabgleichs eingestellt werden. Alle 0,02 μm wurde dabei ein Interferogramm aufgenommen.

Entlang jedes Pixels des resultierenden Bilderstapels kann per Hilbert-Transformation zum aufgenommenen Realteil der Imaginärteil des Kohärenzgrades berechnet werden. Der daraus bestimmte Betrag und die Phase dieser komplexen Funktion sind in Abbildung 3 dargestellt. Die gestrichelte weiße Linie markiert die Ebene des Weißlichtabgleichs, welche in Abbildung 4 dargestellt ist. Neben Betrag (a) und Phase (b) wurde auch hier die Quelle wieder per inverser Fouriertransformation rekonstruiert (c). Die Glühlampe der Lampe konnten sehr detailliert wiedergegeben werden.

Abb. 4

