



(10) **DE 10 2023 127 552 A1** 2025.04.10

(12) **Offenlegungsschrift**

(21) Aktenzeichen: **10 2023 127 552.6**
(22) Anmeldetag: **09.10.2023**
(43) Offenlegungstag: **10.04.2025**

(51) Int Cl.: **G01N 15/00 (2024.01)**
G01N 21/21 (2006.01)
G01N 21/53 (2006.01)

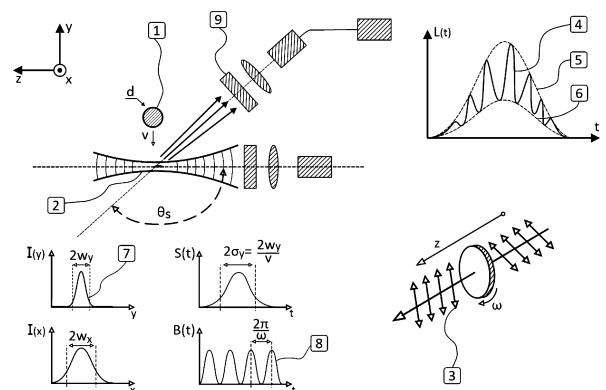
(71) Anmelder:
Schäfer, Walter, 69469 Weinheim, DE

(72) Erfinder:
Schäfer, Walter, 69469 Weinheim, DE

Die folgenden Angaben sind den vom Anmelder eingereichten Unterlagen entnommen.

(54) Bezeichnung: **Verfahren zur Erzeugung oszillierender Streulichintensitäten zur Bestimmung eines Teilcheneigenschaftsvektors**

(57) Zusammenfassung: Die erfinderische Tiefe des hier vorgestellten Verfahrens liegt in der aktiven Modifikation eines zeitabhängigen Signals, sodass dieses zur Charakterisierung eines Teilchens herangezogen werden kann. Das sogenannte oszillierende Signal bietet Vorteile bei der Signalauswertung, da die Frequenz des hochfrequenten Anteils vorgegeben werden kann. Dadurch wird die Selektion des Signals in einem kontinuierlichen Signalfluss verbessert. Der niederfrequente Anteil des oszillierenden Signals ergibt sich aus den begrenzten Flanken desselben und kann zur Ermittlung des Teilcheneigenschaftsvektors durch die Analyse der Amplitude und der Signalverschmierung genutzt werden. Zudem bietet die kombinatorische Komplexität der oszillierenden Signale eine Möglichkeit für eine präzise Klassifizierung von Teilchen mittels Einsatzes von künstlicher Intelligenz.



Beschreibung

[0001] Die Untersuchung der Eigenschaften von Teilchen in einer Strömung ist von großer Bedeutung für die Charakterisierung analytischer Prozesse in der Chemie, Biologie und verwandten Bereichen. Anhand der optischen Eigenschaften eines Teilchens können beispielsweise seine Inhaltsstoffe identifiziert werden. Ein konkretes Anwendungsbeispiel hierfür ist die Inhaltsanalyse und Größenbestimmung von Tröpfchen in der Medikamentenherstellung, bei der aus Tröpfchen unterschiedlichen Inhalts ein individualisiertes Medikament erstellt wird. Die optischen Eigenschaften, die Teilchengröße und die Teilchengeschwindigkeit können in einem Teilcheneigenschaftsvektor $\vec{r}$ zusammengefasst werden, der für eine präzise Teilchenklassifizierung herangezogen werden kann. Dieser Teilcheneigenschaftsvektor hat mindestens eine Dimension, kann jedoch um weitere Dimensionen erweitert werden. Für eine effiziente Klassifizierung ist es jedoch ratsam, den Dimensionsgrad des Teilcheneigenschaftsvektors so gering wie möglich zu halten.

[0002] Für die Messung der Teilchengröße und -geschwindigkeit mittels optischer Messmethoden stehen eine Vielzahl von Messverfahren und entsprechenden kommerziellen Messgeräten zur Verfügung. Alle basieren im Wesentlichen auf der Analyse des von einem Teilchen gestreuten Lichts. Einige dieser Systeme sind nachfolgend aufgelistet:

1. Laser-Doppler-Anemometrie: Diese Methode misst die Geschwindigkeit von Partikeln oder Tropfen durch die Bestimmung der Dopplerverschiebung von Laserlicht, das von den bewegten Partikeln zurückgestreut wird.
2. Particle Image Velocimetry: Bei diesem Verfahren werden Sequenzen von Bildern mit kurzen Zeitabständen aufgenommen, um die Bewegung von Partikeln oder Tropfen in einer Flüssigkeit zu verfolgen und daraus die Geschwindigkeit zu bestimmen.
3. Stroboskopische Techniken: Hierbei wird ein sich wiederholendes Lichtmuster (oft durch ein Stroboskop erzeugt) verwendet, um die Geschwindigkeit von Tropfen oder Partikeln zu messen, indem man ihre Position bei aufeinanderfolgenden Lichtblitzen vergleicht.
4. Phasen-Doppler-Anemometrie: Ähnlich wie LDA, aber diese Methode verwendet zwei oder mehr Laserstrahlen, um sowohl die Geschwindigkeit als auch die Größe von Tropfen oder Partikeln zu bestimmen.
5. Schattenbild-Techniken: Hierbei wird der Schatten eines durchscheinenden Tropfens auf einen Detektor projiziert. Die Veränderung oder Bewegung des Schattens gibt Auskunft über die Geschwindigkeit des Tropfens.
6. Interferometrische Mie Imaging: Dieses Verfahren verwendet Interferenzmuster, die durch die Streuung von Licht an Tropfen erzeugt werden, um sowohl deren Geschwindigkeit als auch Größe zu bestimmen.
7. Zeitaufgelöste Fluoreszenz-Techniken: Hierbei wird ein fluoreszierendes Tracer-Molekül verwendet, das in den Tropfen eingeführt wird. Die Bewegung des Tracers wird dann mit zeitaufgelösten Techniken verfolgt.

[0003] Die Inhaltsanalyse von Flüssigkeiten im statischen Zustand ist umfassend untersucht, und es steht eine große Auswahl an kommerziellen Instrumenten zur Verfügung. Für die Inhaltsanalyse von Teilchen in einer Strömung gibt es jedoch nur wenige Messmethoden. Einige dieser Systeme sind nachfolgend aufgelistet:

1. Laser-Induzierte Breakdown Spektroskopie: Bei diesem Verfahren wird ein hochenergetischer Laserpuls auf das Tröpfchen gerichtet, wodurch kurzzeitig ein Plasma entsteht. Das von diesem Plasma emittierte Licht wird spektroskopisch analysiert, um Rückschlüsse auf die chemische Zusammensetzung des Tröpfchens zu ermöglichen.
2. Raman-Spektroskopie: Hierbei wird ein Tröpfchen mit einem Laser bestrahlt und die gestreute Lichtintensität analysiert. Die Raman-Streuung liefert Informationen über die molekulare Zusammensetzung und Struktur der Substanz im Tröpfchen.
3. Fluoreszenzspektroskopie: Einige Materialien fluoreszieren, wenn sie mit Licht einer bestimmten Wellenlänge bestrahlt werden. Diese Fluoreszenz kann analysiert werden, um Erkenntnisse über die Zusammensetzung des Tröpfchens zu gewinnen.

4. Absorptions- und Transmissionsmessungen: Bei dieser Methode wird ein Lichtstrahl durch das Tröpfchen geschickt und die Intensität des durchgelassenen Lichts gemessen. Veränderungen in der Lichtintensität können dazu dienen, Informationen über die Zusammensetzung des Tröpfchens zu erhalten.

5. Mie-Streuung: Dies bezeichnet die elastische Streuung von Licht an Tröpfchen oder Partikeln. Durch die Analyse der Mie-Streuung können Größe und Brechzahl des Tröpfchens ermittelt werden, die in Zusammenhang mit dessen chemischer Zusammensetzung stehen können.

[0004] Das in dieser Erfindung vorgestellte Verfahren basiert hauptsächlich auf der Analyse der Wechselwirkung eines Teilchens mit verschiedenen Polarisationsrichtungen eines geformten Lichtstrahls. Dabei wird eine Modulation der Polarisationsrichtung vorgenommen. Um die Funktionsweise des Verfahrens zu verstehen, werden die Grundlagen der statischen und dynamischen Lichtstreuung im Kontext des hier vorgestellten Verfahrens erörtert. Hinzu kommt eine vereinfachte Darstellung eines Streulichtsignals und dessen mögliche Analyse.

Statische Streulichtintensität

[0005] Wenn ein Teilchen von einer Lichtquelle angestrahlt wird, streut es das Licht in alle Raumrichtungen. Die räumliche und zeitliche Streulichtintensität kann, bei bekannten Eigenschaften des Teilchens und des Lichtstrahls, für viele Spezialfälle beschrieben werden. Ein bekannter Spezialfall ist die Lichtstreuung eines sphärischen Teilchens durch eine ebene Welle oder einen Gauß-Strahl. Die Berechnung der Streulichtintensität kann im Fall großer Teilchen mit Hilfe der geometrischen Optik durchgeführt werden. Bei kleinen Teilchen muss die Streulichtintensität durch Lösung der Maxwell'schen Gleichungen ermittelt werden.

[0006] Die erste Berechnung der Lichtstreuung eines sphärischen Teilchens durch eine ebene Welle wurde von Mie [1] vorgestellt. Die Lichtstreuung an einem Teilchen kann in verschiedene Streuordnungen unterteilt werden. Jede Streuordnung p gibt die Anzahl der internen Reflexionen an, die ein Lichtstrahl innerhalb eines Teilchens durchläuft. Für Reflexion ist $p=0$, für Transmission $p=1$, für den Regenbogen $p=2$ und so weiter. Die Lichtstreuung einzelner Streuordnungen wurde von Debye [2] beschrieben. Sowohl Mie als auch Debye verwendeten für ihre Berechnungen der Streulichtintensitäten die Maxwell'schen Gleichungen. Solch eine Berechnung ist jedoch nicht für jede Form und Beschaffenheit des Teilchens sowie des Lichtstrahls möglich. Für praktische Anwendungen ist es oft notwendig, auf eine alternative Beschreibung mittels geometrischer Optik zurückzugreifen.

[0007] In der geometrischen Optik wird der gesamte Lichtstrahl als eine Anzahl von Strahlen unterschiedlicher Intensität betrachtet. Die verschiedenen Intensitäten der einzelnen Strahlen ermöglichen es, jeden geformten Lichtstrahl zu reproduzieren. Der Weg jedes einzelnen Strahls durch das Teilchen wird mithilfe des Snellius'schen Gesetzes iterativ bestimmt. Die Intensität der einzelnen Strahlen kann mit dem Ansatz von Glantschnig [3] beschrieben werden. Für den Fall eines komplexen Teilchens, welches zum Beispiel suspendierte Partikel oder andere Fremdkörper enthält, kann die Streulichtintensität mithilfe des Ansatzes von Li [4] [5] [6] berechnet werden. Die Berechnungen in der geometrischen Optik zeigen zudem, dass die einzelnen Streuordnungen verschiedene Moden aufweisen können. Das bedeutet, dass es für einen gegebenen Streuwinkel θ_s mehr als einen einzelnen Strahl geben kann. Beispielsweise kann die Streuordnung $p = 2$ bis zu drei Moden, nämlich $p = 2.1$, $p = 2.2$ und $p = 2.3$, aufweisen. In **Abb. 4**: Phasendiagramm für Streulichtmodenabbildung 4, die den Arbeiten [7] und [8] entnommen ist, wird eine grafische Übersicht über die Bereiche dargestellt, in denen die verschiedenen Streuordnungen und deren möglichen Moden messbar sind.

[0008] In **Abb. 1** wurde die Streulichtintensität mittels Mie-Theorie [1] für ein Teilchen mit $d = 100\mu\text{m}$ und $m = 1.34$ berechnet, das von einer ebenen und senkrecht polarisierten Lichtwelle beleuchtet wird. **Abb. 2** illustriert die Streulichtintensität der einzelnen Streuordnungen, die mit dem Debye-Ansatz berechnet wurden. In **Abb. 3** wird die Streulichtintensität dargestellt, die mit dem Ansatz von Glantschnig [3] berechnet wurde.

[0009] Bislang wurde die Streulichtintensität eines Teilchens im Kontext eines statischen Vorgangs behandelt, bei dem sowohl das Teilchen, der Lichtstrahl als auch der Strahlungsdetektor unbeweglich sind. Wenn eine Bewegung - sei es des Teilchens, des Lichtstrahls, des Strahlungsdetektors oder eine Kombination daraus - einbezogen wird, müssen die Streulichtintensitäten zusätzlich als zeitabhängige Größe betrachtet werden. Im Folgenden wird die Bewegung des Teilchens in den Vordergrund gestellt, während Lichtstrahl und Strahlungsdetektor als feststehend angenommen werden. Es ist zu beachten, dass es für die Streulichtintensität irrelevant ist, ob sich der Lichtstrahl bewegt und das Teilchen fixiert ist oder umgekehrt. Das Gleiche gilt analog für den Strahlungsdetektor. Im Falle eines geformten Lichtstrahls muss zudem seine räumliche Intensitätsverteilung berücksichtigt werden.

Dynamische Streulichtintensität

[0010] Wenn sich ein Teilchen mit einer Geschwindigkeit v durch die räumliche Intensitätsverteilung eines geformten Lichtstrahls $I(x, y, z)$ bewegt und die Breite des geformten Lichtstrahls einer oder gleich der Teilchengröße d ist, dann wird am Strahlungsdetektor eine zeitlich veränderliche Streulichtintensität erfasst. Diese Intensität kann in ein zeitabhängiges Signal $S(t)$ umgewandelt und zur Weiterverarbeitung digitalisiert werden. Abhängig von Streuwinkel, Wellenlänge, Brechungsindex und Teilchengröße kann das Signal unterschiedliche Formen annehmen, wobei die Grundform von $S(t)$ der räumlichen Intensitätsverteilung des geformten Lichtstrahls entspricht. Zusammenfassend transformiert ein Teilchen, das sich durch einen geformten Lichtstrahl bewegt, die räumliche Intensität des Lichtstrahls in ein zeitabhängiges Signal. Um die Entstehung dieses zeitabhängigen Signals zu veranschaulichen, wird im Weiteren ein Spezialfall, der häufig im Apparatebau Anwendung findet, diskutiert.

[0011] Gegeben sei ein elliptischer Gauß-Strahl, dessen längere Achse parallel zur x - Achse und dessen kürzere Achse parallel zur y - Achse ausgerichtet ist. Der Strahl breitet sich in der positiven Richtung der z - Achse aus. Die Mitte des elliptischen Gauß-Strahls befindet sich im Ursprung des Koordinatensystems, und ein Teilchen bewegt sich entlang der y -Achse und durchkreuzt den Strahl in dessen Mitte. Der räumliche Intensitätsverlauf des elliptischen Gauß-Strahls wird in diesem Fall durch die Gleichung 1 beschrieben. Dabei repräsentiert $w_x(z)$ die Breite der längeren Achse, $w_y(z)$ die Breite der kürzeren Achse und P_0 die gesamte optische Leistung.

$$I(x, y, z) = \frac{2P_0}{\pi} \left[\frac{1}{w_x(z)} \exp \left\{ -\frac{2x^2}{w_x^2(z)} \right\} \right] \left[\frac{1}{w_y(z)} \exp \left\{ -\frac{2y^2}{w_y^2(z)} \right\} \right]$$

Gleichung 1: Intensitätsverlauf eines elliptischen Gauß-Strahls.

[0012] Wenn die längere Achse des elliptischen Gauß-Strahls deutlich größer als die kürzere Achse ist, kann die x - Komponente vernachlässigt werden. Der Intensitätsverlauf kann in diesem Fall durch Gleichung 2 approximiert werden, wobei I_0 die maximale Lichtintensität darstellt.

$$I(x, y, z) \approx I_0 \exp \left\{ -\frac{2y^2}{w_y^2(z)} \right\} \quad \text{Gleichung 2: Intensitätsverlauf eines Lichtschnittes.}$$

[0013] Gegeben sei ein metallisches Teilchen, das sich entlang der y - Achse mit einer Geschwindigkeit v bewegt und den durch Gleichung 2 beschriebenen elliptischen Gauß-Strahl bei $x = 0$ und $z = 0$ durchquert. Da das Teilchen metallisch ist, kann die Streuung des Teilchens nur die Reflexion $p = 0$ und keine Lichtbrechung aufweisen. Ein Strahlungsdetektor, der sich in der yz - Ebene befindet, erfasst die vom Teilchen emittierte Streulichtintensität bei einem Streuwinkel θ_s . Durch die Bewegung des Teilchens entsteht eine zeitliche Veränderung der Streulichtintensität, die vom Strahlungsdetektor in ein zeitabhängiges Signal umgewandelt wird. Mathematisch kann das durch Gleichung 3 als eine Transformation von räumlicher Intensität in ein Zeitsignal $S(t)$ verstanden werden.

$$I(x = 0, z = 0) = I_0 \exp \left\{ -\frac{2y^2}{w_y^2(0)} \right\} \rightarrow y = vt \rightarrow S(t) = A_{p=0} \exp \left\{ -\frac{2t^2}{\sigma^2} \right\}$$

Gleichung 3: Transformation zwischen dem räumlichen Intensitätsverlauf und zeitlichen Signal.

[0014] Die Gleichung 3 beschreibt das einfachste Signal, das von einem vollständig nicht transparenten Teilchen stammt, welches den geformten Lichtstrahl lediglich reflektieren kann. $A_{p=0}$ ist die Amplitude des Signals, deren Höhe sowohl von der Intensität des Lichtstrahls als auch von der Streustärke des Teilchens abhängt. Diese lässt sich beispielsweise mit dem Debye-Ansatz oder der geometrischen Optik berechnen.

$$S(t) = A_{p=0} \exp \left\{ -\frac{2(t-t_{p=0})^2}{\sigma^2} \right\} + A_{p=1} \exp \left\{ -\frac{2(t-t_{p=1})^2}{\sigma^2} \right\} + A_{p=2} \exp \left\{ -\frac{2(t-t_{p=2.1})^2}{\sigma^2} \right\} \\ + \dots = \sum_{p \in \{0, 1, 2.1, 2.2, \dots\}} A_p \exp \left\{ -\frac{2(t-t_p)^2}{\sigma^2} \right\}$$

Gleichung 4: Zeitliches Signal eines transparenten Teilchens [7].

[0015] Im Falle eines transparenten Teilchens können Signale mit mehreren Peaks unterschiedlicher Amplitude entstehen, da in diesem Szenario auch andere Streuordnungen in Erscheinung treten. Eine mögliche mathematische Darstellung eines solchen Signals ist in Gleichung 4 dargestellt. Ein Teilchen mit suspendierten Partikeln beinhaltet beispielsweise zusätzlich die sogenannte Base-Line [9]. Alle drei möglichen Varianten sind in **Abb. 5** dargestellt. Es existieren sicherlich andere Varianten, die jedoch im Grunde durch eine Anpassung der trivialen Transformation der Gleichung 3 ableitbar sind. Nach demselben Prinzip kann auch die Lösung für eine beliebig in 3D verlaufende Trajektorie des Teilchens berechnet werden.

Signalverschmierung

[0016] In der Arbeit von Schäfer [7] wurde der Zusammenhang zwischen der Breite des geformten Lichtstrahls und der Teilchengröße quantitativ untersucht. Den Ergebnissen zufolge überlagern sich bei kleineren Teilchen die Streuordnungen oder/und deren Moden. Dies resultiert in einem verschmierten Signal, welches einen Vorteil für das hier vorgestellte Verfahren darstellt. Die Signalverschmierung kann durch das Verhältnis der Teilchengröße zur Breite des Lichtstrahls charakterisiert werden. Dies bedeutet, dass bei bekannter Charakteristik des geformten Lichtstrahls die Teilchengröße aus dem Verschmierungsgrad des Signals abgeleitet werden kann. In **Abb. 6** sind die Signale von einem durchsichtigen Teilchen dargestellt, wobei lediglich die Teilchengröße im Bereich von $10\mu\text{m}$ bis $60\mu\text{m}$ variiert wurde. Man erkennt den Übergang von einem Signal mit einem Peak zu einem Signal mit zwei Peaks bei steigender Teilchengröße. Die Signalverschmierung tritt jedoch nicht für alle Kombinationen von Streuwinkel und Brechungsindex auf, da es Bereiche gibt, in denen die Streuordnung und deren Moden eine eventuell schwache Streustärke zeigen.

[0017] Eine weitere Eigenschaft des Signals ist seine Breite, die die Verweildauer eines Teilchens im geformten Lichtstrahl repräsentiert. Ist das Teilchen schneller, so ist seine Verweildauer im geformten Lichtstrahl kürzer. In **Abb. 7** sind zwei Signale mit denselben Parametersätzen, jedoch für unterschiedliche Geschwindigkeiten, dargestellt. Man erkennt, dass das Signal für ein Teilchen mit $v = 5 \text{ m/s}$ deutlich breiter ist als das Signal eines Teilchens mit $v = 20 \text{ m/s}$.

Lichtstrahlmodulator

[0018] Ein weiterer Bestandteil des hier vorgestellten Verfahrens ist die dynamische Änderung der Polarisationsrichtung des geformten Lichtstrahls, wobei die Polarisationsrichtung mit einer Winkelgeschwindigkeit ω moduliert wird. Aus Gründen der Vollständigkeit werden drei Varianten vorgestellt.

[0019] Wenn der geformte Lichtstrahl unpolarisiert ist, kann seine Polarisationsrichtung durch einen Polarisator bestimmt werden. Wenn der Polarisator mit einer Winkelgeschwindigkeit ω gedreht wird, so wird dadurch auch die Polarisationsrichtung des geformten Lichtstrahls mit derselben Winkelgeschwindigkeit ω moduliert. Eine schematische Darstellung eines solchen Systems ist in **Abb. 8** dargestellt.

[0020] Ist der geformte Lichtstrahl linear polarisiert, kann seine Polarisationsrichtung durch ein Verzögerungsplättchen, auch als $\lambda/2$ Plättchen bezeichnet, verändert werden. Wenn dieses Plättchen mit einer Winkelgeschwindigkeit ω gedreht wird, wird ebenso die Polarisationsrichtung des geformten Lichtstrahls mit dieser Winkelgeschwindigkeit ω moduliert. Eine schematische Darstellung eines solchen Systems ist in **Abb. 9** dargestellt.

[0021] Wenn man zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Lichtstrahlen kollinear überlagert und ihre Intensitäten mit einer Frequenz $f = \omega/(2\pi)$ moduliert, wobei zwischen den beiden Modulationen eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ besteht, verhält sich der resultierende Lichtstrahl in Bezug auf die Modulation der Polarisationsrichtung wie ein Lichtstrahl aus den oben genannten Beispielen. Eine schematische Darstellung eines solchen Systems ist in **Abb. 10** dargestellt.

Polarisationsunterschiede

[0022] Um die optischen Eigenschaften eines Teilchens zu analysieren, bietet es sich an, seine Lichtstreuung in Bezug auf die Polarisation zu untersuchen. Beispielsweise ist die Intensität der Reflexionen an den Grenzflächen zwischen Medium und Teilchen bei einem bestimmten Streuwinkel stark von der Lichtpolarisation abhängig. Ein solcher Winkel wird auch als Brewster-Winkel bezeichnet, welcher in einem Streulichtdiagramm nach Debye sofort erkennbar ist. In der Nähe dieses Streuwinkels zeigt ein Teilchen keine oder

kaum Reflexion, wie es in **Abb. 11** zu sehen ist. Der Brewster-Winkel für eine Streuordnung $p = 0$ ist durch Gleichung 5 gegeben, wobei m der optische Brechungsindex ist.

$$\theta_{br}^{(p=0)} = \pi - 2 \arcsin \left(\sqrt{\frac{m^2}{m^2 + 1}} \right) \quad \text{Gleichung 5: Erster Brewster Winkel [7].}$$

[0023] Zusätzlich ist der Effekt des Brewster-Winkels auch bei der zweiten Streuordnung indirekt sichtbar, da durch die interne Reflexion ein Brewster-Winkel entstehen kann. In **Abb. 12** ist die Streumode $p = 2.1$ graphisch dargestellt, bei der ein ähnlicher Intensitätsverlauf wie bei $p = 0$ beobachtet werden kann.

[0024] Daraus ergibt sich, dass die starke Polarisationsabhängigkeit der Streulichtintensitäten in der Nähe des ersten $\theta_{br}^{(p=0)}$ und zweiten $\theta_{br}^{(p=2.1)}$ Brewster-Winkels zur Analyse des optischen Brechungsindex herangezogen werden kann, da diese direkt davon abhängen. Auch die Bereiche außerhalb der Brewster-Winkel sind mit reduzierter Auflösung nutzbar.

[0025] Um die Polarisationsabhängigkeit der Streulichtintensitäten eines Teilchens, das an einem geformten Strahl streut, zu untersuchen, kann beispielsweise das Verhältnis der Amplituden zweier zeitlicher Signale, die aus der Messung der Streuintensitäten stammen, berechnet werden.

[0026] Es ist wichtig zu erwähnen, dass die senkrecht zueinander linear polarisierten Lichtwellen sich nicht gegenseitig beeinflussen und nicht interferieren. Die Auswirkungen der s-pol- und p-pol-Lichtwellen auf die Materie können deshalb getrennt voneinander betrachtet werden.

Oszillierendes Signal

[0027] In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Grundlagen erläutert, wie ein abhängiges Signal $S(t)$ entsteht und wie es von der Polarisation des geformten Lichtstrahls abhängig ist. Zudem wurde beschrieben, wie die Polarisationsrichtung des geformten Lichtstrahls mit einer Winkelgeschwindigkeit verändert werden kann. In diesem Abschnitt wird die Erzeugung des sogenannten oszillierenden Signals $L(t)$ schrittweise erläutert. Siehe dazu **Abb. 14**, **Abb. 15** und **Abb. 16**.

[0028] Um die Erzeugung des oszillierenden Signals $L(t)$ zu erklären, betrachten wir folgenden Aufbau:

1. Gegeben ist ein geformter und linear polarisierter Lichtstrahl. Bezogen auf die Streuebene ist die Hälfte der Intensität des Lichtstrahls senkrecht (s-pol) und die andere Hälfte parallel (p-pol) polarisiert.
2. Weiterhin sind zwei Strahlungsdetektoren vorhanden. Der Strahlungsdetektor D1 detektiert ausschließlich die senkrecht polarisierte Streulichtintensität, während der Strahlungsdetektor D2 nur die parallel polarisierte Streulichtintensität misst.
3. Oszilliert die Intensität des senkrecht polarisierten Lichtstrahls, so oszilliert auch die am Detektor D1 gemessene senkrecht polarisierte Streulichtintensität. Für p-pol verhält es sich D2 ebenso.
4. Bewegt sich ein Teilchen durch einen geformten Lichtstrahl mit konstanter linearer Polarisationsrichtung, entsteht ein zeitabhängiges Signal $S(t)$, dessen Amplitude unter anderem von der Polarisation des geformten Lichtstrahls beeinflusst wird.
5. Dreht sich die Polarisationsrichtung des geformten Lichtstrahls mit einer bestimmten Winkelgeschwindigkeit, oszillieren die zeitabhängigen Signale von Detektoren D1 und D2 entsprechend dieser Winkelgeschwindigkeit.
6. Die Oszillationen der zeitabhängigen Signale von Detektoren D1 und D2 sind um $\pi/2$ zueinander verschoben.
7. Wird die Streulichtintensität ohne Auswahl der Polarisation lediglich von einem Detektor D3 gemessen, ergibt sich ein oszillierendes Signal, das zwischen den Signalen der senkrecht und parallel polarisierten Streulichtintensitäten beschränkt ist. So ergibt sich ein oszillierendes Signal $L(t)$, welches von einem einzelnen Strahlungsdetektor erfasst wird.
8. Sind die Signale der senkrecht und parallel polarisierten Streulichtintensitäten annähernd gleich, ist das oszillierende Signal kaum wahrnehmbar.

9. Um die Sichtbarkeit des oszillierenden Signals zu erhöhen, kann vor dem Strahlungsdetektor ein Polarisator positioniert werden. Dieser manipuliert das Verhältnis zwischen den senkrecht und parallel polarisierten Streulichtintensitäten in Relation zur Streuebene.

Amplitudenverhältnis

[0029] Das oszillierende Signal $L(t)$ besitzt sowohl einen niederfrequenten als auch einen hochfrequenten Anteil. Der niederfrequente Anteil ähnelt dem räumlichen Intensitätsverlauf des geformten Lichtstrahls, wohingegen der hochfrequente Anteil Informationen über die Winkelgeschwindigkeit liefert. Für die Ermittlung des optischen Brechungsindex kann die Signalauswertung auf dem niederfrequenten Anteil basieren. Dabei wird das Amplitudenverhältnis zwischen den s-pol und p-pol Streulichtintensitäten $S(t)$ betrachtet.

$$A_p \sim d^2$$

Gleichung 6: Zusammenhang zwischen der Amplitude der Streulichtintensität und der Teilchengröße.

[0030] In der ersten Näherung hängt die Amplitude der Streulichtintensität für alle Streuordnungen $p \in \{0, 1, 2.1, 2.2, 2.3, 3.1, 3.2, \dots\}$ und beide Polarisierungen vom Quadrat der Teilchengröße ab; siehe Gleichung 6. Dies gilt jedoch nur im Bereich der geometrischen Optik, insbesondere dann, wenn die Teilchengröße deutlich größer als die Wellenlänge des Streulichts ist. Demzufolge hängt das Verhältnis nicht direkt von der Teilchengröße ab, wie in Gleichung 7 dargestellt.

$$\frac{A_p^{(s-pol)}}{A_p^{(p-pol)}} \sim \frac{d^2}{d^2} \rightarrow \frac{A_p^{(s-pol)}}{A_p^{(p-pol)}} \neq f(d)$$

Gleichung 7: Verhältnis der Amplituden zweier senkrecht zueinander polarisierten Streulichtintensitäten.

[0031] Eine qualitative Darstellung des Verhältnisses ist in **Abb. 13**: Verhältnis (s-pol/p-pol) zwischen den höchsten Amplituden der Streulichtintensität für $\theta_s = 165^\circ$. **Abb. 13** dargestellt, in der lediglich die maximalen Amplituden zueinander in Beziehung gesetzt wurden, um den Zusammenhang zu verdeutlichen. Dieser Zusammenhang wird exemplarisch in Gleichung 8 für einen Streuwinkel von 165° gezeigt, wobei auch eine angepasste Funktion gefunden werden konnte.

$$\frac{\max\{A_{p=0}^{(s-pol)}, A_{p=1}^{(s-pol)}, A_{p=2.1}^{(s-pol)}, A_{p=2.2}^{(s-pol)}, \dots\}}{\max\{A_{p=0}^{(p-pol)}, A_{p=1}^{(p-pol)}, A_{p=2.1}^{(p-pol)}, A_{p=2.2}^{(p-pol)}, \dots\}} = f(m)$$

$$\approx y \cdot 23514m^3 - 95446m^2 + 129164m - 58272$$

Gleichung 8: Verhältnis zwischen den maximalen Amplituden zweier senkrecht zueinander polarisierten Streulichtintensitäten bei $\theta_s = 165^\circ$, wenn keine Signalverschmierung vorhanden ist.

[0032] Im Falle einer Signalverschmierung muss eine gewichtete Summe der für den Streuwinkelbereich relevanten Amplituden gebildet werden, wie es beispielsweise in Gleichung 9 dargestellt ist. Ein verschmiertes Signal weist in der Regel aufgrund der Überlagerung mehrerer Amplituden eine höhere Gesamtamplitude auf.

$$\frac{\max\{S^{(s-pol)}(t)\}}{\max\{S^{(p-pol)}(t)\}} = \frac{\max\left\{\sum_{p \in \{0,1,2.1,2.2,\dots\}} A_p^{(s-pol)} \exp\left\{-\frac{2(t-t_p)^2}{\sigma^2}\right\}\right\}}{\max\left\{\sum_{p \in \{0,1,2.1,2.2,\dots\}} A_p^{(p-pol)} \exp\left\{-\frac{2(t-t_p)^2}{\sigma^2}\right\}\right\}}$$

Gleichung 9: Verhältnis der Maxima von zwei senkrecht zueinander polarisierten Streulichtintensitäten im Falle einer Signalverschmierung.

[0033] Im Prinzip können nicht nur die Amplituden ins Verhältnis gesetzt werden, sondern auch die Flächen oder eine Kombination aus beiden.

Signalselektion

[0034] Der hochfrequente Anteil des oszillierenden Signals $L(t)$ enthält vorwiegend die Frequenz der rotierenden Polarisationsrichtung. Dadurch können die Signale der Streulichtintensitäten eines Teilchens von anderen Störsignalen unterschieden werden. Dies stellt einen weiteren Vorteil des oszillierenden Signals dar.

Künstliche Intelligenz

[0035] Die kombinatorische Komplexität des oszillierenden Signals $L(t)$ ist hoch und bietet viele Informationen über die Eigenschaften des Teilchens, wie die Teilchengröße, Teilchengeschwindigkeit, Lichtdurchlässigkeit des Teilchens und den optischen Brechungsindex des Teilchens. Diese genannten Eigenschaften beeinflussen die Form und das Erscheinungsbild des Signals $L(t)$. Dieses Signal kann mithilfe von Ansätzen des maschinellen Lernens oder der künstlichen Intelligenz klassifiziert werden.

$$\left\{ L(t), \begin{pmatrix} w \\ \theta \\ PR \end{pmatrix} \right\} \Rightarrow \vec{T} = \begin{pmatrix} d \\ v \\ m \end{pmatrix}$$

Gleichung 10: Das oszillierende Signal und die Eingangsparameter der optischen Anordnung eines Messapparats werden einem Teilchenvektor zugeordnet.

[0036] Das oszillierende Signal kann einem Teilcheneigenschaftsvektor $\vec{T}$ zugeordnet werden, wie in Gleichung 10 dargestellt. Dies ermöglicht eine äußerst sensitive Teilchenklassifizierung. Drei Beispiele für oszillierende Signale sind in **Abb. 17** zu sehen. Der gesuchte Teilcheneigenschaftsvektor besitzt mindestens eine Komponente, und der Eingangsvektor für die Berechnung enthält mindestens ein oszillierendes Signal.

Begriff Erklärung

geformter Lichtstrahl: Ein geformter Lichtstrahl bezeichnet einen Lichtstrahl, dessen räumliche Lichtintensitätsverteilung eine bestimmte Form aufweist. Ein bekanntes Beispiel für einen geformten Lichtstrahl ist der elliptische Gauß-Strahl.

Teilchen: Ein Teilchen kann ein Tropfen, Tröpfchen oder Partikel mit unterschiedlichsten optischen Eigenschaften sein.

Lichtstreuendiagramm: Ein Intensitätsverlauf als Funktion des Streuwinkels

Versmirtes Signal: Ein Signal, dessen einzelne Peaks vollständig oder teilweise überlagert sind. In so einem Signal können die einzelnen Peaks nicht deutlich voneinander getrennt werden.

Patentansprüche

1. Verfahren zur Erzeugung oszillierender Streulichtintensitäten zur Bestimmung eines Teilcheneigenschaftsvektors, **gekennzeichnet durch** die Messung der Streulichtintensität eines Teilchens (1), welches sich mit einer bestimmten Geschwindigkeit v durch einen geformten Lichtstrahl (2) bewegt, dessen lineare Polarisationsrichtung mit einer vorgegebenen Winkelgeschwindigkeit ω gedreht wird. Bei einem Streuwinkel θ_s , bei dem die Streulichtintensität eine signifikante Polarisationsabhängigkeit aufweist, wird ein zeitlich oszillierendes Signal $L(t)$ (4) erfasst. Die niederfrequenten Anteile (5) und (6) dieses Signals ähnelt dem räumlichen Intensitätsverlauf des geformten Lichtstrahls (7), während der hochfrequente Anteil Informationen über die Winkelgeschwindigkeit (8) liefert.

2. Verfahren nach Anspruch 1, **dadurch gekennzeichnet**, dass mittels eines Polarisators (9) vor dem Strahlungsdetektor, welcher zur Messung der Streulichtintensität dient, das Verhältnis zwischen zwei Polarisierungen eingestellt werden kann, um die Oszillationsamplituden im zeitlich oszillierenden Signal $L(t)$ (4) zu variieren und somit die Signalqualität zu optimieren.

3. Verfahren nach Anspruch 1, **dadurch gekennzeichnet**, dass statt der Drehung der Polarisationsrichtung des geformten Lichtstrahls, die Polarisationsrichtung der Streulichtintensität vor dem Strahlungsdetektor gedreht wird. Dabei liegt die Polarisationsrichtung des geformten Lichtstrahls konstant und vorzugsweise bei $\pi/4$ relativ zur Streuebene.

4. Verfahren nach Anspruch 1, **dadurch gekennzeichnet**, dass der Streuwinkel vorzugsweise im ersten und im zweiten Brewster-Winkel liegt.

5. Verfahren nach Anspruch 1, **dadurch gekennzeichnet**, dass der Amplitudenunterschied der niederfrequenten Anteile (5) und (6) im oszillierenden Signal zur Ermittlung der optischen Teilcheneigenschaften genutzt wird.

6. Verfahren nach Anspruch 1, **dadurch gekennzeichnet**, dass die Signalverschmierung des niederfrequenten Anteils (5) oder (6) im oszillierenden Signal zur Bestimmung der Teilchengröße d herangezogen wird.

7. Verfahren nach Anspruch 1, **dadurch gekennzeichnet**, dass das oszillierende Signal $L(t)$ (4) mittels maschinellen Lernens oder künstlicher Intelligenz mit dem Teilchenvektor $\vec{r}$ verknüpft wird, wodurch eine präzise Teilchenklassifizierung ermöglicht wird.

Es folgen 17 Seiten Zeichnungen

Anhängende Zeichnungen

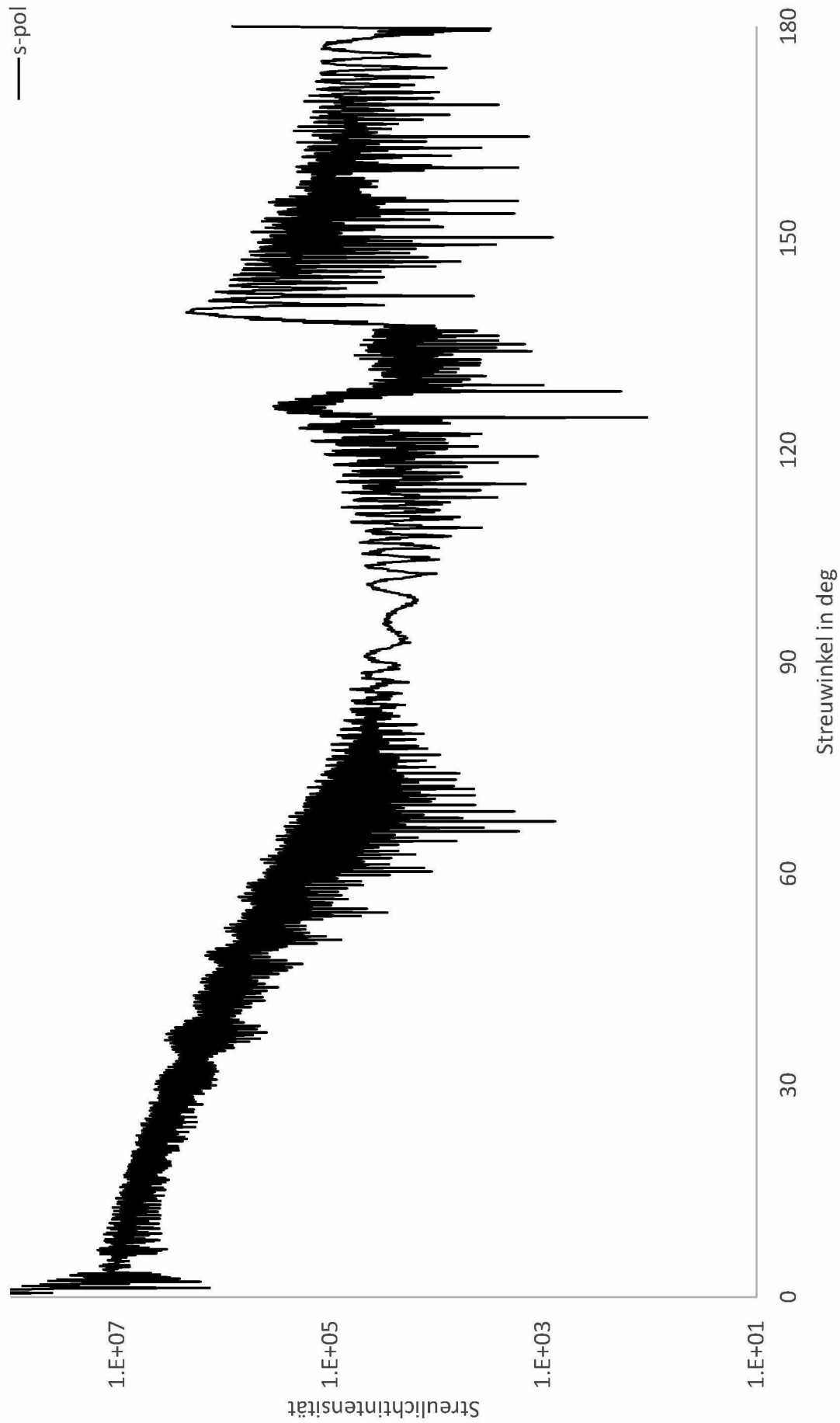


Abbildung 1: Streulichtdiagramm nach Mie [1] für $d=100\mu\text{m}$, $m=1.34$ und senkrecht polarisiertem Licht.

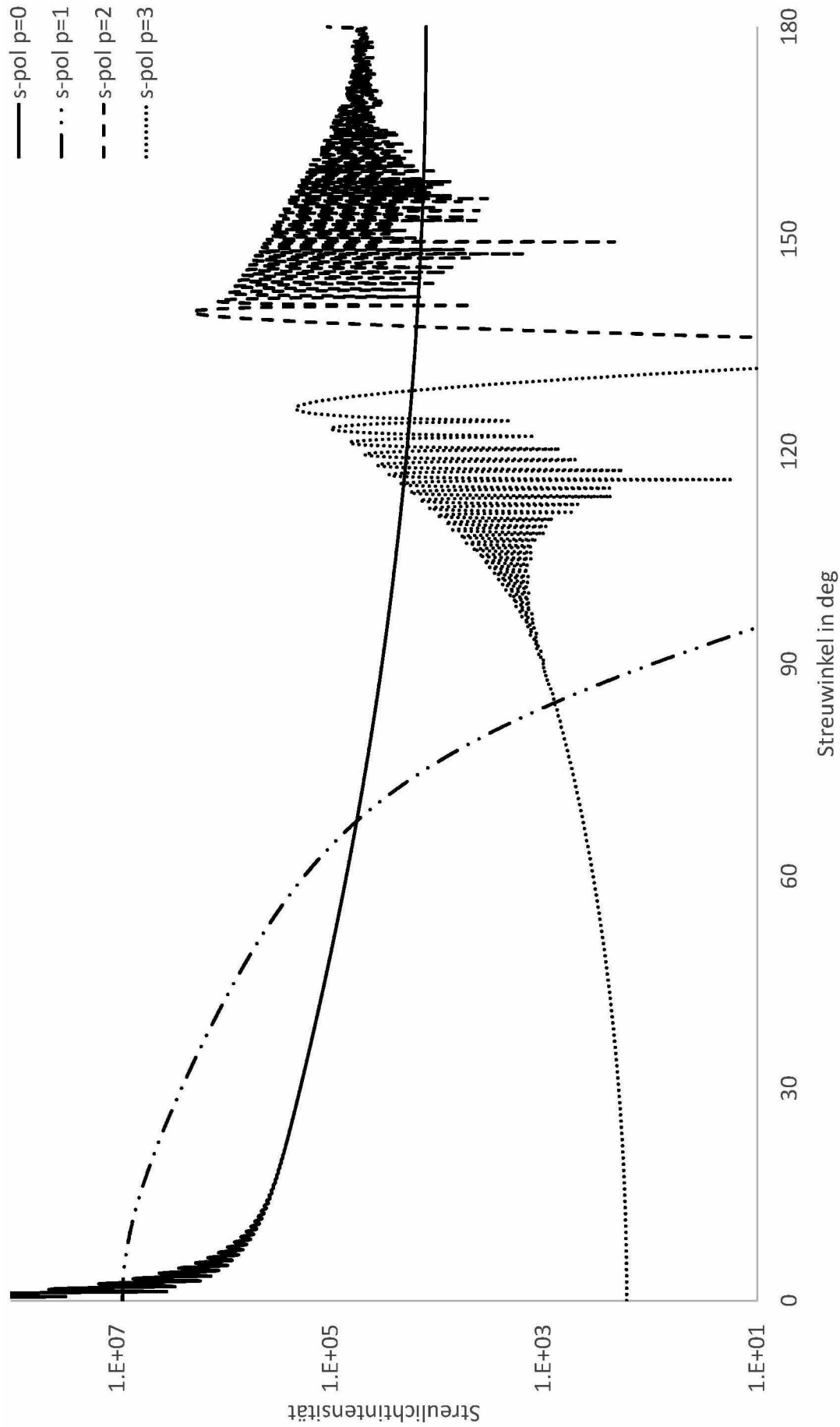


Abbildung 2: Streulichtdiagramm nach Debye [2] für $d=100\mu\text{m}$, $m=1.34$ und senkrecht polarisiertem Licht

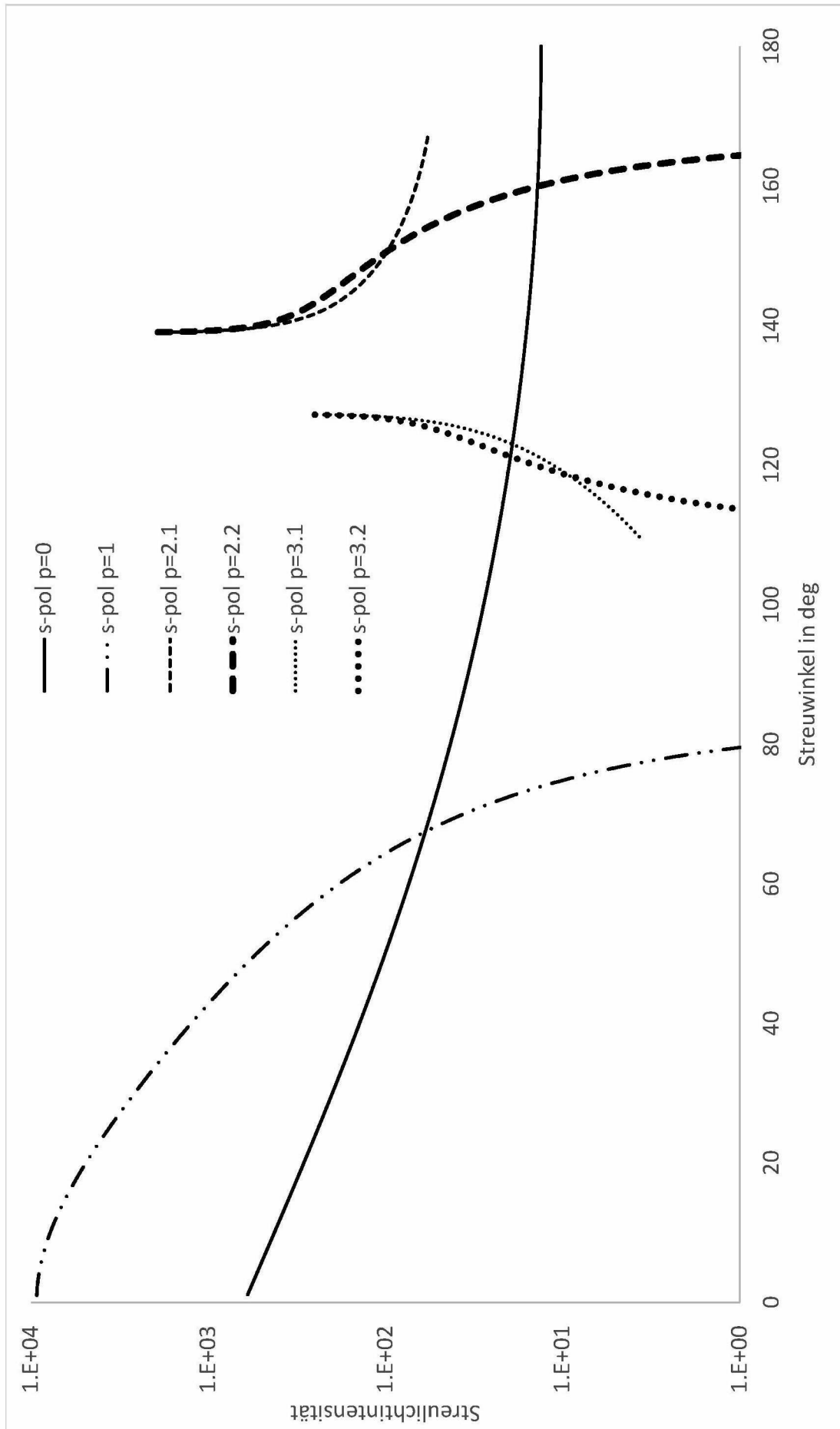
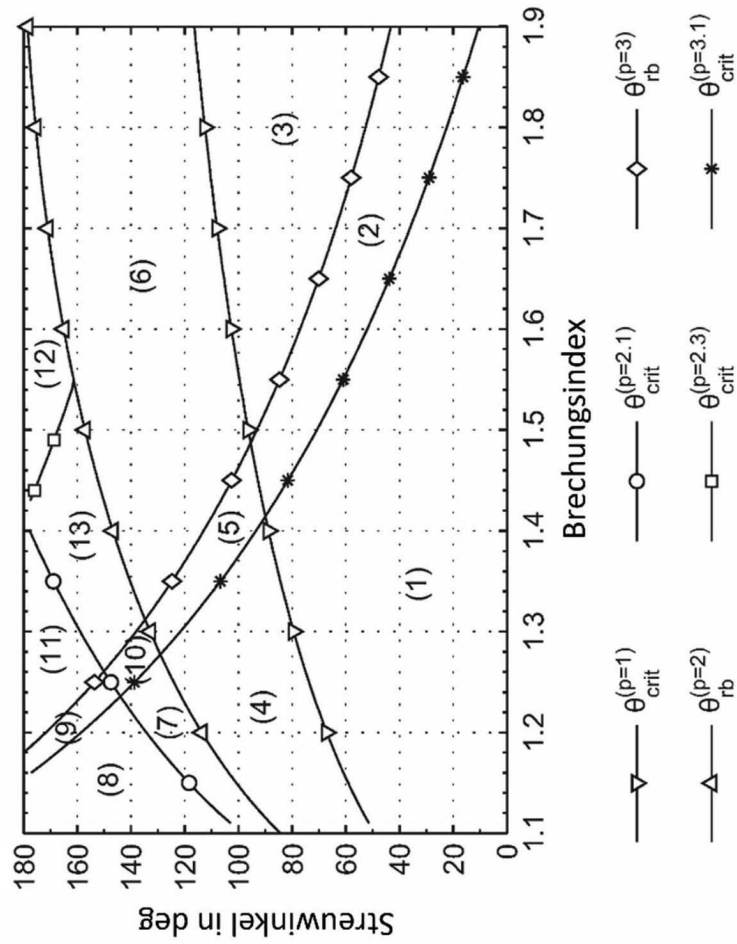


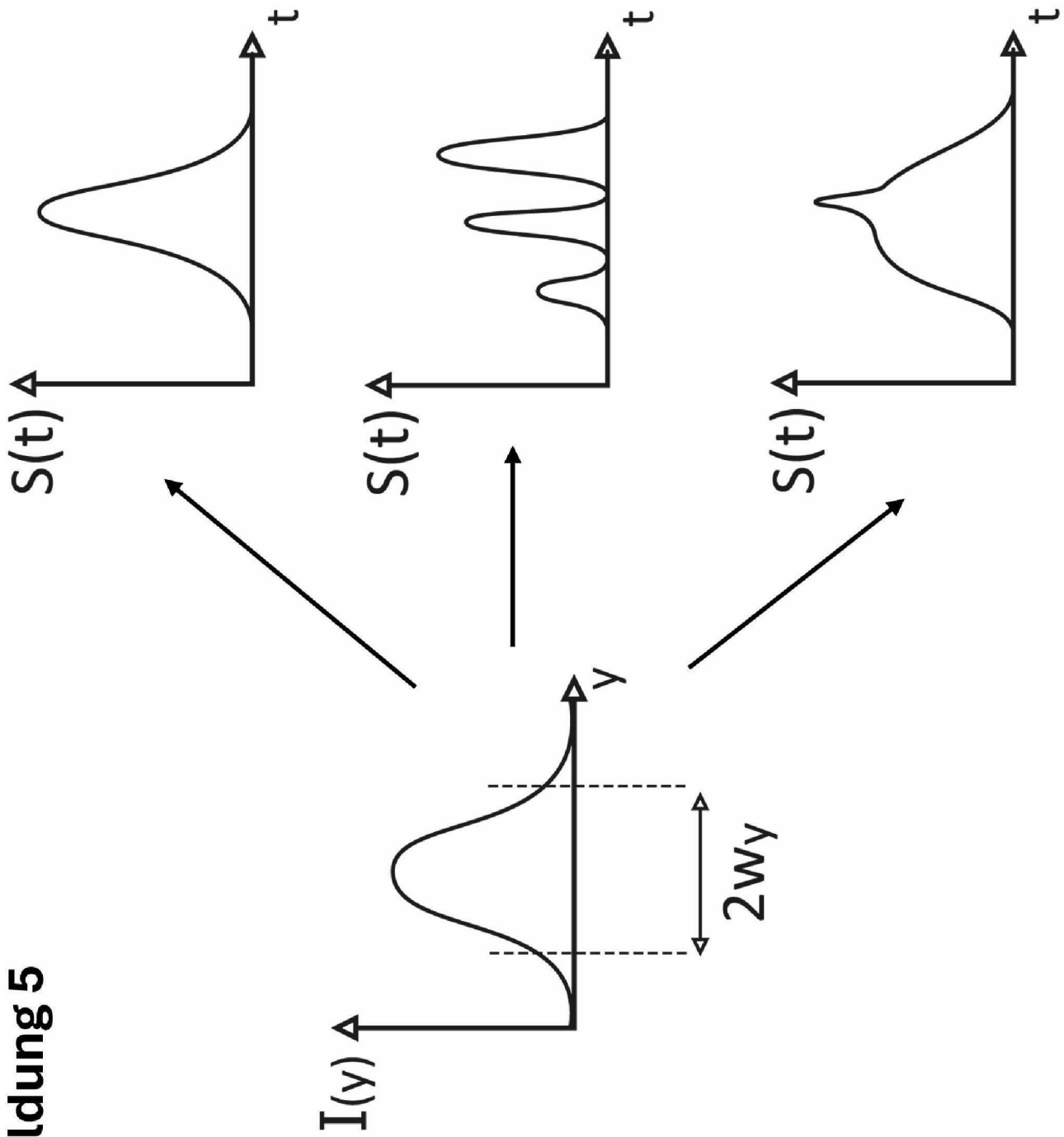
Abbildung 3. Streulichtdiagramm basierend auf Berechnungen mit der geometrischen Optik [7] [3] für $m=1.34$ und senkrecht polarisiertem Licht.



- (1) $p=0, p=1, p=3.1$
 (2) $p=0, p=1, p=3.1, p=3.2$
 (3) $p=0, p=1$
 (4) $p=0, p=3.1$
 (5) $p=0, p=3.1, p=3.2$
 (6) $p=0$
 (7) $p=0, p=2.1, p=2.2, p=3.1$
 (8) $p=0, p=2.1, p=3.1$
 (9) $p=0, p=2.1, p=3.1, p=3.2$
 (10) $p=0, p=2.1, p=2.2, p=3.1, p=3.2$
 (11) $p=0, p=2.1$
 (12) $p=0, p=2.1, p=2.2, p=2.3$
 (13) $p=0, p=2.1, p=2.2$

Abbildung 4: Phasendiagramm für Streulichtmoden [8][7].

Abbildung 5



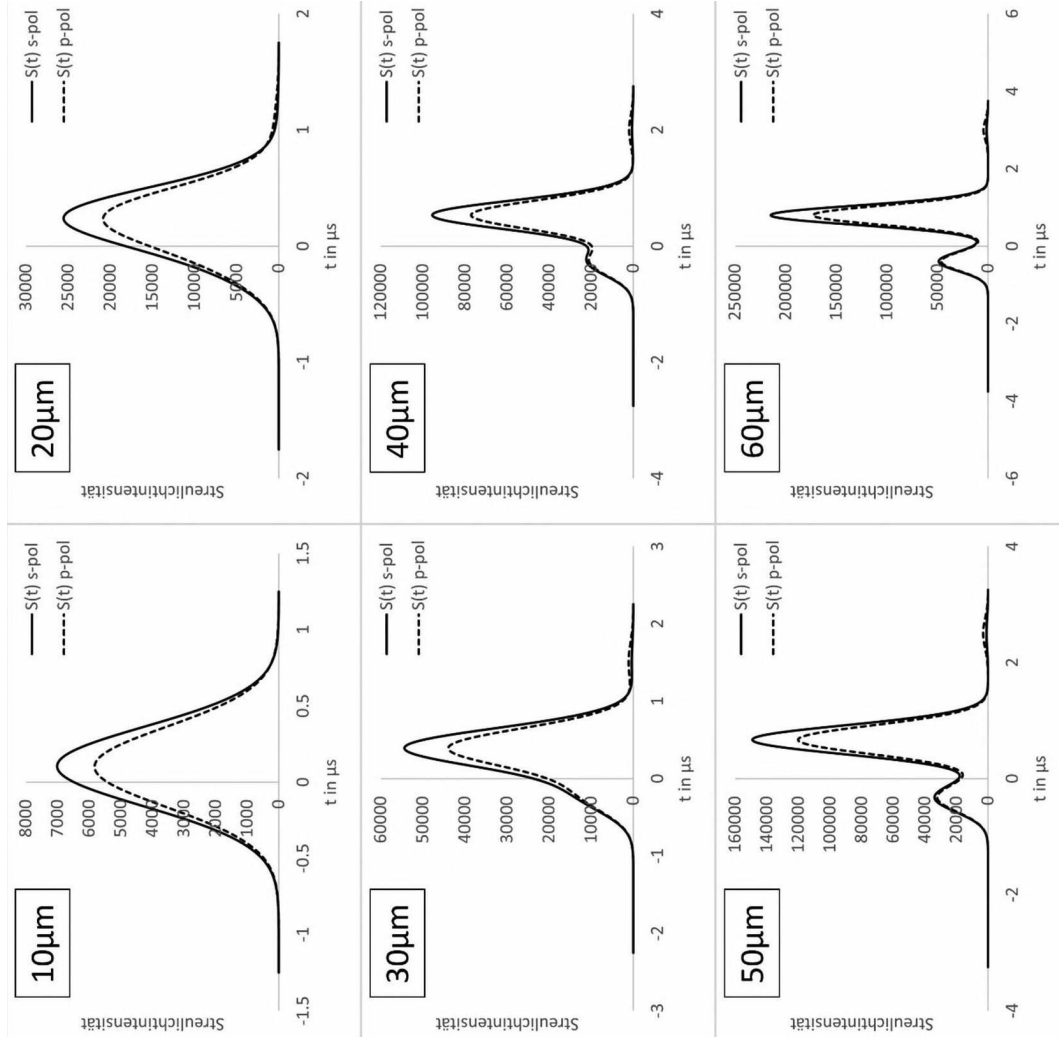


Abbildung 6: Signalverschmierung für $w_y = 5\mu\text{m}$, $v = 10\text{ m/s}$, $\theta_s = 165^\circ$

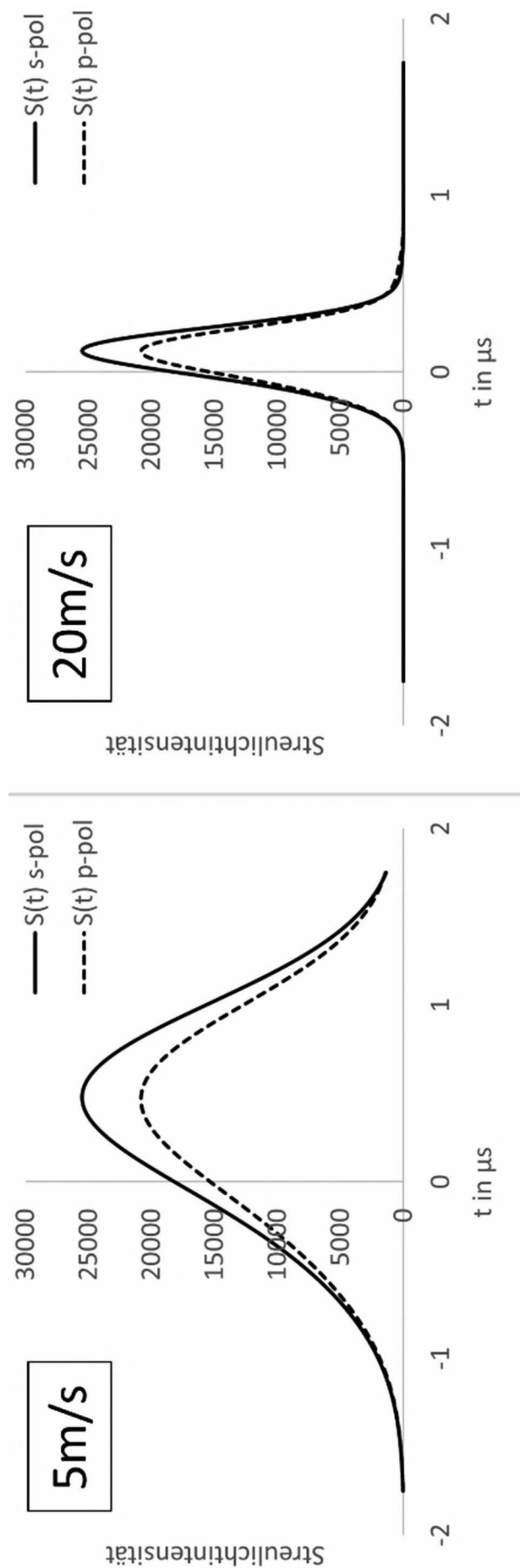


Abbildung 7: Peak Breite und die Geschwindigkeit für $w_y = 5\mu\text{m}$, $d = 25\mu\text{m}$, $\theta_s = 165^\circ$

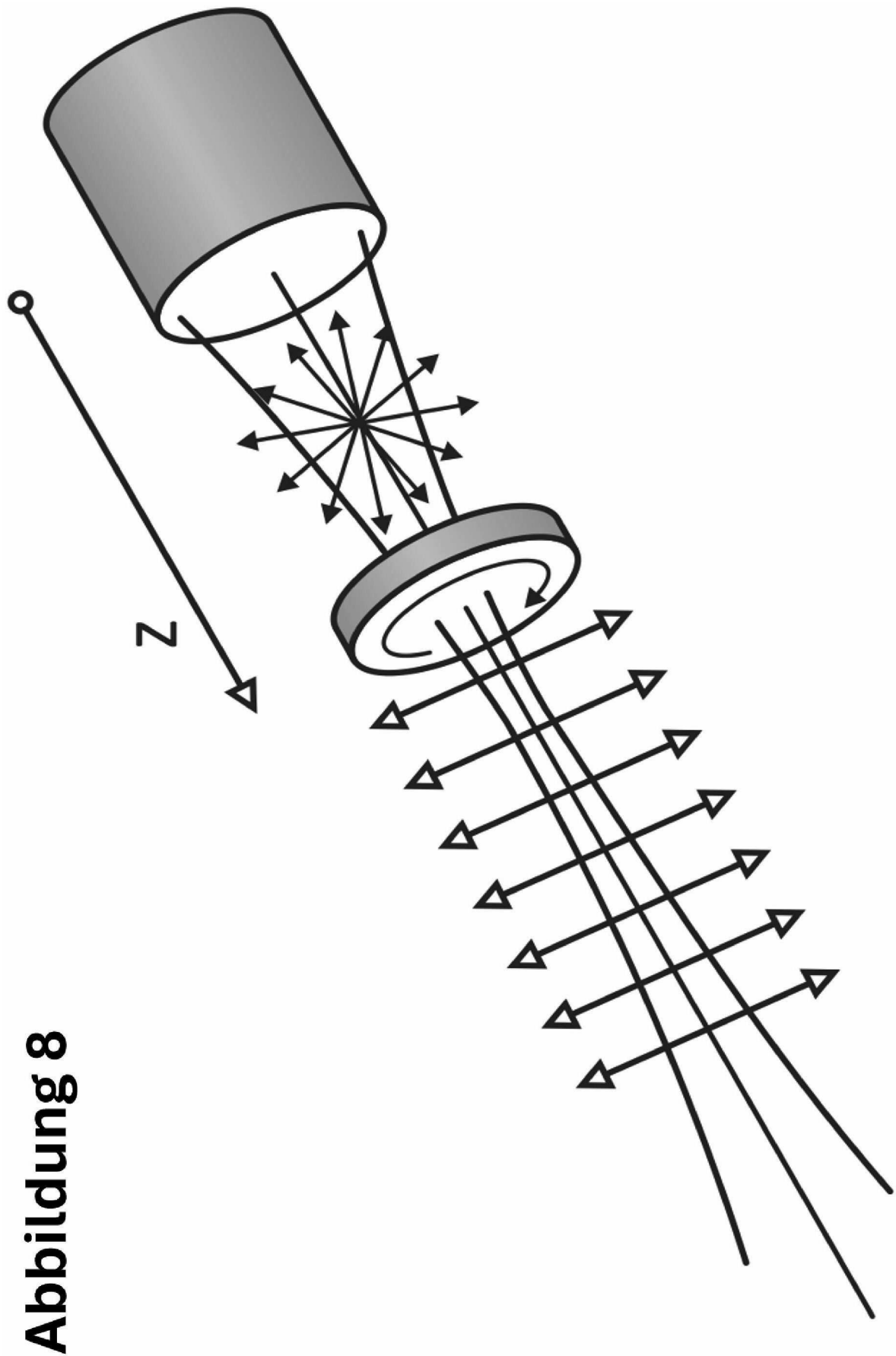


Abbildung 8

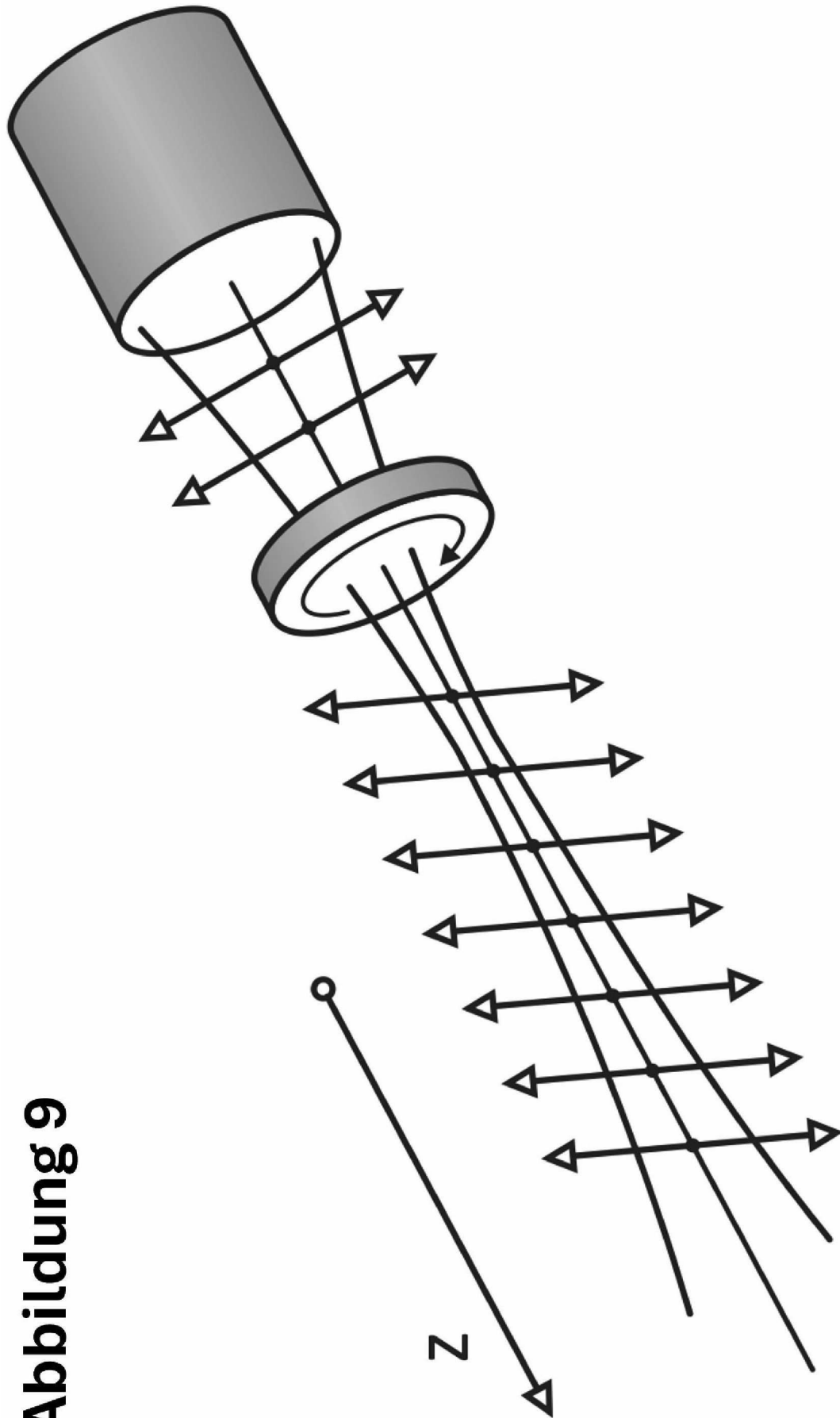
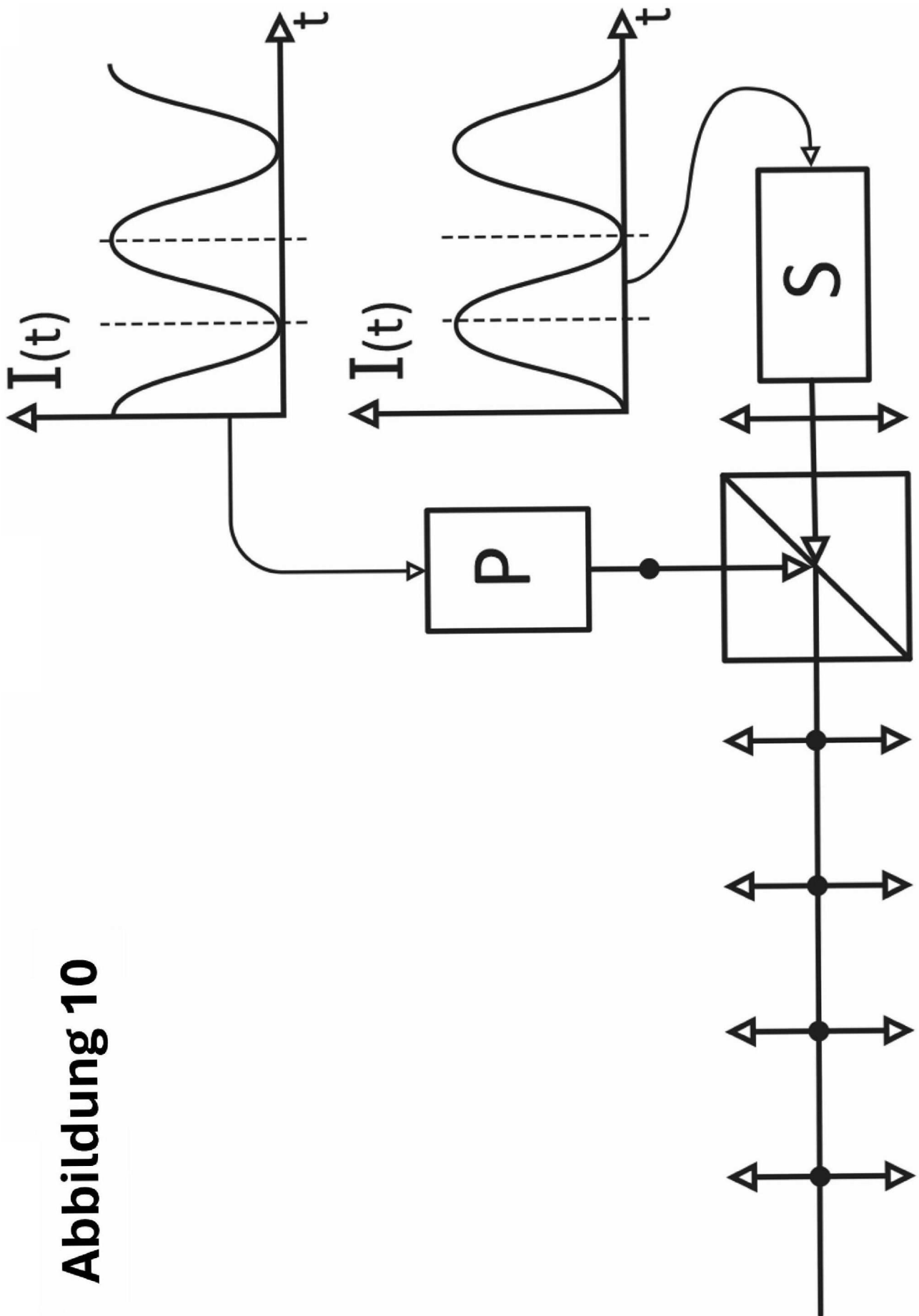


Abbildung 10



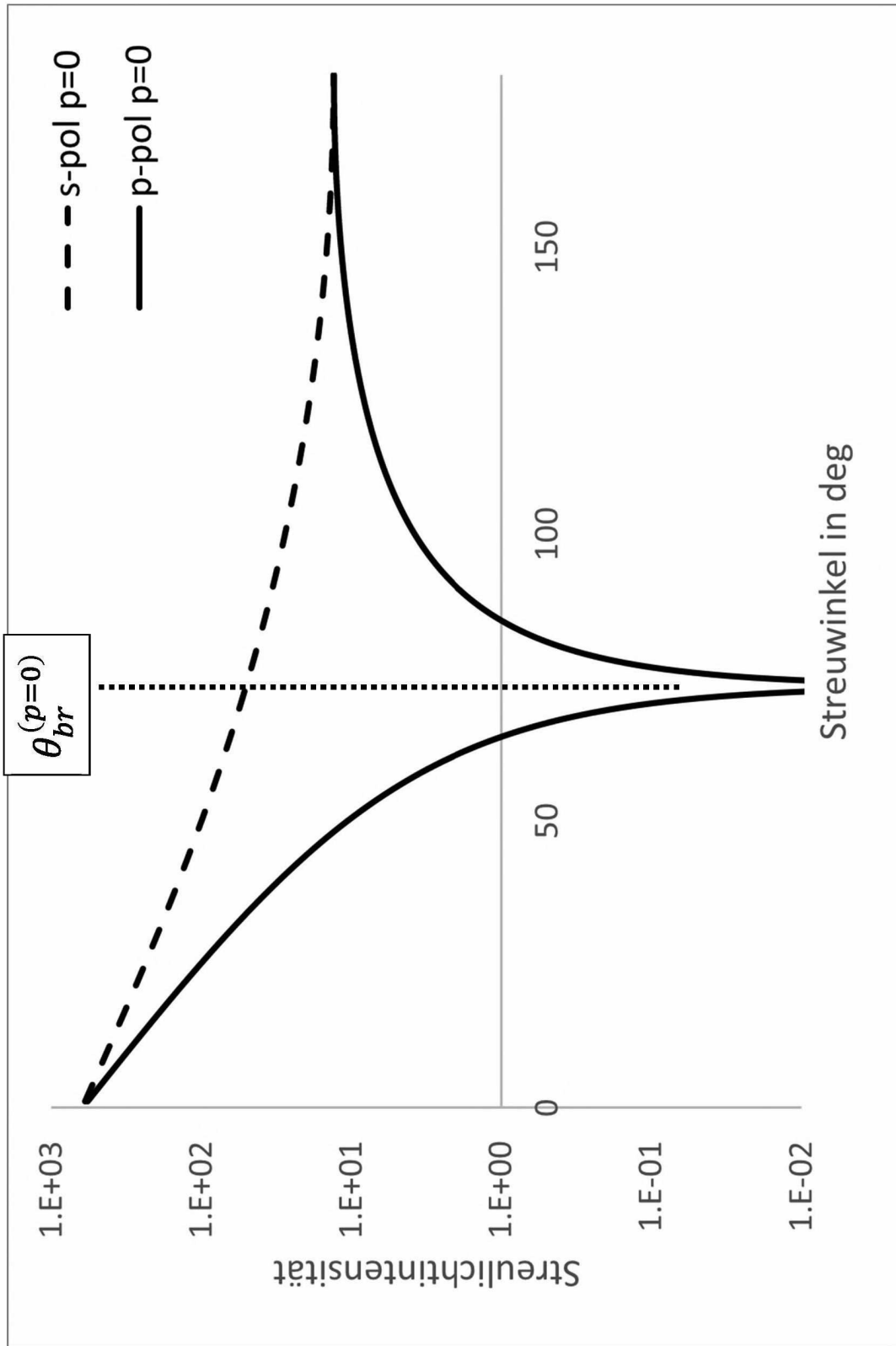


Abbildung 11: Streulichtdiagramm für $p = 0$ und $m = 1.34$.

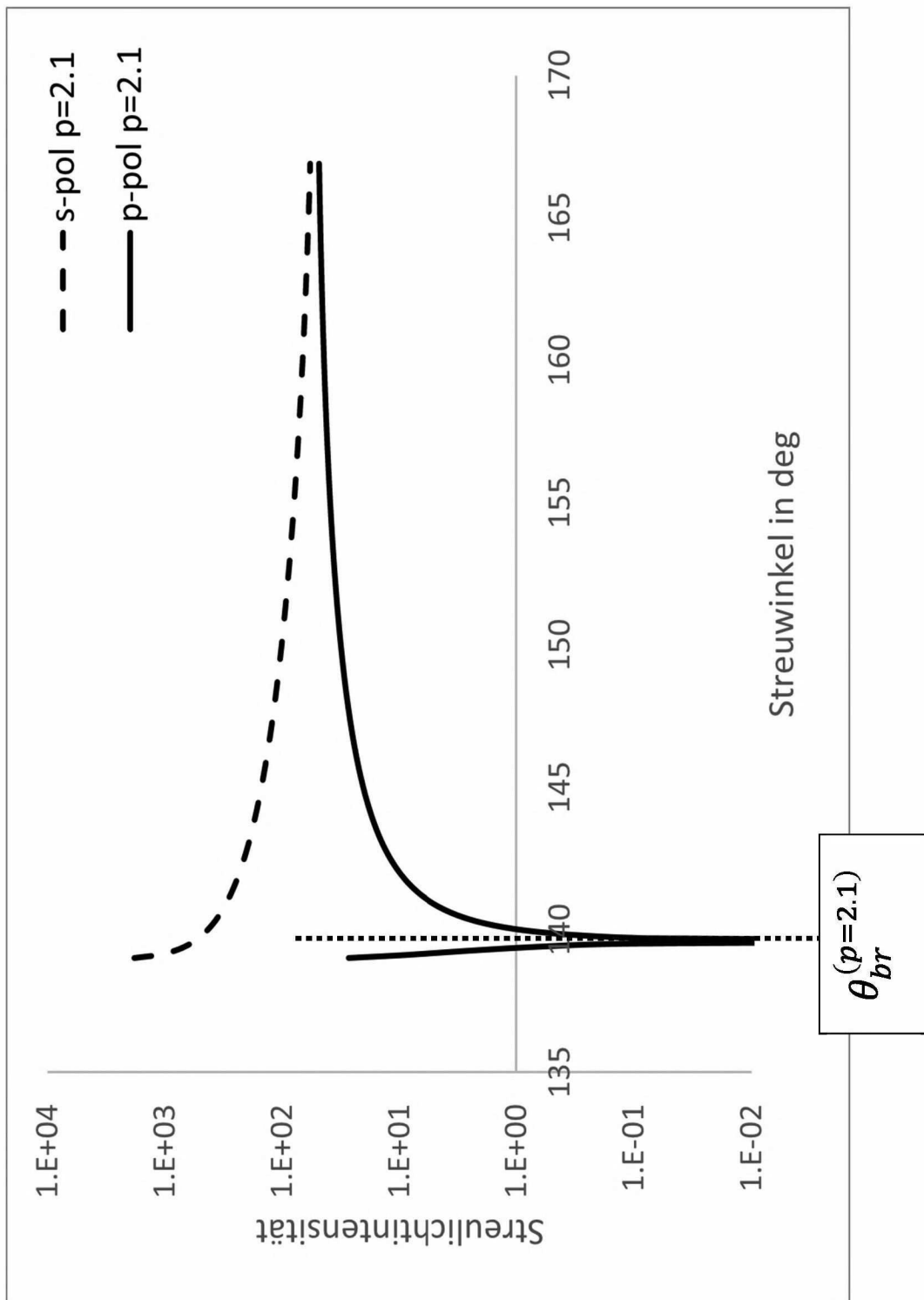


Abbildung 12: Streulichtdiagramm für $p = 2.1$ und $m = 1.34$.

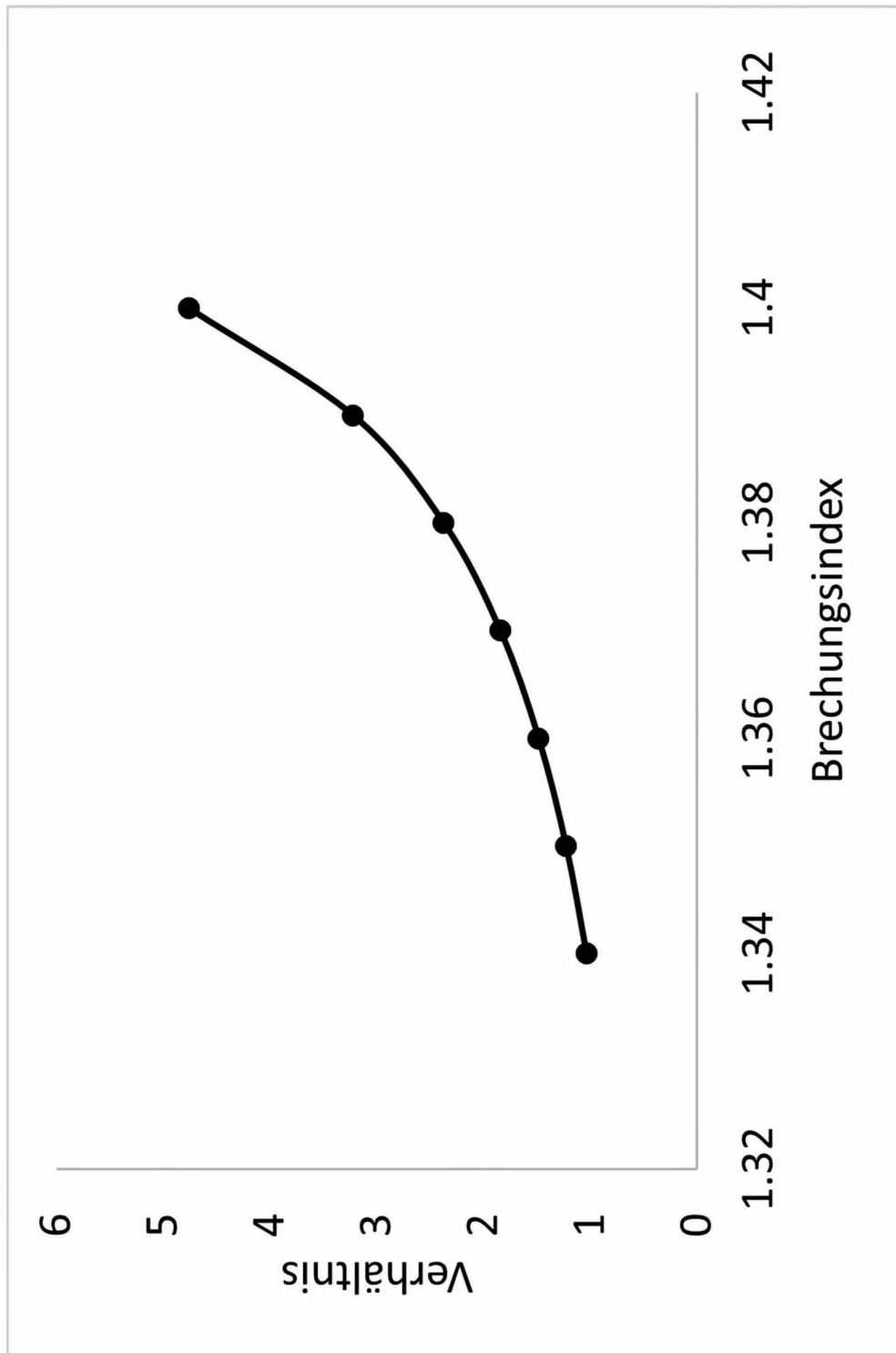


Abbildung 13: Verhältnis (s-pol/p-pol) zwischen den höchsten Amplituden der Streulichtintensität für $\theta_s = 165^\circ$.

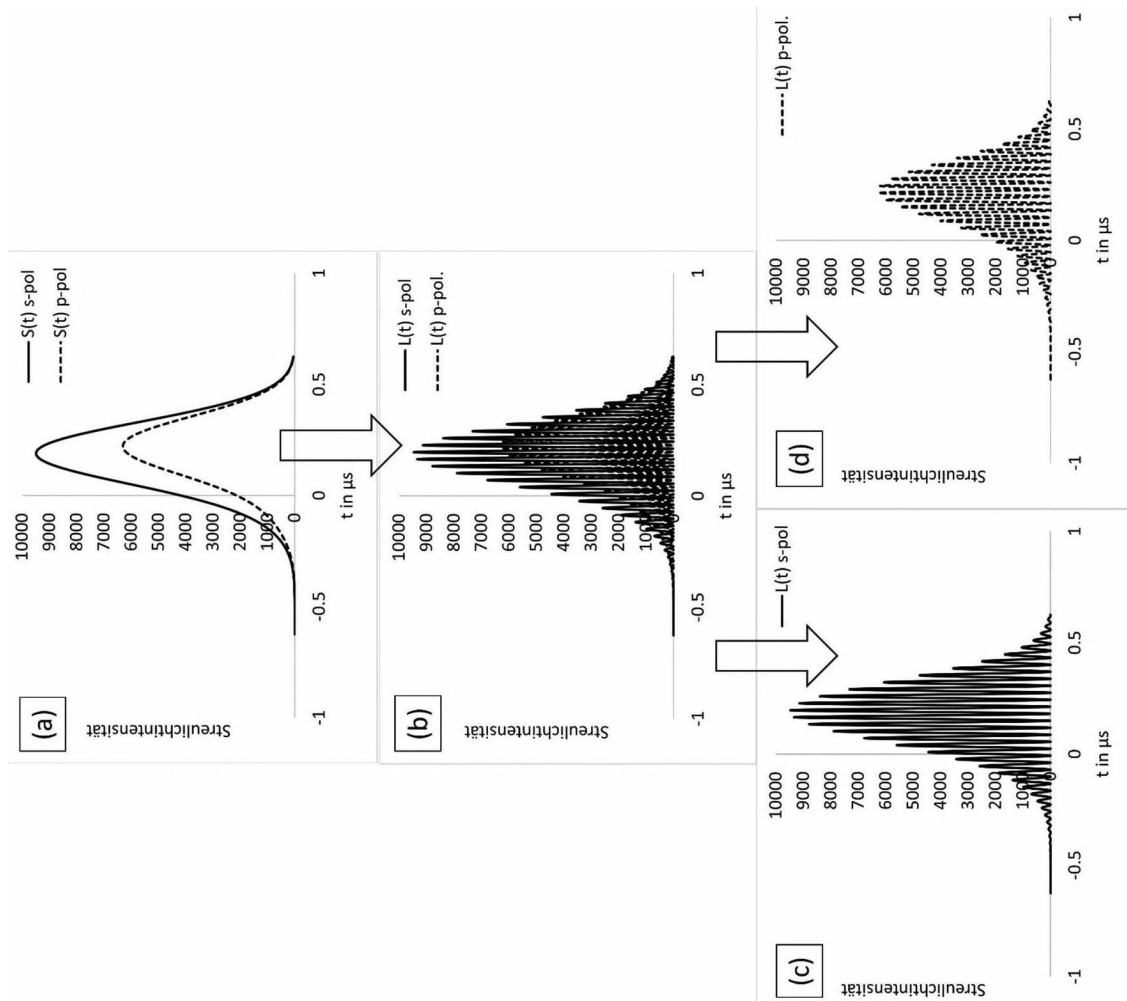


Abbildung 14: Entstehung eines oszillierenden Signals $L(t)$ (Teil 1).

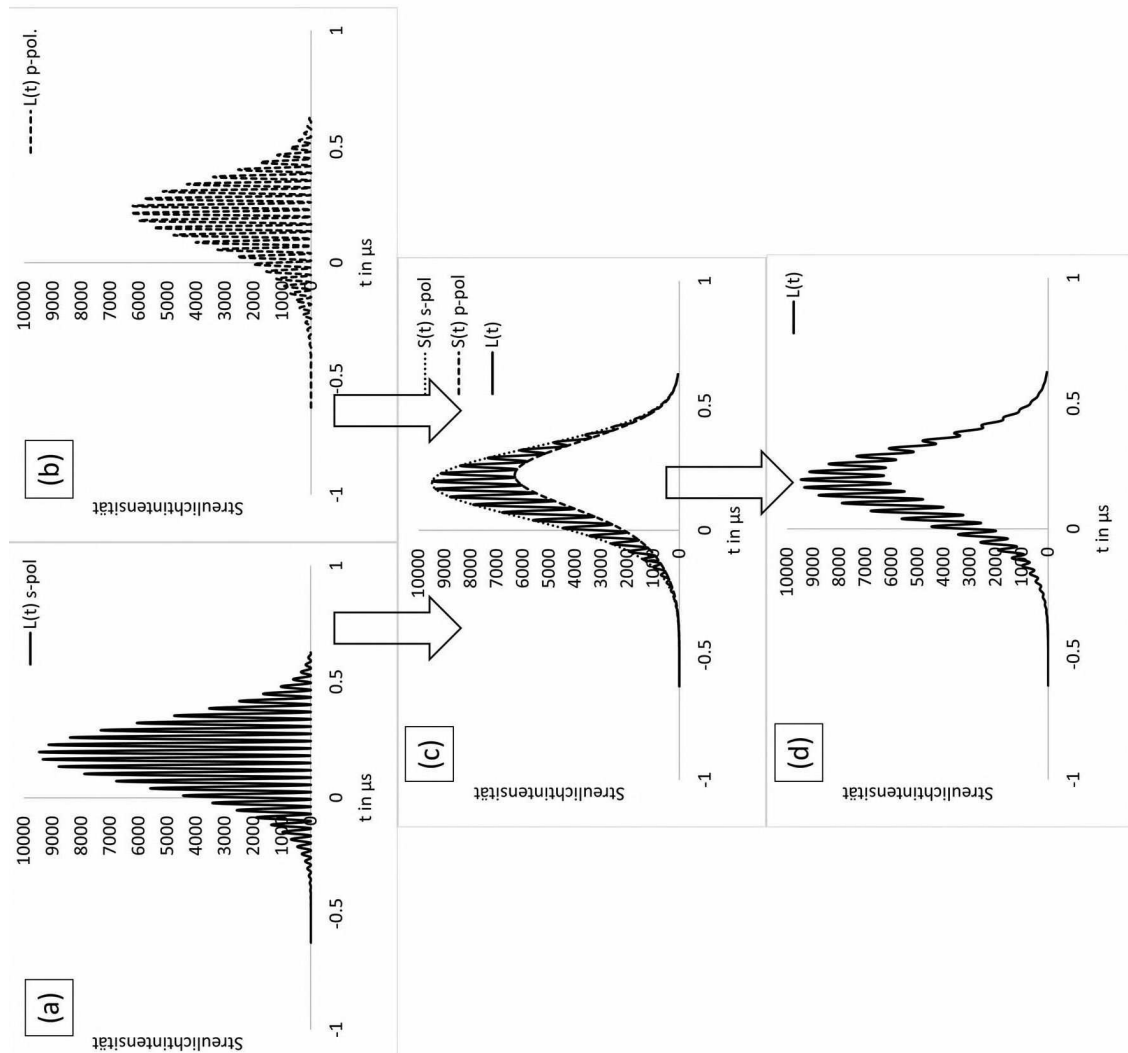


Abbildung 15: Entstehung eines oszillierenden Signals $L(t)$ (Teil 2).

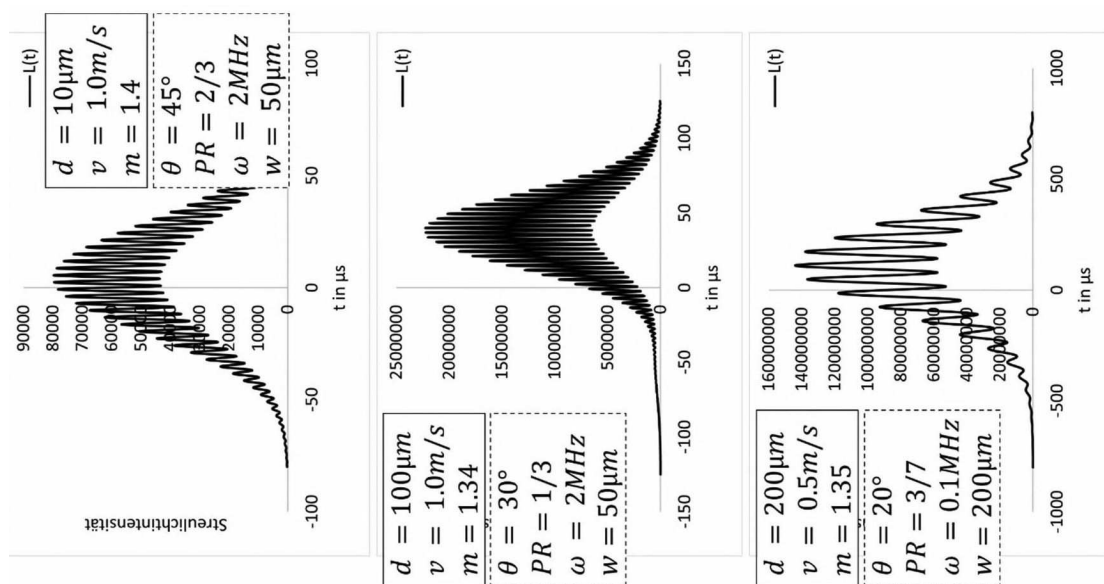


Abbildung 17: Oszillierende Signale $L(t)$