

Alexander Krebs · Christoph Krebs

Der Photonenspin - eine Naturkonstante?

Messung des Photonenspins an
energiearmen Photonen von Radiowellen

Dr. Alexander Krebs Verlag

Dr. Dr. rer. nat. Alexander Krebs, Dipl.Physiker

Birkenallee 1

74238 Krautheim/Jagst

Christoph Krebs, Dipl.Mathematiker

Graf-Eberstein-Str. 22

74238 Krautheim/Jagst

Bibliografische Information der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliographie;

detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

ISBN 978-3-00-026287-6

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung, des Nachdrucks, des Vortrags, der Entnahme von Abbildungen und Tabellen, der Funksendung, der Mikroverfilmung oder Vervielfältigung auf anderen Wegen und der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen, bleiben, auch bei nur auszugsweiser Verwertung, vorbehalten. Eine Vervielfältigung dieses Werkes oder von Teilen dieses Werkes ist auch im Einzelfall nur in den Grenzen der gesetzlichen Bestimmungen des Urheberrechtsgesetzes der Bundesrepublik Deutschland vom 9. September 1965 in der jeweils geltenden Fassung zulässig. Sie ist grundsätzlich vergütungspflichtig. Zuwiderhandlungen unterliegen den Strafbestimmungen des Urheberrechtsgesetzes.

Die Wiedergabe von Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen usw. in diesem Buch berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutz-Gesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

©2008 Dr. Alexander Krebs Verlag

Krautheim/Jagst

Printed in Germany

Druck: WfB Krautheim

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen der makroskopischen Spinnmessung an polarisierten Photonen	5
2.1	Theoretische Grundlagen	5
2.2	Polarisierung der Photonen einer Radiowellenstrahlung	6
2.3	Prinzip der makroskopischen Messung des Photonenspins	7
3	Charakterisierung und Erzeugung zirkular polarisierter Radiowellen	9
3.1	Charakterisierung zirkular polarisierter Radiowellen	9
3.2	Erzeugung zirkular polarisierter Radiowellen	10
3.3	Makroskopische Messung des Photonenspins	12
4	Messung des Photonenspins durch Streuung einer zirkular polarisierten Radiowelle an einer kleinen Aluminiumscheibe	13
4.1	Drehimpulsübertragung der Radiowelle auf die streuende Metallscheibe	14
4.1.1	Drehimpuls der einfallenden Strahlung	14
4.1.2	Drehimpuls der gestreuten Strahlung	15
4.1.3	Resultierender Drehimpuls auf die Scheibe	21
4.2	Rotation der Scheibe	22
4.2.1	Rotation der Scheibe bei idealisierter, reibungsfreier Bewegung	22
4.2.2	Rotation der Scheibe unter dem Einfluss der Reibung zwischen Wasser und Scheibe	22
4.2.3	Mögliche Leistungsverluste der Streustrahlung	24
4.3	Versuchsaufbau	26
4.4	Auswertung	30
4.4.1	Trägheitsmoment und Reibungskoeffizient der Aluminiumscheibe	30
4.4.2	Bestimmung der auf die Metallscheibe einstrahlenden drehimpulswirksamen Leistung	31
5	Zusammenstellung der drehimpulswirksamen Strahlungsleistungsdichten der beiden verwendeten Antennen auf die Aluminiumscheibe	41

6	Berechnung des Drehwinkels ω der Aluminiumscheibe unter der Voraussetzung des Photonenspins $h/2\pi$	43
7	Experimentelle Bestimmung des Drehwinkels ω der Aluminiumscheibe	45
8	Die Strahlung von Satellitenantennen und ihr Einfluss auf die Lagedynamik der Satelliten	49
9	Andere Arten des Versuchsaufbaus	53
9.1	Drehimpulsmessung direkt an einer aktiv zirkular sendenden Antenne	53
9.2	Drehimpulsmessung an einer absorbierenden Schicht	54
9.3	Drehimpulsmessung an einer dünnen Metallplatte: Erzeugung zirkular polarisierter Strahlung durch Reflexion	55
9.4	Drehimpulsmessung an Satelliten	56
10	Zusammenfassung	57
11	Anhang	59
11.0.1	Messprotokolle	59
	Literaturverzeichnis	61

Kapitel 1

Einleitung

Im Teilchenbild besteht sichtbares Licht aus Photonen mit dem Spin $h/2\pi$. Tatsächlich lässt sich der Spin der Photonen des sichtbaren Lichtes nicht nur wie üblich durch spektroskopische Methoden der Atomphysik, sondern auch größenordnungsmäßig durch eine makroskopische Methode in Form einer direkten Drehimpulsmessung nachweisen. Zu dem entsprechenden historischen Versuch siehe [1]. Eine detaillierte Beschreibung dieses Versuches erfolgt im Kapitel 3. Radiowellen sind wie das sichtbare Licht elektromagnetische Strahlung allerdings extrem größerer Wellenlänge, oder im Teilchenbild ebenfalls wie das Licht Photonenstrahlung mit allerdings sehr niederenergetischen Photonen. Auch bei den Radiowellen müsste sich also ein Photonenspin nachweisen lassen, der nach dem heutigen Erkenntnisstand für jedes Photon genauso groß wäre wie bei den Photonen des sichtbaren Lichtes. Unser Ziel ist es nun, bei sehr niedrigen Radiowellenfrequenzen und den damit verbundenen extrem energiearmen Photonen den Photonenspin zu messen. Die Frage ist also: Haben die Radiowellenphotonen mit einer Energie von etwa einem Zehnmillionstel der Energie der Lichtphotonen denselben Drehimpuls bzw. Spin wie die Photonen des sichtbaren Lichtes. Auf Grund der minimalen Photonenenergie der Radiostrahlung kann deren Spin nicht mit atomphysikalischen Methoden gewonnen werden, sondern muss direkt makroskopisch durch Drehimpulsmessungen bestimmt werden.

Schließlich nehmen wir noch Bezug auf die Erfahrungen der vergangenen Jahrzehnte mit Satelliten und den auf sie wirkenden Störeffekten.

Einen frequenzunabhängigen Photonenspin vorausgesetzt, müssen bei zirkular polarisiert sendenden Satelliten entsprechende Drehimpulseffekte beobachtbar sein.

Kapitel 2

Grundlagen der makroskopischen Spinmessung an polarisierten Photonen

2.1 Theoretische Grundlagen

Zunächst trägt jedes Photon nach aktuellem Wissensstand den Spin bzw. Eigendrehimpuls $s = \frac{h}{2\pi}$ und hat die Energie $E_p = h\nu$.

Wir betrachten ein ebenes (später infinitesimales) Flächenstück A , durch das eine ebene elektromagnetische Welle konstanter Intensität senkrecht hindurchtreten soll. Hierbei wird üblicherweise der Begriff der **Energieflussdichte** bzw. **Leistungsdichte** L verwendet, der angibt, welche Energie in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit hindurchtritt.

(L wird später durch den bekannten Poynting-Vektor ausgedrückt werden.)

Hieraus läßt sich die **Photonenflussdichte** P berechnen, also die Anzahl n der Photonen, die bei fester Frequenz ν in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit tritt:

$$P = \frac{L}{E_p} = \frac{L}{h\nu} \quad (2.1)$$

also

$$\boxed{\text{Photonenflussdichte} = \text{Leistungsdichte} \cdot \frac{1}{h\nu}}$$

Im Folgenden sei dabei festgelegt, dass die Photonen dieselbe Spin-Ausrichtung besitzen (entsprechend einer zirkular polarisierten Strahlung)!

Dabei ist für uns von Interesse, welcher **Gesamtdrehimpuls** I von den in der

Zeit t durch die Fläche A hindurchtretenden Photonen „mitgetragen“ wird. Es gilt:

$$I = P \cdot s \cdot t \cdot A = \frac{L}{h\nu} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot t \cdot A = \frac{L}{2\pi\nu} \cdot t \cdot A \quad (2.2)$$

Der von den Photonen in der Zeiteinheit transportierte Drehimpuls kann durch einen Drehimpulsfluss J beschrieben werden, für den gilt: $J = \frac{I}{t} = P \cdot s \cdot A$, also:

$$\boxed{\text{Drehimpulsfluss} = \text{Photonenfluss} \cdot \frac{h}{2\pi}}$$

Entsprechend gilt:

$$\boxed{\text{Drehimpulsflussdichte} = \text{Photonenflussdichte} \cdot \frac{h}{2\pi}}$$

Es möge überdies ein Photonenstrom, der in der Zeiteinheit senkrecht auf eine Fläche A fällt und von dieser absorbiert wird bzw. von dieser Fläche senkrecht emittiert wird, den Photonenfluss $F = P \cdot A$ haben.

Dann gilt schließlich für das Drehmoment D auf die Fläche A , das durch den absorbierten bzw. emittierten Photonenfluss F hervorgerufen wird:

$$\boxed{\text{Drehmoment} = \text{Drehimpulsfluss} = \text{Photonenfluss} \cdot \frac{h}{2\pi}}$$

Also:

$$D = \frac{I}{t} = \frac{LA}{2\pi\nu} = F \cdot \frac{h}{2\pi} = P \cdot A \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (2.3)$$

2.2 Polarisierung der Photonen einer Radiowellenstrahlung

Die Spins der Photonen sind nur makroskopisch messbar, wenn sie sich zu einem Gesamtspin bzw. Gesamtdrehimpuls addieren. Dies erfordert eine Polarisierung der Photonen, d.h. die Spins der in eine bestimmte Richtung fliegenden abgestrahlten Photonen müssen alle gleich orientiert sein. Eine im Teilchenbild polarisierte Photonenstrahlung entspricht im Wellenbild einer zirkular polarisierten elektromagnetischen Welle ([1], [2]).

2.3 Prinzip der makroskopischen Messung des Photonenspins

Um einen Additionseffekt sämtlicher Photonenspins zu erreichen, muss folglich durch ein geeignetes Sendeantennensystem eine zirkular polarisierte Welle produziert werden. Zum einen können die Photonen dieser zirkular polarisierten Welle bei ihrer Streuung an einer dünnen Metallscheibe einen Drehimpuls auf die Scheibe ausüben, der bei kräftefreier Lagerung der Scheibe gemessen werden kann. Zum anderen erfährt das Sendeantennensystem den entsprechend entgegengesetzten Drehimpuls aller abgestrahlten Photonen, der wiederum bei kräftefreier Lagerung gemessen werden kann.

Kapitel 3

Charakterisierung und Erzeugung zirkular polarisierter Radiowellen

3.1 Charakterisierung zirkular polarisierter Radiowellen

Es werden zwei zueinander senkrecht stehende Dipole mit gleicher Intensität und mit einer Phasenverschiebung von 90° zu einer Sinusschwingung angeregt. Durch Überlagerung der Feldstärkevektoren der beiden Dipole entsteht eine zirkular abgestrahlte elektromagnetische Welle ([1], [2], [3], [4], [5]). Wenn die Vektoren der elektrischen Feldstärke (\vec{E} -Vektoren) der abgestrahlten Welle eine Rechtsschraube bilden wird diese Welle σ^+ -Welle genannt.

Die Nomenklatur geschieht in Anlehnung an die aktuelle Formulierung in der Optik (σ^+ -Licht). Bilden umgekehrt die \vec{E} -Vektoren der abgestrahlten Welle eine Linksschraube, wird diese Welle σ^- -Welle genannt (σ^- -Licht). Wenn die elektromagnetische Welle eine zur Strahlungsrichtung senkrechte Ebene durchläuft, schiebt sich die Schraubenlinie der Spitzen der \vec{E} -Vektoren durch diese Ebene hindurch. Dies ist eine rein translatorische Verschiebung der Schraube in Ausbreitungsrichtung, keine Vorwärtsdrehung, weil sich die Wellen der beiden Dipole translatorisch in den Raum fortbewegen. Die jeweils bei diesem Vorgang in dieser Ebene zu liegen kommenden \vec{E} -Vektoren rotieren dabei dem jeweiligen Schraubensinn entsprechend im Uhrzeigersinn oder dagegen, wenn man in Ausbreitungsrichtung der Welle sieht: Bei einer Rechtsschraube (σ^+) ist dies eine Rotation gegen den Uhrzeigersinn, bei einer Linksschraube (σ^-) im Uhrzeigersinn. (Wegen des in der Literatur früher vorliegenden Sprachengewirrs bezüglich der Charakterisierung der Polarisation sei im Weiteren, wie oben er-

wähnt, hier nur noch die neuerdings standardisierte σ^+ - und σ^- -Definition der Polarisierung verwendet.) Um eine σ^+ -Welle in eine bestimmte Ausstrahlungsrichtung zu erzeugen, muss man mithin die beiden Dipole phasenverschoben so anregen, dass der Vektor des resultierenden Dipolmomentes und der daraus resultierende \vec{E} -Vektor gegen den Uhrzeigersinn laufen, wenn man in Ausbreitungsrichtung der Welle blickt. Umgekehrt, um eine σ^- -Welle mit einer Linksschraube der \vec{E} -Vektoren in Ausbreitungsrichtung zu erzeugen, muss man die Dipole phasenverschoben so anregen, dass der Vektor des resultierenden Dipolmomentes und der daraus resultierende \vec{E} -Vektor im Uhrzeigersinn laufen, wenn man in Ausbreitungsrichtung blickt.

3.2 Erzeugung zirkular polarisierter Radiowellen

In unserem Falle (Abb. 3.1) sollen die Dipole so angeregt werden, dass die Phase des horizontalen Dipols um 90° der Phase des vertikalen Dipols vorausläuft. Wir betrachten zunächst die Ausstrahlung des Dipolsystems in x -Richtung. Dann erfolgt die Ausbreitung der Welle in diese Richtung in Form einer Rechtschraube, es liegt eine σ^+ -Welle vor. Betrachtet man nun die Ausstrahlung des Dipolsystems in die entgegengesetzte Richtung ($-x$ -Richtung), so rotiert der resultierende Dipolmomentvektor im Uhrzeigersinn, wenn man in Ausstrahlungsrichtung blickt, und die Ausbreitung der Welle erfolgt in dieser Richtung in Form einer Linksschraube, es liegt also eine σ^- -Welle vor.

Insgesamt sind die Spinvektoren der Photonen in beiden Abstrahlungsrichtungen des Dipols gleich orientiert. Der gesamte abgestrahlte Drehimpuls besteht also aus der Summe der Spins sämtlicher abgestrahlter Photonen.

Daraus folgt, dass nach dem Drehimpulserhaltungssatz der zirkular polarisiert abstrahlende Dipol oder allgemeiner jede zirkular polarisiert abstrahlende Antenne den entgegengesetzten Drehimpuls der abstrahlenden Photonen aufnehmen muss (siehe Kapitel 8 und 9).

Die polarisierte Welle wird nicht nur, wie in Abb. 3.1 schematisch dargestellt, senkrecht zur Dipolebene abgestrahlt, sondern entsprechend der Strahlungscharakteristik in alle Richtungen. Allerdings ist abhängig vom Abstrahlwinkel keine zirkular polarisierte, sondern nur noch eine elliptische Polarisation (variabler Elliptizität) vorhanden (siehe Kapitel 4).

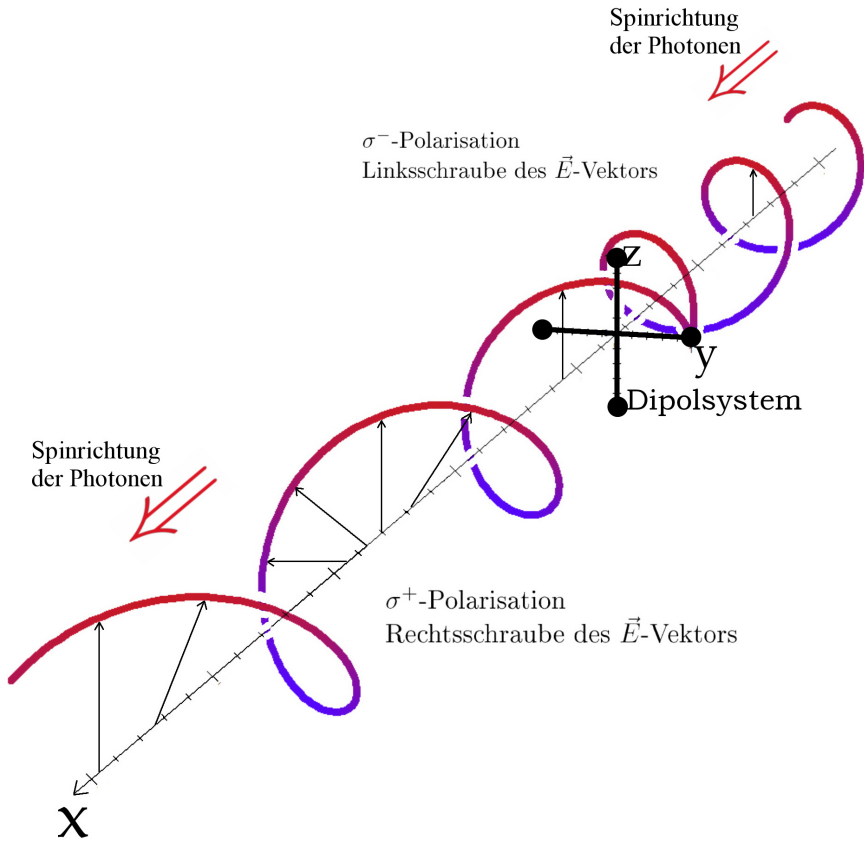


Abbildung 3.1:
Richtungsabhängige Helizität der zirkular polarisierten Abstrahlung des Dipolsystems

3.3 Makroskopische Messung des Photonenspins

Im korpuskularen Bild besteht die elektromagnetische Strahlung aus einzelnen Photonen mit einem Drehimpuls von jeweils $h/2\pi$. Ein Lichtbündel mit σ^+ -Polarisation hat dabei nur Photonen, deren Drehimpuls- bzw. Spin-Vektor in Lichtausbreitungsrichtung weist, ein Lichtbündel mit σ^- -Polarisation hat dabei nur Photonen, deren Drehimpuls- bzw. Spin-Vektor entgegen der Lichtausbreitungsrichtung weist ([1],[2]). Die Kenntnis über den Betrag des Spins und seine Orientierung wurden praktisch ausschließlich durch Experimente der Atomphysik im sichtbaren und benachbarten Spektrum durch Spektroskopie gewonnen. Ein einziger Versuch, diese Kenntnis makroskopisch (analog dem Einstein-de-Haas-Versuch beim Elektronenspin) zu gewinnen, erfolgte durch R. A. Beth [1]. Er schickte zirkular polarisiertes Licht durch ein $\lambda/4$ -Plättchen und machte aus dem einfallenden zirkular polarisierten Licht nach dem Durchgang durch das Plättchen ein linear polarisiertes Licht. Dabei muss das $\lambda/4$ -Plättchen aus dem einfallenden Lichtbündel den Drehimpuls der Photonen aufnehmen. Zum experimentellen Nachweis wurde das Plättchen in horizontaler Lage an einem Faden über seinem Schwerpunkt aufgehängt. Diese makroskopische mechanische Messung ergab im Rahmen der technisch bedingten Schwierigkeiten nur die Größenordnung der theoretisch zu erwartenden Ergebnisse. Ausgenommen dieses ungenauen, nur größenordnungsmäßig orientierenden Versuches gibt es bisher keine Experimente, mit denen eine genaue, direkte mechanische makroskopische Messung des Photonenspins versucht worden ist. Insbesondere ist keine Untersuchung mit sehr langwelliger elektromagnetischer Strahlung, also an den besonders energiearmen Photonen der Radiowellen gemacht worden. Vor allem für Radiowellen im UKW-Bereich wurden die Spin-Eigenschaften der Photonen nicht untersucht. Diese Photonen haben z.B. bei einer Wellenlänge von 2m (wie in unserem Versuch) eine Energie bzw. eine Masse, die nur ca. einem Zehnmillionstel der Energie der Photonen des sichtbaren Lichtes entspricht, tragen aber rein definitionsgemäß (ohne bisherige Überprüfung durch das Experiment) denselben Spin.

Schließlich sei noch ein Versuch zur nur qualitativen Nutzung des Photonenspins des sichtbaren Lichtes erwähnt: Ein elliptisch polarisierter Laserstrahl wird hier zur Drehimpulsübertragung auf Mikropartikel genutzt. Siehe hierzu [10].

Dabei wurden kleine Partikel in Flüssigkeiten zur Rotation gebracht unter dem praktischen Gesichtspunkt einer Konstruktion von Nanomotoren.

Kapitel 4

Messung des Photonenspins durch Streuung einer zirkular polarisierten Radiowelle an einer kleinen Aluminiumscheibe

Eine senkrecht auf eine kleine Aluminiumscheibe einfallende Radiowelle wird an dieser Scheibe gestreut. Die Konfiguration der Streustrahlung hängt im Wesentlichen von der Dimension der streuenden Scheibe ab. Wenn die Dimension der streuenden Scheibe sehr klein gegenüber der Wellenlänge ist, hat bei linear polarisierter Radiowelle die Streustrahlung die Strahlungscharakteristik eines Dipols ([1], [2], [6], [7], [8] und [12]). Die Form der Dipolstrahlung gilt natürlich nur für eine einfallende linear polarisierte Welle. Wenn die einfallende Welle zirkular polarisiert ist, hat die Streustrahlung die Strahlungscharakteristik eines Dipolsystems zweier zu einander senkrecht stehender Dipole, die um 90° phasenverschoben zueinander schwingen. Dabei sind die gestreuten Strahlungsintensitäten in die Vorwärts- und in die Rückwärtsrichtung gleich groß und die Winkelverteilung der Streustrahlung und deren Intensität folgt dem bekannten Strahlungsgesetz für Dipolsysteme. In unserem Falle sind der Durchmesser der streuenden Scheibe (dünne Aluminiumfolie) 9cm und die Wellenlänge der einfallenden zirkular polarisierten Strahlung einmal $2m$ und einmal $0,7m$. Beim Verhältnis von Scheibendurchmesser zu Wellenlänge ($\approx 0,04$ bzw. $0,13$) ist die Grenzbedingung für eine Streustrahlung nach Dipolmuster erfüllt ([1], [6], [7], [8] und [12]).

4.1 Drehimpulsübertragung der Radiowelle auf die streuende Metallscheibe

Insgesamt wirken auf die Aluminiumscheibe der Drehimpuls der eingestrahnten Photonen abzüglich des Drehimpulses der gestreuten Photonen (siehe Abb. 4.1).

Die Projektionen der gesamten Spins der gestreuten Photonen auf die Ebene der Scheibe heben sich gegenseitig auf, so dass ausschließlich ein Drehimpuls senkrecht zur Ebene der Scheibe (in Richtung der Sendeachse) übrig bleibt.

4.1.1 Drehimpuls der einfallenden Strahlung

Die geometrischen Bedingungen für die vom Sender auf die Metallscheibe auffallende Strahlung wurden so gewählt, dass die Strahlung senkrecht und auf Grund der geringen Abmessungen der Metallscheibe praktisch parallel auf die Scheibe auftrifft. Die Strahlung ist wie üblich aus technischen Gründen nicht rein zirkular polarisiert. Es liegt vielmehr eine elliptisch polarisierte Ausstrahlung vor (nähere Einzelheiten zur Sendeantenne siehe Kapitel 5).

Unter Berücksichtigung der Elliptizität kann man die Strahlung in einen rein zirkularen und einen linearen Anteil aufspalten. Der zirkulare Anteil beinhaltet dann nur noch Photonen mit parallelen Spinvektoren, die senkrecht zur Metallscheibe bzw. parallel zur Einstrahlungsrichtung liegen.

Unter Berücksichtigung dieser technischen Bedingungen und der Leistung des Senders kann man den Gesamtdrehimpuls D_1 berechnen, der von den Photonen des Senders auf die Scheibe übertragen wird:

Wir gehen aus von Formel (2.2) für den in der Zeit t durch die Fläche A hindurchtretenden Drehimpuls:

$$I = \frac{L}{2\pi\nu} \cdot t \cdot A$$

In unserem Fall ist A einfach die Fläche der kleinen streuenden Scheibe. Für das Drehmoment D_1 ergibt sich (wegen der in unserem Versuch gegebenen zeitlich konstanten Einstrahlung) aus Formel 2.3:

$$D_1 = \frac{dI}{dt} = \frac{I}{t} = \frac{L \cdot A}{2\pi\nu} \quad (4.1)$$

4.1.2 Drehimpuls der gestreuten Strahlung

Um den Drehimpuls der gestreuten Strahlung zu berechnen, muss man den Drehsinn und den Polarisationsgrad der gestreuten polarisierten Welle in Vorwärts- und Rückwärtsstreuung kennen. Zunächst soll der Drehsinn der vom Sender einfallenden und der gestreuten Wellen bzw. Photonen diskutiert werden: Es möge die vom Sender einfallende Strahlung die Polarisation $\sigma+$ haben. Dann gilt, dass die rückwärts gestreute Strahlung die entgegengesetzte Polarisation $\sigma-$ hat. Durch die entgegengesetzte Ausbreitungsrichtung der einfallenden und gestreuten Strahlung bleibt jedoch die Spinrichtung der einfallenden und zurückgestreuten Photonen in Projektion auf die Sendeachse gleich (wie bei der normalen Reflexion). Siehe hierzu Abb. 4.1.

Die Polarisation der Vorwärtsstreuung bei diesem Streuvorgang bleibt hingegen mit σ^+ unverändert gegenüber der Polarisation der einfallenden Strahlung (siehe Kapitel 2). Folglich bleibt auch hier die Spinausrichtung der in Vorwärtsstreuung abgestrahlten Photonen in Projektion auf die Sendeachse gleich der Spinausrichtung der einfallenden und rückwärts gestreuten Photonen! Analoge Überlegungen gelten für eine vom Sender einfallende σ^- -Strahlung. Generell gilt: Die Spinrichtung in Projektion auf die Sendeachse aller beteiligten Photonen ist gleich. Für die außerhalb der Richtung der Sendeachse gestreute Strahlung gilt, dass der Polarisationsgrad richtungsabhängig wird, da zwar die Phasenverschiebung der Strahlung der beiden Dipole des Dipolsystems an einem beliebigen Aufpunkt konstant bei 90° bleibt, jedoch die Projektion der Strahlung zum Aufpunkt auf die Richtung der Achse des jeweiligen Dipols verschieden wird. So ist z.B. der Polarisationsgrad der Streustrahlung gleich 0, wenn eine der beiden Dipolachsen der streuenden Scheibe parallel zu dieser Streustrahlung ist. Um den Drehimpulseffekt auf die Scheibe in Projektion auf die Sendeachse zu berechnen, muss man also die Projektionen sämtlicher in die verschiedenen Richtungen gestreuter Strahlen auf die Sendeachse bestimmen und sie mit ihrer jeweiligen Intensität und ihrem jeweiligen Polarisationsgrad wichten. Im Photonenbild formuliert gilt für sämtliche in die verschiedenen Richtungen gestreute Strahlung, dass nunmehr je nach Polarisationsgrad des Strahls in Abhängigkeit vom Abstrahlungswinkel sich ein Teil der Photonen durch gegenläufige Spinrichtung hinsichtlich ihres Drehimpulseffektes neutralisiert. Nur die nicht neutralisierten Photonenspins einer bestimmten Streustrahlungsrichtung dürfen mithin zur Bestimmung des Drehimpulseffektes auf die Scheibe herangezogen werden.

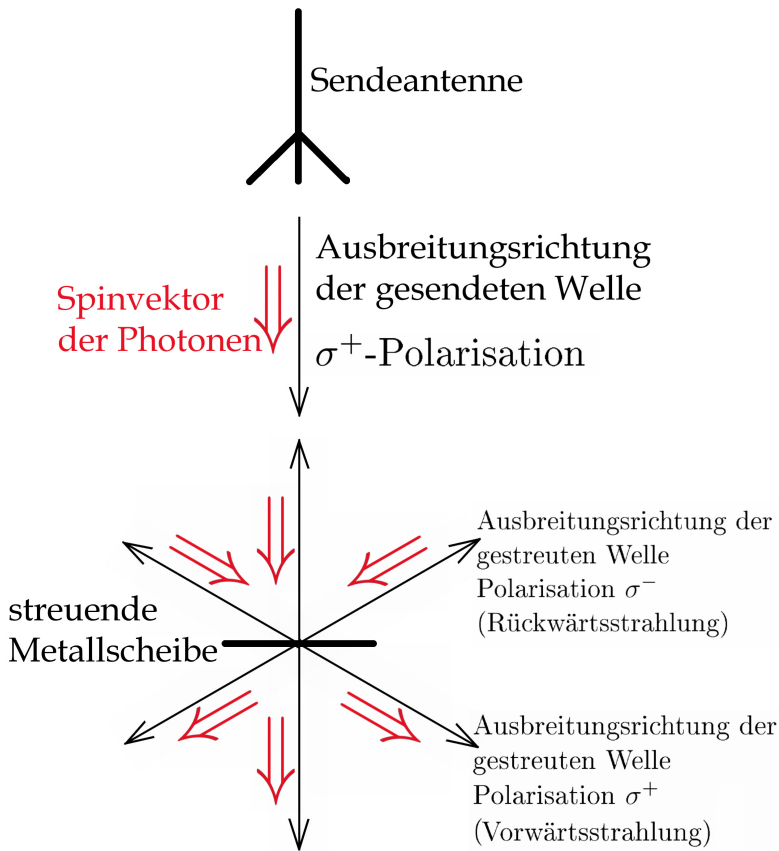


Abbildung 4.1: Polarisation der gestreuten Strahlung

Insgesamt gilt also für die Bestimmung des Drehimpulseffektes der Streustrahlung folgende Voraussetzung für die wirksamen Photonen:

1. Die Spinvektoren der gestreuten Photonen müssen in Projektion auf die Sendeachse in Richtung der Spinvektoren der einfallenden Strahlung weisen.
2. Es dürfen nur die nicht-neutralisierten Photonenspins einer bestimmten Streustrahlungsrichtung herangezogen werden.

Die Abstrahlung der elektromagnetischen Welle in Projektion auf die Ebene der Metallscheibe erfolgt rotationssymmetrisch zur Sendeachse, da die Abstrahlung durch Überlagerung zweier um 90° phasenverschobener, senkrecht zu einander stehender Dipole erfolgt.

Man kann sich diese Tatsache auch dadurch veranschaulichen, dass dieses Dipol-system zweier oszillierender Dipole wirkungsgleich ersetzt werden kann durch einen starren, nicht oszillierenden Dipol, der mit der Frequenz der abgestrah-

ten Welle um seinen Mittelpunkt rotiert.

Im weiteren Verlauf benutzen wir den bekannten Poynting-Vektor $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$. Der Poynting-Vektor einer elektromagnetischen Welle ist definiert als ein Vektor, dessen Richtung in Ausbreitungsrichtung der Welle zeigt und dessen Betrag ein Maß für die Energieflussdichte bzw. die Leistungsdichte ist, die in die betreffende Raumrichtung abgestrahlt wird.

Wir betrachten zunächst eine einzelne Dipolantenne (Dipol I in Abb. 4.2). Die Betrachtung wird wie üblich für einen genügend großen Radius R unter Fernfeldbedingungen durchgeführt, so dass \vec{E} und \vec{H} senkrecht aufeinander stehen und \vec{S} senkrecht auf der durch R definierten Kugelfläche steht. Der Betrag des Poynting-Vektors ist maximal senkrecht zu diesem Dipol, nimmt dann mit kleiner werdendem α immer weiter ab und verschwindet schließlich entlang der Dipolachse selbst (mit $\alpha = 0^\circ$).

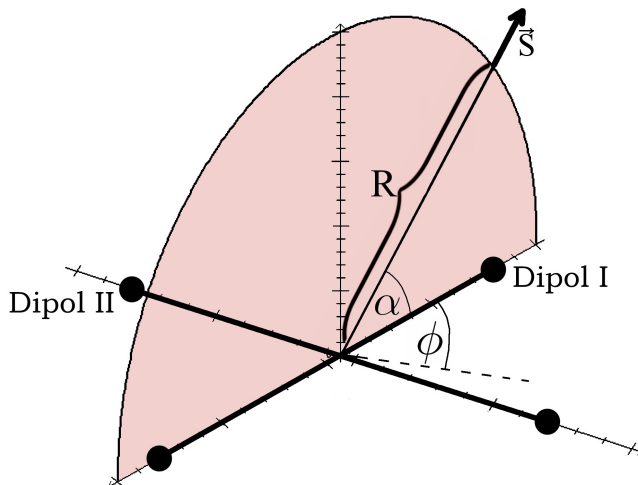


Abbildung 4.2: Zur Strahlungscharakteristik des Fernfelds des Dipolsystems (das Dipolsystems ist der Anschaulichkeit halber überdimensional dargestellt)

Sei \vec{S} der normale zeitabhängige Poyntingvektor. Wir verwenden im Folgenden einen zeitlich gemittelten Poynting-Vektor $\vec{S} := \frac{1}{T} \int_0^T \vec{S} dt = \frac{1}{2} \cdot \vec{S}_0$. Dabei ist $|\vec{S}_0|$ der Scheitelwert von $|\vec{S}|$.

Da insbesondere Leistungs- und Drehmomentmessung in praxi sich auf den zeitlichen Mittelwert beziehen, werden wir im weiteren Verlauf nur noch von diesem zeitlich gemittelten Poynting-Vektor sprechen.

Wir bezeichnen den maximalen Betrag des zeitlich gemittelten Poyntingvektors

\vec{S}_1 der Dipolantenne I (senkrecht zur Dipolachse) mit $S_{max,1}$.

Dann gilt: $|\vec{S}_1| = S_{max,1} \cdot \sin^2 \alpha$ (die Feldstärke ändert sich entsprechend der bekannten Formel für die Strahlungscharakteristik mit $\sin \alpha$, also ändert sich \vec{S} mit $\sin^2 \alpha$, siehe [1], [8] oder [9]).

Analog bezeichnen wir den maximalen Betrag des zeitlich gemittelten Poynting-Vektors \vec{S}_2 der Dipolantenne II (senkrecht zur Dipolachse) mit $S_{max,2}$.

Im Falle zweier senkrecht gekreuzter Dipolantennen betrachten wir zunächst als Spezialfall die Achse senkrecht zu beiden Dipolen, in der die Poynting-Vektoren der beiden Antennen parallel verlaufen (senkrechte Achse in Abb. 4.2). Hier addieren sich die Beträge der Poynting-Vektoren direkt und wir erhalten -wie erwartet- die doppelte Strahlungsleistungsdichte im Vergleich zu einer einzelnen Dipolantenne.

Es ist nunmehr der gesamte zeitlich gemittelte Poyntingvektor \vec{S}_{ges} beider Antennen bzw. die Strahlungsleistungsdichte des Dipolantennensystems für eine beliebige Abstrahlungsrichtung zu berechnen. Sei $|\vec{S}_{ges}|$ die gesamte mittlere Strahlungsenergieflussdichte bzw. Strahlungsleistungsdichte in Richtung \vec{S} .

Wir betrachten noch einmal zunächst nur die in Abb. 4.2 eingezeichnete Ebene senkrecht zu Dipol II entlang Dipol I. Hier setzt sich der gesamte zeitlich gemittelte Poyntingvektor aus den zeitlich gemittelten Poyntingvektoren der beiden Antennen folgendermaßen zusammen:

$$|\vec{S}_{ges}| = S_{max,1} \sin^2 \alpha + S_{max,2}$$

Diese Überlegung gilt für die in Abb. 4.2 dargestellte Ebene, aber darüber hinaus auf Grund der Rotationssymmetrie und wegen $S_{max,1} = S_{max,2} := S^*$ entsprechend für alle anderen Richtungen gleichermaßen:

$$|\vec{S}_{ges}| = S^* \sin^2 \alpha + S^* \tag{4.2}$$

Wie man sofort sieht, liefert diese Formel für die Spezialfälle $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ das richtige Ergebnis.

Um nun die gesamte in den Raum abgestrahlte Leistung W des Dipolsystems zu bestimmen, muss man die Flussdichte \vec{S} über die volle Kugeloberfläche mit

Radius R integrieren:

$$\begin{aligned}
 W &= \oint_K (S^* \sin^2 \alpha + S^*) dA = S^* \int_{\alpha=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\phi=0}^{2\pi} (\sin^2 \alpha + 1) \cos \alpha R^2 d\phi d\alpha \\
 &= S^* \cdot 2\pi R^2 \int_{\alpha=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} (\sin^2 \alpha + 1) \cos \alpha d\alpha \\
 &= 2\pi R^2 S^* \left[\sin \alpha + \frac{1}{3} \sin^3 \alpha \right]_{\alpha=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \\
 &= 2\pi R^2 S^* \left(1 + \frac{1}{3} - \left(-1 - \frac{1}{3} \right) \right) = 2\pi R^2 S^* \left(2 + \frac{2}{3} \right) = \frac{16\pi R^2}{3} S^*
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Andererseits ist im Photonenbild die Photonenflussdichte \vec{P}_S in Richtung \vec{S} proportional der Strahlungsenergieflussdichte $|\vec{S}|$, also gilt $\vec{P}_S = \text{konst.} \cdot \vec{S}$. Wegen $k = \frac{1}{h\nu}$ (siehe Kapitel 2) folgt

$$\vec{P}_S = \frac{1}{h\nu} \cdot \vec{S}.$$

Letztendlich gilt es den zirkular polarisierten Anteil der Strahlung zu berechnen. Dabei ist zu beachten, dass die Strahlung, die entlang der auf den beiden Dipolen senkrecht stehenden Geraden abgestrahlt wird, vollständig zirkular polarisiert ist (also Polarisationsgrad 1 aufweist), die in der Ebene der beiden Dipole abgegebene Strahlung aber z.B. keinen zirkular polarisierten Anteil mehr enthält (Polarisationsgrad 0).

Mit wachsendem Winkel α nimmt der Polarisationsgrad der Strahlung also zu, d.h. die dreimpulswirksame Photonenflussdichte wird größer.

Wir betrachten einmal mehr exemplarisch die in Abb. 4.2 eingezeichnete Ebene.

Hier ist, um von der Photonenflussdichte $|\vec{P}_S|$ auf die Flussdichte der dreimpulswirksamen Photonen bzw. auf deren induzierte Drehimpulsflussdichte zu schließen, $|\vec{P}_S|$ noch zu korrigieren, da Dipol I wegen seines geringeren projektionsbedingten Leistungsbeitrages (siehe Formel 4.3) nur mit dem Faktor $\sin^2 \alpha$ zirkular polarisierend wirksam ist. Letztendlich ist für den Polarisationsgrad in Richtung \vec{S} diejenige Antenne entscheidend, die die geringere Leistung in Richtung \vec{S} abstrahlt, in unserem Fall also Dipol I.

Insgesamt bestimmt der schwächere Leistungsdichtebeitrag $S^* \times \sin^2 \alpha$ von Dipol I die eine Hälfte der zirkular polarisierten dreimpulswirksamen Photonenflussdichte, die andere Hälfte wird vom Dipol II geliefert. Die restliche Strahlung des Dipols II in die betrachtete Richtung bleibt als linear polarisierte Strahlung ohne Beitrag zum Drehimpuls.

Es gilt dann also allgemein

$$|\vec{p}_S| = \frac{1}{h\nu} \cdot 2S^* \sin^2 \alpha$$

mit $\vec{p}_S :=$ dreimpulswirksame Photonenflussdichte in Richtung \vec{S} .

Schließlich ist noch zu beachten, dass jeweils nur die Drehimpulskomponente zum resultierenden Gesamtdrehimpuls beiträgt, die in Richtung der Sendeachse weist. Die seitlich gerichteten Komponenten löschen sich auf Grund der Rotationssymmetrie gegenseitig aus.

Es sei $\vec{j}_S :=$ die Drehimpulsflussdichte in Richtung \vec{S} . Dann gilt $\vec{j}_S = \frac{h}{2\pi} \vec{p}_S$ (siehe Kapitel 3).

Also gilt:

$$|\vec{j}_S| = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{1}{h\nu} \cdot 2S^* \sin^2 \alpha = \frac{1}{2\pi\nu} \cdot 2S^* \sin^2 \alpha$$

Wie gesagt bleibt auf Grund der Rotationssymmetrie von den jeweiligen Drehimpulsbeiträgen effektiv nur die Komponente in Richtung der Sendeachse übrig. Um selbige zu bestimmen ist also jeweils die Projektion $\vec{j}_{S,A}$ von \vec{j}_S auf die Sendeachse \vec{A} zu berechnen. Es gilt:

$$|\vec{j}_{S,A}| = |\vec{j}_S| \cdot |\sin \alpha|$$

Daraus folgt insgesamt:

$$|\vec{j}_{S,A}| = \frac{1}{2\pi\nu} \cdot 2S^* |\sin \alpha|^3$$

Der gesamte durch die Streustrahlung auf die Scheibe abgegebene Drehimpulsfluss J_{ges} (in Richtung der Sendeachse) ist also das folgende Integral über die Kugeloberfläche K .

Zu beachten ist hierbei noch, dass die Projektion der Spinbeiträge auf die Sendeachse auf beiden Seiten der Aluminiumscheibe dieselbe Richtung aufweisen. Wir integrieren daher nur über eine Halbkugel und verdoppeln dann den so berechneten Wert, von der bekannten rotationssymmetrischen Abstrahlung aus-

gehend:

$$\begin{aligned}
 J_{ges} &= 2 \cdot \oint_{K/2} \frac{1}{2\pi\nu} \cdot 2S^* \sin^3 \alpha \, dA \\
 &= \frac{2S^*}{\pi\nu} \int_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\phi=0}^{2\pi} \sin^3 \alpha \cos \alpha R^2 \, d\phi \, d\alpha \\
 &= \frac{4S^*}{\nu} R^2 \int_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \sin^3 \alpha \cos \alpha \, d\alpha \\
 &= \frac{4S^*}{\nu} R^2 \left[\frac{1}{4} \sin^4 \alpha \right]_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \\
 &= \frac{S^* R^2}{\nu} \cdot 1 = \frac{S^* R^2}{\nu}
 \end{aligned}$$

Da der gesamte Drehimpulsfluss J_{ges} der gestreuten Photonen gleichbedeutend ist mit dem von der Scheibe abgestrahlten Drehmoment D_2 , gilt:

$$D_2 = \frac{S^*}{\nu} R^2 \quad (4.4)$$

4.1.3 Resultierender Drehimpuls auf die Scheibe

Insgesamt wirken auf die Aluminiumscheibe -wie gesagt- das Drehmoment D_1 bedingt durch die eingestrahlenen Photonen abzüglich des Drehmomentes D_2 bedingt durch die gestreuten Photonen.

Damit ergibt sich als resultierendes Drehmoment auf die Scheibe:

$$D = D_1 - D_2 = \frac{LA}{2\pi\nu} - \frac{S^*}{\nu} R^2$$

Weiter ist noch zu beachten, dass die gesamte von der Scheibe gestreute Leistung gleich der eingestrahlenen Leistung ist, zumindest wenn man von Ohm'schen Verlusten absieht. Deshalb lässt sich S^* nach Formel 4.3 durch L ausdrücken, denn die gesamte gestreute Leistung $W = \frac{16\pi}{3} S^* R^2$ ist gleich der auf die Fläche der Scheibe einfallenden Leistung LA :

$$\frac{16\pi}{3} R^2 S^* = LA \quad \Rightarrow \quad S^* = \frac{3LA}{16\pi} \frac{1}{R^2}$$

Es ergibt sich:

$$D = \frac{LA}{2\pi\nu} - \frac{3LA}{16\pi\nu} = \frac{LA}{2\pi\nu} \left(1 - \frac{3}{8}\right)$$

also

Gesamtdrehmoment $D = \frac{5}{8} \cdot \frac{LA}{2\pi\nu}$

(4.5)

Schlussbemerkung:

Die experimentelle Methode der Messung des Photonenspins durch Übertragung eines Drehimpulses auf eine auf Wasser schwimmende Scheibe erwies sich als die einzig brauchbare Methode zur Messung des Photonenspins von Radiowellen.

Alle anderen Messmethoden erwiesen sich entweder als zu störanfällig oder zu unempfindlich.

Insbesondere Fadenaufhängungen waren extrem unruhig und nicht praktikabel. Einen Abriss der diversen zunächst versuchten Methoden wird in Kapitel 9 geliefert.

4.2 Rotation der Scheibe

4.2.1 Rotation der Scheibe bei idealisierter, reibungsfreier Bewegung

Zur Vereinfachung setzen wir zunächst eine reibungsfrei gelagerte Scheibe voraus.

Es gilt die bekannte Formel $D = \Theta \cdot \ddot{\omega}$ mit dem Drehmoment D und dem Trägheitsmoment Θ der Metallscheibe. Zweimaliges Integrieren der Gleichung $\ddot{\omega} = \frac{D}{\Theta}$ mit den Randbedingungen $\omega(0) = 0$ und $\dot{\omega}(0) = 0$ (Beschleunigung aus der Ruhelage) liefert:

$$\omega(t) = \frac{1}{2} \frac{D}{\Theta} t^2 \quad (4.6)$$

4.2.2 Rotation der Scheibe unter dem Einfluss der Reibung zwischen Wasser und Scheibe

Im Vorgriff auf die Beschreibung der Experimente sei erwähnt, dass die Aluminiumscheibe unter der Einstrahlung der Radiowellen auf Wasser schwimmend gelagert ist.

Damit kann die Haftreibung vermieden werden, die bei dem sehr kleinen Drehmoment auf die Scheibe, wie es in unserem Experiment der Fall ist, einen Start der Scheibe verhindern könnte. (Da ruhende Flüssigkeiten grundsätzlich keine Schubspannung aufweisen können, ist eine Haftreibung ausgeschlossen.)

Das heißt also, beliebig kleine Drehmomente können noch eine Rotationsbewegung der Scheibe auslösen.

Außerdem liegt bei der geringen Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe, wie in unserem Versuch der Fall, eine laminare Reibung vor, d.h. die Reibung bzw.

das Reibungsdrehmoment ist proportional der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe.

Bestimmung des Reibungskoeffizienten zwischen Wasser und Scheibe

Durch einen kleinen tangentialen Stoß (siehe Versuchsbeschreibung 4.4.1) wird die Scheibe auf eine bestimmte Rotationsgeschwindigkeit $\dot{\omega}$ gebracht.

Anschließend kann ihre Rotationsbewegung auf dem Wasser nach Drehwinkel ω und Zeit t registriert werden.

Es liegt dann eine Rotation vor, die durch die Reibung zwischen Scheibe und Wasser ständig an Winkelgeschwindigkeit verliert.

Es gilt für die bremsende Reibungskraft $-k \cdot \dot{\omega}$:

$$-k \cdot \dot{\omega} = \Theta \cdot \ddot{\omega}$$

Nach zweimaliger Integration ergibt sich als Lösung der Differentialgleichung

$$\omega(t) = \frac{\dot{\omega}_0 \cdot \Theta}{k} - \frac{\dot{\omega}_0 \cdot \Theta}{k} e^{\frac{k}{\Theta}(t_0-t)} + \omega_0 \quad (4.7)$$

mit der Startzeit t_0 und $\dot{\omega}_0 = \dot{\omega}(t_0)$ sowie $\omega_0 := \omega(t_0)$.

Bei uns sei speziell $t_0 = 0$, $\omega_0 = 0$ und $\dot{\omega}_0 := \dot{\omega}(0)$, so dass die Winkelgeschwindigkeit am Anfang ihren Maximalwert hat.

Damit vereinfacht sich obige Formel zu:

$$\omega(t) = \frac{\dot{\omega}_0 \cdot \Theta}{k} - \frac{\dot{\omega}_0 \cdot \Theta}{k} e^{-\frac{k}{\Theta}t} \quad (4.8)$$

Diese Formel 4.8 lässt sich nach k nicht analytisch auflösen, wir berechnen daher k numerisch.

Die dafür benötigten experimentellen Werte von $\omega(t)$ und t können aus unerem Experiment bestimmt werden. Siehe hierzu Kapitel 4.4 (Auswertung).

Berechnung des Drehwinkels ω der Scheibe in Abhängigkeit von der Zeit unter dem Einfluss des Drehmomentes durch die zirkular polarisierte Radiowelle und der Reibung zwischen Scheibe und Wasser

Es gilt die Differentialgleichung

$$\Theta \cdot \ddot{\omega} = D - k \cdot \dot{\omega} \quad (4.9)$$

mit $\Theta \cdot \ddot{\omega}$ = rotationsbeschleunigendes Drehmoment
 D = Drehmoment verursacht durch die Radiowelle
 $k \cdot \dot{\omega}$ = Reibungsdrehmoment zwischen Scheibe und Wasser

Die erste Integration (siehe z.B. [11]) liefert:

$$\dot{\omega}(t) = -\frac{D}{k} \left(e^{-\frac{k}{\Theta}(t-t_0)} - 1 \right)$$

Nach der zweiten Integration gilt schließlich:

$$\omega(t) = \frac{D\Theta}{k^2} e^{-\frac{k}{\Theta}(t-t_0)} + \frac{D}{k}t + c \quad (4.10)$$

Wir setzen nun $\omega(0) = 0$, woraus folgt $c = -\frac{D\Theta}{k^2}$.

Außerdem handelt es sich in unserem Fall um eine aus der Ruhe beschleunigte Drehbewegung, d.h. $\dot{\omega}(0) = 0$, woraus folgt $t_0 = 0$.

Damit gilt schließlich:

$$\omega(t) = \frac{D\Theta}{k^2} e^{-\frac{k}{\Theta}t} + \frac{D}{k}t - \frac{D\Theta}{k^2} \quad (4.11)$$

Wie man sieht ist $\ddot{\omega}(0) = \frac{D}{\Theta}$, wie wir dies schon aus dem reibungsfreien Fall 4.2.1 kennen.

4.2.3 Mögliche Leistungsverluste der Streustrahlung

Nicht die gesamte auf die Metallscheibe einfallende Strahlungsleistung wird als (reine) Streustrahlungsleistung wieder abgegeben.

Möglich sind Einbußen durch:

- ohmsche Verluste (in Form von Wärme)
- teilweise Transparenz der dünnen Scheibe für die einfallende Strahlung
- nicht streuungscharakteristische direkte Reflexion im Sinne der geometrischen Optik

zu a)

Die ohmschen Verluste sind zu vernachlässigen, da das Reflexionsvermögen und damit auch das Streuvermögen aller gut leitenden Metalle jenseits des Infrarots bei langwelliger elektromagnetischer Strahlung praktisch 100% beträgt (siehe [1] und [8]).

zu b)

Zunächst soll eine Betrachtung für die $2m$ -Welle erfolgen.

Der die Scheibe durchdringende Anteil der eingestrahlten Leistung liegt hier bei 0,25%. Auf Grund des Skin-Effektes beträgt die Eindringtiefe der eingestrahlten Welle bzw. die äquivalente Leitschichtdicke im Aluminium bei $144MHz$ nur ca. $0,006mm$, so dass sich wegen der wesentlich größeren Dicke der Aluminiumscheibe von ca. $0,016mm$ eine Reduzierung der Stromdichte beim Durchsatz der Strahlung durch das Aluminium auf 5% ergibt.

Da die Leistung proportional dem Quadrat der Stromdichte ist, folgt daraus eine Ankoppelung der eingestrahlten Leistung von ca. 99,75%. (Siehe hierzu [3], [5] und [8].)

Für die $70cm$ -Welle ist die Eindringtiefe entsprechend der noch wesentlich höheren Frequenz deutlich geringer.

Hier besteht eine noch viel geringere Transparenz, so dass die Ankopplung der eingestrahlten Leistung praktisch gleich 100% ist.

zu c)

Auf Grund der sehr kleinen Abmessung der Scheibe im Vergleich zur Wellenlänge (Scheibendurchmesser $0,09m$, Wellenlänge $2m$, Verhältnis $1 : 0,045$ bzw. Wellenlänge $70cm$, Verhältnis $1 : 0,13$) streut die Scheibe die einfallende Strahlung wie ein schwingender Dipol. Eine Reflexion nach den Gesetzen der geometrischen Optik entfällt ([1], [2], [6], [7], [8] und [12]).

Insgesamt bewegen sich die Verluste des Streuprozesses demnach unter einem Prozent und können im Weiteren vernachlässigt werden.

4.3 Versuchsaufbau

Der prinzipielle Versuchsaufbau besteht in einem senkrecht nach unten zirkular (bzw. elliptisch) polarisiert abstrahlenden Antenne, die auf eine auf Wasser schwimmend gelagerte Aluminiumscheibe einstrahlt.

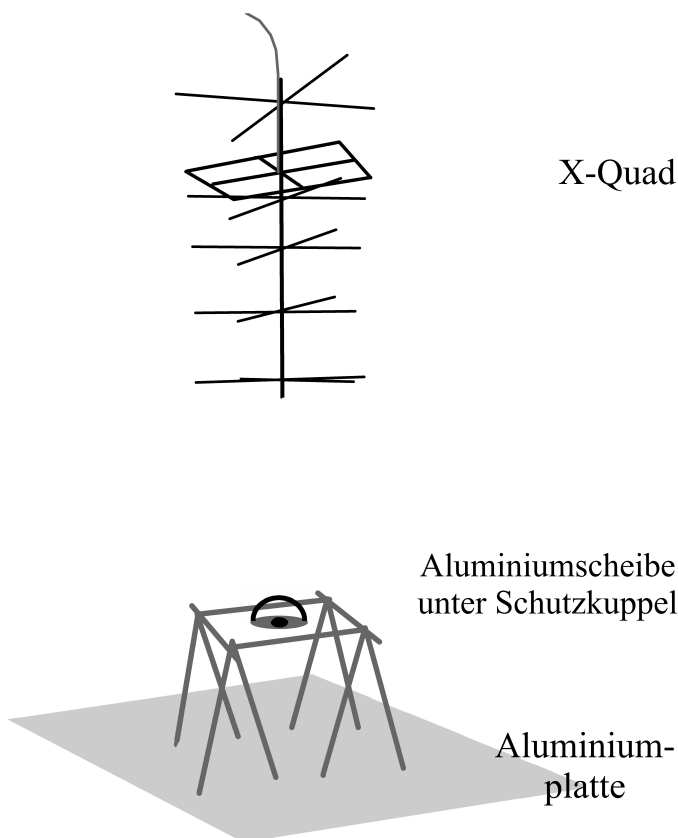


Abbildung 4.3: schematischer Versuchsaufbau

Der nach der Theorie übertragene Drehimpuls der zirkular polarisierten Strahlung bzw. der Photonen kann durch Ablenkung eines Laserstrahls an einem Spiegel registriert werden, der im Zentrum der Scheibe steht (siehe Abb. 4.4). Für die streuende Scheibe wurde eine Aluminiumfolie der Dicke $0,016\text{mm}$ verwendet.

Der Durchmesser der Scheibe beträgt 9cm , die Höhe des Randzylinders 7mm . Die Scheibe hat eine Masse von $0,35\text{g}$.

Zusätzlich steht im Zentrum der Scheibe der Spiegel mit einer Masse von $0,5\text{g}$ und einer Breite und Höhe von $2,0\text{cm}$ bzw. $1,7\text{cm}$.

Der kleine Spiegel kann über die Reflexion eines Laserstrahls eine genügend hohe Auflösung bei der Messung des Rotationswinkels der Scheibe ermöglichen. Die elektromagnetische Welle der nach unten abstrahlenden Antenne wird vom

Boden reflektiert und produziert über dem Boden eine stehende Welle (siehe Abbildung 4.12).

Zur optimalen Reflexion wurde der Boden zusätzlich mit einem Aluminiumblech von $2,5m$ Durchmesser und $1mm$ Dicke bedeckt.



Abbildung 4.4: streuende Scheibe

Die senkrecht aufgehängten, von oben einstrahlenden Antennen sind zum einen ein $2m$ -X-Quad und zum andern ein $70cm$ -X-Quad der Firma WiMo - Antennen und Elektronik GmbH.

Erstere (siehe Abb. 4.3) mit $10,5dBA$ Gewinn, einer Länge von $1,33m$ und 10 Sekundärelementen.

Letztere mit $12,8dBA$ Gewinn, einer Länge von $1,13m$ und 14 Sekundärelementen.

Ein X-Quad ist eine Hybridantenne, bestehend aus einem aktiven Quad-Element-System, einem Reflektor und einem Wellenleitersystem von Direktoren entsprechend einem Kreuz-Yagi (siehe hierzu [13]).

Die längs der Direktoren geführte Welle weist am Antennenende über der von den Direktoren definierten Abstrahlungsfläche im Bereich der achsennahen Abstrahlung (wie sie von uns genutzt wird) eine annähernd ebene Wellenfront auf, so dass sich hier eine gerichtete Abstrahlung ähnlich wie bei einer Aperturanterie ergibt ([3]).

Auf Grund der Analogie zum Aperturstrahler gelten für den X-Quad auch dessen räumliche Kriterien für das Nah- und Fernfeld, insbesondere auch für den Beginn der Fernfeldregion (siehe [14]).

Die spezielle Bauform der Antenne macht überdies einen Symmetriewandler (Balun) überflüssig (siehe [13]).

Die X-Quads wurden an einem $4m$ langen Ausleger aus Holz aufgehängt.

Die Versuche wurden teils in der Halle und teils im Freien durchgeführt.

Als Sender wurde bei der $70cm$ -Welle bzw. bei der $2m$ -Welle ein Yeasu FT-7800E Transceiver mit einer Leistung von 40 bzw. 50Watt verwendet.

Bei der 2m-Welle kam ein Verstärker MICROSET 200SR mit 200Watt Ausgangsleistung hinzu (siehe Abb. 4.5 und 4.6).

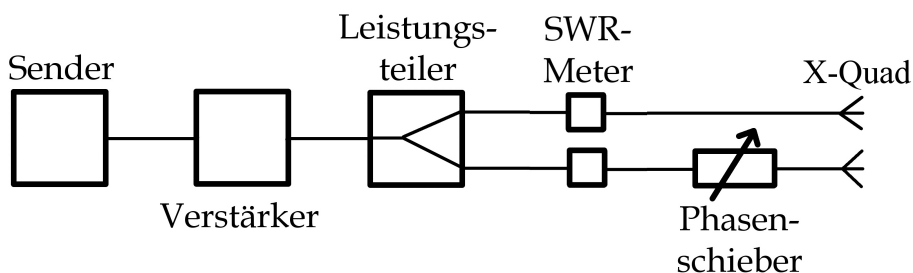


Abbildung 4.5: Blockschaltbild

Die Leistungsteilung und Phasenschiebung zur Erzeugung der zirkular polarisierten Strahlung erfolgte über eine Umschaltbox bzw. eine Phasenleitung der Firma WiMo. Die Antenne wurde mittels Koaxial-Kabeln sehr geringer Dämpfung des Typs RG-213 FOAM angeschlossen, um bei einer Kabellänge von jeweils ca. 12m die Dämpfungsverluste klein zu halten.

Das Stehwellenverhältnis und die Sendeleistung wurden durch zwei SWR/Watt-Meter der Firma Daiwa für die beiden Einzelantennen des Quad-Systems gemessen.



Abbildung 4.6: elektronischer Aufbau

Eine Impedanzfeinanpassung wurde durch Justierung an den Elementen der Antenne selbst vorgenommen.

Die streuende Aluminiumscheibe befand sich dabei jeweils im Fernfeld der Antennen.

Zur Messung der Feldstärke bzw. Leistung und der Elliptizität der abgestrahlten Welle haben wir die E - und H -Feld-Messsonden der Firma Schneider - Funk- und Fernmeldetechnik verwendet.

Die Aluminiumscheibe liegt auf einer ca. 3mm dicken Wasserschicht in einem Porzellanteller und wird durch eine durchsichtige Kunststoffkuppel vor Luftbewegungen von außen geschützt (siehe Abb. 4.7). Die Aluminiumscheibe konnte

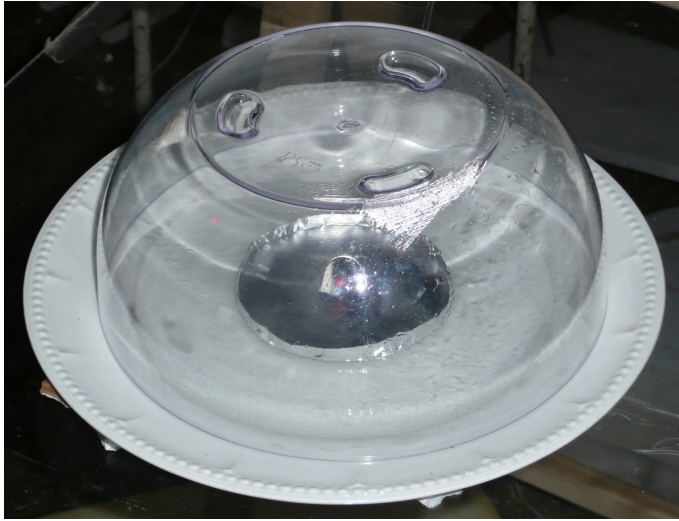


Abbildung 4.7: streuende Scheibe mit Schutzkuppel

in der Halle bei absoluter Windstille auf der Wasseroberfläche manuell positioniert werden, ohne während der Bestrahlung im Teller abzudriften.

Im Freien war die absolut ruhige Positionierung der Scheibe vor Abdeckung mit der Schutzkuppel auf Grund der immer vorhandenen Luftströmungen nicht möglich. Hier wurde die Scheibe mit einem zentralen Loch von ca. 3mm Durchmesser versehen und durch einen senkrechten Metallstift von 1mm Durchmesser in der Art eines Rollenlagers mit großem Spiel an Transversalbewegungen gehindert.

Die Bestimmung des Reibungskoeffizienten der Scheibe auf dem Wasser ergab dabei bei beiden Formen der Scheibenlagerung dieselben Ergebnisse.

Somit ist der Rollwiderstand zwischen der Scheibe und dem Metallstift gegenüber dem Gleitreibungswiderstand der Scheibe auf dem Wasser zu vernachlässigen.

Zur Verhinderung von Luftkonvektion unter der Kuppel durch Erwärmung auf Grund von Lichteinstrahlung fanden die Versuche in der Halle bei möglichst geringem diffusem Licht statt. Im Falle der Untersuchungen im Freien war es notwendig, bei konstanten Temperaturbedingungen in der Morgendämmerung bzw. nachts zu messen.

Zur Dämpfung gegen äußere Erschütterungen ruht der gesamte Aufbau auf Schaumstoffpolstern.

Hinsichtlich der Wahl der Entfernungen zwischen Antennenende und Aluminiumscheibe siehe folgendes Kapitel „Auswertung“, in dem auch gezeigt wird, dass die Scheibe unter diesen Bedingungen in der Fernfeldregion der Antenne liegt.

4.4 Auswertung

4.4.1 Trägheitsmoment und Reibungskoeffizient der Aluminiumscheibe

Wir bestimmen zunächst das Trägheitsmoment Θ der Metallscheibe. Die Metallscheibe setzt sich zusammen aus einer (ebenen) Scheibe, einem Kreisring und dem zentralen Spiegel (siehe Abb. 4.8). Dementsprechend lässt sich

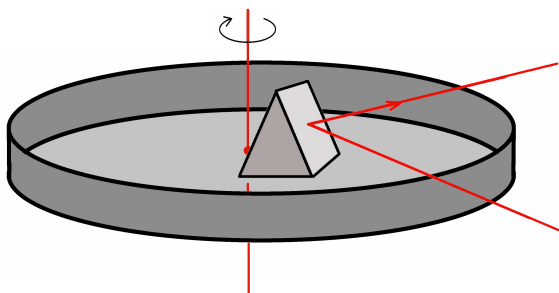


Abbildung 4.8: rotierende Metallscheibe mit Spiegel

das Trägheitsmoment Θ der Metallscheibe aus der bekannten Flächendichte der Aluminiumfolie und der Masse und den Abmessungen des Spiegels direkt berechnen zu $\Theta = 4,9 \cdot 10^{-7} \text{ [kg m}^2\text{]}$.

Als nächstes gilt es, experimentell den Reibungskoeffizient k der auf dem Wasser schwimmenden Scheibe zu bestimmen.

Hierzu wurde die Scheibe mit Spiegel zunächst in Rotation versetzt, um dann langsam wieder zum Stillstand zu kommen.

Die Auslenkung $\omega(t)$ wurde wiederum über einen Laserstrahl registriert.

Je langsamer die Rotationsgeschwindigkeit mit der Zeit abnimmt, desto kleiner ist der Reibungskoeffizient k .

Die Rotationsgeschwindigkeit muss hierbei natürlich langsam genug gewählt werden, um den Bereich der laminaren Strömung nicht zu verlassen. Genau beschrieben wird die Bewegung der Scheibe durch die Formel 4.8:

$$\omega(t) = \frac{\dot{\omega}_0 \cdot \Theta}{k} - \frac{\dot{\omega}_0 \cdot \Theta}{k} e^{-\frac{k}{\Theta} t} \quad [\text{rad}]$$

Um k zu bestimmen, führen wir eine exponentielle Regression aus den aufgezeichneten Messwerten durch, siehe hierzu Abb. 4.9: So ergibt sich für $-\frac{k}{\Theta} = b$ der Wert $-0,117$, es folgt

$$k = \Theta \cdot b = 0,117 \cdot 4,9 \cdot 10^{-7} = 5,7 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{kg m}^2}{\text{s}} \right].$$

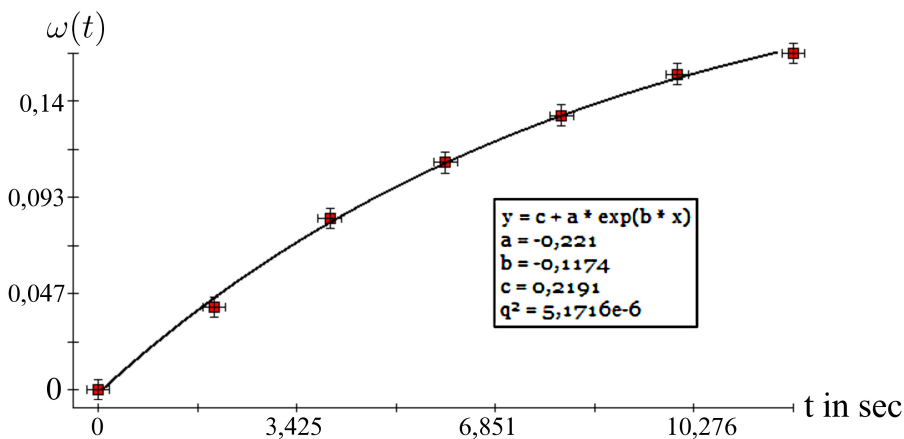


Abbildung 4.9: Exponentielle Regression, Schaubild von $\omega(t)$

4.4.2 Bestimmung der auf die Metallscheibe einstrahlenden dreimpulswirksamen Leistung

Vorbemerkung 1: Untersuchung unter Fernfeldbedingungen

Unsere Untersuchungen an der Aluminiumscheibe müssen im Fernfeld der Scheibe durchgeführt werden, weil nur dort ein definierter Energiefluss bzw. eine definierte Drehimpulswirkung auf die Scheibe gemessen werden kann.

Für das Fernfeld gilt, dass der Vektor des E-Feldes und der Vektor des H-Feldes in Phase sind und senkrecht aufeinander stehen.

Für die praktischen Zwecke gilt in guter Näherung die in der technischen Literatur angegebene Bedingung des Fernfeldes, die insbesondere für unseren Antennentyp verwendet wird (siehe [3], [4], [14], [16] und [15]): $R = 2L^2/\lambda$. Hierbei ist R die Fernfeldgrenze, L die größte geometrische Abmessung der Antenne (hier: Länge der Antenne) und λ wie üblich die Wellenlänge.

So beginnt das Fernfeld unserer Antenne für die 70cm Wellenlänge bei ca. 3,7m und das der Antenne für die 2m Wellenlänge bei ca. 1,7m.

Unter dieser Bedingung ist gerade im Zentralbereich der Hauptstrahlungskeule, in der wir unsere Messungen durchführen, die Abweichung von den idealen Fernfeldverhältnissen sehr klein.

Eine gute Abschätzung der Abweichung von den idealen Fernfeldverhältnissen ermöglicht unsere Messung des stehenden Feldes über dem Boden, wie sie im folgenden Abschnitt beschrieben wird. Es sei exemplarisch hier die 70cm-Welle besprochen (siehe Abb.4.12).

Dort sieht man, dass die Abweichung des Minimums (Schwingungsknoten) der

zeitlich gemittelten Energiedichte des E -Feldes vom Idealwert 0 bei ca. 2% des Maximums am Schwingungsbauch liegt. Man kann also den Messfehler durch die nicht-idealen Fernfeldverhältnisse bei ca. 2% ansiedeln.

(Der Rotationseffekt der elektromagnetischen Welle auf unsere Metallscheibe ist proportional dem Quadrat der effektiven elektrischen Feldstärke und damit der zeitlich gemittelten Energiedichte in der Ebene der Scheibe am Schwingungsbauch des E -Feldes der stehenden Welle. Siehe dazu Legende zu Abb. 4.11.)

Eine weitere Abschätzung des von uns verwendeten Fernfeldkriteriums liefert überdies folgende Tatsache: Bei der Messung des effektiven E -Feldes senkrecht zur Scheibe entlang der Antennenachse vom Boden bis ca. 1,2m Höhe zeigt sich, dass dieses E -Feld in etwa $\frac{1}{10}$ des drehimpulswirksamen E -Feldes in der Ebene der Aluminiumscheibe senkrecht zur Antennenachse beträgt. Unter Berücksichtigung des Quadrates der Feldstärke ergibt sich eine Abweichung von der idealen Bedingung (E -Feld-Stärke in Richtung Antennenachse = 0) im Bereich von 1%. In der Literatur ([15]) wird überdies am Beginn des Fernfeldes ein Messfehler in der Bestimmung des Antennengewinns von ca. 2% gegenüber Idealbedingungen in sehr großer Entfernung angegeben, der wiederum unseren selbst ermittelten Messabweichungen von den Idealbedingungen entspricht.

Letztendlich ist noch festzustellen, dass unsere Messungen nur in einem Falle gering über der Fernfeldgrenze liegen. Die anderen Messungen liegen schon wesentlich weiter im Fernfeld (siehe Kapitel 5), so dass sich hieraus eine noch geringere Abweichung der Messungen von den Idealwerten im sehr weiten Fernfeld ergeben.

Vorbemerkung 2: Untersuchung an elliptisch polarisierter Strahlung. Reduktion auf rein zirkular polarisierte Strahlung.

Unsere Antennen liefern eine elliptische polarisierte Strahlung mit einer Elliptizität von ca. 3dB, d.h. das Verhältnis von kleiner zu großer Halbachse der Ellipse, die der elektrische Vektor in der zur Strahlungsrichtung senkrechten Ebene beschreibt, beträgt ca. 0,7 : 1.

Dies ist eine entsprechend der technischen Literatur zufriedenstellende Elliptizität (siehe [14]).

Die elliptisch polarisierte Strahlung setzt sich wie beschrieben aus einem rein zirkular polarisierten und einen rein linear polarisierten Anteil zusammen.

In den weiteren Messungen werden wir uns nur noch auf den drehimpulsaktiven Anteil der rein zirkular polarisierten Strahlung beziehen.

Die effektive Feldstärke des zirkular polarisierten Anteils entspricht der kleinen Halbachse der Polarisationsellipse und lässt sich messtechnisch leicht bestimmen.

Dementsprechend ist die Leistung des zirkular polarisierten Anteils der Welle in unserem Fall etwa $2/3$ der Gesamtleistung der abgestrahlten Welle.

Siehe dazu auch die Polarisationsellipsen für die $2m$ -Welle in der folgenden Abbildung 4.10, deren kleine Halbachsen den rein zirkular polarisierten Anteilen der Antennenstrahlung entsprechen.

Es wurde die effektive Feldstärke einmal des elektrischen Feldes (in V/m) und einmal des magnetischen Feldes (in A/m) in Abhängigkeit von der Richtung (in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung) abgetragen.

Man erkennt die elliptische Form sowie die beiden senkrecht aufeinander stehenden großen Halbachsen der Ellipsen.

Für uns interessant war nur der zirkular polarisierte Anteil, der einem der Ellipse eingeschriebenen Kreis entspricht (im E-Feld-Bild z.B. ungefähr mit Radius $32 V/m$).

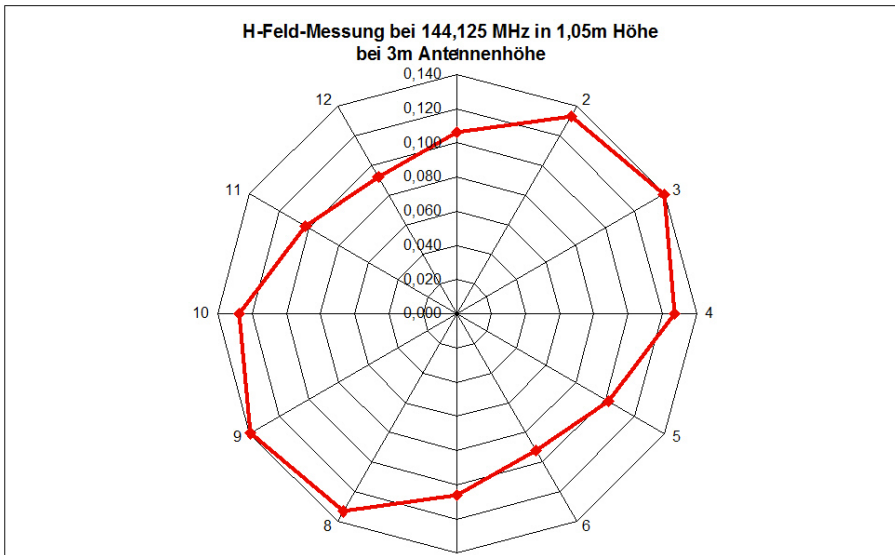
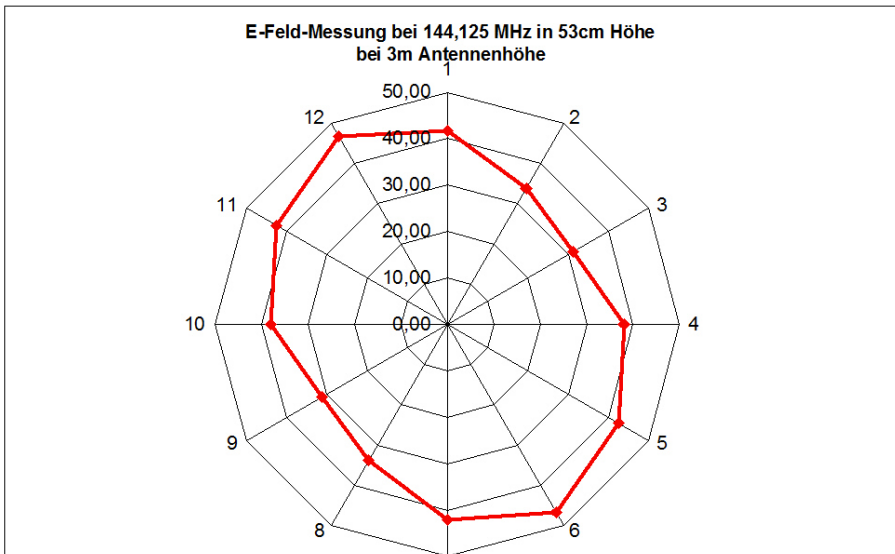


Abbildung 4.10: Polarisationsellipsen der elliptisch polarisierten $2m$ -Welle. Messung der Richtungsabhängigkeit der effektiven E - und H -Feldstärke.

Helizität der auf die Scheibe einwirkenden zirkular polarisierten Strahlung

Die Aluminiumscheibe erfährt unter den von uns gewählten Bedingungen eine Einstrahlung von oben (von der Antenne) und von unten (durch die vom Boden reflektierte Strahlung).

Wichtig ist, dass die Helizität der reflektierten Strahlung gegenüber der von der Antenne stammenden Strahlung wechselt.

Hat z.B. die von der Antenne kommende Strahlung die Helizität σ^+ , dann ist die Helizität der reflektierten Strahlung σ^- (siehe Abb.4.11).

Das bedeutet im Photonenbild, dass die Spinrichtungen der beiden Wellen gleich orientiert sind, so dass die Photonen der Wellen von oben und unten ihren Drehimpuls gleichsinnig an die Aluminiumscheibe abgeben können.

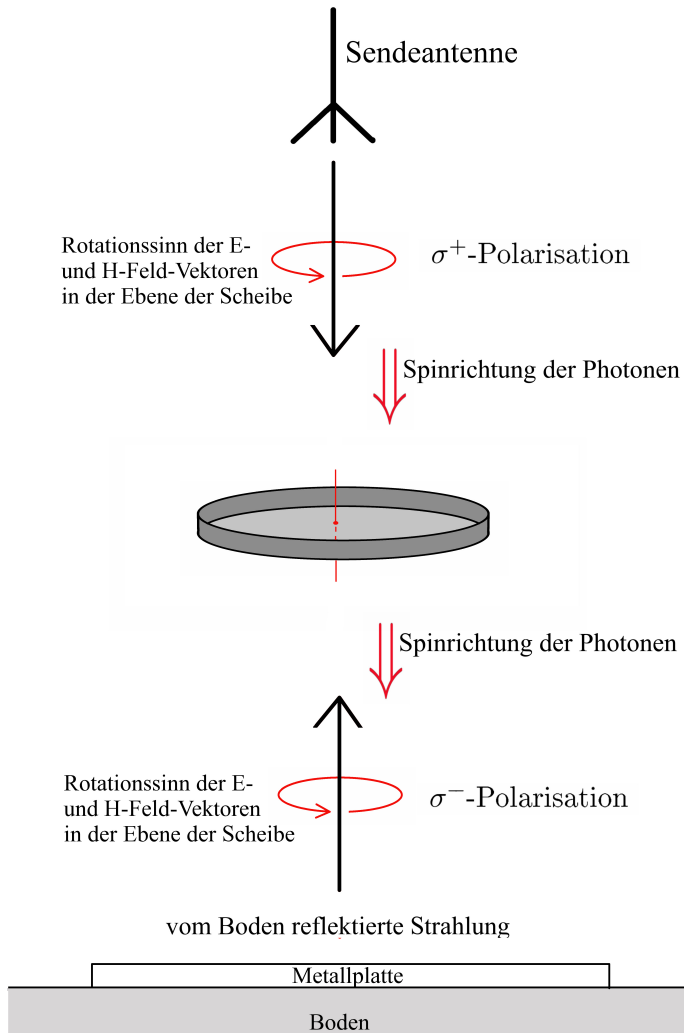


Abbildung 4.11: Addition der dreimpulswirksamen Strahlungsleistungen der von der Antenne kommenden und der vom Boden reflektierten Welle. Im Wellenbild übereinstimmender Drehsinn der E-Feld-Vektoren der beiden Wellen, im Photonenbild übereinstimmende Spinrichtung der Strahlungen.

Reflexion am Boden: Entwicklung einer stehenden Welle

Die Strahlung der Antenne ist senkrecht auf den Boden ausgerichtet (siehe Kapitel 4.3 „Versuchsaufbau“).

Die zirkular polarisierte Strahlung, die senkrecht auf den Boden auffällt, wird dort wieder als zirkular polarisierte Strahlung reflektiert. Auf Grund der hohen Reflexionsfähigkeit des Bodens bzw. der auf dem Boden liegenden Aluminiumplatte ist der Reflexionsgrad praktisch gleich 1. Dadurch entsteht bodennah durch Überlagerung von anlaufender und reflektierter Welle eine fast ideale zirkular polarisierte stehende Welle, wie man leicht durch Abfahren des bodennahen Feldes der Höhe nach mit dem E-Feld-Messdipol bzw. durch Rotation des Messdipols in den verschiedenen Ebenen nachweisen kann (siehe Abb.4.12). „Bodennah“ bedeutet in unserem Fall für die 70cm-Welle ca. 1,25m Höhe, für die 2m-Welle ca. 1,75m Abstand vom Boden.

Weiter zur Antenne hin nimmt die Qualität der stehenden Welle ab, da hier die starke Intensität der abgestrahlten Welle der durch den längeren Laufweg geschwächten Intensität der reflektierten Welle begegnet.

Für die 70cm-Welle liegen z.B. der Schwingungsbauch des E -Feldes bzw. der Knoten des H -Feldes bei $5/4\lambda = 87,5\text{cm}$ über dem Boden. In etwa dieser Höhe haben wir das E -Feld gemessen.

Für die 2m-Welle liegen der Schwingungsbauch des H -Feldes bzw. des E -Feldes 100cm bzw. 50cm über dem Boden. In diesen Höhen haben wir gemessen.

(Wegen der zur Optimierung der Antenne erforderlichen Feinabstimmung sind die exakten Arbeitsparameter der Antenne leicht verschoben gegenüber den Standardwerten der Wellenlänge von 70cm bzw. 200cm. Dies wird in der Abbildung 4.12 und im Kapitel 5 speziell berücksichtigt.)

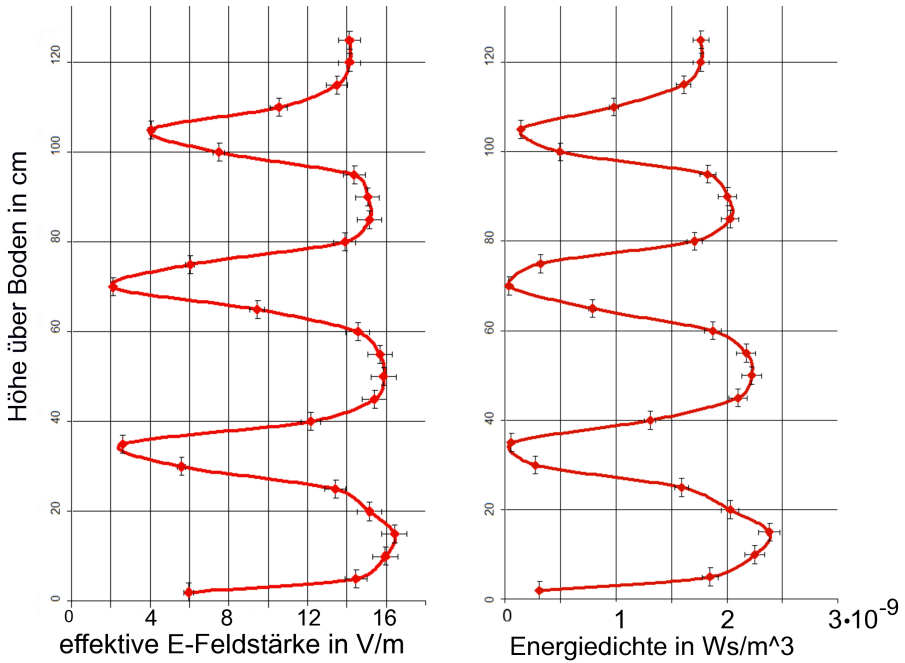


Abbildung 4.12: Die zirkular polarisierte stehende Welle über dem Boden (Wellenlänge 68cm). Effektive E -Feldstärke und zeitlich gemittelte Energiedichte in Abhängigkeit von der Höhe über dem Boden bzw. der Metallplatte. (Im linken Schaubild ist die zugrundeliegende Sinus-Betrag-Funktion gut zu erkennen.) Allgemein gilt für die zeitlich gemittelte Energiedichte W : $W = 1/2 \cdot \epsilon_0 \cdot E_{eff}^2$. Speziell für die zirkular polarisierte Welle kommt noch der Faktor 2 hinzu: $W = \epsilon_0 \cdot E_{eff}^2$ (Höhe der Antenne über dem Boden 5m , Leistung des Transmitters 40W , Frequenz 440MHz)

Von der Feldstärkemessung zur Bestimmung der drehimpulswirksamen Strahlungsleistung auf die Aluminiumscheibe

Wir besprechen nunmehr die Bestimmung der drehimpulswirksamen Strahlungsleistung auf die Aluminiumscheibe.

Mit unserem E -Feldstärke-Messdipol wird die effektive E -Feldstärke in der Ebene der Aluminiumscheibe gemessen.

Auf Grund der stehenden zirkular polarisierten Welle messen wir im Schwingungsbauch des E -Feldes in jeder Richtung dieselbe effektive E -Feldstärke. Das H -Feld ist hier vernachlässigbar gering, siehe dazu 4.4.2, Vorbemerkung 1.

Die gemessene effektive Feldstärke E_{mess} entsteht durch die Überlagerung der effektiven Feldstärke E_{oben} der von der Antenne kommenden Welle und der effektiven Feldstärke E_{unten} der vom Boden reflektierten Welle.

Da hier eine phasengleiche Überlagerung der E-Feldvektoren der von der Antenne kommenden Welle und der vom Boden reflektierten Welle bei (in Bodennähe) gleich starken E-Feld-Vektoren der beiden Wellen stattfindet, ist die E-Feldstärke E_{mess} doppelt so groß wie die einzelnen E-Feldstärken E_{oben} und E_{unten} : $E_{oben} = E_{unten} = \frac{1}{2}E_{mess}$

Die zeitlich gemittelte drehimpulswirksame Strahlungsleistungsdichte in der Ebene der Aluminiumscheibe kann nicht unmittelbar über den Poynting-Vektor bestimmt werden, da auf Grund der stehenden Welle die beiden gegenläufigen Wellen zu einem mittleren Nettoleistungstransport $= 0$ führen, und am Schwingungsbauch des E-Feldes das H-Feld $= 0$ ist (siehe [8]).

Man muss vielmehr die Poynting-Vektoren der beiden gegenläufigen Wellen getrennt aufstellen, die Leistungsdichte der beiden auf die Scheibe getrennt daraus berechnen und sie anschließend addieren.

Für eine elektromagnetische Welle gilt allgemein der Poynting-Vektor: $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$

Speziell im Falle einer linear polarisierten Welle unter Fernfeldbedingungen gilt (mit der zeitlich gemittelten Leistungsdichte S und den effektiven Feldstärken E und H):

$$|\vec{S}| = S = E^2/Z_0 = H^2 \cdot Z_0$$

Hierbei ist Z_0 der Wellenwiderstand des Vakuums.

Es soll nun die drehimpulswirksame Strahlungsleistungsdichte L auf die Aluminiumscheibe bestimmt werden.

Wir messen in einem E -Feld-Schwingungsbauch die effektive Stärke des E -Feldes (E_{mess}), zunächst einer gewöhnlichen linear polarisierten Welle.

(Da hier das H -Feld in einer stehenden Welle einen Schwingungsknoten hat, steckt alle Energie im E -Feld.)

Die gemessene E -Feldstärke ist die konstruktive Überlagerung der von der Antenne kommenden (E_{oben}) und der vom Boden reflektierten Welle (E_{unten}), jede der beiden Wellen hat also nur die halbe Feldstärke: $E_{oben} = E_{unten} = \frac{1}{2}E_{mess}$

Jede der beiden Wellen hat die Leistungsdichte $L = \frac{E^2}{Z_0}$ (mit dem Wellenwiderstand des Vakuums $Z_0 = 377\Omega$), zusammen ergibt sich also eine Leistungsdichte von

$$L = \frac{E_{oben}^2}{Z_0} + \frac{E_{unten}^2}{Z_0} = \frac{1}{4} \frac{E_{mess}^2}{Z_0} + \frac{1}{4} \frac{E_{mess}^2}{Z_0} = \frac{1}{2} \frac{E_{mess}^2}{Z_0}.$$

Nun haben wir in unserem Fall zwei linear polarisierte Wellen, die aufeinander senkrecht stehen und sich zu einer zirkular polarisierten Welle überlagern. Wir gehen von zwei gleich großen Feldstärken aus und erhalten die endgültige Leistungsdichte

$$L = \frac{E_{mess}^2}{Z_0}. \quad (4.12)$$

Analog gilt für L im Schwingungsbauch des H -Feldes

$$L = H_{mess}^2 \cdot Z_0. \quad (4.13)$$

Kapitel 5

Zusammenstellung der drehimpulswirksamen Strahlungsleistungsdichten der beiden verwendeten Antennen auf die Aluminiumscheibe

Zunächst werden die Messergebnisse der effektiven Feldstärken der zirkular polarisierten stehenden Welle an den jeweiligen Schwingungsbäuchen angegeben. Daraus können nach den Formeln 4.12 und 4.13 die drehimpulswirksamen Leistungsdichten berechnet werden.

Siehe dazu auch Vorbemerkung 2 von 4.4.2.

1. Für die „70cm“-Antenne gilt:
Wellenlänge $\lambda = 68\text{cm}$, Frequenz $441,2\text{MHz}$

Fernfeldgrenze: $3,7\text{m}$

(a) Höhe der Antenne über dem Boden: 5m
Höhe der Aluminiumscheibe über dem Boden: 85cm
Effektive Feldstärke des E -Feldes am Schwingungsbauch auf 85cm
Höhe $(5/4\lambda)$: ca. $15,1\text{V/m}$
Daraus ergibt sich für die drehimpulswirksame Leistung $L = 0,6\text{ W/m}^2$.

2. Für die „2m“-Welle gilt:

Wellenlänge $\lambda = 210\text{cm}$, Frequenz $144,1\text{MHz}$

Fernfeldgrenze: $1,7\text{m}$

- (a) Höhe der Antenne über dem Boden: $4,5\text{m}$
Höhe der Aluminiumscheibe über dem Boden: 53cm
Effektive Feldstärke des E -Feldes am Schwingungsbauch auf 53cm
Höhe: ca. 28V/m
Daraus ergibt sich für die dreimpulsirksame Leistung $L = 2,1\text{ W/m}^2$.
- (b) Höhe der Antenne über dem Boden: $4,5\text{m}$
Höhe der Aluminiumscheibe über dem Boden: $1,05\text{m}$
Effektive Feldstärke des H -Feldes am Schwingungsbauch auf 105cm
Höhe: ca. $0,071\text{A/m}$
Daraus ergibt sich für die dreimpulsirksame Leistung $L = 2,0\text{ W/m}^2$.
- (c) Höhe der Antenne über dem Boden: 3m
Höhe der Aluminiumscheibe über dem Boden: 53cm
Effektive Feldstärke des E -Feldes am Schwingungsbauch auf 53cm
Höhe: ca. $31,6\text{V/m}$
Daraus ergibt sich für die dreimpulsirksame Leistung $L = 2,7\text{ W/m}^2$.
- (d) Höhe der Antenne über dem Boden: 3m
Höhe der Aluminiumscheibe über dem Boden: $1,05\text{m}$
Effektive Feldstärke des H -Feldes am Schwingungsbauch auf 105cm
Höhe: ca. $0,092\text{A/m}$
Daraus ergibt sich für die dreimpulsirksame Leistung $L = 3,2\text{ W/m}^2$.

Kapitel 6

Berechnung des Drehwinkels ω der Aluminiumscheibe unter der Voraussetzung des Photonenspins $h/2\pi$

Es stehen uns nunmehr sämtliche experimentell ermittelten Parameter zu Berechnung von ω zur Verfügung.

Die Grundlagen der Berechnung bilden die Formeln 4.11, 4.5, 4.12 und 4.13:

- $\omega(t) = \frac{D\Theta}{k^2} e^{-\frac{k}{\Theta}(t)} + \frac{D}{k} t - \frac{D\Theta}{k^2}$
- Gesamtdrehmoment $D = \frac{5}{8} \cdot \frac{LA}{2\pi\nu}$
- $L = \frac{E_{mess}^2}{Z_0}$
- $L = H_{mess}^2 \cdot Z_0$

Die Parameter sind:

- Trägheitsmoment der Aluminiumscheibe: $\Theta = 4,9 \cdot 10^{-7} \text{ kg m}^2$
- Fläche der Aluminiumscheibe: $A = 6,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$
- Reibungskoeffizient zwischen Aluminiumscheibe und Wasser: $k = 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}}$
- Bestrahlungsdauer $t = 360\text{s}$

Wir listen die Ergebnisse entsprechend Kapitel 5 auf:

1. Für die „70cm“-Welle gilt:

(a) $\nu = 441,2 \text{ MHz}$, $L = 0,6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$, $D = 8,66 \cdot 10^{-13} \text{ kg m}^2$
 \Rightarrow Rotation nach 360 Sekunden:
 $\omega(360\text{s}) = 0,0053 \text{ rad} = 0,3^\circ$

Dies entspräche in unserem Fall einer Auslenkung des Laserstrahls von $5,3\text{cm} \cdot 2 = 10,6\text{cm}$ (Faktor 2 wegen der Reflexion des Laserstrahls am Spiegel)!
(Länge des Laserstrahls jeweils normiert auf 10m .)

2. Für die „2m“-Welle gilt:

(a) und (b) $\nu = 144,125 \text{ MHz}$, $L \approx 2,05 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ (Mittelwert),
 $D = 9,06 \cdot 10^{-12} \text{ kg m}^2$
 \Rightarrow Rotation nach 360 Sekunden:
 $\omega(360\text{s}) = 0,0558 \text{ rad} = 3,2^\circ$

Dies entspräche in unserem Fall einer Auslenkung des Laserstrahls von $55,8\text{cm} \cdot 2 = 111,6\text{cm}$ (Faktor 2 wegen der Reflexion des Laserstrahls am Spiegel)!
(Länge des Laserstrahls jeweils normiert auf 10m .)

(c) und (d) $\nu = 144,125 \text{ MHz}$, $L \approx 3,0 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ (Mittelwert),
 $D = 1,33 \cdot 10^{-11} \text{ kg m}^2$
 \Rightarrow Rotation nach 360 Sekunden:
 $\omega(360\text{s}) = 0,082 \text{ rad} = 4,7^\circ$

Dies entspräche in unserem Fall einer Auslenkung des Laserstrahls von $81,7\text{cm} \cdot 2 = 163,4\text{cm}$ (Faktor 2 wegen der Reflexion des Laserstrahls am Spiegel)!
(Länge des Laserstrahls jeweils normiert auf 10m .)

Kapitel 7

Experimentelle Bestimmung des Drehwinkels ω der Aluminiumscheibe

Grundlage unserer Messungen sind der Versuchsaufbau und die physikalischen Parameter wie in Kapitel 4.3 und Kapitel 6 beschrieben.

Wir geben die Auslenkung des Laserstrahls wiederum normiert auf $10m$ Länge des Laserstrahls an, den Drehwinkel ω in Grad.

Ferner ist die Reflexion des Laserstrahls am Spiegel zu berücksichtigen, die zu einem doppelten Drehwinkel des Laserstrahls gegenüber dem Drehwinkel der Aluminiumscheibe führt.

1. Für die $70cm$ -Antenne in $5m$ Höhe über dem Boden ergibt sich gemittelt aus 7 Einzelmessungen eine Auslenkung des $10m$ langen Laserstrahls um $0,2\text{ cm}$.
Dies entspricht einem Drehwinkel der Aluminiumscheibe von
 $\omega = 0,011^\circ \cdot \frac{1}{2} = 0,0055^\circ$
mit einer Standardabweichung $\sigma = 0,21^\circ \cdot \frac{1}{2} = 0,11^\circ$.
(Einzelmessungen aufgelistet im Anhang!)
2. Für die $2m$ -Antenne in $4,5m$ über dem Boden ergibt sich gemittelt aus 6 Einzelmessungen eine Auslenkung des $10m$ langen Laserstrahls um $0,4\text{ cm}$.
Dies entspricht einem Drehwinkel der Aluminiumscheibe von
 $\omega = 0,022^\circ \cdot \frac{1}{2} = 0,011^\circ$
mit einer Standardabweichung $\sigma = 0,27^\circ \cdot \frac{1}{2} = 0,14^\circ$.
(Einzelmessungen aufgelistet im Anhang!)
3. Für die $2m$ -Antenne in $3m$ Höhe über dem Boden ergibt sich gemittelt aus 25 Einzelmessungen eine Auslenkung des $10m$ langen Laserstrahls

um $0,5 \text{ cm}$.

Dies entspricht einem Drehwinkel der Aluminiumscheibe von

$$\omega = 0,027^\circ \cdot \frac{1}{2} = 0,014^\circ$$

mit einer Standardabweichung $\sigma = 0,42^\circ \cdot \frac{1}{2} = 0,21^\circ$.

(Einzelmessungen aufgelistet im Anhang!)

Speziell für diese Untersuchungsbedingungen wurde zum Zweck einer genauen Statistik eine große Zahl von Versuchen durchgeführt.

Dabei haben wir die übliche Standardabweichung $\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum (x_i - \bar{x})^2}$ verwendet.

Es sei hier kurz erwähnt, dass ein Messwert mit ungefähr 68%er Wahrscheinlichkeit im Bereich zwischen $-\sigma$ und $+\sigma$ liegt, und mit ca. 95%iger Wahrscheinlichkeit im $\pm 2\sigma$ -Bereich.

Zusammenfassend bedeutet dies:

1. 70cm –Antenne in 5m Höhe:
Berechnete Auslenkung des (10m langen) Laserstrahls unter der Voraussetzung des Photonenspins $h/2\pi$: $10,6\text{cm}$
Gemessene Auslenkung: $0,2\text{cm} \pm 4\text{cm}$
2. 2m –Antenne in $4,5\text{m}$ Höhe:
Berechnete Auslenkung des Laserstrahls unter der Voraussetzung des Photonenspins $h/2\pi$: $111,6\text{cm}$
Gemessene Auslenkung: $0,4\text{cm} \pm 5\text{cm}$
3. 2m –Antenne in 3m Höhe:
Berechnete Auslenkung des Laserstrahls unter der Voraussetzung des Photonenspins $h/2\pi$: $163,4\text{cm}$
Gemessene Auslenkung: $0,5\text{cm} \pm 7\text{cm}$

Daraus folgt:

Für die Photonen der Frequenzen bei 144MHz und 440MHz bzw. der Wellenlänge 70cm und 2m ist kein Photonenspin der Stärke $h/2\pi$ nachweisbar!
Oder allgemeiner:

An extrem energiearmen Photonen im Radiowellenbereich ist kein Photonenspin der Stärke $h/2\pi$ nachweisbar. Insbesondere die Versuche mit der längeren 2m –Welle zeigen, dass der Photonenspin (falls vorhanden) weit unter dem Wert $h/2\pi$ liegen müsste.

Kapitel 8

Die Strahlung von Satellitenantennen und ihr Einfluss auf die Lagedynamik der Satelliten

Die Bewegung der Satelliten wird durch die globale Orbitaldynamik und die lokale Lagedynamik beschrieben. Für unsere Frage nach der Quantität des Photonenspins von Radiowellen sind speziell die Erkenntnisse aus der Lagedynamik von Satelliten von großem Interesse.

Die Lagedynamik besteht generell gesprochen in der Beschreibung der Drehmomente, die auf den Satelliten wirken.

Unter diesen Momenten werden solche als Störmomente bezeichnet, die im Allgemeinen unerwünschte Lageänderungen hervorrufen.

Im Gegensatz dazu stehen die Momente der aktiven Lageregelung z.B. durch Aktuatoren wie Gastriebwerke oder Reaktionsräder.

Die Störmomente bilden für uns die Grundlage der folgenden Untersuchungen, weil die zirkular polarisiert abstrahlenden Satellitenantennen ebenfalls ein Störmoment darstellen müssen, falls der Photonenspin frequenzunabhängig auch bei Radiowellen den Wert $h/2\pi$ hat.

Die Abstrahlung der spinpolarisierten Photonen müsste nach dem Drehimpulserhaltungssatz einen entgegengesetzten Drehimpuls auf die Antenne bzw. den Satelliten ausüben (siehe Kapitel 2).

Zusammenstellung der bekannten Störmomente

Typisch für die auf Satelliten einwirkenden Störmomente ist zunächst, dass sie außerordentlich schwach sind.

Die terrestrischen Erfahrungen lassen diese Effekte gefühlsmäßig eher vernachlässigbar erscheinen.

Bei näherer Betrachtung zeigt sich jedoch, dass diese minimalen Drehmomente von großer Bedeutung für die Lage der Satelliten im Raum sind (siehe [17], [18], [19] und [20]).

Es ist nützlich, die Störmomente in externe und interne Momente einzuteilen. Externe Drehmomente entstehen durch die Wechselwirkung des Satelliten mit seiner Umgebung, die internen Momente sind vom Satelliten selbst produziert.

1. Die externen Störmomente sind bedingt durch

- Gravitation
- Solarstrahlung (Strahlungsdruck)
- aerodynamischen Widerstand
- Erdmagnetfeld
- „Meteoriteneinschlag“ bzw. kosmischen Staub (genauer: Meteoroideneinschlag)
- thermoelastische Deformation (durch Solarstrahlung)

2. Die internen Störmomente sind bedingt durch

- thermoelastische Deformation (durch Wärmequellen im Satelliten)
- strukturelle Flexibilität der Satelliten (z.B. sich bewegende Strukturteile, Treibstoffbewegungen in den Tanks, Vibrationen der Schwungräder)
- Leckage im Antriebssystem
- rückstoßende Kraft durch Satellitenantennen, insbesondere Leistungsendeantennen von Kommunikationssatelliten ([17])
Dieser für uns wichtige Gesichtspunkt soll nun eingehender erläutert werden.

Störmomente durch die Abstrahlung von Satellitensendeantennen

Bei einer Antenne mit hohem Gewinn bzw. enger Strahlungskeule, wie sie in Satelliten eingesetzt wird, kann man die Abstrahlung in guter Näherung als unidirektional betrachten.

Für die Rückstoßkraft K der Antenne durch Abstrahlung der Photonen gilt: $K = L/c$ [N] mit der Strahlungsleistung L der Antenne und der Lichtgeschwindigkeit c .

Daraus ergibt sich beispielsweise die Kraft $K = 3,3 \cdot 10^{-7} N$ für eine Antenne

mit der Sendeleistung $W = 100W$.

Unter der Annahme einer dezentriert gelagerten Antenne mit z.B. $1m$ Abstand vom Schwerpunkt des Satelliten ergibt sich daraus ein Drehmoment von $D = 3,3 \cdot 10^{-7} Nm$.

Dieser Drehimpulseffekt durch Rückstoß ist bei Satelliten bekannt und im Rahmen der heutigen Messgenauigkeiten gut beobachtbar.

Für uns stellt sich nun folgende Frage: Sind von zirkular polarisiert sendenden Satellitenantennen Stördrehmomente ausgelöst worden, die durch die Abstrahlung polarisierter Photonen hervorgerufen worden sind?

Zunächst gehen wir wieder wie oben von einer zirkular polarisiert unidirektional sendenden Antenne mit der Leistung $W = 100W$ aus.

Überdies nehmen wir eine übliche Frequenz von $1GHz$ (L-Band IEEE) an.

In diesem Frequenzbereich gibt es verschiedene zirkular polarisiert sendende Kommunikationssatelliten.

Dann ist das Drehmoment auf die Antenne (siehe Kapitel 2) $D = \frac{W}{2\pi\nu}$, also in unserem Falle $D = 1,5 \cdot 10^{-8} Nm$.

Bei geringeren ebenfalls üblichen Frequenzen wie z.B. $0,1GHz$ erhöht sich das Stördrehmoment sogar auf $D = 1,5 \cdot 10^{-7} Nm$.

Alle diese Drehmomente sind im Rahmen der Satellitenmesstechnik sehr gut feststellbar und hätten sich eigentlich einer Entdeckung im Laufe der letzten sechs Jahrzehnte nicht entziehen können.

Dies insbesondere, als das bekannte Drehmoment bzw. der Drehmomentvektor ausgelöst durch die Schubkraft der Antenne senkrecht auf dem Drehmomentvektor ausgelöst durch die Abstrahlung der polarisierten Photonen steht. Damit können sich diese beiden Störmomente nicht skalar überlagern und das Störmoment durch die Abstrahlung der polarisierten Photonen kann nicht im Störmoment durch die Schubkraft der Antenne „untergehen“.

Verweisen dürfen wir insbesondere auch auf das Buch von Hughes [17], in dem ein Großteil der oben aufgeführten Störmomente hinsichtlich Quantität und Entfernung von der Erde ausführlich dargestellt wird (Zusammenstellung der üblichen Drehmomente auf ein typisches Raumfahrzeug).

Darin ist zu entnehmen, dass die Drehmomente in ihrem gesamten Verlauf bis hinab zu $1 \cdot 10^{-8} Nm$ ohne weiteres den Messungen zugänglich sind und genau ausgemessen worden sind.

Zusammenfassend ist also zu sagen, dass ein Drehmoment auf eine zirkular polarisiert sendende Antenne, das aus einem festen Photonenspin von $h/2\pi$ resultieren würde, schon längst bei Satelliten hätte auffallen müssen. Dass dies nicht geschehen ist, ist ein weiteres Indiz für die Annahme eines nicht frequenzunabhängigen Photonenspins.

Kapitel 9

Andere Arten des Versuchsaufbaus

Der in Kapitel 4.3 von uns vorgestellte Versuchsaufbau war nicht der einzige und erste, den wir zur Spinmessung bei niedrigen Frequenzen durchgeführt haben. In der Tat war er der letzte in einer langen Reihe von Versuchen, von denen sich alle vorangehenden in der Praxis im Rahmen unserer Möglichkeiten als nicht brauchbar herausgestellt haben.

Ziel dieses Kapitels ist es, diese vorangehenden Versuchsaufbauten kurz vorzustellen, um zum einen bei einer Überprüfung unserer Ergebnisse die Fehler und Misskonzeptionen aufzuzeigen, die wir am Anfang machten.

Zum anderen halten wir einige der vorgestellten Varianten durchaus für prinzipiell gangbar, dies bedürfte allerdings eines erheblichen finanziellen Rahmens, der uns nicht zur Verfügung stand.

9.1 Drehimpulsmessung direkt an einer aktiv zirkular sendenden Antenne

Anfänglich bestand der Versuchsaufbau aus einer an einem Faden sehr sensibel aufgehängten Kreuz-Dipol-Antenne und später aus einem X-Quad, die durch zwei dünne und möglichst flexible Koaxialkabel von außen gespeist wurden. (Die dünnen Koaxialkabel sollten ein möglichst geringes rücktreibendes Drehmoment auf die Antenne ausüben.)

Die ersten Versuche hiermit ergaben zwar Rotationsbewegungen deutlich oberhalb der Messgenauigkeit, allerdings völlig zufällig in Amplitude und Richtung. Erschwerend hierzu änderte sich Drehrichtung der Antenne nicht, auch wenn wir die Rotationsrichtung der abgestrahlten Zirkularwelle wechselten (wie dies bei einer vom Spin verursachten Drehung der Fall hätte sein müssen).

Zwischen den Messungen kontrollierten wir deshalb öfters die Temperatur der

Kabel.

Es zeigte sich, dass auf Grund der Tatsache, dass die Antenne mit ca. 200W gespeist wurde, die in den dünnen Koaxialkabeln verlorene Energie ausreichte, um diese Kabel fühlbar zu erwärmen.

Diese Erwärmung verursachte ein Verwindungsdrehmoment in den Kabeln, das zu ständigen unkontrollierbaren Veränderungen in der Ruhelage der Antenne führte und brauchbare Messungen unmöglich machte.

Um die Grundidee dennoch zu retten, haben wir versucht, die Speisung von außen zu vermeiden, indem wir das Funkgerät samt eines Akku-Packs direkt an der Antenne befestigten. Das ganze „Paket“ war dann nur noch an einem einzelnen Faden drehbar aufgehängt.

Hier erwiesen sich aber das Verhältnis von verfügbarer Sendeleistung zu Trägheitsmoment und die unruhige Fadenaufhängung als ungünstig.

Wir gehen davon aus, dass mit einer eigens gefertigten Sendeeinheit (die lediglich eine feste Sinusfrequenz liefern können muss und entsprechend leichter und effizienter sein kann als gewöhnliche Transmitter) sowie speziellen Akkus (z.B. Lithium-Polymer mit einer sehr hohen Energiedichte pro Volumen und auch pro Masse) diese Versuchsidee durchführbar sein sollte!

Auch ein Versuch, die Antenne auf Styropor schwimmend zu lagern statt sie an einem Faden aufzuhängen, war auf Grund der mangelnden Empfindlichkeit des Systems nicht erfolgreich.

9.2 Drehimpulsmessung an einer absorbierenden Schicht

Um die im vorangehenden Abschnitt geschilderten Probleme zu umgehen, versuchten wir auch, statt die Messung an einer aktiv sendenden Antenne durchzuführen, das Drehmoment an einer absorbierenden Platte zu messen, die mit einer zirkular polarisierten Welle bestrahlt wird.

Rein theoretisch sollte die absorbierende Platte den Drehimpuls der einfallenden Photonen absorbieren und übernehmen.

Bei dieser Grundidee gäbe es keine Probleme mit der Zuführung der Energie für die Sendeanlage, da letztere sich außerhalb der eigentlichen Messapparatur befindet.

Für diesen Versuch erschienen uns Absorbtionskacheln der Firma Eccosorb aus den Vereinigten Staaten sinnvoll. Diese Kacheln hatten in unserem Wellenlängenbereich eine Absorbtionsfähigkeit von über 95%.

Die Kacheln können auf einer dünnen Platte befestigt werden, überdies muss die Scheibe möglichst empfindlich gelagert werden, um die erwarteten sehr kleinen Drehmomente nachweisen zu können.

Hierzu kamen prinzipiell zwei Methoden in Frage: Wie bereits verwendet die waagrechte Aufhängung an einem Faden bzw. die Lagerung auf schwimmenden

Styroporplatten, oder die senkrechte Lagerung auf Keramikrollen minimalen Rollwiderstands.

Erstere Methode wäre wesentlich empfindlicher, allerdings erwies sich speziell die Fadenaufhängung als zu unruhig und störanfällig.

Die zweite Variante erwies sich schon hinsichtlich der Lagerung als viel zu unempfindlich für unsere Zwecke.

Generell bestand das Hauptproblem bei dieser Grundidee darin, dass die absorbierende Fläche durch die Kacheln viel zu schwer wurde, was ein Trägheitsmoment zur Folge hatte, das in Relation zu den von uns verwendeten Sendeleistungen um Größenordnungen zu hoch lag.

Dies insbesondere, als der Durchmesser der Platte über der Dimension der Wellenlänge liegen müsste. Andernfalls gibt es keine brauchbare Absorption im Rahmen der Bedingungen der geometrischen Optik, sondern Streueffekte an der Platte.

Allerdings ergibt sich bei diesem Versuchsaufbau die Möglichkeit, die frei stehende Sendeanlage mit enormer Leistung zu betreiben! Hier sind im Wesentlichen nur finanzielle Grenzen gesetzt.

Mit einer gut absorbierenden Fläche und bei einer sehr großen Sendeleistung würden wir daher diesen Aufbau als eventuell machbar ansehen.

9.3 Drehimpulsmessung an einer dünnen Metallplatte: Erzeugung zirkular polarisierter Strahlung durch Reflexion

Bei einem geeigneten Einfallswinkel (siehe [1], [7] und [8]) wird eine linear polarisierte Strahlung mit schräger Schwingungsebene zu einer Metallfläche als teilweise zirkular polarisierte Welle reflektiert. Die Metallplatte muss nach der Impulserhaltung also vom Betrag her den gleichen Drehimpuls erhalten wie den, den die reflektierte Strahlung (in den Spins) enthält.

Dies eröffnet die Möglichkeit, beim vorangehenden Versuchsaufbau statt der Absorbtionskacheln eine einfache, dünne (und daher leichte) Metallplatte zu verwenden.

Das geringe Gewicht sollte hierbei den geringeren Wirkungsgrad (die reflektierte Strahlung ist auch im günstigsten Fall nur zu ca. 2/3 zirkular polarisiert, außerdem steht der reflexionsbedingte Spinvektor nur schräg zur Drehachse der Metallplatte) leicht kompensieren.

Wir wollen dabei aber auch auf hier unweigerlich auftretende Kantenstrahlung hinweisen.

Anmerkung: In der grundlegenden Idee ist dieser Vorschlag eines Versuchsaufbaus der in [1] beschriebenen Spinmessung mit Hilfe eines Lambda-Viertelplättchens ähnlich.

Zur Vermeidung der schädlichen Kantenstrahlung haben wir die dünne Aluminiumplatte (Aluminiumfolie) ganz eng über eine große reflektierende Fläche (Maschendrahtgitter über dem Boden) positioniert. Auf diese Weise verschwindet die Kantenstrahlung, weil für die große von uns verwendete Wellenlänge von $6m$ Metallplatte und Maschendrahtgitter praktisch eine homogene Fläche bilden.

Eine linear polarisiert sendende Antenne mit einem passenden Einfallswinkel und der Schwingungsebene von 45° relativ zur Metallplatte wurde von uns trotz des schwierigen, großen Aufbaus unter obigen Bedingungen versuchsweise eingesetzt (Antenne der Firma HyGain USA, Wellenlänge $6m$).

Wir konnten dabei zwar die erwartete elliptisch polarisierte Welle erzeugen, mussten aber feststellen, dass wir im Rahmen der Messgenauigkeit nie einen positiven Effekt der Reflexion hinsichtlich eines Drehimpulses nachweisen konnten. Dies unterstützt unsere exakten Versuche zumindest qualitativ.

9.4 Drehimpulsmessung an Satelliten

Wie in Kapitel 8 beschrieben, wäre eine direkt geplante Messung des Drehimpulses eines Satelliten durch Abstrahlung einer zirkular polarisierten Sendeanenne ein besonders effektives Experiment.

Offensichtlich lässt sich dies nur mit großem Geldaufwand verwirklichen.

Kapitel 10

Zusammenfassung

1. Der Photonenspin wurde an extrem energiearmen Photonen von Radiowellen im 70cm - bzw. 2m -Wellenlängenbereich gemessen.

Das Messprinzip bestand in einer teilweisen Übertragung des Drehimpulses von polarisierten Photonen auf eine auf Wasser schwimmende dünne Metallscheibe sehr geringen Gewichtes und Trägheitsmomentes. Die Drehimpulsübertragung erfolgte durch Streuung der Radiowellen an der Scheibe, deren Durchmesser wesentlich geringer war als die Wellenlänge.

Die polarisierten Photonen stammten aus einer zirkular polarisiert sendenden Antenne ($X - \text{Quad}$).

Ergebnis:

An extrem energiearmen Photonen im Radiowellenbereich ist kein Photonenspin der Stärke $h/2\pi$ nachweisbar. Insbesondere die Versuche mit der längeren 2m -Welle zeigen, dass der Photonenspin (falls vorhanden) weit unter dem Wert $h/2\pi$ liegen müsste.

2. Die Strahlung von Satellitenantennen und ihr Einfluss auf die Lagedynamik von Satelliten wurde untersucht.

Falls der Spin der abgestrahlten Photonen frequenzunabhängig ist, hätten bei der häufigen Verwendung zirkular abstrahlender Satellitenantennen messbare Stördrehmomente auf die Satelliten festgestellt werden müssen.

Ergebnis:

Es sind keine Störmomente dieser Herkunft festgestellt worden, obwohl diese der Satellitenmesstechnik zugänglich gewesen wären.

Diese Tatsache ist ein weiteres Indiz für die Annahme eines frequenzabhängigen Photonenspins.

Kapitel 11

Anhang

11.0.1 Messprotokolle

Alle Angaben beziehen sich jeweils auf die Ablenkung des Laserstrahls in Metern normiert auf $1m$ Radius. (Dies entspricht gleichzeitig dem Doppelten des Drehwinkels der Aluminiumscheibe im Bogenmaß.)

Zusätzlich ist die jeweilige Standardabweichung σ angegeben.

- Messung mit $2m$ Wellenlänge bei einer Antennenhöhe von $3m$:

0,0050	0
0,0043	0,0029
-0,0070	0
0	0,0045
0,0050	0,0050
-0,0040	-0,0150
-0,0120	0
-0,0067	0
-0,0070	0,0100
-0,002	-0,0110
-0,0130	0,0150
0,0090	0,0010
0,0040	

\Rightarrow Mittelwert: $0,0005 \pm 0,0074$

- Messung mit $2m$ Wellenlänge bei einer Antennenhöhe von $4,5m$:

-0,0008
0,0050
0,0025
-0,0100
-0,0010
0,0020

⇒ Mittelwert: $0,0004 \pm 0,0048$

- Messung mit 70cm Wellenlänge bei einer Antennenhöhe von 5m :

0
0,0050
-0,0083
0
0
0
0,0020

⇒ Mittelwert: $0,0002 \pm 0,0037$

Literaturverzeichnis

- [1] Pohl, R.W.: *Optik und Atomphysik*, Springer, Berlin 1958
- [2] Demtröder, W.: *Experimentalphysik - Elektrizität und Optik*, Springer, Berlin 2004
- [3] Lange, K., Löcherer, K.: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, Springer, Berlin 1992
- [4] Straw R.D. : *The ARRL Antenna Book*, ARRL, Newington 2005
- [5] Bergmann, L., Schäfer, Cl.: *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 2 - Elektromagnetismus*, deGruyter, Berlin 1999
- [6] Bergmann, L., Schäfer, Cl.: *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3 - Optik, Wellen- und Teilchenphysik*, Springer, Berlin 2004
- [7] Born, M.: *Optik*, Springer, Berlin 1985
- [8] Schäfer, Cl.: *Einführung in die theoretische Physik Band 3 - Elektromagnetismus und Optik*, deGruyter, Berlin 1961
- [9] Bergmann, L., Schäfer, Cl.: *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 2 - Elektrizitätslehre*, Springer, Berlin 1961
- [10] Dasgupta, R., Gupta, P.K.: *Rotation of transparent, non-birefringent objects by transfer of optical spin angular momentum*, CAT Newsletter Vol.18, Indore 2005
- [11] Courant, R.: *Vorlesungen über Differential- und Integralrechnung Band 2*, Springer, Berlin 1958
- [12] Slater, J.S., Frank, N.H.: : *Electromagnetism*, Dover, New York 1969

- [13] Rothammel, K.: *Antennenbuch*, Militärverlag der DDR, Berlin 1984
- [14] Johnson, R.C.: *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, New York 1993
- [15] Kruesi, W.R., Howell, I.H.: *IEEE Standard Test Procedures For Antennas*, Wiley, 1979
- [16] Capps, C.: *Near field or far field*, EDE Magazine (Electronics Design Engineers), 2001
- [17] Hughes, P.C.: *Spacecraft Attitude Dynamics*, Dover, New York 2001
- [18] Ley, W., Hallmann, W. (Hrsg): *Handbuch der Raumfahrttechnik*, Hanser, Berlin 2004
- [19] Steiner, W., Schagerl, M.: *Raumflugmechanik*, Springer, Berlin 2004
- [20] Pattan, B.: *Satellite Systems, Principles and Technologies*, Hall, New York 1993