

Der Laserstrahl und seine Interaktion mit der Erdoberfläche

Wolfgang Wagner^{1,2}, Andreas Ullrich³, Christian Briese¹

¹ Institut für Photogrammetrie und Fernerkundung, Technische Universität Wien

² Christian Doppler Labor „Spatial Data from Laser Scanning and Remote Sensing“

³ Riegl Research GmbH

Zusammenfassung: Flugzeuggestützte Laserscanner wurden bisher hauptsächlich für die Erfassung der Topographie eingesetzt, doch auch in anderen Bereichen wie der Forstwirtschaft und Stadtplanung hat diese Technik ein großes Potential. Mit der zunehmenden Leistungsfähigkeit der Laserscanner und dem breiter werdenden Anwendungsfeld wird es immer wichtiger, sowohl die geometrischen als auch die physikalischen Aspekte des Messprozesses genau zu verstehen. Da es im deutschsprachigen Raum bisher kaum Literatur gibt, die sich dem Thema von der physikalischen Seite nähert, werden in diesem Aufsatz das physikalische Messprinzip und die wichtigsten theoretischen Grundlagen (Radargleichung, Streuquerschnitt, Impulsform) des Laserscannings diskutiert. Die in diesem Artikel vorstellten Konzepte sind unter Beachtung unterschiedlicher Systemparameter auch auf terrestrische Laserscanner anwendbar.

1 Einleitung

Die Technik der flugzeuggestützten Fernerkundung mittels Laserscanner hat sich in den letzten Jahren rasant entwickelt und setzt in Bereichen wie der Geländeaufnahme, der Objekterfassung oder der Forstinventur neue Maßstäbe. Kraus (2002) spricht gar von einem durch das Laserscanning ermöglichten Paradigmenwechsel in der Photogrammetrie. Während in der traditionellen Photogrammetrie dreidimensionale Objekte aus mindestens zwei Bildern rekonstruiert werden, genügt im Falle des Laserscanning nur eine Aufnahmerichtung, da für jeden Laserstrahl nicht nur die Richtung sondern auch die Entfernung gemessen wird. Für die Praxis ist der potentiell hohe Automatisierungsgrad des flugzeuggestützten Laserscannings von besonderer Bedeutung weil dadurch große Gebiete kostengünstig bearbeitet werden können.

In der Fernerkundung bezeichnet man einen Laser als einen aktiven Sensor, da dieser einen Lichtstrahl aussendet, der an der Erdoberfläche gestreut wird. Ein Empfänger registriert dann jenen Teil des Laserstrahls, der von der Erdoberfläche in Richtung der Fernerkundungsplattform zurückgestreut wird. Im Gegensatz dazu stellen passive Fernerkundungssysteme reine Empfänger dar, die, abhängig von der Frequenz, entweder die von der Erdoberfläche reflektierte Sonnenstrahlung oder die Thermalstrahlung der Erdoberfläche messen (Kraus und Schneider, 1988). Ein großer Vorteil des Laserscanning gegenüber bildgebenden, optischen Fernerkundungssystemen liegt darin, dass man nicht an die gute Beleuchtung der Objekte durch die Sonne gebunden ist. So werden Laserscanneraufnahmen weder durch störende Wolkenschatten beeinträchtigt, noch beeinflussen Abschattungen durch das Gelände, Gebäude oder der Vegetation die Intensität der rückgestreuten Strahlung (weil die Bestrahlungsrichtung und die Aufnahmerichtung ident sind).

Seit ihrer Erfindung im Jahre 1960 wurden Laser für militärische und zivile Aufgaben der Fernerkundung eingesetzt. Im militärischen Bereich stehen die Aufklärung und Ziellenksteuerung im Mittelpunkt des Interesses, während im zivilen Bereich lange Zeit die Altimetrie (Messung der Höhe) und atmosphärische und ozeanische Anwendungen im Vordergrund standen. Erst seit Mitte der neunziger Jahre gibt es kommerzielle Anbieter, die auf Kundenwunsch Laserscannerflüge zur Erfassung der Topographie und anderer Eigenschaften der Landoberfläche durchführen (Flood, 2001). Die seit diesem Zeitpunkt rasante Entwicklung in diesem Bereich wurde durch eine Vielzahl von Faktoren ermöglicht: Flood (2001) nennt als Gründe die verbesserte Instrumententechnologie und die Verfügbarkeit kommerzieller „off-the-shelf“ Sensoren ab 1995. Ackermann (1999) verweist auf die Wichtigkeit der präzisen Orientierung der Laserscannerdaten, die erst durch ein kombiniertes Positions-und-Orientierungs-System, zum Beispiel bestehend aus einem „Global Positioning System“ (GPS) und einer „Internal Measurement Unit“ (IMU),

ermöglicht wird. Schlussendlich dürfte aber auch die steigende Leistungsfähigkeit der Computertechnologie nicht unwesentlich dazu beigetragen haben, wird doch bei jedem Laserscannerflug eine sehr große Menge an Messpunkten aufgenommen (0.1 – 10 Punkte pro m²).

Laserscanner liefern eine 3D Punktwolke, welche an sich noch keine verwertbare Information darstellt (Ackermann, 1999; Axelsson, 1999). Es braucht daher geeignete Modelle, um aus den Punktwolken relevante Parameter (Geländeoberfläche, Höhe von Gebäuden, Volumen der Vegetation, etc.) zu extrahieren. Bisher standen für die Auswertung von Laserscannerdaten hauptsächlich mathematische und geometrische Modelle im Vordergrund (Axelsson, 1999; Kraus, 2002). Mit der zunehmenden Leistungsfähigkeit der Laserscanner-Systeme wird es aber auch immer wichtiger, die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse besser zu verstehen. Es ist daher das Ziel dieses Artikels, die grundlegenden physikalischen Modelle vorzustellen und anhand einfacher Beispiele zu erläutern.

2 Physikalische Grundlagen des Laserscannings

2.1 Eigenschaften des Laserlichts

Das Erzeugung von elektromagnetischer Strahlung in einem Laser basiert auf dem physikalischen Prinzip der stimulierten Emission von Photonen. In der Natur werden Photonen von Materie spontan bei einem Übergang von einem höheren zu einem niedrigeren Energiezustand der Materie emittiert (Abbildung 1). Wie Albert Einstein (1879-1955) bereits im Jahre 1917 erkannt hatte, kann aber auch jener Fall eintreten, dass ein einfallendes Photon bei seiner Interaktion mit Materie die Emission eines identischen Photons anregen („stimulieren“) kann. Aus einem Photon werden somit zwei Photonen mit gleicher Frequenz und gleicher Phase. Das Phänomen der stimulierten Emission birgt somit die Möglichkeit zu einer Erzeugung und Verstärkung von kohärenter Strahlung in sich.

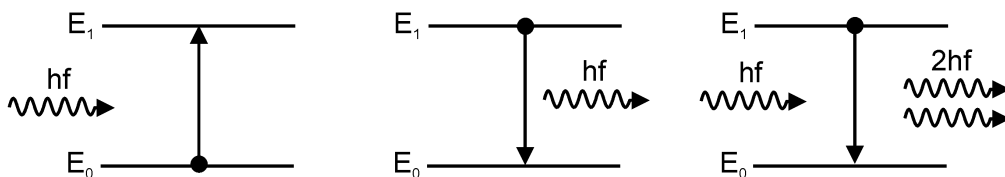


Abbildung 1: Absorption (links), spontane (Mitte) und stimulierte (rechts) Emission eines Photons. E_0 und E_1 sind die gedachten Energieniveaus der Materie, f ist die Frequenz, h ist das Plancksche Wirkungsquantum, und $hf = E_1 - E_0$.

Diese Möglichkeit wurde aber erst viel später erkannt. Charles H. Townes (geb. 1915) war der erste, dem es im Jahre 1954 gelang, elektromagnetische Strahlung bei einer Frequenz im Mikrowellenbereich (2,4 GHz) mit Hilfe eines sogenannten Masers („*Microwave amplification by stimulated emission of radiation*“) zu verstärken (Townes, 2002). Diese Entdeckung stimulierte die Entwicklung vergleichbarer Geräte, die in der Lage sein sollten, Strahlung im infraroten (700 nm – 1 mm) und optischen (400 – 700 nm) Bereich des elektromagnetischen Spektrums zu erzeugen. Im Jahre 1960 baute Theodore Maiman (geb. 1927) den ersten Laser („*Light amplification by stimulated emission of radiation*“), der Strahlung bei einer Wellenlänge von 694.3 nm erzeugte. Seit diesem Zeitpunkt sind Laser aus unserem alltäglichen Leben nicht mehr wegzudenken und finden breite Anwendung in so unterschiedlichen Gebieten wie der Informations- und Kommunikationstechnologie, der Medizin, der Materialverarbeitung, der Navigation oder der Vermessungstechnik (Harbison und Nahory, 1998).

Im Vergleich zu natürlichem Licht hat das von einem Laser erzeugte Licht eine Reihe ausgezeichneter Eigenschaften. Je nach der Art des eingesetzten Lasers ist das Laserlicht annähernd monochromatisch (exakt definierte Frequenz), stark gebündelt (kleiner Öffnungswinkel des Lichtstrahls), kohärent (Wellenpakete schwingen zueinander in Phase) und von hoher Intensität. Für das flugzeuggestützte Laserscanning ist der kleine Öffnungswinkel des gebündelten (kollimierten) Laserstrahls und die hohe

Strahlintensität von großer Bedeutung. Die Bündelung kann durch den Einsatz optischer Komponenten weiter verbessert werden. So beträgt der Öffnungswinkel kommerzieller Laserscanner zirka 0.2 – 2 mrad, was bei einer Flughöhe von 1000 m bedeutet, dass der Durchmesser des Laserstrahls auf der Erdoberfläche nur 0.2 – 2 m beträgt. Auch der annähernd monochromatische Charakter vieler eingesetzter Laser hat eine praktische Bedeutung: Durch den Einsatz von optischen Interferenzfiltern, die nur Frequenzen in einem engen Frequenzband (typisch 10 nm) passieren lassen, wird der reflektierte Laserstrahl „herausgefiltert“, während störende Hintergrundstrahlung weitestgehend unterdrückt wird (Wehr und Lohr, 1999). Ferner kann die hohe zeitliche Kohärenz einiger verfügbarer Laserquellen genutzt werden, um neben der Entfernung von Objekten auch noch Informationen über deren Geschwindigkeit zu erhalten (Jelalian, 1992). Dies ist zum Beispiel im Bereich der militärischen Aufklärung von Bedeutung.

2.2 Messprinzip des Laserscannings

Laserscanner stellen eine Erweiterung konventioneller Radartechniken auf den optischen Frequenzbereich dar. Es sind in den unterschiedlichen Anwendungen auch eine Reihe anderer Begriffe wie *Laser Radar*, *Lidar* („*Light detection and ranging*“), oder *Ladar* („*Laser detection and ranging*“) gebräuchlich, aber unabhängig von der Namensgebung arbeiten alle Systeme nach dem selben grundlegenden Messprinzip (Jelalian, 1992). Weil Laserscanner bei einer kürzeren Wellenlänge als Mikrowellensysteme arbeiten, erzielen sie bei vergleichbarer Antennengröße (im Bereich der Optik eben der Durchmesser der sendeseitigen Apertur des Teleskopes zur Strahlformung) eine viel höhere räumliche Auflösung (Kapitel 4.1.1). Allerdings werde optische Messungen stärker durch unkontrollierbare atmosphärische Einflüsse (Dunst, Nebel, Niederschlag) beeinflusst.

Der physikalische Messvorgang des Laserscannings ist im Prinzip einfach: der Laser sendet ein Lichtsignal aus, das an einer Oberfläche gestreut und anschließend mit einer Photodiode registriert wird (Abbildung 2). Eine Ablenkungseinheit („Scanner“) lenkt den Laserstrahl quer zur Flugrichtung ab, wodurch ein Geländestreifen entlang des Flugwegs abgetastet wird. Laser können entweder kontinuierlich Licht aussenden oder in kurzen Impulsen. Im Falle eines „*Continuous Wave*“ Laserscanners kann die Entfernung zu einem Zielobjekt über den Vergleich der Phasenlage der ausgesandten und der empfangenen intensitätsmodulierten Strahlung gemessen werden; im Falle eines „*Pulsed Lasers*“ über die Zeit, die der Lichtimpuls benötigt, um vom Laserscanner zum Objekt und zurück zu gelangen (Wehr und Lohr, 1999).

Mit der Ausnahme eines von der Universität Stuttgart gebauten „*Continuous Wave*“ Lasers, basieren heute alle verfügbaren flugzeuggestützten Laserscanner auf dem Prinzip der Laufzeitmessung von Laserimpulsen. Dabei wird die Messrate durch einen Pulsgenerator vorgegeben und die Laufzeit eines oder, bei Mehrfachreflexionen auf der Erdoberfläche, mehrerer rückgestreuten Impulse gemessen. Bei der Umrechnung in Entfernungen muss berücksichtigt werden, dass der Laserimpuls sich mit einer von der Lichtgeschwindigkeit abweichenden Gruppengeschwindigkeit bewegt. Die Abweichung beträgt bis zu 0.03 %, was bei einer Flughöhe von 1000 m immerhin eine Differenz von 0.3 m ausmacht (Rees, 2001).

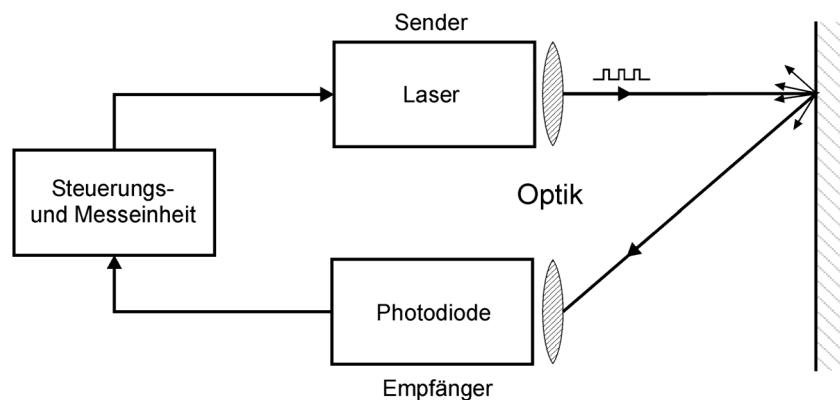


Abbildung 2: Vereinfachtes Blockdiagramm eines Laserscanners.

2.3 Natürliche Einflussfaktoren auf den Messvorgang

Der Messvorgang wird durch eine Reihe natürlicher Einflussfaktoren beeinflusst. Als erstes ist dabei die Sonnenstrahlung zu nennen, die durch Reflexionen an der Erdoberfläche und an atmosphärischen Bestandteilen direkt zum Laserscanner hin gestreut werden kann. In der Photodiode werden dann die Intensitäten der reflektierten Laser- und Sonnenstrahlung (inkohärent) aufsummiert. Die gesamte vom Laserscanner empfangene Fremdstrahlung wird als Hintergrundstrahlung bezeichnet und sollte, um einen optimalen Betrieb des Laserscanners zu gewährleisten, um ein Vielfaches kleiner als die Intensität des reflektierten Laserimpulses sein. Der Einfluss der Hintergrundstrahlung ist bei optischen Wellenlängen größer als im Infrarotbereich weil 1) bei zirka 480 nm die Sonnenstrahlung ihr Maximum aufweist und mit zunehmender Wellenlänge rasch abnimmt, und 2) die Streuung von Sonnenlicht in einer klaren Atmosphäre ebenfalls mit zunehmender Wellenlänge rasch abnimmt (Kraus und Schneider, 1988). Daher sollte, unter Berücksichtigung der Leistungsfähigkeit der verschiedenen Lasertypen und Empfänger, eine möglichst langwellige Laserfrequenz gewählt werden. Dies ist auch von Vorteil in Hinblick auf das Gefährdungspotenzial für das menschliche Auge, welches im optischen und nahen Infrarot (bis zirka 1 μm) sehr empfindlich auf Strahlung reagiert.

Der Laserstrahl muss die Atmosphäre zweimal durchlaufen und wird dabei durch Absorptions- und Streuvorgänge gedämpft. In vielen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums wird die Strahlung auf kürzestem Wege absorbiert, weshalb nur in den sogenannten atmosphärischen Fenstern Fernerkundung möglich ist. Im atmosphärischen Fenster von 0.7 - 2.5 μm sind Dunst, Nebel, Aerosole und die Streuung durch atmosphärische Gase von Bedeutung. Zum Beispiel beträgt bei einer Wellenlänge von 1.06 μm (die Wellenlänge des vielfach eingesetzten Nd:YAG Lasers) die Abdämpfung in einer klaren Atmosphäre 0.2 - 0.8 dB/km und bei Dunst zirka 3.9 dB/km (Jelalian, 1992).

Der atmosphärische Einfluss ist aufgrund der hohen räumlichen und zeitlichen Variabilität von Wasserdampf, Wassertröpfchen und Aerosole oft schwer zu erfassen. Diese atmosphärischen Bestandteile verursachen nicht nur Streu- und Absorptionsphänomene, sondern beeinflussen auch die Gruppengeschwindigkeit des Laserimpulses. Bei einer Wellenlänge von 1 μm führt laut Rees (2001) 1 mm im atmosphärischen Strahlungsweg enthaltenes Wasser bei der Abschätzung der Entfernung zu einem Fehler von ca. $4 \cdot 10^{-4}$ m. Wenn man zum Beispiel annimmt, dass sich 25 mm Wasserdampf (dies entspricht der mittleren Wassersäule in der Gesamtatmosphäre) in der atmosphärischen Schicht unterhalb der Flughöhe befinden, so ergibt sich bei Nichtberücksichtigung des Einflusses des Wasserdampfs ein Fehler von 0.02 m.

3 Laserscanner-Systeme

Derzeit zum Einsatz kommende kommerzielle Laserscannersysteme basieren alle auf dem Prinzip der Laserimpulsmessung und sind oftmals in der Lage, mehrere Impulse zu registrieren. Abbildung 3 illustriert, wie ein ausgesandter Laserimpuls (zur Vereinfachung als Rechteckimpuls dargestellt) durch die Interaktion mit der Erdoberfläche in seiner Form verändert werden kann, wenn er auf räumlich ausgedehnte Streuobjekte trifft. Dieses Thema wird ausführlich in Kapitel 4.6 besprochen.

Für die Bestimmung der Entfernung einzelner Objekte werden verschiedene Verfahren eingesetzt, die in Abhängigkeit von der Form und Anordnung der Streukörper unterschiedliche Ergebnisse liefern können. Abbildung 3 zeigt ein einfaches Schwellwertverfahren, welches auf ansteigende Impulsflanken anspricht. Andere Verfahren können zum Beispiel darauf abzielen, den Impulsschwerpunkt zu bestimmen. Bei dem Impulsschwerpunktverfahren wird das Echo im Normalfall einem späteren Zeitpunkt (größeren Entfernung) als vergleichsweise beim Grenzwertverfahren zugeordnet. Ein weiteres alternatives Verfahren beruht auf der Bestimmung der lokalen Maxima über die zeitliche Differenzierung des Echosignals und die Bestimmung der Nulldurchgänge (zero-crossing Verfahren). Diese Überlegung zeigt, wie wichtig es für die Interpretation von Laserscannerdaten ist, genau zu verstehen, wie das empfangene Signal in weiterer Folge zu diskreten Impulsen verarbeitet wird.

Die Kenntnis der gesamten Impulsform lässt weitergehende Rückschlüsse auf das aufgenommene Objekt zu. Daher wurden experimentelle Laserscanner wie zum Beispiel der von der NASA entwickelte „Laser Vegetation Imaging Sensor“ (LVIS) gebaut, welche sich nicht nur auf die Zeitmessung individueller Impulse beschränken, sondern die gesamte Impulsform des reflektierten Laserstrahls digitalisieren. Tabelle 1 ist eine Gegenüberstellung der, in Hinblick auf die physikalische Interpretation der Daten wichtigsten Systemparameter kommerzieller Systeme und LVIS.

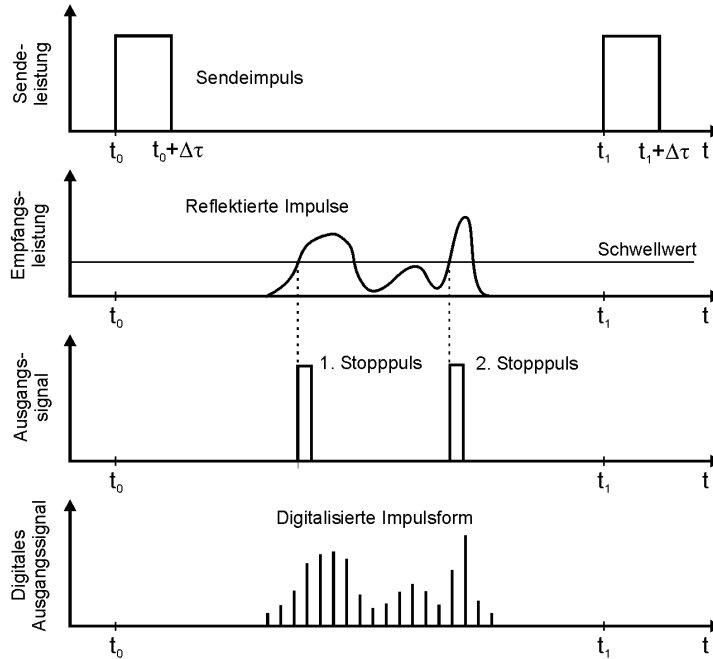


Abbildung 3: Gesendeter und empfangener Impuls beim Laserscanning. Kommerzielle Laserscanning-Systeme erfassen einen oder mehrere Stoppimpulse, experimentelle Systeme digitalisieren die gesamte Impulsform des empfangenen Signals.

	Typische Werte kommerzieller Systeme	LVIS (Laser Vegetation Imaging Sensor)
Wellenlänge	1.04 - 1.06 μm (0.8 - 1.55 μm)	1.064 μm
Pulsdauer	5 - 10 ns	10 ns
Pulsenergie	100 μJ	5 mJ
Messrate	20-80 kHz	100 - 500 Hz
Signalaufzeichnung	erster/letzter Impuls Intensitätsmessung möglich	500 MSamples/s
Öffnungswinkel des Laserstrahls (Divergenz)	0.2 - 2 mrad	8 mrad
max. Blickwinkel	7 - 40°	7°
Flughöhe	500 - 3000 m	< 10 km
Auflösung am Boden	0.2 - 2 m	1 - 80 m

Tabelle 1: Physikalisch-technische Systemparameter kommerzieller und experimenteller Laserscanner-Systeme. Die Werte für die kommerziellen Systeme basieren auf Baltsavias (1999), Flood (2001) und Riegl (2003). Für LVIS wurden die Werte aus Blair et al. (1999) entnommen.

4 Interaktion des Laserstrahls mit der Erdoberfläche

Intuitiv ist die Interaktion eines Laserstrahls mit der Erdoberfläche scheinbar einfach zu verstehen. Trifft der Laserstrahl auf ein Objekt, so wird dieser an der Objektoberfläche gestreut, wobei ein Teil der gestreuten Strahlung wieder in Richtung zum Sensor gestreut werden kann. Die Impulse repräsentieren somit die „Oberfläche“ der erfassten Objekte. Befinden sich mehrere Objekte im Strahlengang, so kommt es zu mehrfachen Teilreflexionen, die der Reihe nach die Entfernungen der Objekte zum Sensor repräsentieren. So wird zum Beispiel der über einem Waldgebiet registrierte erste Impuls normalerweise mit der „Oberfläche“ des Kronendaches assoziiert und der letzte Impuls mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit (in erster Linie abhängig von der Bestandsdichte) mit dem des Waldbodens. Statistische Methoden, die sich indirekt auf dieses Bild stützen, sind bereits in der Lage, Waldparameter wie Baumhöhe oder Biomasse mit einer guten Genauigkeit zu liefern (Næsset, 2002; Popescu, 2002). Allerdings ist speziell im Hinblick auf die Übertragbarkeit der Methoden ein physikalischer Ansatz wünschenswert. Dieser sollte in der Lage sein, die Streuzentren der einzelnen Impulse, beziehungsweise die gesamte Impulsform, in Bezug zu wichtigen Waldparameter zu setzen. Ebenfalls von Interesse sind physikalische Modelle zur Erklärung der Intensität der rückgestreuten Impulse, da dadurch zusätzliche Informationen über die erfassten Objekte erhalten werden. Im folgenden werden die wichtigsten physikalischen Grundlagen (Auflösungs- und Trennungsvermögen, Radargleichung, Streuquerschnitt und Impulsform) besprochen. Die vorstellten Konzepte sind unter Beachtung unterschiedlicher Systemparameter auch auf terrestrische Laserscanner anwendbar.

4.1 Auflösungs- und Trennungsvermögen

Das Auflösungsvermögen eines Laserscanners ist begrenzt durch die räumliche Ausdehnung des Laserstrahls. In der Ebene normal zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls ist das Auflösungsvermögen begrenzt durch den Strahlöffnungswinkel und in Ausbreitungsrichtung durch die Impulsdauer. Für eine klare Begriffstrennung verwenden wir hier für den zweiten Fall den Begriff des Trennungsvermögens.

4.1.1 Auflösungsvermögen

Im Fall des flugzeuggestützten Laserscannings ist das Auflösungsvermögen Δx des Laserstrahls auf der Erdoberfläche gegeben durch

$$(1) \quad \Delta x = R\beta = \frac{H}{\cos \theta} \beta$$

wobei R die Entfernung zwischen Laserscanner und Objekt und β der Öffnungswinkel des Laserstrahls ist. Die Entfernung R ist wiederum bestimmbar aus der Flughöhe H und dem Blickwinkel θ . Schaut der Laserscanner direkt senkrecht nach unten ($\theta = 0^\circ$) so gilt natürlich $R = H$.

Die Übertragung der Laserimpulse in den Außenraum und deren Empfang geschieht mit Hilfe optischer Linsen. Als Folge des Wellencharakters elektromagnetische Strahlung kommt es unvermeidlich zu Beugungserscheinungen, die das Auflösungsvermögen begrenzen (Hänsel und Neumann, 1993). Der Öffnungswinkel β einer optischen Apertur hängt sowohl von der Wellenlänge λ , dem Durchmesser der Apertur D , und einer gerätespezifischen Konstante K_a ab:

$$(2) \quad \beta = K_a \frac{\lambda}{D}$$

wobei die Konstante K_a zwischen Werten in der Größenordnung von 1 bis 100 schwanken kann. Gleichung (2) ist auch im Mikrowellenbereich gültig, womit man aufgrund der viel größeren Wellenlängen in diesem Bereich (1 mm bis 1 m) bei vergleichbaren Antennengrößen eine viel schlechtere Auflösung erzielt.

4.1.2 Trennungsvermögen

Das Trennungsvermögen zweier von Laserstrahl erfassten Objekte hängt ab von der Dauer $\Delta\tau$ des ausgesendeten Laserimpulses und der Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist gegeben durch die Gruppengeschwindigkeit v_g welche etwas kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist. Für einfache Betrachtungen reicht allerdings die Näherung $v_g \approx 3 \cdot 10^8$ m/s.

Betrachten wir zwei Punkte in einem Abstand ΔR . Da der Laserstrahl den Weg ΔR bis zum weiter entfernten Punkt zweimal durchlaufen muss, kommt das Echo von zweiten Punkt um $\Delta T = 2\Delta R/v_g$ später beim Empfänger an als der erste Punkt. Damit die beiden Echos nicht überlappen, muss $\Delta T > \Delta\tau$ sein. Damit ist der kleinste Entfernung Δr zweier Objekte, wo noch keine Überlappung der Echos auftritt, gegeben durch:

$$(3) \quad \Delta r = \frac{v_g \Delta\tau}{2}$$

Die Größe Δr gibt somit das räumliche Trennungsvermögen an. Für einen 10 ns langen Impuls ist $\Delta r = 1.5$ m.

Das räumliche Trennungsvermögen ist nicht zu verwechseln mit der Messgenauigkeit eines Laserscanners, welche sich auf die Genauigkeit der Entfernungsangabe für ein Objekt bezieht. Letztere Größe hängt unter anderem von der Form des reflektierten Impulses (Kapitel 4.6) und dem verwendeten Detektionsalgorithmus ab.

4.2 Radargleichung

Die Intensität des empfangenen Laserimpulses hängt von einer Reihe von Einflussfaktoren ab, welche in der aus der Mikrowellenfernerkundung bekannten *Radargleichung* erfasst werden. Die Ableitung der Radargleichung für den Fall des Laserscanning wird hier in einer etwas abgewandelten Form präsentiert. Abbildung 4 zeigt die wichtigsten Einflussgrößen, wobei zur bessern Übersichtlichkeit Laser (Sender) und Photodiode (Empfänger) an verschiedenen Orten gezeichnet sind.

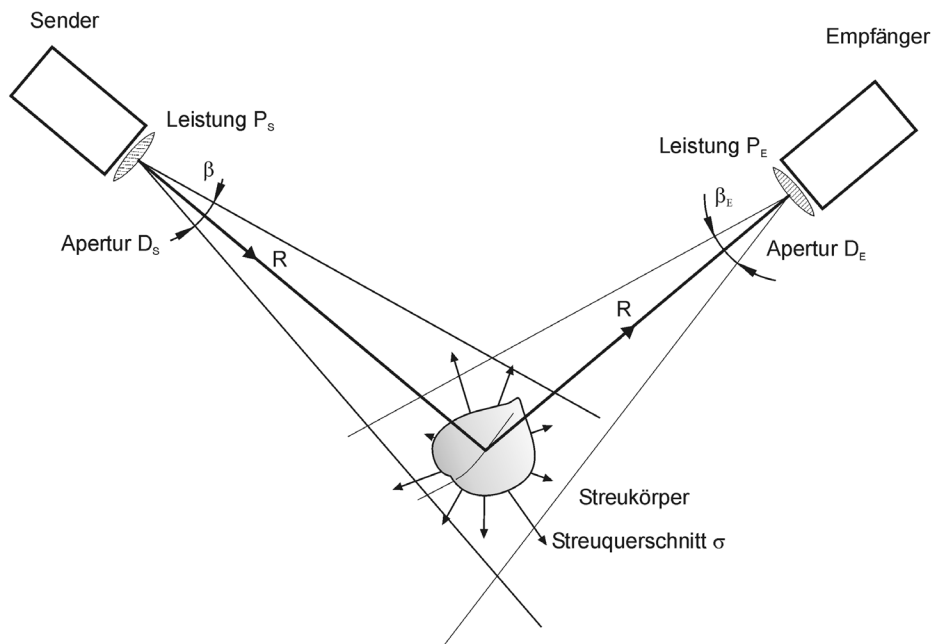


Abbildung 4: Geometrie und Messgrößen in der Radargleichung.

Nimmt man an, dass die Optik des Laserscanners die Gesamtenergie der Strahlung in einem kreisförmigen Raumwinkel $\pi\beta_S^2/4$ bündelt, so beträgt die Strahlungsleistungsdichte S_o (Watt/m²) am Streuobjekt, welches sich in einer Entfernung R vom Laser befindet:

$$(4) \quad S_o = \frac{4P_s}{\pi R^2 \beta_S^2}$$

wobei zu beachten ist, dass $\pi R^2 \beta_S^2/4$ die vom Laserstrahl beleuchtete Fläche ist. Diese Beziehung berücksichtigt, dass mit zunehmender Entfernung der Laserstrahl auseinander läuft und somit die flächenbezogene Laserleistung abnimmt.

Der Streukörper wird normalerweise einen Teil der einfallenden Strahlung absorbieren (und in Wärmeenergie umwandeln) und den Rest in alle Richtungen streuen. Im Falle eines lichtdurchlässigen Körpers (z.B. ein Blatt) durchdringt ein Teil der Strahlung das Objekt. Oftmals wird nur ein sehr kleiner Anteil der einfallenden Strahlung zurück in Richtung des Empfängers gestreut. Das Maß für den Anteil der reflektierten Leistung ist der sogenannte Streuquerschnitt σ (m²). Die rückgestreute Leistung P_r ergibt sich aus folgender Gleichung:

$$(5) \quad P_r = S_o \cdot \sigma = \frac{4P_s}{\pi R^2 \beta_S^2} \cdot \sigma$$

und die Strahlungsleistung S_E am Empfänger

$$(6) \quad S_E = \frac{P_r}{4\pi R^2} = \frac{4P_s}{\pi R^2 \beta_S^2} \cdot \frac{\sigma}{4\pi R^2}$$

Die vom Empfänger mit einer kreisrunden Apertur mit Durchmesser D_E gemessene Leistung ist dann gegeben durch

$$(7) \quad P_E = S_E \frac{\pi D_E^2}{4} = \frac{4P_s}{\pi R^2 \beta_S^2} \cdot \frac{\sigma}{4\pi R^2} \cdot \frac{\pi D_E^2}{4} = \frac{P_s D_E^2}{4\pi R^4 \beta_S^2} \cdot \sigma$$

Zum Schluss werden noch Verluste im Gerät und in der Atmosphäre berücksichtigt:

$$(8) \quad P_E = \frac{P_s D_E^2}{4\pi R^4 \beta_S^2} \cdot \eta_{SYS} \eta_{ATM} \cdot \sigma$$

wobei η_{SYS} der Wirkungsgrad des Laserscanners ist und η_{ATM} der Transmissionsfaktor durch die Atmosphäre. Gleichung (8) ist die für den Fall des Laserscanning angepasste Radargleichung und ist Grundlage für eine quantitative Bestimmung des Rückstreuquerschnittes σ . Voraussetzungen dafür sind die präzise Kalibrierung des Sensors und die Kenntnis der atmosphärischen Bedingungen. Wenn σ bekannt wäre, könnten Messung aufgenommen in unterschiedlichen Gebieten und mit unterschiedlichen Laserscannersystemen direkt miteinander verglichen werden.

4.3 Einflussgrößen auf den Streuquerschnitt

Da im Falle des Laserscannings die Dimensionen der Streukörper immer um ein Vielfaches größer als die Wellenlänge sind, kann der Streuprozess mithilfe der geometrisch-optischen Näherung beschrieben werden (Schanda, 1986). Wir betrachten einen Streukörper mit einer (projizierten) Fläche dA . Die auf den Streukörper auftreffende Strahlungsleistung ist gleich $S_o dA$, wovon ein Teil reflektiert wird. Diesen Anteil beziffern wir mit $\rho S_o dA$, wobei ρ der Reflexionsgrad ist. Um den Streuquerschnitt zu erhalten, muss noch berücksichtigt werden, dass die Streuung gerichtet ist. Nimmt man an, dass die reflektierte

Strahlung gleichmäßig in einen Raumwinkel Ω gestrahlt wird, so ergibt sich folgende Beziehung für den Streuquerschnitt (Jelalian, 1992):

$$(9) \quad \begin{aligned} \sigma &= \frac{4\pi}{\Omega} \cdot \rho \cdot dA && \text{innerhalb des Streukegels} \\ \sigma &= 0 && \text{außerhalb des Streukegels} \end{aligned}$$

Eine sehr glatte Oberfläche zeichnet sich durch eine gerichtete Streuung und somit einen kleinen Wert für Ω aus; eine raue durch einen relativ großen Wert für Ω (Abbildung 5). Ob eine Fläche glatt oder rau ist, hängt davon ab, in welchem Größenverhältnis die Unebenheiten der Oberfläche zur Wellenlänge des verwendeten Systems stehen (Schanda, 1986). Bei in der Mikrowellenfernerkundung verwendeten Wellenlängen (1 mm - 1 m) sind Objektklassen wie Asphalt oder naturbelassener Boden als glatt zu bezeichnen, während dies im optischen und Infrarotbereich nur auf wenige Objektklassen wie Wasser oder Glas zutrifft.

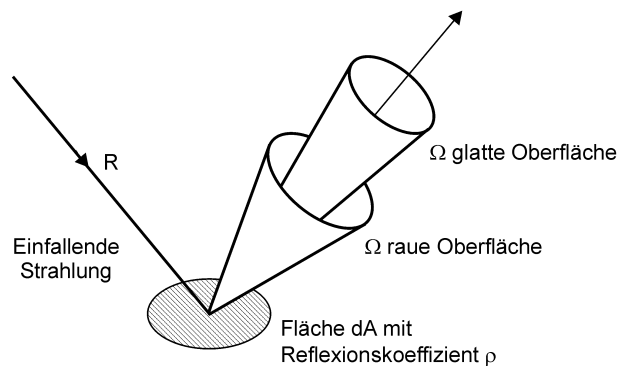


Abbildung 5: Streuquerschnitt eines Körpers mit glatter und rauher Oberfläche.

Wenn der Streukörper gegenüber dem Sensor gedreht wird, wird der Empfänger anfangs noch immer ein Echo empfangen. Sobald aber der Streukegel nicht mehr den Empfänger schneidet, ist der Streukörper für den Laserscanner „unsichtbar“. Dieser Fall wird für eine glatte Oberfläche bei kleineren Drehungen als vergleichsweise bei rauhen Flächen eintreten.

Als Referenzmodell für raue Oberflächen wird oft ein Lambertscher Strahler herangezogen, der die meiste Energie in einen Raumwinkel der Größe π streut (Jelalian, 1992). Damit erhält man

$$(10) \quad \sigma_{Lambert} = 4 \cdot \rho \cdot dA$$

Tabelle 2 gibt gemessene Werte des Reflexionsgrads ausgewählter Materialien bei einer Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$ wieder. Der Schwankungsbereich von ρ ist generell relativ hoch und die Bedingungen unter welchen die Messungen vorgenommen wurden sind auch nicht immer bekannt. Daher sollten die Werte mit Vorsicht verwendet werden.

Material	Reflexionsgrad bei 1 μm
Ahornblatt ¹	0.4
Aluminiumfolie ¹	0.8 - 0.9
Asphalt ¹	0.2
Chrom ¹	0.6
Edelstahl ¹	0.2 - 0.6
oxidiert	0.1 - 0.2
Eichenblatt ¹	0.65
Kupfer ¹	0.9
Maisblätter ³	0.9
Platin ¹	0.45 - 0.60
Sandboden ²	
nass	0.15
trocken	0.3
Schluff trocken ²	0.6
Schnee ²	0.25
Terra Cota ¹	0.3
Wasser ^{1,2}	
senkrechter Einfall	< 0.01
stark schleifender Einfall	bis zu 0.3
Weizen ³	
Stängel	0.9
Frucht	0.65
Zement ¹	0.4

Tabelle 2: Reflexionsgrad für verschiedene Materialien bei einer Wellenlänge von 1 μm . Quellen: ¹Jelalian (1992), ²Kraus und Schneider (1988) und ³Egan (1985).

4.4 Streuquerschnitt verschiedener Objekte

Der Streuquerschnitt eines Objekts hängt stark von dessen Form und Größenausdehnung ab. Daher werden im folgenden die Streucharakteristika von kleinen Objekten, freihängenden Leitungen, Flächen und räumlich verteilten Streuobjekten besprochen (Abbildung 6). Es wird angenommen, dass die Oberflächen der Objekte rau sind und der Streuvorgang mithilfe der Formel (10) für einen Lambertschen Strahler beschrieben werden kann. Die vorgestellten Zahlenbeispiele dienen in erster Linie dazu, die Größenordnungsunterschiede zwischen verschiedenen Streuprozessen zu verdeutlichen.

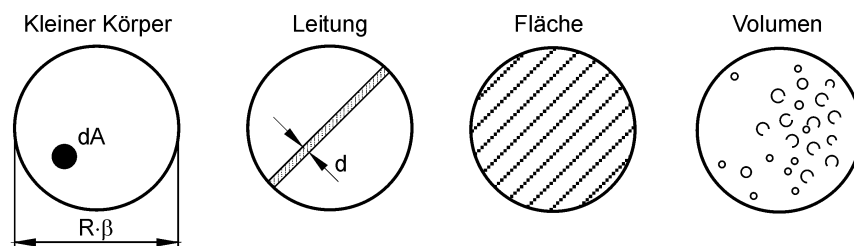


Abbildung 6: Streuung an verschiedenen Objekten.

4.4.1 Streuung an einem Kleinen Körper

Als erstes betrachten wir die Streuung an einem Objekt das klein gegenüber dem Querschnitt des Laserstrahls ist. Dies könnte zum Beispiel ein Blatt oder ein frei aufgehängtes, künstliches Objekt (z.B.

eine Straßenlampe) sein. Wir schätzen anhand von Formel (10) den Streuquerschnitt für ein grünes Laubblatt ab: Unter der Annahme von $dA = 50 \text{ cm}^2$ und $\rho = 0.6$ (im nahen Infrarot) ergibt sich ein Streuquerschnitt von 0.012 m^2 .

4.4.2 Streuung an einer Überlandleitung

Nun betrachten wir die Streuung an einer Überlandleitung mit dem Durchmesser d_{Leitung} . Die vom Laserimpuls erfasste Länge der Überlandleitung hängt von der Entfernung R und dem Öffnungswinkel β ab. Nehmen wir wiederum an, dass die Leitungsoberfläche rau ist, so ist der Streuquerschnitt gegeben durch

$$(11) \quad \sigma_{\text{Leitung}} = 4\rho_{\text{Leitung}} d_{\text{Leitung}} R\beta$$

Sind folgenden Zahlenwerte $\rho_{\text{Leitung}} = 0.8$, $d_{\text{Leitung}} = 5 \text{ cm}$, $R = 1 \text{ km}$ und $\beta = 1 \text{ mrad}$ gegeben, so ist $\sigma_{\text{Leitung}} = 0.16 \text{ m}^2$, was ein zirka 10-fach stärkeres Signal als ein einzelnes grünes Blatt verursachen würde.

4.4.3 Streuung an einer Fläche

Wenn der Laserstrahl auf ein flächenhaftes Objekt auftrifft, d.h. dass der Streukörper größer als der Querschnitt des Laserstrahls ist, zeigt der Streuquerschnitt eine R^2 Abhängigkeit. Für einen Lambertschen Flächenstrahler gilt

$$(12) \quad \sigma_{\text{Fläche}} = 4\rho_{\text{Fläche}} \frac{\pi R^2 \beta^2}{4} = \pi\rho_{\text{Fläche}} R^2 \beta^2$$

Für eine Asphaltfläche mit $\rho_{\text{Asphalt}} = 0.2$ ergibt sich für eine Flughöhe von 1 km bei senkrechter Einfall und einem Öffnungswinkel von 1 mrad der Rückstreuquerschnitt $\sigma_{\text{Asphalt}} = 0.63 \text{ m}^2$, und für Ackerboden mit $\rho_{\text{Acker}} = 0.4$ ein Wert $\sigma_{\text{Acker}} = 1.26 \text{ m}^2$.

Der Fall der Streuung an einer Wasseroberfläche stellt insofern einen Spezialfall dar, weil einerseits bei quasi senkrechtem Einfall des Laserstrahls nur ein sehr kleiner Anteil reflektiert wird ($\rho_{\text{Wasser}} < 0.01$). Andererseits ist die Wasseroberfläche glatt gegenüber der Wellenlänge womit es zu gerichteten Spiegelreflexionen kommt (kleines Ω). Es ist daher zu erwarten, dass σ_{Wasser} in Abhängigkeit von Einfallrichtung und Welleneigenschaften über große Bereiche schwankt.

Wie in der Mikrowellenfernerkundung kann ein Streukoeffizient σ^0 eingeführt werden

$$(13) \quad \sigma^0 = \frac{d\sigma}{dA}$$

Der Vorteil dieser Formulierung ist, dass σ^0 nicht wie σ von der Flughöhe abhängt, sondern nur mehr von Objekteigenschaften. Dies ist sofort einsichtig, wenn Gleichung (9) in (13) eingesetzt wird.

4.4.4 Streuung an einem Volumen

Von Volumsstreuung spricht man, wenn eine Vielzahl kleiner Objekte vom Laserstrahl erfasst werden. In erster Näherung ist der Streuquerschnitt für das gesamte Volumen gegeben durch

$$(14) \quad \sigma_{\text{Volumen}} = N\sigma_K$$

wobei N die Anzahl der Streukörper und σ_K deren mittlerer, effektiver Streuquerschnitt ist. Äquivalent zu dem Falle der Streuung an einer Fläche kann ein spezifischer Streuquerschnitt σ_V eingeführt werden:

$$(15) \quad \sigma_v = \frac{d\sigma}{dV} = n\sigma_K$$

wobei n die Anzahl der Partikeln pro Volumseinheit ist. Wenn die Dichte der Partikel zunimmt, so müssen weitere physikalische Prozesse wie die Dämpfung der Strahlung oder Mehrfachstreuungen berücksichtigt werden (Ishimaru, 1997).

4.5 Intensität des Reflektierten Laserstrahls

Anhand der Radargleichung (8) kann der Einfluss der verschiedenen Faktoren auf den Messvorgang besprochen werden. Wir nehmen als Beispiel typische Werte eines Laserscannerflugs laut Tabelle 1 an: Pulsdauer = 10 ns, Pulsenergie = 100 μ J, Entfernung $R = 1$ km, und Öffnungswinkel des Laserstrahls $\beta_S = 1$ mrad. Weiters nehmen wir an: $D_E = 0.1$ m, $\eta_{SYS} = 1$ und $\eta_{ATM} = 0.9$. Die Leistung des ausgesandten Impulses P_S erhält man durch die Division der Pulsenergie durch die Pulsdauer. In unserem Zahlenbeispiel ist $P_S = 10$ kW. Diese hohe Leistung ist notwendig da das Signal vor allem durch Ausbreitungsverluste stark abgemindert wird:

$$(16) \quad P_E = P_S \frac{10^{-2}}{4\pi \cdot 10^{12} \cdot 10^{-6}} \cdot 0.9 \cdot \sigma = 7.2 \cdot 10^{-10} \cdot P_S \cdot \sigma$$

Diese Rechnung zeigt, dass bei einem Laserscanner in einem typischen Flugeinsatz vom Sendesignal größenordnungsmäßig nur ein äußerst geringer Bruchteil (10^{-9}) am Empfänger zur Verfügung steht. Bei einem Streuquerschnitt von $\sigma = 0.1$ m² und der vorgegebenen Sendeleistung $P_S = 10$ kW ist die empfangene Leistung P_E gleich $7.2 \cdot 10^{-7}$ W. Dies verdeutlicht die Anforderungen an Laserleistung und Empfängerempfindlichkeit damit ein gutes Signal/Rauschverhältnis erzielt wird. Die Intensität des Rauschens hängt von einer Reihe von Einflussgrößen ab. Davon sind die wichtigsten Faktoren das Verstärkerrauschen, der Dunkelstrom (fließt in einer Photodiode auch wenn keine Strahlung einfällt) und die Hintergrundstrahlung (Jelalian, 1992). Die Hintergrundstrahlung kann, wie bereits erwähnt, durch einen Interferenzfilter vermindert werden.

4.6 Impulsform

In den bisherigen Betrachtungen wurde die Zeitabhängigkeit des Laserimpulses nicht berücksichtigt. Nun wollen wir die Form des empfangenen Impulses $P_E(t)$ in Abhängigkeit des ausgesandten Impulses $P_S(t)$ und den Eigenschaften des Streuobjekts untersuchen. Betrachten wir als erstes einen punktförmigen Streukörper mit einem Streuquerschnitt σ , der sich in einer Entfernung R vom Laserscanner befindet. Weil der punktförmige Streukörper keine räumliche Ausdehnung besitzt, ist der empfangene Impuls $P_E(t)$ ein exaktes Abbild des, um die Dauer $\Delta t = 2R/v_g$ zeitverzögerten, Sendeimpulses. Die zeitabhängige Form der Radargleichung lautet in diesem Fall:

$$(17) \quad P_E(t) = \frac{D_E^2}{4\pi R^4 \beta_S^2} \cdot \eta_{SYS} \eta_{ATM} \cdot P_S \left(t - \frac{2R}{v_g} \right) \cdot \sigma$$

Handelt es sich hingegen um ein räumlich ausgedehntes Streuobjekt mit einem in Intervall dR wirksamen differentiellen Streuquerschnitt $d\sigma = \sigma(R)dR$, so wird unter Vernachlässigung der Dämpfung des einfallenden Laserstrahls aus Gleichung (17) ein Integral (Ulaby et al., 1981):

$$(18) \quad P_E(t) = \int_{R_0}^{R_1} \frac{D_E^2}{4\pi R^4 \beta_S^2} \cdot \eta_{SYS} \eta_{ATM} \cdot P_S \left(t - \frac{2R}{v_g} \right) \cdot \sigma(R) dR$$

wobei R_0 und R_1 die räumliche Ausdehnung der Streuobjekte festlegen. Beim Laserscanning wird im Normalfall die Entfernung R sehr viel größer als die räumliche Ausdehnung des Objekts sein. Daher setzen wir $R = R_0 + z$ und $h = R_1 - R_0$ und erhalten unter der Voraussetzung $R_0 \gg h$ folgende Näherung:

$$(19) \quad P_E(t) \approx \frac{D_E^2}{4\pi R_0^4 \beta_S^2} \cdot \eta_{SYS} \eta_{ATM} \int_0^h P_S \left(t - \frac{2R_0}{v_g} - \frac{2z}{v_g} \right) \cdot \sigma(z) dz$$

Setzt man weiter $t = 2R_0/v_g + t'$ und fasst den vor dem Integral stehenden Term als eine Konstant k zusammen, so wird das Integral übersichtlicher:

$$(20) \quad P_E(t') = k \int_0^h P_S \left(t' - \frac{2z}{v_g} \right) \cdot \sigma(z) dz$$

Als letzten Schritt transformieren wir die Variable z in den Zeitbereich mit

$$(21) \quad \tau = t' - \frac{2z}{v_g}$$

und erhalten mit $k' = v_g k / 2$ unser Endergebnis:

$$(22) \quad P_E(t') = k' \int_{t' - \frac{2h}{v_g}}^{t'} P_S(\tau) \sigma \left(\frac{v_g(t' - \tau)}{2} \right) d\tau$$

Das empfangene Signal $P_E(t)$ ergibt sich somit aus einer Faltung des ausgesandten Signals $P_S(t)$ mit dem Streuquerschnitt σ . Dabei ist der Faktor 2 im Argument von σ zu beachten. Dieser bewirkt, dass das Streuobjekt auf das Zweifache seiner tatsächlichen Größe im Lasersignal gestreckt wird. Das wird verständlich, wenn man bedenkt, dass die Echos zweier sich im Abstand ΔR befindlicher Objekte um eine Dauer $\Delta T = 2\Delta R/v_g$ zeitverzögert sind (Kapitel 4.1.2).

In Abhängigkeit von der Form des Sendeimpulses und der Komplexität des Streukörpers kann eine analytische Lösung des Faltungsintegrals (22) sehr schwierig oder gar unmöglich sein. Daher wollen wir uns auf einige numerische Simulationen beschränken. Dabei wird für die bessere Veranschaulichung des Effekts des Faltungsintegrals angenommen, dass es sich bei dem ausgesandten Impuls um einen Rechteckimpuls mit einer Impulsdauer von 10 ns (entspricht einer Impulslänge von 3 m) handelt. Die Form der Sendeimpulse flugzeuggestützter Laserscannersysteme weicht hingegen oft stark von dem idealisiert gedachten Rechteckimpuls ab. Im Vergleich zu den unten gezeigten Beispielen sind daher die mit Laserscannersystemen empfangenen Impulse stärker abgerundet (womit einzelne Objekte oft weniger leicht voneinander getrennt werden können).

Betrachten wir zuerst eine unebene, raue Fläche (z.B. Acker) mit einer Standardabweichung der Geländehöhe von 5 cm (Abbildung 7 links). Da in diesem Fall die Ausdehnung des Objekts in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls klein gegenüber der Impulslänge ist, kommt es lediglich zu einer „Abrundung“ der Impulskanten. Zu einer stärkeren Verformung des Sendeimpulses kommt es, wenn der Impuls auf eine gegen die Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls stark geneigte Fläche trifft (Abbildung 7 rechts). Nehmen wir als Beispiel eine um 45° geneigte Dachfläche. Hat der Laserstrahl einen Querschnitt von 1 m, so „sieht“ der Laserstrahl eine Höhendifferenz des Daches von ebenfalls 1 m. Mit anderen Worten, das Dach wirkt auf einer Länge von 1 m als verteilter Streuer. Aus dem ursprünglich 3 m langen Rechteckimpuls wird ein Trapez mit einer Basislänge von 5 m.

Als letztes Beispiel betrachten wir die Streuung des Laserstrahls über einer Waldfläche (Abbildung 8). Der Laserstrahl wird normalerweise an den Blättern und Ästen eines Baumes reflektiert. Wenn der Laserstrahl dabei nicht zu stark abgeschwächt wird, kann es in weiterer Folge auch zu Streuungen an

Unterholz und Waldboden kommen. Für eine korrekte Modellierung des reflektierten Impulses müsste auch die Abschwächung des Laserimpulses auf dem Weg von Baumkrone zum Waldboden und zurück berücksichtigt werden. Für unsere einfachen Betrachtungen wollen wir hier allerdings darauf verzichten.

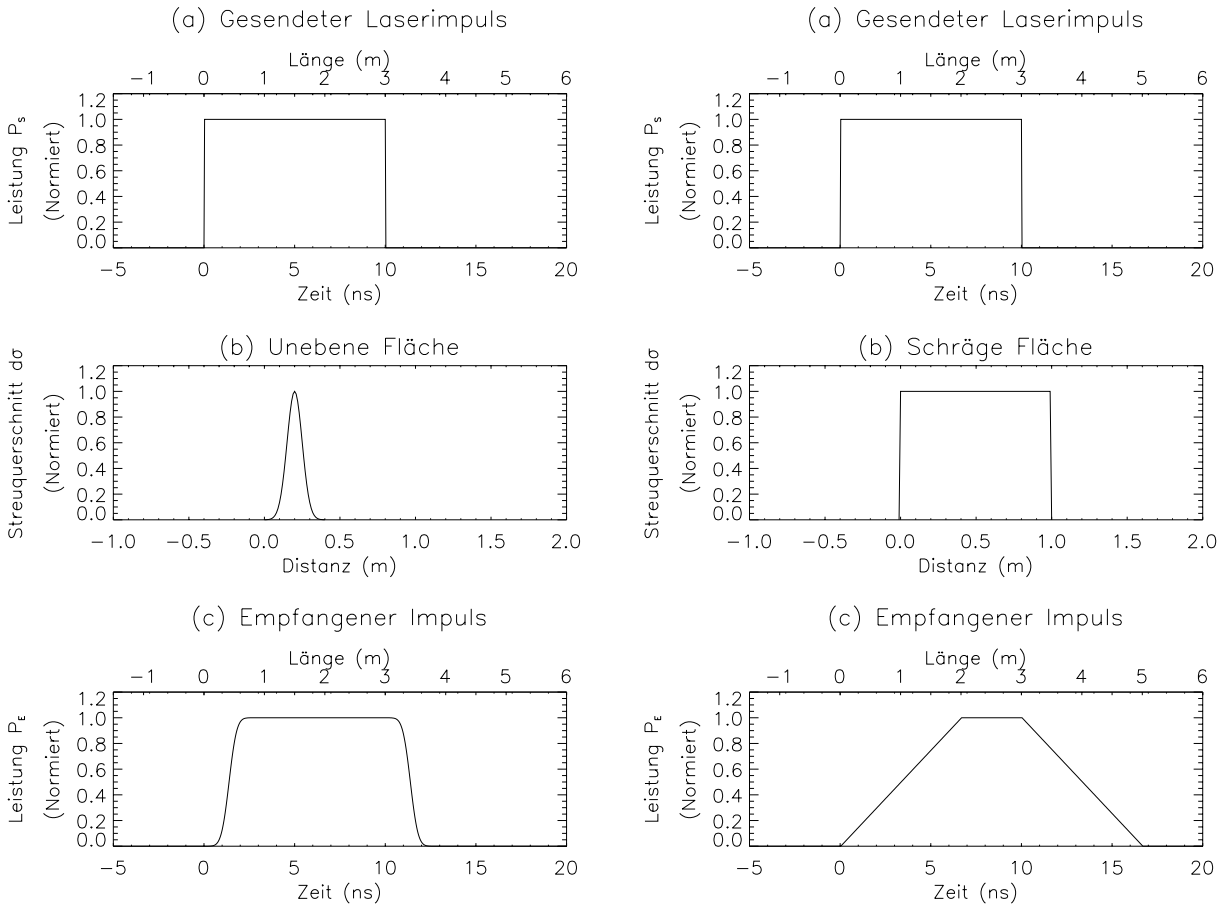


Abbildung 7: Streuung eines Laserimpulses an einer unebenen, rauen Fläche (links) und einer schrägen Fläche (rechts). (a) Ausgesandter Laserimpuls mit Impulsdauer 10 ns; (b) differentieller Streuquerschnitt, und (c) empfangener Impuls.

Abbildung 8 illustriert den gedachten Fall einer Streuung an einem zirka 18 m hohen Baum, wobei bei Höhen von 9 und 14 m Äste zu stärkeren Reflexionen führen. Neben dem Waldboden verursacht schließlich noch ein zirka 1-2 m hoher Busch ein schwaches Rückstreusignal. Das empfangene Signal $P_E(t)$ bildet die Streuprozesse relativ direkt ab, wobei die Lage der Äste klar erkennbar ist. Allerdings sind der Waldboden und der Busch nicht mehr eindeutig zu trennen, da ihr Abstand kleiner als das räumliche Trennvermögen ist.

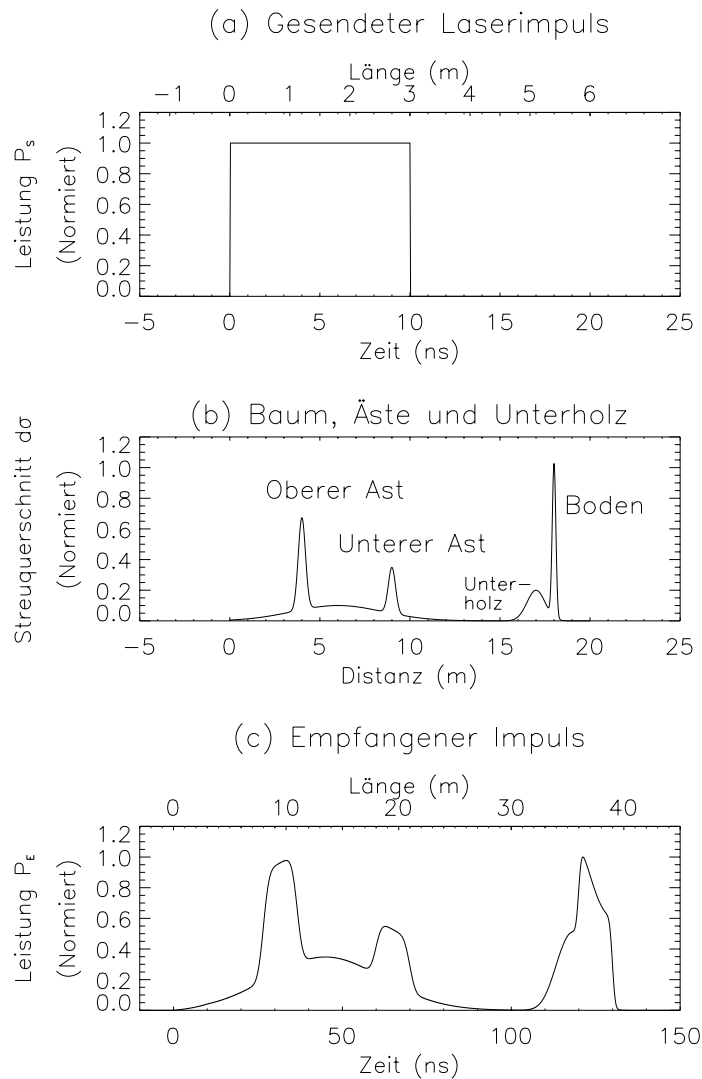


Abbildung 8: Streuung an einem Baum mit Ästen und Unterholz (vergleiche Abbildung 7).

5 Ausblick

Durch technologische Fortschritte ist eine ausschließlich geometrische Betrachtungsweise der von Laserscannern gelieferten Daten nicht mehr hinreichend. Zur Zeit werden Laserscannerdaten als 3D Punktwolken aufgefasst, wobei jeder (x,y) Koordinate eine Höhe z zugeordnet wird. Aber schon jetzt gibt es Laserscanner, die mehrere Echos für jeden einzelnen Laserstrahl registrieren. In absehbarer Zukunft wird es Laserscanner geben, die die komplette Impulsform aufnehmen. Dann wird es möglich sein, den räumlich verteilten Streuprozess aus dem Echosignal und dem bekannten Sendeimpuls durch Rückfaltung zu abbilden. Dann sind geometrisch/physikalische Ansätze gefragt, die den mehrdimensionalen Datensatz in brauchbare Informationen umwandeln.

6 Literatur

- Axelsson, P. (1999) Processing of laser scanner data – algorithms and applications. ISPRS Journal of Photogrammetry & Remote Sensing, 54:138-147.
- Baltsavias, E. P. (1999) Airborne laser scanning: existing systems and firms and other resources, ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing, 54:164-198.

- Blair, J. B., D. L. Rabine, M. A. Hofton (1999) The Laser Vegetation Imaging Sensor : a medium-altitude, digitisation-only, airborne laser altimeter for mapping vegetation and topography. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 54:115-122.
- Egan, W. G. (1985) *Photometry and polarisation in remote sensing*. Elsevier, New York. 503p.
- Flood, M. (2001) Laser altimetry: From science to commercial lidar mapping. *Photogrammetric Engineering & Remote Sensing*. 67(11):1209-1217.
- Hänsel, H., W. Neumann (1993) *Physik: Elektrizität, Optik, Raum und Zeit*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 799p.
- Harbison, J. P., R. E. Nahory (1998) *Lasers, Harnessing the atom's light*. Scientific American Library, New York, 214p.
- Ishimaru, A. (1997) *Wave propagation and scattering in random media*. Oxford University Press, Oxford, 574p.
- Jelalian, A. V. (1992) *Laser radar systems*. Artech House, Boston, London, 292p.
- Kraus, K. (2002) Laser-Scanning – ein Paradigma-Wechsel in der Photogrammetrie. *Vermessung, Photogrammetrie, Kulturtechnik*. 10:620-624.
- Kraus, K., W. Schneider (1988) *Fernerkundung, Band 1, Physikalische Grundlagen*. Dümmler, Bonn, 291p.
- Næsset, E. (2002) Predicting forest stand characteristics with airborne scanning laser using a practical two-stage procedure and field data. *Remote Sensing of Environment*, 80:88-99.
- Popescu, S. C., R. H. Wynne, R. F. Nelson (2002) Estimating plot-level tree heights with lidar: local filtering with a canopy-height based variable window size. *Computers and Electronics in Agriculture*, 37:71-95.
- Rees, W. G. (2001) *Physical principles of remote sensing*. Cambridge University Press, Cambridge, 343p.
- Riegl (2003) Riegl Measurements Systems, <http://www.riegl.com/>.
- Schanda, E. (1986) *Physical fundamentals of remote sensing*. Springer-Verlag, Heidelberg, 187p.
- Townes, C. H. (2002) *How the Laser happened, Adventures of a scientist*. Oxford University Press, Oxford. 200p.
- Ulaby, F.T, R. K. Moore, A. K. Fung (1981) *Microwave remote sensing: Active and passive*. Volume I, Artech House, Norwood, 456p.
- Wehr, A., U. Lohr (1999) Airborne laser scanning – an introduction and overview. *ISPRS Journal of Photogrammetry & Remote Sensing*. 54:68-82.