

DEUTSCHE GEODÄTISCHE KOMMISSION  
bei der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

---

Reihe C

Dissertationen

Heft Nr. 311

DIETER EGGER

Systemanalyse der Laserentfernungsmessung

München 1985

---

Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften  
in Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

ISSN 0065-5325

ISBN 3 7696 9361 2

DEUTSCHE GEODÄTISCHE KOMMISSION  
bei der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

---

Reihe C

Dissertationen

Heft Nr. 311

Systemanalyse der Laserentfernungsmessung

Vollständiger Abdruck der von der  
Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen  
der Technischen Universität München  
zur Erlangung des akademischen Grades  
eines  
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigten Dissertation

vorgelegt von  
Dipl.-Inform. Dieter Egger

München 1985

---

Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften  
in Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

ISSN 0065-5325

ISBN 3 7696 9361 2

Adresse der Deutschen Geodätischen Kommission:

DEUTSCHE GEODÄTISCHE KOMMISSION

Marstallplatz 8, D-8000 München 22

Prüfungskommission:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. K. Schnädelbach

1. Prüfer: Prof. Dr. rer. nat. M. Schneider

2. Prüfer: Prof. Dr.-Ing. R. Sigl

3. Prüfer: Prof. Dr. ès. sc. E. Lüscher

Die Dissertation wurde am 5. 12. 1984 bei der Technischen Universität München eingereicht  
und durch die Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen am 11. 3. 1985 angenommen.

---

© 1985 Deutsche Geodätische Kommission, München

Alle Rechte vorbehalten. Ohne Genehmigung der Herausgeber ist es auch nicht gestattet, die Veröffentlichung oder  
Teile daraus auf photomechanischem Wege (Photokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

Druck: Reiff, Druck und Verlag, München

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>Zusammenfassung/Abstract</u> .....	5
<u>Einleitung</u> .....	7
<u>I. Allgemeines</u> .....	9
1. Meßprinzip .....	9
2. Mögliche Fehlerursachen .....	9
3. Realisierung des Meßprinzips .....	10
3.1 Lichtquelle .....	10
3.2 Bezugspunkt des Ortes A .....	11
3.3 Stoppuhr .....	11
3.4 Lichtempfänger .....	12
3.5 Reflektor .....	12
3.6 Bezugspunkt des Ortes B .....	13
3.7 Übertragungsweg .....	14
4. Gewinnung der Laufzeit .....	14
5. Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit .....	16
<u>II. Charakteristische Größen eines Entfernungsmesssystems, das nach dem in I.1 geschilderten Meßprinzip arbeitet</u> .....	17
1. Ort A der Beobachtungsstation .....	18
2. Bezugspunkt A .....	19
3. Lasersender bzw. Laserimpuls .....	19
4. Laufzeitähler .....	20
5. Frequenz- und Zeitnormal .....	21
6. Lichtempfänger .....	21
6.1 optisch .....	21
6.2 elektronisch .....	23
7. Übertragungsweg .....	24
8. Ort B des Zielobjektes .....	27
9. Bezugspunkt BEZUG <sub>B</sub> des Ortes B .....	28
10. Reflektoranordnung .....	29
11. Retroreflektor .....	30
<u>III. Beschreibung der Zusammenhänge zwischen den Systemkomponenten eines Laserentfernungsmesssystems</u> .....	33
1. Wahl der Bezugssysteme .....	33
2. Veränderung des Laserimpulses .....	38
2.1 Sendeoptik .....	38
2.2 Atmosphäre .....	39
2.3 Vakuum .....	46
2.4 Reflektoranordnung .....	47
2.5 Einzelreflektor .....	50
2.6 Empfangsoptik .....	52
2.7 Störstrahlung .....	53
3. Umwandlung optischer Impuls → elektrischer Impuls .....	54
3.1 Detektion elektromagnetischer Strahlung im Bereich des sichtbaren Lichts .....	54
3.2 Aufbau und Wirkungsweise des Photomultipliers .....	55
3.3 Modell eines idealen Photomultipliers .....	58
4. Ableitung eines Start- bzw. Stopereignisses aus dem elektronischen Impuls des Photomultipliers .....	63
4.1 Theoretische Betrachtungen zu den verschiedenen Triggermethoden .....	63

	Seite
4.1.1 Ansteigende Impulsflanke .....	64
4.1.1.1 Fixed Threshold Trigger .....	64
4.1.1.2 Constant Fraction-Trigger .....	65
4.1.2 Half-Area-Trigger .....	66
4.1.3 Korrelationsempfänger .....	67
4.1.4 Centroid-Trigger .....	68
4.2 Praktische Realisierung der Triggermethoden .....	69
4.2.1 Ansteigende Impulsflanke .....	69
4.2.1.1 Fixed Threshold .....	69
4.2.1.2 Constant Fraction-Trigger (CFT) .....	70
4.2.2 Half Area-Trigger (HAT) .....	72
4.2.3 Korrelationsempfänger .....	72
4.2.4 Centroid-Trigger .....	73
IV. <u>Simulation der Laserentfernungsmessung</u> .....	75
1. Begründung für Simulationsansatz .....	75
2. Entwurf und Implementierung des Simulationsprogramms .....	75
2.1 Wahl der Programmiersprache und allgemeines Vorgehen .....	75
2.2 Datenstrukturen .....	76
2.3 Organisation des Simulationsprogramms .....	80
2.4 Ablauf einer simulierten Messung .....	84
2.4.1 Grobes Modell .....	84
2.4.2 Verfeinertes Modell .....	85
2.5 Initialisierungen und Voreinstellungen .....	88
V. <u>Beispiele aus der Simulation von Laserentfernungsmessungen</u> .....	91
1. Allgemeine Vorgehensweise .....	91
2. Zielunabhängige Größen .....	92
2.1 Atmosphäre .....	92
2.2 Optischer und elektronischer Startimpuls .....	93
3. Zielabhängige Größen .....	93
3.1 Simulationsmessungen nach LAGEOS .....	93
3.2 Simulationsmessungen nach STARLETTE .....	110
3.3 Simulationsmessungen nach GEOS 3 .....	120
3.4 Simulationsmessungen zum Mond .....	132
3.5 Simulationsmessungen zum TARGET .....	145
VI. <u>Zusammenfassung und Ausblick</u> .....	149
<u>Danksagung</u> .....	154
<u>Literaturverzeichnis</u> .....	155

## Systemanalyse der Laserentfernungsmessung

### Zusammenfassung

Die Entfernungsmessung nach dem Puls-Echo-Verfahren (Laufzeitmessung von Laserimpulsen) wird einer detaillierten Systemanalyse unterzogen. Darauf aufbauend wird ein Simulationsmodell erstellt und auf einem Großrechner implementiert. Umfangreiche Simulationsmessungen nach den Satelliten LAGEOS, STARLETTE und GEOS 3, sowie zum Mond und zu einem Erdziel werden durchgeführt und dargestellt.

Die Simulation der Laserentfernungsmessung ermöglicht die Ableitung anfallender Laufzeitkorrekturen wegen Atmosphäre, Reflektorarray, Trigger etc., sowie deren statistische Sicherheit in einem Guß.

Darüber hinaus können beliebige Varianten von Komponenten und Variationen von Einstelldaten des Meßsystems (Laser, Teleskop, Trigger, Satellit etc.) näher untersucht werden, insbesondere auch solche, die technisch noch nicht realisiert sind.

## Systems Analysis of Laser Ranging

### Abstract

Ranging by measuring round-trip travel times of laser pulses is being studied using a systems analysis approach. A detailed model of the measurement process is being developed and implemented on a main frame computer.

Ranging to artificial earth satellites (LAGEOS, STARLETTE and GEOS 3), to the moon and to a terrestrial target is being simulated and discussed.

Simulation of laser ranging supplies with estimates of corrections to travel times due to the atmosphere, reflector array, trigger etc., as well as their statistical confidence. In addition arbitrary variants of components and variations of parameter settings of the measurement system (e.g. laser, telescope, trigger, satellite) can be scrutinized, in particular including those technically not yet realized.

## Einleitung

Im Projektbereich "Bodengebundene Meß- und Beobachtungsverfahren" wird vom Sonderforschungsbereich 78 "Satellitengeodäsie" in Wettzell/Bayer. Wald ein stationäres Laserentfernungsmesssystem der III. Generation (Nd:YAG-Laser mit 200 ps Impulsbreite) betrieben. Damit werden routinemäßig Entfernungsmessungen nach den künstlichen Erdsatelliten LAGEOS, STARLETTE und GEOS 3, um die wichtigsten zu nennen, durchgeführt.

Diese Messungen werden im Rahmen international abgestimmter Forschungsvorhaben mit vorwiegend geodynamischen Zielsetzungen vorgenommen.

Von besonderem Interesse ist dabei die erreichbare Genauigkeit der Meßwerte, die zum einen vom Meßsystem selbst und zum anderen vom Ausbreitungsmedium, der Atmosphäre, und der Reflektoranordnung des Satelliten abhängen.

Da der Entfernungsmessung zum Mond eine wachsende Bedeutung, vor allem in Kombination mit Laserentfernungsmessungen nach LAGEOS, beigemessen wird, war es wünschenswert zu klären, inwieweit das Meßsystem von Wettzell für diese Aufgabe geeignet erscheint, bzw. welche Veränderungen am Meßsystem zur Erfüllung dieser Aufgabe vorgenommen werden müssen.

Um die gestellten Fragen beantworten zu können, war es notwendig, den gesamten Meßprozess der Laserentfernungsmessung nach Satelliten und zum Mond eingehend zu analysieren. Wegen der dabei auftretenden komplexen Zusammenhänge, die teilweise statistischen Fluktuationen unterworfen sind, wurde aufgrund der detaillierten Systemanalyse ein Simulationsmodell auf einem Großrechner implementiert. Mit Hilfe der Simulation des Laserentfernungsmessprozesses können sowohl von der Atmosphäre als auch durch die Reflektoranordnung bedingte Einflüsse auf die gemessenen Laufzeiten abgeleitet werden. Nicht zuletzt werden auch die systematischen und statistischen Einflüsse der Meßanordnung selbst einer Beurteilung zugänglich.

Weitere Einsatzgebiete für die Simulation von Meßprozessen im allgemeinen eröffnen sich in

- 1) der Optimierung von Leistungs- und Betriebsparametern;
  - Ermittlung von Mindestanforderungen an ein Meßsystem, das einer gestellten Aufgabe gerecht werden soll
  - Festlegung der günstigsten Kombination frei einstellbarer Parameter des Meßsystems, um eine gestellte Aufgabe bestmöglich zu erfüllen.
- 2) der Unterstützung von Wartungs- und Entwicklungsarbeiten;
  - Ermittlung kritischer Komponenten des Meßsystems
  - Ersetzen oder Verändern von Bauteilen, deren Ist-Werte unter die Anforderungsgrenze gefallen sind bzw. unzuverlässig arbeiten.
- 3) der Entscheidungshilfe bei Investitionsplanungen\*;
  - Kosten/Nutzen-Analyse des Einsatzes neuer Technologie
  - Auswahl der Baugruppen, die für eine gegebene Investitionssumme bei Ersetzung durch neue verbesserte Baugruppen, den höchsten Erfolg für die Erfüllung einer Meßaufgabe bringen

- 4) der Bewertung instrumenteller und methodischer Entwicklungen einschließlich geplanter Satellitenprojekte;
- Abschätzen des Gewinns neuer Technologie und/oder neuer Verfahrenstechniken bezüglich der Qualität der Meßwerte
  - Test von neuen geplanten Satelliten, die mit Reflektorarrays ausgestattet sind, im Hinblick auf die zu erwartende Meßgenauigkeit
  - Ableitung von optimalen Reflektoranordnungen für neue Satelliten, die nicht ausschließlich der Laserentfernungsmessung dienen und daher nicht von vorneherein wie z.B. LAGEOS oder STARLETTE aufgebaut werden können.

---

\* ) In das Konzept eines neuen stationären Laserentfernungsmesssystems für Entfernungsmessungen nach Satelliten und zum Mond, das in den nächsten Jahren auf der Beobachtungsstation Wettzell aufgebaut werden soll, sind wesentlich die Ergebnisse umfangreicher Simulationsstudien eingeflossen.

I. ALLGEMEINESI.1 Meßprinzip

Zu messen ist die Entfernung zwischen zwei Orten A und B; zwischen A und B besteht Sichtverbindung.

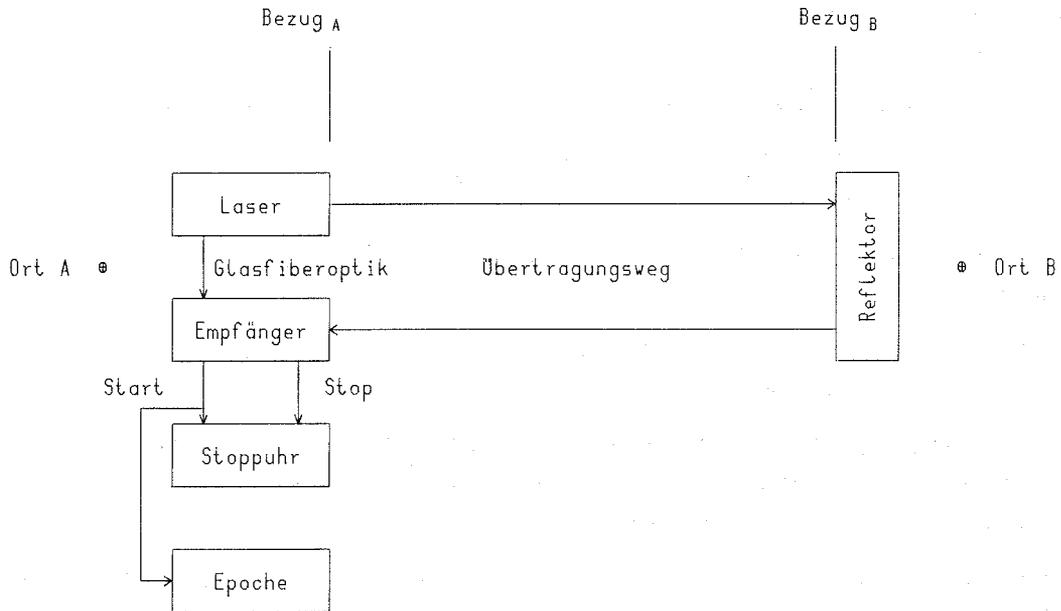


Abb. I.1: Meßprinzip

Am Ort A wird zu diesem Zweck ein Impulslaser aufgestellt, der Lichtimpulse sehr kurzer Dauer und sehr hoher Energie abzugeben vermag (Abb. I.1).

Am Ort B wird eine in sich reflektierende Anordnung angebracht. Jeweils beim Abgang eines Laserimpulses von A wird die hochauflösende Stoppuhr gestartet und beim Empfang des in B reflektierten Impulses wieder gestoppt.

Das halbe Produkt aus der Übertragungszeit bzw. der Laufzeit  $t_L$  des Impulses (für den Hin- und Rückweg) und der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_L$  ergibt die gesuchte Entfernung

$$E_{\text{ges}} = \frac{1}{2} c_L t_L \cdot$$

([WONG], [LÜTHY], [ATWOOD, CUROTT], [VERET], [COOK]).

I.2 Mögliche Fehlerursachen

Der Meßvorgang nach dem Prinzip in Abb. I.1 ist reichlich komplex und beherbergt eine Fülle von denkbaren Fehlereinflüssen:

- 1) Die Lage des Ortes A wird über den Bezugspunkt der Meßanordnung,  $\text{Bezug}_A$  festgelegt. Analoges gilt für B.
- 2) Der Ort des Lasersenders fällt räumlich nicht mit dem Bezugspunkt  $\text{Bezug}_A$  zusammen.

- 3) Das Startereignis der Stoppuhr fällt nicht mit dem Ereignis "Laserimpuls in Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, die auch Bezug<sub>A</sub> enthält" zusammen.
- 4) Ort A ist nicht in Ruhe.
- 5) Der Übertragungsweg liegt nicht oder nur teilweise im Vakuum.
- 6) Die Übertragung verläuft in einem sich zeitlich ändernden Medium.
- 7) Das Reflexionsereignis liegt räumlich nicht in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, die auch Bezug<sub>B</sub> enthält.
- 8) Die Reflexionsanordnung verändert Übertragungsgeschwindigkeit und -richtung (evtl. nur kurzzeitig).
- 9) Ort B ist nicht in Ruhe.
- 10) Der rückwärts durchlaufene Übertragungsweg entspricht nicht dem vorwärts durchlaufenen.
- 11) Der Ort des Lichtempfängers fällt räumlich nicht mit dem Bezugspunkt Bezug<sub>A</sub> zusammen.
- 12) Das Stopereignis für die Stoppuhr fällt nicht mit dem Ereignis "reflektierter Impuls in Ebene durch Bezug<sub>A</sub> senkrecht zur Ausbreitungsrichtung" zusammen.
- 13) Das Stopereignis wird nicht durch das gesendete und anschließend reflektierte Licht ausgelöst, sondern durch Fremdlicht.
- 14) Die Stoppuhr läuft ungenau.
- 15) Bei bewegten Orten A und B muß zusätzlich die Epoche der Messung festgehalten werden.

### I.3 Realisierung des Meßprinzips

#### I.3.1 Lichtquelle

Zufolge der mit Lasern\* erreichbaren hohen Impulsenergien sind diese als Lichtquelle besonders geeignet.

Weitere Vorteile sind die Kohärenz und die Monochromasie des Laserlichtes, sowie die geringe natürliche Strahldivergenz (s. [BROTHERTON], [KAMINOW], [KLINGER], [RÖSS], [TRADOWSKY], [WEBER-HERZIGER]).

Hervorzuheben sind auch die extrem kurzen Impulslängen im Subnanosekundenbereich, die mit Lasern erreicht werden können. Diese tragen sehr zur erreichbaren Meßgenauigkeit bei, weil nur während ihrer zeitlichen Dauer sinnvolle Start- und Stopereignisse abgeleitet werden können.

---

\*) Typische Leistungsdaten eines modernen Nd:YAG-Lasers ( $\lambda=0.532 \mu\text{m}$ , frequenzverdoppelt) für die Satellitenentfernungsmessung sind:

Energie	150 mJ	Impulslänge	200 ps
Divergenz	< 0.7 mrad	Impulsrate	1 - 10 Hz
Linienbreite	0.02 nm		

Für die Mondentfernungsmessung werden Einzelpulse oder Pulszüge eingesetzt:

Energie	500 mJ	Impulslänge	3 ns
oder		7-10 Einzelpulse a	200 ps
Energie	500 mJ	im Abstand von ca.	7 ns

Die von Haus aus geringe natürliche Strahldivergenz läßt sich über eine Vergrößerung des Strahlquerschnitts (z.B. in einem Sendeteleskop) noch weiter verringern.

### I.3.2 Bezugspunkt des Ortes A

Um die Entfernung zu verschiedenen Orten  $B_i$  messen zu können, muß der Lasersender beweglich aufgestellt werden, also z.B. auf eine in Azimut und Höhe nachführbare Montierung. Zweckmäßigerweise wird auch der optische Empfangsapparat auf diese Montierung gestellt, damit Sender und Empfänger stets in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls orientiert sind (der Empfänger soll ja den reflektierten Laserimpuls aufnehmen können).

Bei einer nachführbaren Montierung ist die Wahl des Nullpunktes der Messung sehr wichtig. Diesen Nullpunkt wählt man günstigerweise so, daß er bei allen Orientierungen der Montierung gleich bleibt, um komplizierte Reduktionsrechnungen zu vermeiden ([BRANDL, NOTTARP], [MAREK]). Hier bietet sich z.B. der Schnittpunkt der Drehachsen für Azimut und Höhe an.

Dieser Nullpunkt,  $Bezug_A$  genannt, ist bezüglich des Ortes A zu bestimmen, wobei Ort A beispielsweise einen terrestrisch vermarkten Punkt im Hauptdreiecksnetz der Landesvermessung darstellt und somit bekannt ist.

Bei bewegten Orten A und B, was bei Entfernungsmessungen nach Satelliten und zum Mond immer der Fall ist, ist auch der Zeitpunkt der Messung festzuhalten, damit ein Sendeereignis\* bestimmt werden kann.

Die Epochendarstellung wird mit hochgenauen Zeitnormalen (Atomuhren) realisiert. Diese Zeitnormale sind mit den Zeitnormalen an anderen Orten zu koordinieren [HEMMLEB], damit Entfernungsmessungen von verschiedenen Orten A zum gleichen Ort B miteinander verglichen und ausgewertet werden können. Die erforderliche Genauigkeit für die Epochenbestimmung hängt von der Relativgeschwindigkeit der beiden Orte A und B ab. Je größer die Relativgeschwindigkeit ist, desto genauer hat die Ermittlung der Epoche zu erfolgen.

### I.3.3 Stoppuhr

Mit der Stoppuhr bzw. dem Laufzeitähler wird die Übertragungsdauer des Laserimpulses vom Ort A zum Ort B und zurück gemessen ([LESKOVAR, TURKO], [TURKO]). Da diese Laufzeit direkt in die Berechnung der Entfernung eingeht, ist sie äußerst genau zu bestimmen. Die Stoppuhr wird zu diesem Zweck von einem Atomfrequenznormal mit einer hochpräzisen und -konstanten Frequenz versorgt. Die Anzahl der Schwingungen dieser Frequenz zwischen Start- und Stopereignis wird gezählt. Die Höhe dieser Frequenz sowie die Güte des verwendeten Zählers definieren das Auflösungsvermögen des Laufzeitählers. Mit diesem Auflösungsvermögen ist auch die maximal erreichbare Meßgenauigkeit\*\* festgelegt. Sie errechnet sich aus dem halben Produkt aus Auflösungsvermögen und Ausbreitungsgeschwindigkeit.

\* ) Ein Ereignis ist als möglichst wenig ausgedehnter Ausschnitt aus einem Veränderungskomplex zu verstehen [LUDWIG]. Es ist räumlich und zeitlich eng begrenzt.

\*\* ) Dies gilt zunächst nur für die einzelne Messung. Bei Meßreihen erhöht sich die Zuverlässigkeit der Meßwerte entsprechend.

### I.3.4 Lichtempfänger

Die Energie des Laserimpulses pro Flächeneinheit nimmt beim Hinweg proportional  $1/R^2$  und beim Rückweg ebenfalls proportional  $1/R^2$  ab, wobei R die Entfernung zwischen den Orten A und B angibt. Außerdem erfolgt eine weitere Schwächung beim Durchgang durch das zwischen A und B liegende Medium. Somit ist trotz der eng gebündelten Energie des Laserimpulses eine große Öffnung der optischen Empfangseinrichtung vorzusehen, wenn auch größere Strecken gemessen werden sollen.

Um Störlichteinflüsse gering zu halten, ist das vom Empfänger sichtbare Feld\* klein zu wählen. Dies entspricht einer räumlichen Filterung des zu empfangenden Lichtes.

Das allein genügt jedoch nicht, so daß zusätzlich eine Filterung im Frequenzbereich durch extrem schmalbandige Filter (Interferenz- oder Fabry-Perot-Filter) notwendig wird, die im wesentlichen nur Licht der Frequenz des Lasers durchlassen. Hier macht sich der große Vorteil der Monochromasie des Laserlichtes bemerkbar, da die gesamte Laserenergie in einem sehr schmalen Frequenzband\*\* zur Verfügung steht.

Das Licht, das den optischen Teil des Empfängers und des Interferenzfilters durchquert hat, wird einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) zugeleitet, der bezüglich der Laserfrequenz eine hohe Quantenausbeute haben sollte (s.III.3.2). Die SEV's sind so empfindlich (Nachweis einzelner Photonen ist möglich), daß trotz guter räumlicher und frequenzmäßiger Filterung des einströmenden Lichtes nach längerer Öffnungszeit das Reststörlicht genügen würde, um sie ansprechen zu lassen [LEHR]. Daher wird auch eine zeitliche Filterung\*\*\* durchgeführt, die eine genäherte Vorabkenntnis der zu messenden Entfernung erfordert: Der Photomultiplier wird erst kurz vor dem zu erwartenden Reflexionsimpuls für eine kurze Zeitspanne ( $\sim 0.1 \dots 10 \mu s$ ) aktiviert.

### I.3.5 Reflektor

Es ist ein Reflektor am Ort B anzubringen, der das Licht in der gleichen Richtung zurückstrahlt wie es einfällt. Reflektoren mit dieser Eigenschaft heißen Retroreflektoren. Sie sind meist als Glasprismen ausgeführt. Der Lichtstrahl legt eine gewisse Wegstrecke innerhalb des Reflektors zurück, wo ein von 1 verschiedener Brechungsindex herrscht, so daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit hier vermindert wird. Das ist bei der Positionierung des Retroreflektors zu beachten. Sie sollte so erfolgen, daß die Reflexion genau so stattfindet, als ob ein Planspiegel senkrecht zur Einfallrichtung genau am Ort B gestanden hätte. Läßt sich diese Anordnung nicht einhalten, was bei Satelliten und beim Mond stets der Fall ist, so ist die durch andere Positionierung verursachte Änderung des Übertragungsweges\*\*\*\* sorgfältig zu bestimmen. Der Reflektor sollte eine ausreichende Größe haben, um genügend Licht zum Empfänger zurückzustrahlen. Meist werden

\*) Field of View, abgekürzt FOV

\*\*) Linienbreite des Lasers

\*\*\*) Range Gate-Steuerung

\*\*\*\*) Dies ist die sogenannte Center-of-Mass (COM) Korrektur.

mehrere kleine Reflektoren zu einer Reflektoranordnung zusammengefaßt, was ebenfalls zu einer großen effektiv reflektierenden Fläche führt. Allerdings ist darauf zu achten, daß sämtliche Teilreflektoren in einer Ebene senkrecht zur Einfallrichtung liegen, da sonst der Lichtimpuls verschmiert, d.h., im wesentlichen verlängert wird. Dies führt jedoch zu einer Genauigkeitseinbuße\*.

Nicht unerwähnt bleiben dürfen die Impulsverformungen, die durch Interferenzerscheinungen des kohärenten Laserlichts verursacht werden, wenn mehrere Einzelreflektoren an der Reflexion beteiligt sind. Da die Abstände der Reflektoren nicht auf Bruchteile einer Wellenlänge bekannt sind, bleibt das Ergebnis der Interferenzauswirkungen im Einzelfall unvorhersehbar. Lediglich im statistischen Mittel betrachtet, heben sie sich auf. Bewegen sich die Orte A und B relativ zueinander, so hat dies sowohl eine Frequenzänderung (Dopplereffekt) als auch eine Richtungsänderung (Aberration) zur Folge. Die verschobene Frequenz kann im Extremfall aus dem Durchlaßbereich des Interferenzfilters der Empfangsanordnung herausfallen.\*\*

Wegen der Richtungsänderung läuft man Gefahr, daß der reflektierte, sehr eng gebündelte Strahl den Empfänger nicht mehr trifft. Daher ist man bestrebt, den reflektierten Strahl aufzuweiten. Die eine Möglichkeit, das zu erreichen, besteht darin, Reflektoren mit geringen Durchmessern zu nehmen, bei denen die Beugungsdivergenz zum Tragen kommt. Solch kleine Reflektoren bereiten jedoch bei der technischen Fertigung Schwierigkeiten, so daß praktisch nur die andere Möglichkeit zur Anwendung kommt, bei der die drei reflektierenden Flächen des Retroreflektors nicht genau senkrecht aufeinanderstehen, sondern miteinander jeweils einen Winkel größer oder kleiner 90 Grad bilden [YODER].

### I.3.6 Bezugspunkt des Ortes B

Der Bezugspunkt  $\text{Bezug}_B$  des Ortes B läßt sich selten so wählen, daß er mit dem Ort B zusammenfällt. Das liegt zum Beispiel daran, daß das Massenzentrum eines Satelliten i.allg. nicht mit Reflektoren versehen werden kann. Diese werden vielmehr in die Oberfläche des Satelliten eingelassen und weisen somit eine gewisse Distanz vom Ort B auf.\*\*\*

Erst recht trifft dies auf das Beispiel Mond zu, bei dem die Reflektorpanels äußerst weit vom Massenzentrum entfernt sind.

Als Bezugspunkt muß hier also der Ort des Reflektors bzw. der mittlere Ort der Reflektoren dienen. Seine Entfernung vom Ort B selbst ist zusätzlich zu bestimmen.

- 
- \* ) Man muß hier praktisch für jeden einzelnen Retroreflektor des Reflektorarray die individuelle COM-Korrektur bestimmen und dann über alle ein gewichtetes Mittel bilden.
  - \*\* ) Bei Satelliten- und Mondentfernungsmessung tritt dieser Fall praktisch nicht auf.
  - \*\*\* ) Die Differenz zwischen  $\text{Ort}_B$  und  $\text{Bezugspunkt}_B$  bezüglich der Einfallrichtung des Laserstrahls entspricht der Center-of-Mass-Korrektur für den Satelliten.

### I.3.7 Übertragungsweg

Der Übertragungsweg läßt sich nicht frei wählen. Er ist durch das zwischen A und B befindliche Medium festgelegt, führt also z.B. bei terrestrischen Zielen ganz durch die Atmosphäre, bei Unterwassermessungen ganz durch Wasser. Bei der Entfernungsmessung nach Satelliten und zum Mond liegt ein Teil des Übertragungsweges in der Atmosphäre, der andere Teil liegt praktisch im Vakuum. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Vakuum ist auf  $\pm 1.1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  bekannt [Physikalische Blätter]. In der Atmosphäre hingegen, einem dispersiven Medium, hängt sie sehr stark von den aktuellen Wetterdaten wie Luftdruck, Temperatur und Partialdruck des Wasserdampfes ab ([EDLEN], [BARREL & SEARS]). Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit direkt in die gesuchte Entfernung eingeht, ist sie sehr sorgfältig zu bestimmen ([ATWOOD], [MARINI & MURRAY], [SCHNEIDER, EGGER]).

Außerdem wird der Laserstrahl im zu durchquerenden Medium ( $\neq$  Vakuum) geschwächt ([LANDOLT-BÖRNSTEIN]), wodurch die maximale Reichweite des Entfernungsmesssystems u.U. stark eingeschränkt werden kann ([FISCHER], [TRADOWSKY]).

### I.4 Gewinnung der Laufzeit

Die Laufzeit ist neben der Epoche die zunächst einzig verfügbare Größe bei der Laserentfernungsmessung. Wie in I.3.3 angedeutet, wird sie als Anzahl von Schwingungen einer hochkonstanten Frequenz zwischen zwei Ereignissen definiert. Die beiden Ereignisse, das Start- und das Stop-Ereignis, sind mit den beiden Ereignissen

- E 1 gesendeter Impuls in Ebene durch Bezug<sub>A</sub> senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (Abb. I.2) und
- E 2 reflektierter Impuls in Ebene durch Bezug<sub>A</sub> senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (Abb. I.3)

zu koordinieren, denn nur E 1 und E 2 definieren die doppelt zurückgelegte Strecke von Ort A nach Ort B.

Da der Laserimpuls eine endliche Länge besitzt, läßt sich die Koordinierung der Ereignisse START-E1 und STOP-E2 vorerst nur im Genauigkeitsbereich des durch die Impulslänge definierten Intervalles verwirklichen.

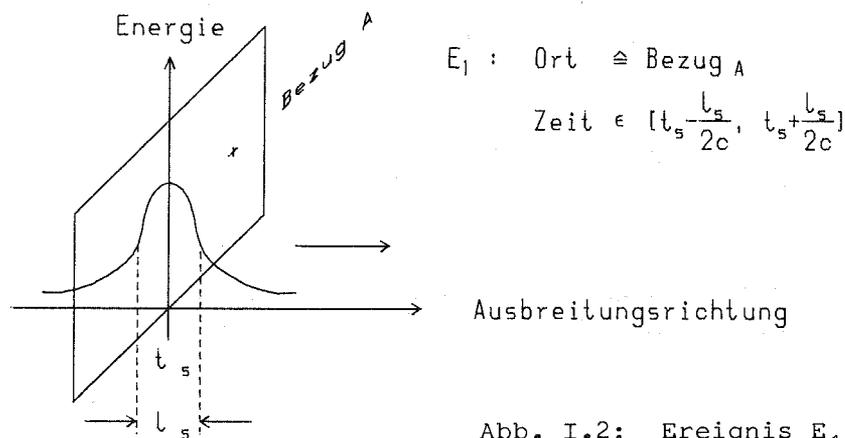


Abb. I.2: Ereignis E<sub>1</sub> (Senden Laserimpuls)

$E_2$  : Ort  $\hat{=}$  Bezug A

Zeit  $\in [t_e - \frac{l_e}{2c}, t_e + \frac{l_e}{2c}]$

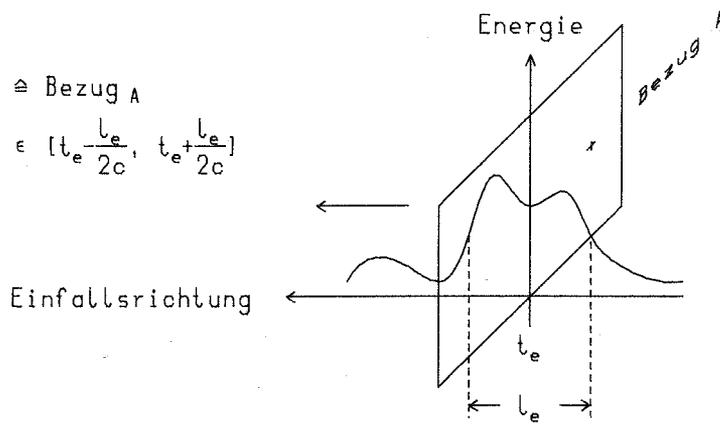


Abb. I.3:  
Ereignis  $E_2$   
(Empfang Laserimpuls).

Dieser Bereich kann noch eingeschränkt werden, wenn z.B. nur die ansteigende oder abfallende Impulsflanke oder das Amplitudenmaximum zugelassen werden. Die Koordinierung der Ereignisse selbst erfolgt bei START-E1 über einen Lichtleiter (Glasfaseroptik), der einen winzigen Teil des Sendeimpulses abzweigt und dem hochempfindlichen Photomultiplier zuführt und bei STOP-E2 direkt über das gesendete und am Ziel B reflektierte Licht. Somit stellt der Laserimpuls die direkt messende Größe dar, und es ist die Frage zu klären, ob sich diese messende Größe während des Meßprozesses verändert oder konstant bleibt (offensichtlich beeinflusst die messende Größe Laserimpuls nicht die zu messende Größe Entfernung!). Untersuchungen zeigen, daß beim Durchqueren dispersiver Medien (Brechungsindex  $n > 1$ ) der Impuls gedehnt\* wird [SCHNEIDER/EGGER], und daß vor allem beim Reflexionsvorgang die Gefahr besteht, daß der Impuls wie in I.3.5 geschildert stark verschmiert wird, d.h. in die Länge gezogen und in der Form verändert wird.

Tabelle I.1 zeigt einige gebräuchliche Verfahren, die zur Koordinierung der Ereignisse E1-START bzw. E2-STOP herangezogen werden. Diese Verfahren werden als Triggerverfahren bezeichnet. Der Trigger erzeugt beim Erreichen des spezifizierten Kriteriums des elektronischen Impulses, der von der Anode des Photomultipliers stammt, einen extrem steilflankigen Rechteckimpuls, der den Laufzeitähler steuert. Eine ausführliche Behandlung der in Tab. I.1 skizzierten Verfahren ist in III.4 dargelegt.

Während die Ereignisse E1-START leicht zu koordinieren sind, kann dies bei den Ereignissen E2-STOP erhebliche Schwierigkeiten bereiten.

Weiter ist zu beachten, daß die messende Größe, der Laserimpuls zweimal einer Transformation optisch  $\rightarrow$  elektrisch durch den Photomultiplier unterworfen wird und erst mittels dem elektrischen Signal z.B. über Schwellwertdetektor die Koordination der Ereignispaare tatsächlich realisiert wird.

Da der Transformationsprozeß Photon  $\rightarrow$  Photoelektron ein statistischer Prozeß ist [KEYES, KINGSTON, SALEH], werden die Einzelmessungen entsprechend streuen.

Trotz verschiedenster Einflüsse weitgehend gleichbleibende Merkmale der Form des reflektierten Laserimpulses sind besonders geeignet, die Ereignispaare genauer zu koordinieren als es zunächst durch das Impulslängenintervall begrenzt erscheint. Solche Merkmale zu finden und an verschiedenen Reflektoranordnungen zu prüfen, wird ein wesentliches Anliegen dieser Arbeit sein.

\*) Bei der Ausbreitung des Laserimpulses durch die Atmosphäre und weiter zu Satelliten oder zum Mond, kann dieser Effekt vernachlässigt werden ( $< 1$  mm).

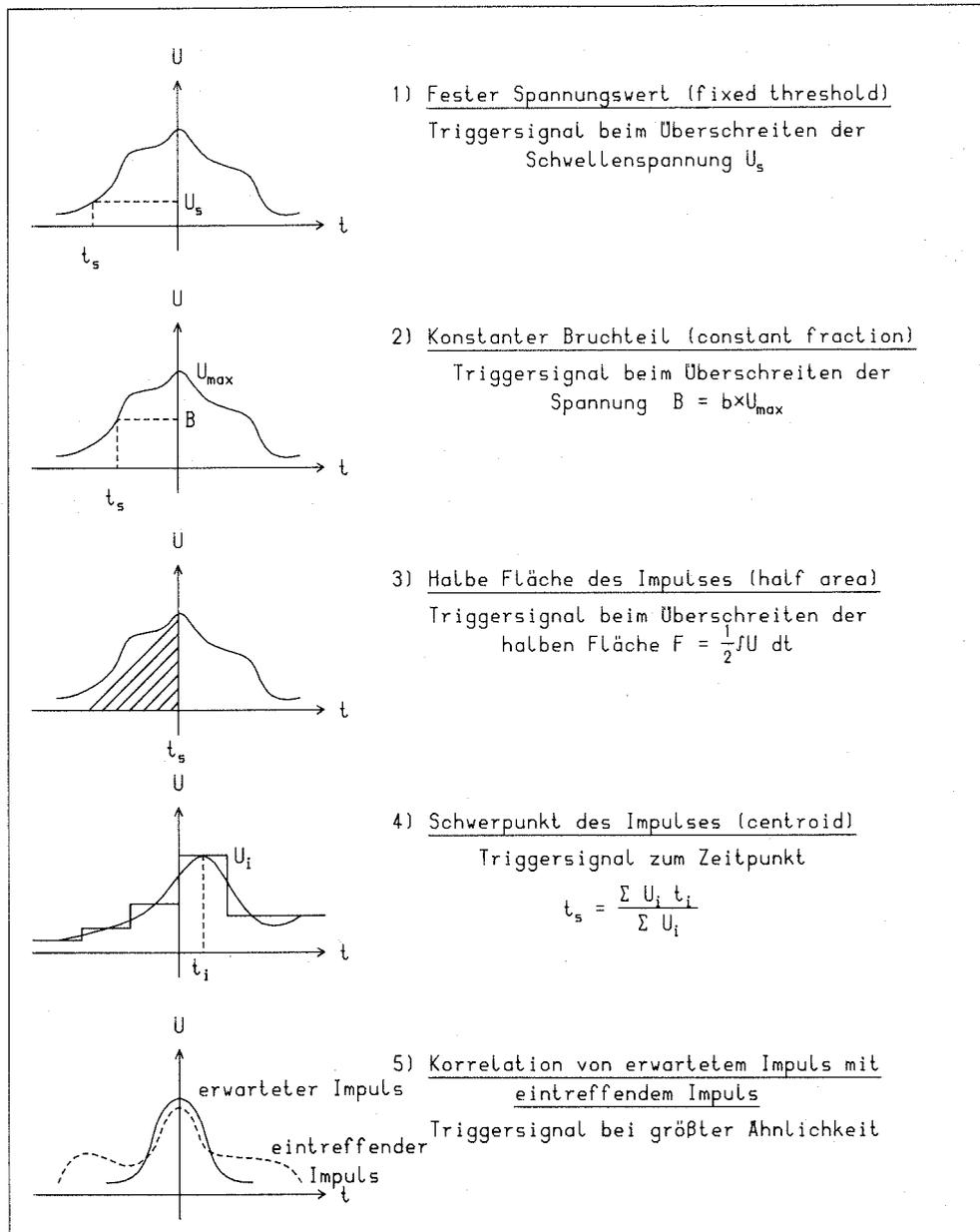
### I.5 Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit

Nach Erhalt der Laufzeit aus dem in I.1 geschilderten Meßprozess ist noch die mittlere Übertragungsgeschwindigkeit  $c_L$  des Laserimpulses zwischen den Orten A und B zu bestimmen, wenn die gesuchte Entfernung als Ergebnis angegeben werden soll.

Bei terrestrischen Zielen wird die mittlere Atmosphäre zwischen den Orten A und B herangezogen, etwa durch Messung der Wetterdaten in A und B und anschließender Mittelung, um den Gruppenbrechungsindex der Luft zu berechnen, aus dem bei bekannter Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  auf die tatsächliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des Laserimpulses geschlossen werden kann. Nicht ganz so einfach verläuft die Bestimmung der mittleren Atmosphäre, falls die Entfernung nach Satelliten oder zum Mond gemessen werden soll, da die atmosphärischen Daten nicht

Tabelle I.1

Koordinierungsmöglichkeiten



linear von der Höhe über dem Erdboden abhängen. Hier ist eine Integration entlang des Übertragungsweges durchzuführen, wobei meist ein Modell der Atmosphäre und die Wetterdaten am Ort A zugrundeliegen ([MARINI & MURRAY], [ATWOOD]). Befindet sich die Übertragungstrecke ganz im Vakuum, so ist lediglich die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  als Ausbreitungsgeschwindigkeit zu nehmen. Man muß aber beachten, daß auch die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  nur endlich genau bekannt ist (derzeit  $1.1 \frac{m}{s}$  [Physikalische Blätter]) und somit einen Unsicherheitsbetrag zur gesuchten Entfernung beisteuert.

## II. Charakteristische Größen eines Entfernungsmesssystems\*, das nach dem in I.1 geschilderten Meßprinzip arbeitet

Nachdem in I.3 bereits einiges über die Realisierung des Meßprinzips aus I.1 gesagt worden ist, sollen im folgenden die charakteristischen Systemparameter der einzelnen am Meßprozeß beteiligten Systemkomponenten genannt werden. Unter charakteristischen Größen sind hier Kenngrößen des Systems zu verstehen, die während des Meßprozesses selbst verändert werden und/oder das Änderungsmaß für andere Systemparameter bereitstellen.

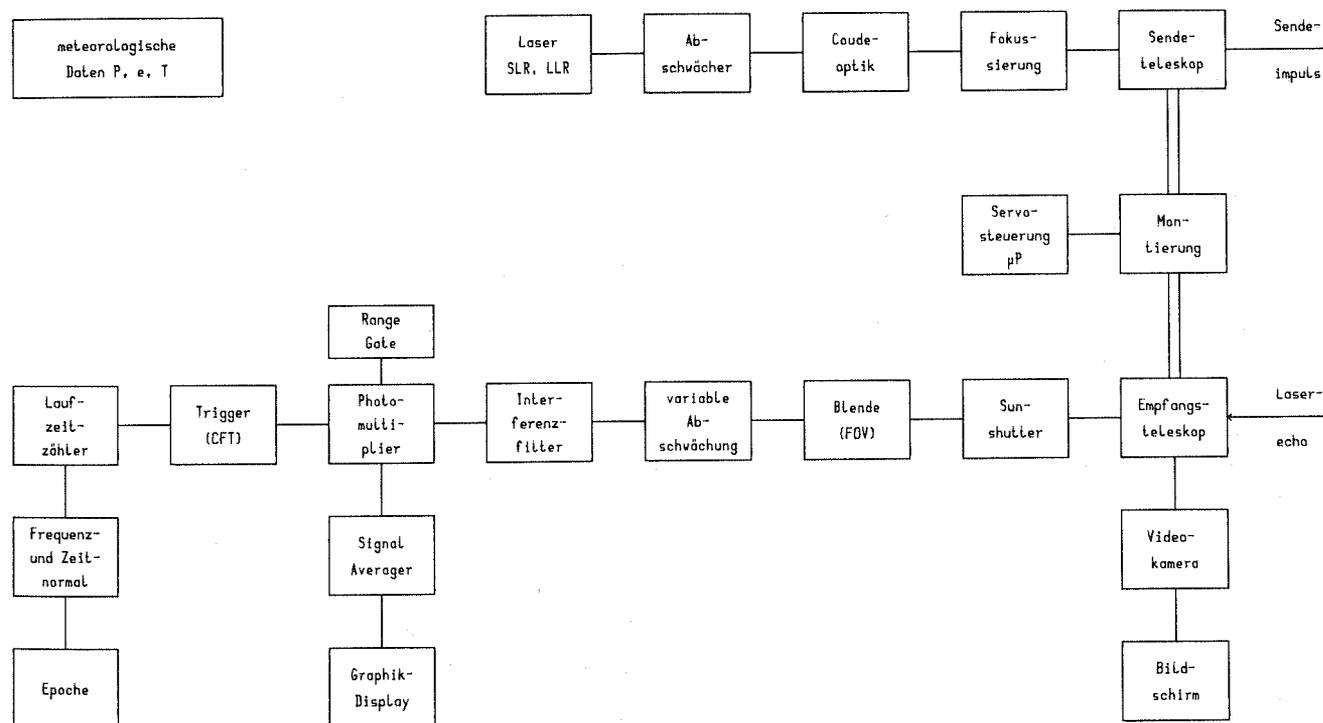


Abb. II: Blockdiagramm einer Laserentfernungsmessanlage

\* ) Abb.II gibt schematisch den Aufbau eines Laserentfernungsmesssystems wieder

Mit Hilfe der charakteristischen Größen ist es daher möglich, den Zustand aller am Meßprozeß beteiligten Systemkomponenten während des Meßvorgangs vollständig zu beschreiben. Und zwar vollständig insofern, als die gesuchte Entfernung selbst in eine vorgegebene Genauigkeitsklasse hineinfällt. Damit sei insbesondere ausgesagt, daß z.B. die charakteristischen Größen zur Beschreibung eines Meßsystems für eine Entfernungsmeßgenauigkeit von 1 m nicht ausreichen werden, um auch ein Meßsystem in der Genauigkeitsklasse 1 cm vollständig zu beschreiben. Hier sind voraussichtlich weitere Systemparameter notwendig, die entweder den Zustand einer Systemkomponente zusätzlich differenzieren, oder aber genauere Übergänge zwischen verschiedenen Zuständen ermöglichen.

Systemkomponenten sind

- Ort A der Beobachtungsstation
- Bezugspunkt A
- Lasersender bzw. Laserimpuls
- Laufzeitzähler
- Frequenz- und Zeitnormal
- Lichtempfänger
- Übertragungsweg
- Ort B des Zielobjektes
- Bezugspunkt B
- Reflektoranordnung
- Retroreflektor

### II.1 Ort A der Beobachtungsstation

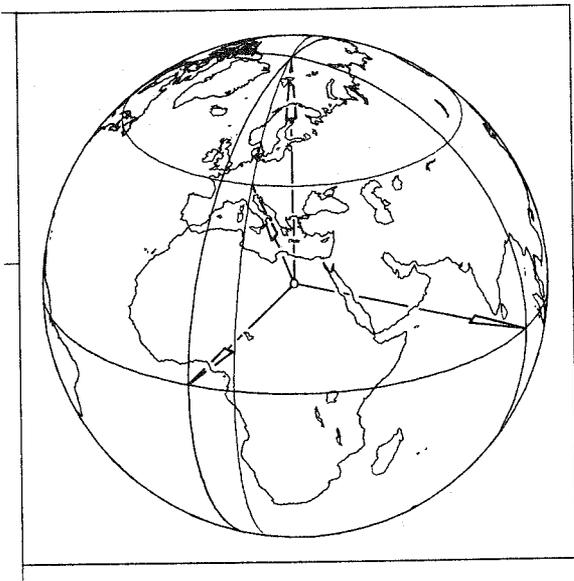


Abb. II.1: Zur Lage von Ort A

Die Lage der Beobachtungsstation sei durch den geozentrischen Ortsvektor  $\vec{r}_A$  gegeben. Dieser kann z.B. aus bekannter Länge  $\lambda$  und Breite  $\varphi$  errechnet werden.  $\vec{\omega}$ , der Drehvektor der Erde, berücksichtigt die Erdumdrehung, die alle  $23^{\text{h}} 56'$  zur gleichen Orientierung des gezeichneten Koordinatensystems (in einem raumfesten Bezugssystem) führt (Abb. II.1). Im weiteren wird das einfache Modell einer kugelförmigen Erde, das keine Nutation und Präzession berücksichtigt, zur Beschreibung des Entfernungsmeßprozesses herangezogen. Ungenauigkeiten in der Ortsbestimmung von A kommen erst dann zum Tragen, wenn die Meßergebnisse mit denen anderer Stationen  $A_i$  verglichen werden sollen.

## II.2 Bezugspunkt A

Der Bezugspunkt  $\text{Bezug}_A$ , der den Nullpunkt der Messung angibt, wird als Schnittpunkt von Azimut- und Elevationsdrehachse der Montierung gewählt. Hiermit bleibt er bei einer "idealen" Montierung bei allen Richtungseinstellungen konstant. Eine ideale Montierung verformt sich nicht, weder in Ruhe noch in Bewegung, ganz im Gegensatz zur realen Montierung, die sehr wohl Durchbiegungen von Elevations- und Azimutachse aufweist.

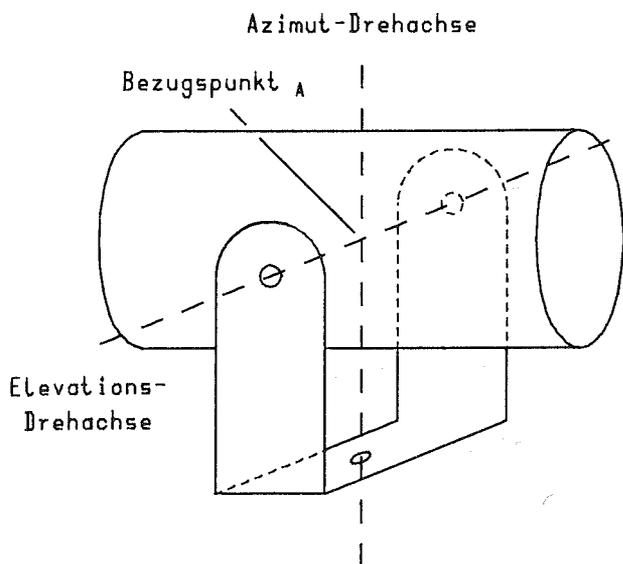


Abb. II.2: Der Bezugspunkt A als Schnittpunkt von Azimut- und Elevationsachse.

Außerdem stehen die beiden Drehachsen i.allg. nicht genau aufeinander senkrecht. Die dadurch verursachten Verschiebungen des Bezugspunktes A sind zu ermitteln und es bleibt abzuschätzen, ob ihr Ausmaß im Hinblick auf den gewünschten Genauigkeitsbereich der Entfernungsmessung bereits berücksichtigt werden muß. Die Lage des Bezugspunktes A wird bezüglich Ort A angegeben. Dazu wird zunächst ein sichtbarer fester Punkt der Montierung eingemessen und die Restabweichung zum Schnittpunkt der Drehachsen z.B. aus der Konstruktionszeichnung abgelesen.

## II.3 Lasersender bzw. Laserimpuls

Die messende Größe des Meßprozesses ist der vom Lasersender erzeugte Laserimpuls. Die Energie  $E$  in Form von elektromagnetischen Schwingungen einer mittleren Frequenz  $\nu$ , wird räumlich und zeitlich enorm konzentriert [KAMINOW, TRADOWSKY, WEBER-HERZIGER, ROSS]. Dieses Energiepaket breitet sich mit der Geschwindigkeit  $c_I$  aus, die vom umgebenden Medium geprägt wird. Die räumliche Konzentration (Strahlradius  $r_I$ ) wird von der Divergenz  $\Theta$  des Laserstrahls bestimmt; die zeitliche (Impulslänge  $l_I$ ) unterliegt äußeren Einflüssen wie Ausbreitungsmedium und Reflektoranordnung.

Zur örtlichen Fixierung des Laserimpulses dient die Impulsmitte  $r_m$  (geoz. Ortsvektor), um die in Ausbreitungsrichtung die Energie nach einer GAUSS-Funktion verteilt angenommen sei. Die Punkte, von denen bezüglich der Ausbreitungsrichtung  $r_I$ , die Hälfte der maximalen Impulsamplitude anzutreffen ist, definieren die Impulslänge  $l_I$  (FWHM - full width half maximum).

Nützlich für die weitere Beschreibung des Laserimpulses sind die verstrichene Zeit  $t_I$  und der zurückgelegte Weg  $z_I$ , die ab dem Ereignis  $E_1$  gezählt werden.  $z_I$  gibt hierbei die tatsächlich vom Laserimpuls durchlaufene Strecke an. Ebenfalls nützlich sind Statuszeiger, die angeben, ob der Impuls gesendet, reflektiert oder bereits empfangen wurde und ob er sich z.B. in der Atmosphäre oder im Vakuum befindet.

Die Energiedichte  $E_Z$ , die in einer Querschnittsfläche innerhalb des Impulses, die  $\Delta z$  von  $r_m$  entfernt ist, vorzufinden ist, errechnet sich im Falle einer GAUSS-Verteilung aus

$$E_Z = \frac{E_I}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \frac{\Delta z^2}{\sigma^2}},$$

wobei

$$\sigma = \frac{l_I}{2\sqrt{\ln 4}}$$

und

$$l_I = \text{Impulslänge} .$$

Nimmt man in einer solchen Querschnittsfläche ebenfalls gaussförmige Verteilung an, so ist im Abstand  $\Delta d$  von der Flächenmitte folgende Energiedichte  $E_D$  vorhanden

$$E_D = \frac{2 E_Z}{\pi r_s^2} e^{-2 \frac{\Delta d^2}{r_s^2}}$$

mit  $r_s$  = Strahlradius, bei dem  $E_Z$  auf den  $1/e^2$ -ten Teil abgesunken ist.

Zur Behandlung von Beugungs- und Interferenzerscheinungen wird auf das Wellenbild [YOUNG, BERGMANN-SCHÄFER Bd.III, BORN-WOLF] und zur Behandlung der Detektion auf das Teilchenbild [SALEH, KINGSTON, KEYES] elektromagnetischer Strahlung zurückzugreifen sein.

Die für Entfernungsmeßzwecke verwendeten Laser basieren auf Rubin (I. und II. Generation) oder Nd:YAG (III. Generation) als Lasermaterial und weisen Energien von mehreren Joule bei ca. 20 ns (I. Generation), bei ca. 2.5 ns (II. Generation) und mehreren hundert Millijoule bei ca. 200 ps Impulslänge (III. Generation) auf. Während die Riesenimpulslaser der ersten Generation nur alle 2 bis 10 Sekunden abgefeuert werden konnten, erlauben es die Laser der dritten Generation, Impulsraten bis 10 Hz zu fahren (weitere Daten siehe I.3.1).

Wie die Energieverteilungen für Nd:YAG- und Rubinlaser der Satellitenbeobachtungsstation Wettzell im Bayerischen Wald aussehen, zeigen die Abb. II.3.1 und Abb. II.3.2.

#### II.4 Laufzeitzähler

Als charakteristische Größen dienen hier die Zeitanzeige  $t_L$  und die Auflösung  $\Delta t_L$ , die sich aus der Frequenzgenauigkeit des Normalen und der Anzeigegenauigkeit des Zählers zusammensetzt. Auflösungen von  $\Delta t_L = 10$  ps sind zu erreichen [TURKO].

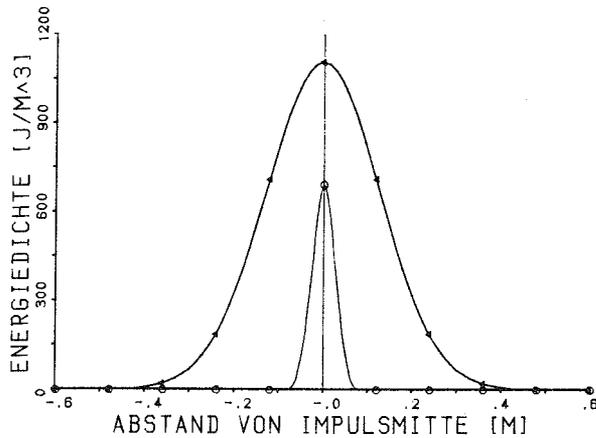


Abb. II.3.1: Energieverteilung in Ausbreitungsrichtung

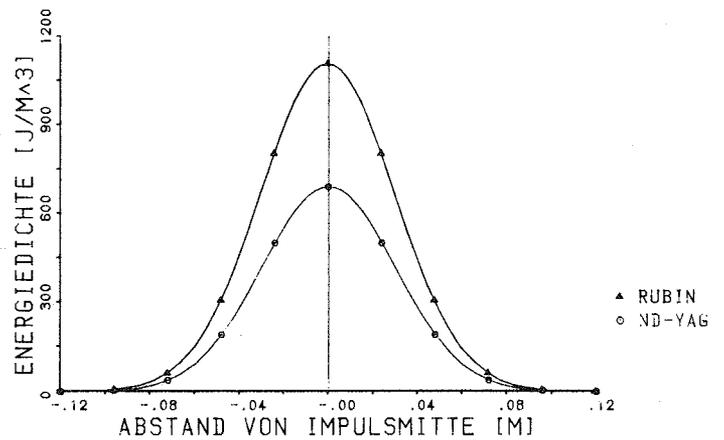


Abb. II.3.2: Energieverteilung quer zur Ausbreitungsrichtung

## II.5 Frequenz- und Zeitnormal

Sie steuern sowohl den Laufzeitähler als auch die Uhr für die Epoche. Gefordert sind einerseits hohe Kurzzeitkonstanz und andererseits hohe Langzeitkonstanz. In Frage kommen praktisch nur Atomfrequenznormale wie Rubidium- und Cäsiumnormale und Wasserstoffmaser [ARNOLDT] (s. Tabelle II.5).

Tabelle II.5  
Frequenznormale

	1s	1 Tag	Alterung	Frequenz in GHz
Rubidium	$10^{-11}$	$10^{-13}$	$10^{-11}$ /Monat	6,834 682 641
Cäsium	$> 10^{-11}$	$10^{-14}$	-	9,192 631 770
H-Maser	$< 10^{-14}$	$> 10^{-14}$	-	1,420 405 751

Cäsiumnormal und H-Maser sind sogenannte primäre Standards, da sie keine Frequenzänderung durch Alterung erfahren, im Gegensatz zum Rubidiumnormal, das als sekundärer Standard Anwendung findet und laufend geeicht werden muß.

## II.6 Lichtempfänger

### II.6.1 optisch

Als Lichtempfänger kommen sowohl Spiegelteleskope als auch Refraktoren in Frage. Wegen der geringeren Kosten von Spiegeln bei größeren Öffnungen wird diesen meist der Vorzug gegeben. Der Öffnungsdurchmesser  $D_E$  legt zum einen die optische Auflösbarkeit von benachbarten Objekten fest und zum anderen die geringste

nachweisbare Helligkeit. Da bei der Laserentfernungsmessung zwar keine Objekte optisch zu trennen sind, aber geringste Helligkeiten nachgewiesen werden sollen, ist  $D_E$  entsprechend groß zu wählen (der nachzuweisende Laserimpuls ist von extrem kurzer Dauer, so daß keine längeren Belichtungszeiten, wie z.B. bei der Photographie astronomischer Objekte in Frage kommen).

Abb. II.6.1 zeigt in schematischer Darstellung eine Empfangseinrichtung für Laserimpulse.

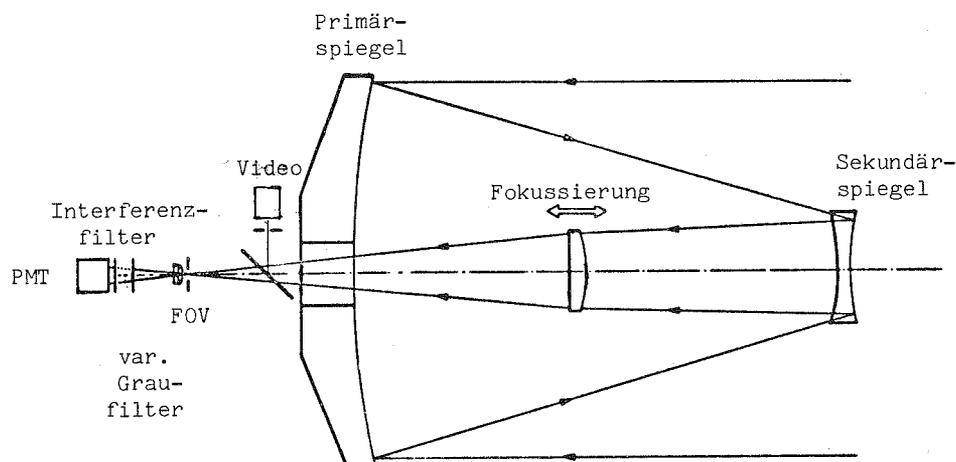


Abb. II.6.1: Schematische Darstellung einer Empfangseinrichtung für die Laserentfernungsmessung

Der räumliche Öffnungswinkel (FOV = Field of View) ist durch das Verhältnis Öffnungsdurchmesser  $D_E$  zur Brennweite  $F_E$  begrenzt, wird aber wegen einer guten räumlichen Filterung meist kleiner gewählt. Dazu dient eine Iris-Blende im Fokus des Empfangsteleskops mit der Field of View-Werte bis herab zu  $50 \mu\text{rad}$  einstellbar sind.

Damit bei kurzen zu messenden Entfernungen die hohe reflektierte Energie den empfindlichen Photomultiplier nicht übersteuert oder gar beschädigt, ist im empfangsseitigen (evtl. auch im sendeseitigen) Strahlengang ein Abschwächer (Graufilter) vorzusehen. Direkte Sonneneinstrahlung ist gänzlich zu vermeiden (Sun-Shutter).

Der Frequenzbereich des Laserlichtes wird mittels eines Interferenz- bzw. Fabry-Perot-Filters (mit in etwa gaußförmiger Durchlaßkurve) der Bandbreite  $\Delta\lambda$  aus dem Störhintergrund (blauer Himmel, Vollmond, Sterne) herausgefiltert. Bandbreiten  $\Delta\lambda$  von  $0.1 \text{ nm}$  bis  $\Delta\lambda = 2.5 \text{ nm}$  bei einem Wirkungsgrad von  $30 - 80\%$  sind üblich. Eine untere Grenze wird durch die Linienstabilität und die Linienbreite des Lasers gesetzt.

Durchmesser des Primärspiegels von  $30 \text{ cm}$  bis über einen Meter sind im Gebrauch. Die kleineren Teleskope ermöglichen einen mobilen Einsatz, während die großen Teleskope praktisch nur stationär betrieben werden.

Wählt man den Teleskopdurchmesser zu klein ( $< 30 \text{ cm}$ ), so kommen die wegen turbulenten Atmosphärenschichten verursachten Intensitäts- und Richtungsszintillationen voll zum Tragen [LANDOLT-BÖRNSTEIN, RUDER].

Die Videokamera (in Abb. II) dient einerseits zum optischen Nachführen von Satelliten (bzw. als visuelle Kontrolle der rechnergesteuerten Nachführung)

und andererseits zum Positionieren auf die Mondreflektoren (über bestimmte Merkmale der Oberflächenstruktur wie Krater usw., da die Reflektoren selbst zu klein sind, um gesehen werden zu können).

## II.6.2 elektronisch

Nach dem Empfang des reflektierten Laserimpulses durch das Empfangsteleskop wird der optische Impuls auf die lichtempfindliche Kathode des Photomultipliers (PMT) gelenkt. Die Quantenausbeute  $\gamma$ , die mittlere Verstärkung  $v_{PM}$  bei  $n_{PM}$  Dynoden bzw. micro-channel-plates und die Bandbreite\*  $b_{PM}$  bzw. Anstiegszeit\*\*  $t_r$  charakterisieren die Eigenschaften des Photomultipliers (zum prinzipiellen Aufbau siehe die Abbildungen III.3.2.2 und III.3.2.3).

Zur Reduktion des Störlichteinflusses wird der Photomultiplier nur für eine kurze Zeitspanne  $\Delta t$  (0.1... 10  $\mu s$ ) aktiviert. Ein echtes "Gaten" (Aktivieren) ist nur bei den micro-channel-plate-Photomultipliern möglich, während bei den anderen (z.B. static crossed-field) Photomultipliern die Ausgangsimpulse der Photomultiplieranode eben nur dann weitergeleitet werden, wenn sie innerhalb der Zeitspanne (Gatebreite)  $\Delta t$  auftreten.

Von Interesse sind auch die Elektronenaustrittsarbeit  $W_e$  der Photokathode und die Spannung  $U_{KD}$  zwischen Kathode und erster Dynode, da durch sie der Hauptanteil des Dunkelstromes verursacht wird.

Die verwendeten Photomultiplier unterscheiden sich hauptsächlich durch das Kathodenmaterial (spektrale Empfindlichkeit und Quantenausbeute, siehe Abb. III.3.2.1), Anzahl und Material der Dynoden (mittlere Verstärkung) und ihren Aufbau, der entscheidend für die Laufzeiten der einzelnen Elektronen ist.

Bei den crossed-field-Photomultipliern werden durch ein äußeres Magnetfeld die mit unterschiedlichen kinetischen Energien behafteten Elektronen auf verschiedenen lange Bahnen gezwungen und somit die Impulsdehnung sehr klein gehalten (s. III.3.2 und [MARTON], [KEYES], [KINGSTON]).

Die micro-channel-plate (MCP)-Photomultiplier verwenden sehr dünne MCP's (Abb. III.3.2.3) zur Sekundärelektronenvervielfachung, die aufgrund der geringen Dicke von etwa 1 mm praktisch kaum zu Laufzeitdifferenzen der Sekundärelektronen beitragen [HAMAMATSU].

Einige typische Leistungsdaten der beiden Photomultipliertypen (crossed-field und MCP) sind in Tabelle II.6 zusammengefaßt.

Der Signal-Averager aus Abb. II in Verbindung mit einer graphischen Anzeige dient einerseits zur Darstellung der mittleren elektronischen Impulsform über dem Range Gate und andererseits zur (hardwaremäßigen) Realisierung eines Histogramms über dem Range Gate bei der Entfernungsmessung zum Mond (s. V.3.4).

\*) Frequenzbereich mit normierter Verstärkung  $\geq -3dB$  ( $\sim 0.7$ )

\*\*\*) Anstiegszeit = Zeitspanne von 10% bis 90% der Impulsflanke

Tabelle II.6

Gegenüberstellung einiger Daten von crossed-field- und micro-channel-plate-Photomultipliern

	crossed-field PMT	micro-channel-plate PMT
Quantenausbeute	30%	30%
mittl. Verstärkung	$4 \cdot 10^5$	$10^4$ (1 MCP) bis $10^9$ (3 MCP's)
Anstiegszeit	150 ps	300 ps
Dunkelstrom	10 nA	10 nA (2 MCP's)
max. Anodenstrom (Impulsspitze)	0.01 A	1 A
"gatebar"	nein	ja

### II.7 Übertragungsweg

Bei Entfernungsmessungen nach Satelliten, zum Mond und nach terrestrischen Zielen spielt die Erdatmosphäre eine herausragende Rolle [ATWOOD, MARINI & MURRAY, STROHBEHN]. Wegen ihrer dispersiven, extingierenden, refraktiven und turbulenten Eigenschaft verändert sie laufend Richtung und Geschwindigkeit des Laserimpulses und schwächt ihn ab. Erschwerend kommt hinzu, daß nicht an allen Punkten des Übertragungsweges die atmosphärischen Daten bestimmt werden können. So ist man gezwungen, auf ein Modell der Atmosphäre zurückzugreifen, das durch die Wetterdaten an leicht zugänglichen Stellen begründet ist.

#### Atmosphärenmodell

Etwa 90% der gesamten Luftmasse befinden sich innerhalb einer Höhe von 20 km über Meereshöhe. In dieser Höhe beträgt der Luftdruck immerhin noch 55 mB (für Standardatmosphäre\*). Bereits 99.9% der Erdatmosphäre sind in den ersten 50 km enthalten.

Der Temperaturverlauf (siehe Abb. II.7.1) fällt von  $T_s$  linear mit  $6.5 \text{ K/km}$  ab, bis in Höhen von etwa 11 km. Von  $h = 11 \text{ km}$  ab bleibt die Temperatur weitgehend konstant, um dann bei Werten von über 30 km wieder anzusteigen [IRIBARNE, CLANCY].

Für den Luftdruckverlauf (siehe Abb. II.7.2) ergeben sich aus dem Gasgesetz ( $pV = RT$ ) und der Forderung nach hydrostatischem Gleichgewicht ( $-dp = g \cdot \rho \cdot dh$ , mit  $\rho$  Luftdichte) [CLANCY, IRIBARNE] die beiden Formeln

$$p = p_s \left(\frac{T}{T_s}\right)^{-\frac{Mg}{T_k R}} \quad \text{mit} \quad T = T_s + T_k h \quad \text{und} \quad h \leq 11 \text{ km},$$

$$p = p_s e^{-\frac{h}{R T_{11}}} \quad T_{11} = T_s + T_k \cdot 11, \quad h > 11 \text{ km},$$

\* ) Standardatmosphäre nach DIN 5450 (entnommen aus CHRISTIANI-Datenbank):

$$T_s = 288.15 \text{ K}, \quad p_s = 1013 \text{ mB}, \quad e_s = 17 \text{ mB (Sättigung)},$$

$$T_k = \frac{dT}{dh} = -6.5 \frac{\text{K}}{\text{km}} \quad (\text{bis } h = 11 \text{ km})$$

wobei für  $M$  das Molekulargewicht der trockenen Luft, für  $g$  die Schwerebeschleunigung der Erde und für  $R$  die universelle Gaskonstante einzusetzen sind.

Entscheidenden Einfluß hat bei dem genannten Modell die Temperaturänderung  $T_K$  bei steigenden Höhen. Sie ist im wesentlichen durch Messungen mit Hilfe von Wetterballons zu ermitteln, die dann auch  $P$  und  $e$  aufzeichnen und somit eine einfache Überprüfung des gewählten Atmosphärenmodells gestatten.

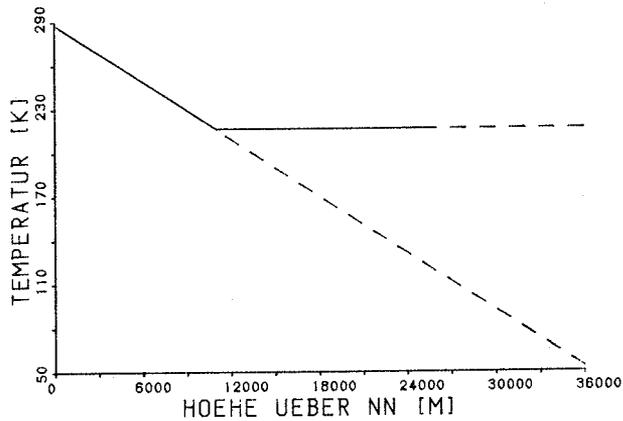


Abb. II.7.1: Verlauf der Temperatur bei Standardatmosphäre.

MARINI & MURRAY verwenden in ihrem Modell nur die erste Formel für  $p$  und nehmen dafür einen linearen Temperaturabfall (gestrichelte Linie) an.

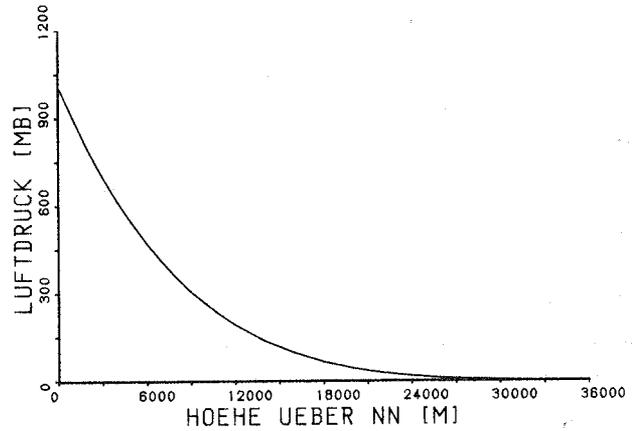


Abb. II.7.2: Luftdruckverlauf der Standardatmosphäre

Für den Verlauf des Partialdrucks des Wasserdampfes ergibt sich nach [MARINI & MURRAY] der Zusammenhang:

$$e = e_s \left( \frac{T}{T_s} \right)^{-4 \frac{Mg}{T_k R}}$$

Ab Höhen  $> 10$  km wird er für praktische Betrachtungen verschwindend klein (Abb. II.7.3).

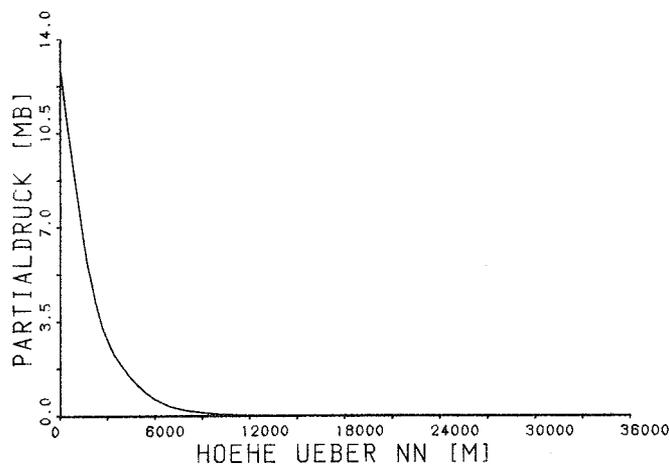


Abb. II.7.3: Partialdruckverlauf von Wasserdampf in der Standardatmosphäre

Die Atmosphäre wirkt auch extingierend, d.h., sie schwächt das sie durchstrahlende Licht. Bei einer weitgehend staubfreien Luft stellt dabei die Rayleighstreuung über die LAMBERT'sche Gleichung den Zusammenhang zwischen Intensitätsabfall und durchstrahlter Luftmenge her [BERGMANN-SCHAEFER]:

$$I = I_0 e^{-\beta L} \quad \text{mit} \quad \beta \sim \frac{c}{\lambda^4} N V^2,$$

wobei

$I_0$  Anfangsintensität,  
 $L$  Weglänge in Luft,  
 $\beta$  Streukoeffizient,  
 $N$  Anzahl Moleküle/m<sup>3</sup> und  
 $V$  das Molekylvolumen

bedeuten.

$\beta$  ist zweckmäßigerweise in Abhängigkeit von den meteorologischen Daten zu formulieren, da diese aufgrund des vorher skizzierten Atmosphärenmodells zur Verfügung stehen.

Über die Beziehungen

$$\beta \sim \frac{32 \pi^3}{3N\lambda^4} (n-1)^2 \quad [m^{-1}] \quad ([JORDAN-EGGERT-KNEISSL, \text{Band VI}])$$

und

$$N = \frac{p}{k \cdot T} \cdot 10^2 \quad [m^{-3}] \quad ([MENDE/SIMON])$$

( $k$  = Boltzmann-Konstante, s. IV.2.2)

bestimmt sich der Extinktionskoeffizient zu

$$\beta \sim \frac{32 \pi^3 k \cdot T}{3 \cdot 10^2 p \cdot \lambda^4} (n-1)^2 \quad [m^{-1}].$$

Abb. II.7.4 zeigt den Verlauf des Streukoeffizienten  $\beta$  für verschiedene Höhen in der (Standard-) Atmosphäre. Zugrunde liegen die beiden Wellenlängen des Nd:YAG- ( $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ) und des Rubinlasers ( $\lambda = 0.6943 \mu\text{m}$ ).

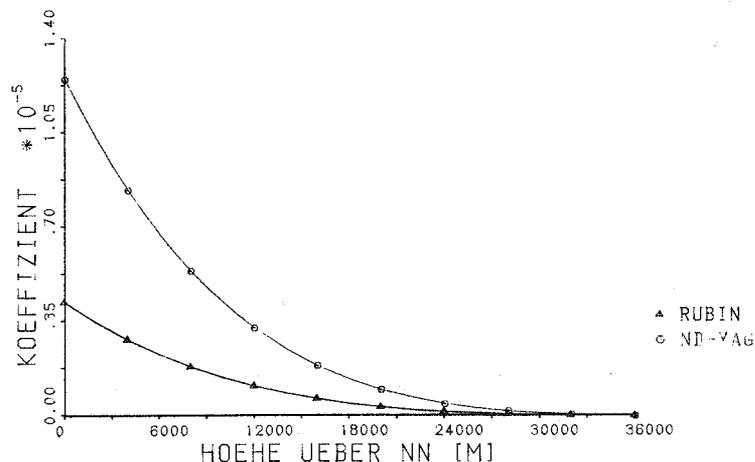


Abb. II.7.4: Extinktionskoeffizient  $\beta$  bei Rayleigh-Streuung an den Luftmolekülen

Neben der Streuung an den Luftmolekülen spielt die Streuung an Aerosolen (Dunstextinktion) und die Intensitätsszintillation (Turbulenz) bei der Behandlung der Atmosphäre eine wichtige Rolle [SIEDENTOPF-SCHEFFLER in LANDOLT-BÖRNSTEIN] (siehe Abschnitt III.2).

Turbulente Strömungen innerhalb der Atmosphärenschichten führen zu Schwankungen des Brechungsindex und diese im wesentlichen zu Richtungsschwankungen bzw. zur Verbeulung von ursprünglich ebenen Wellenfronten. Wie sich bei der Sternphotographie mit großen Spiegelteleskopen und kurzen Belichtungszeiten ( $1/100$  s) zeigt, wird nicht etwa ein Lichtpünktchen in der Größe des Beugungsscheibchens abgebildet, sondern ein verwaschener Lichtfleck in der Größe  $1 \dots 2''$  mit kleinen zerfransten Beugungsscheibchen (Abb. II.7.5 [RUDER]). Das photographische Objekt wird Speckle-Bild genannt. In der Astronomie wurden z.B. Verfahren entwickelt (Speckle-Interferometrie), um dennoch die theoretische Auflösungsgrenze der verwendeten Teleskope zu erreichen (s. [RUDER]).

Für die Laserentfernungsmessung zählt dieser Effekt der turbulenten Atmosphäre gleich doppelt: beim Hin- und beim Rückweg. Beim Hinweg des Laserstrahles zum Satelliten oder zum Mond wiegt der Effekt sehr stark, da am Ziel die einzelnen Speckles bereits Durchmesser erreichen, die die wirksamen Reflektorflächen um ein Vielfaches übertreffen. Beim Rückweg bleiben bei den verwendeten Teleskopen (Öffnung meist um einiges größer als 15 cm) die einzelnen Speckles kleiner als die Teleskopöffnung, so daß hier bereits ein Mittelungsprozeß stattfinden kann und somit die turbulente Wirkung weitgehend ausgeglichen wird. Für genauere Untersuchungen zur atmosphärischen Turbulenz sei auf [STROHBEHN et al.] verwiesen.

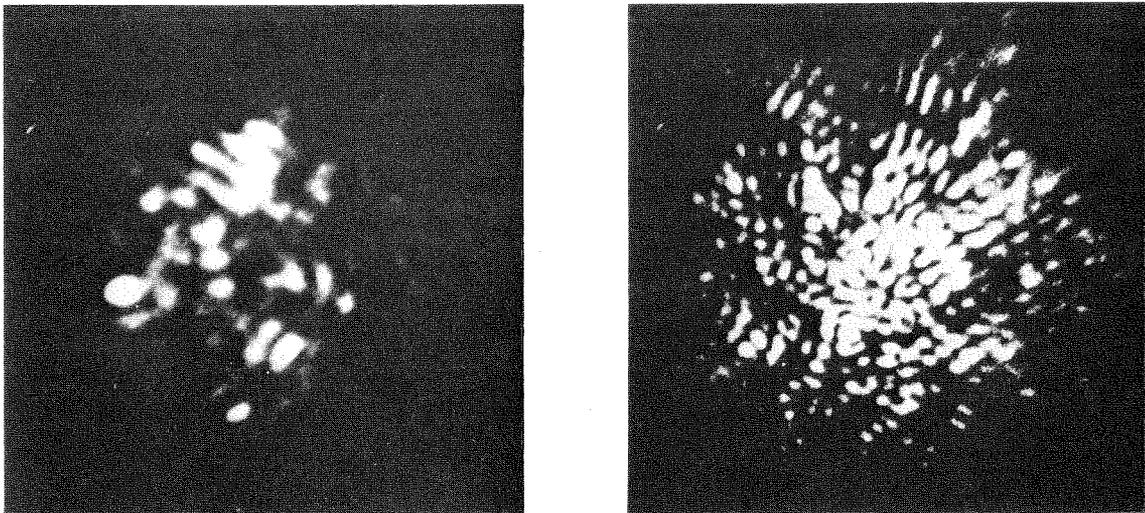


Abb. II.7.5: Speckle-Aufnahmen von Einzelsternen  
links: mit 1m-Teleskop auf dem Hohen List,  $1/500$  s  
rechts: mit 5m-Spiegel auf dem Mt. Palomar,  $1/250$  s

## II.8 Ort B des Zielobjektes

Ort B ( $r_B$ ) des Zielobjektes bezeichnet die momentane Position eines leicht beschreibbaren Punktes des anzumessenden Zieles. Bei terrestrischen Zielen mag das z.B. ein markanter Punkt in der Landschaft, etwa ein Berggipfel oder ähnliches sein (im geozentrischen System). Bei Satelliten und beim Mond werden die

Örter gewöhnlich durch Bewegungsgleichungen, aufgestellt im Inertialsystem, beschrieben, die sich jeweils auf das Massenzentrum beziehen, also auf Punkte, die zwar leicht zu berechnen, der Messung aber nicht direkt zugänglich sind.

Dies erfordert die Einführung eines Bezugspunktes für den Ort B, der von Ort A aus sichtbar und von dem die genaue Distanz zum Ort B bekannt ist.

## II.9 Bezugspunkt BEZUG<sub>B</sub> des Ortes B

Betrachtet man die reale Reflexion an vielen einzelnen Retroreflektoren, so fällt je nach Art und Weise, wie man die Ereignisse E2 und STOP koordiniert, das Ergebnis verschieden aus. Ersetzt man nun die Vielzahl einzelner Reflektoren durch einen einzigen Planspiegel, der senkrecht zur Einfallrichtung des Laserstrahls orientiert ist und die gleichen Ergebnisse liefert, so diene zunächst irgendein Punkt innerhalb der reflektierenden Fläche als Bezugspunkt BEZUG<sub>B</sub>. Im weiteren wird die Wahl des Bezugspunktes zusätzlich der Bedingung unterworfen, daß seine Distanz von Ort B leicht angegeben werden kann, wofür z.B. geeignet sind: Mittelpunkt des Spiegels oder linke untere Ecke usw. .

Die praktische Bestimmung des Bezugspunktes gestaltet sich äußerst schwierig, da verschiedene Komponenten auf seine Lage Einfluß nehmen

- Art und Weise, wie die beiden Ereignisse E2 und STOP koordiniert werden
- die Reflektorgeometrie
- die räumliche Orientierung der Reflektoranordnung.

Im allgemeinen ist nur die Komponente b) sicher und genau bestimmt (aufgrund der Konstruktion), so daß Mittel und Wege zu suchen sind, die beiden anderen festzulegen.

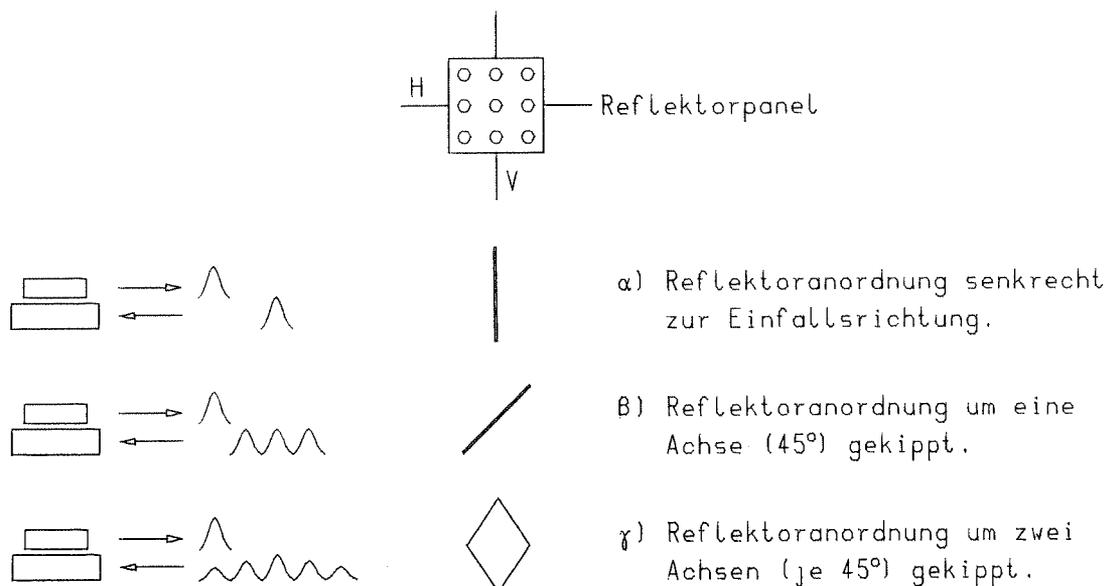


Abb. II.9: Zur Bestimmung des Bezugspunktes B

Man betrachte z.B. ein Reflektorpanel (s. Abb. II.9), das aus 9 Retroreflektoren aufgebaut ist, die punktsymmetrisch zu einem Reflektor in einer Fläche liegen. Dieses Panel sei um eine horizontale Achse H und eine vertikale Achse V drehbar.

Abb. II.9  $\alpha$  bis II.9  $\gamma$  zeigen, daß bei ansteigender Flankensteuerung der Bezugspunkt  $\text{BEZUG}_B$  bei  $\alpha$ ) von jedem Reflektor, bei  $\beta$ ) nur von einem Reflektor der unteren Dreierreihe und bei  $\gamma$ ) nur vom linken unteren Reflektor gebildet werden kann.

Sind die Drehwinkel der horizontalen Achse H und der vertikalen Achse V bekannt, so läßt sich die Distanz des Bezugspunktes vom Schnittpunkt der Drehachsen (dies sei z.B. der Ort B) bezüglich der Strahlrichtung leicht angeben. Sind oben genannte Drehwinkel jedoch nicht bekannt, so sind die Einzelmessungen mit Fehlern behaftet. Erst eine längere Meßserie kann hier zur verbesserten Bestimmung des Bezugspunktes  $\text{BEZUG}_B$  führen.

Aus Abb. II.9  $\alpha$  bis II.9  $\gamma$  läßt sich noch eine andere Möglichkeit ablesen: Der gewünschte Bezugspunkt kann von der Impulsform des reflektierten Lichtes abgeleitet werden.

Es zeigt sich nämlich, daß der reflektierte Impuls in allen 3 Fällen eine Achsensymmetrie bezüglich der Impulsmitte aufweist. Diese Impulsmitte entspricht gerade dem Reflexionsanteil, den der mittlere Reflektor beigesteuert hat.

Ist der Empfänger in der Lage, die Ereignisse E2 und STOP über diese Impulsmitte zu koordinieren, so ist bereits die Einzelmessung bezüglich der Reflexion am Ort B sehr genau. Diese Impulsmitte wird jedoch bei größerer Impulslänge durch Interferenz des kohärenten Laserlichtes wieder verwischt, so daß auch die Position des Bezugspunktes verwischt und ungenau wird.

## II.10 Reflektoranordnung

Zur Beschreibung der Reflektorgeometrie eignet sich ein im Ort B lokales Koordinatensystem, das nach evtl. vorhandenen Symmetrieachsen oder -punkten der Reflektoranordnung ausgerichtet ist. Jeder Retroreflektor ist dann durch die beiden Vektoren

$$\mathbf{r}_R = \text{Ort der Reflektormitte}$$

und

$$\mathbf{n}_R = \text{Normale zur Reflektoreintrittsfläche}$$

räumlich fixiert. Die Reflexionseigenschaften der Retroreflektoren sind aufgrund der drei senkrecht aufeinanderstehenden Flächen vom Azimut der Einfallsrichtung abhängig, so daß zusätzlich die Orientierung  $\rho$  des Reflektors eingeführt wird. Dies ist der Winkel zwischen der Schnittgeraden zweier reflektierender Flächen und der Ebene, die von z-Achse und Normalenrichtung aufgespannt wird (siehe Abb. II.10.1 und II. 10.2).

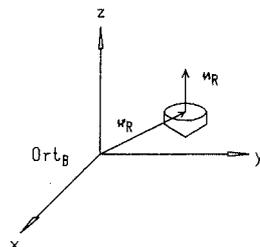


Abb. II.10.1: Ort und Normale

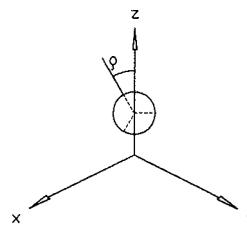


Abb. II.10.2: Orientierung eines Retroreflektors

## II.11 Retroreflektor

Ein Retroreflektor kann durch die Form seiner Eintrittsfläche klassifiziert werden. Diese ist meistens dreieckig, sechseckig oder kreisförmig gestaltet und bestimmt über ihren Durchmesser die aktiv reflektierende Fläche (Überlagerung von Eintritts- und Austrittsfläche [ARNOLD], s. Abb. II.11.1) des Reflektors. Das Material, aus dem die Retroreflektoren hauptsächlich gefertigt werden, ist Quarzglas (Brechungsindex  $n \sim 1.5$ ).

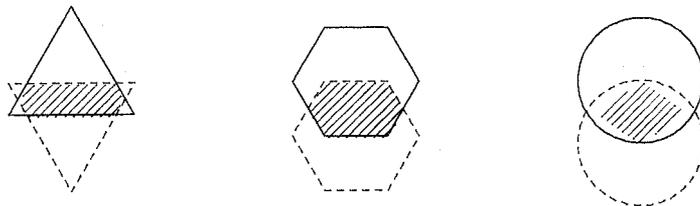


Abb. II.11.1: Veranschaulichung der aktiv reflektierenden Flächen (schraffiert) dreier Retroreflektoren mit verschieden geformten Eintrittsflächen.

Die aktiv reflektierende Fläche  $A$  hängt sehr stark vom Einfallswinkel  $\varphi$  des Lichtes ab. Abb. II.11.2 zeigt dies anhand der Beispiele für einen sechseckig geformten Retroreflektor des Satelliten GEOS 3 und einen kreisförmigen Retroreflektor des Satelliten LAGEOS (die Form der Eintrittsfläche spielt, wie man sieht, nur eine untergeordnete Rolle).

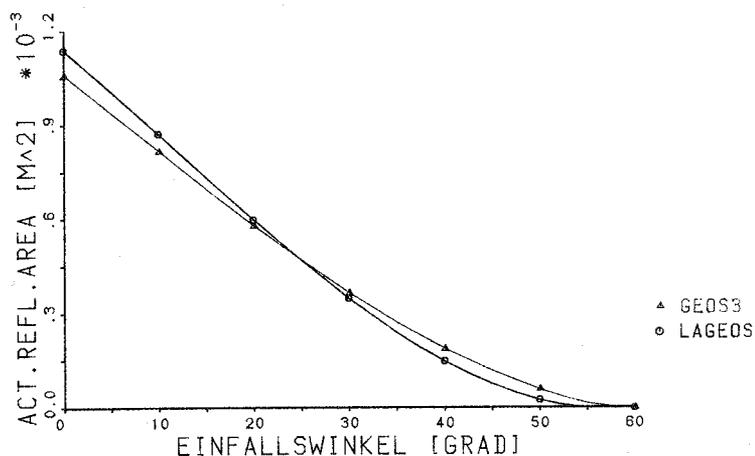


Abb. II.11.2: Active Reflecting Area in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\varphi = \alpha$  (Strahl,  $n_R$ )

Für die kreisförmige Eintrittsfläche mit Radius  $r$  berechnet sich die aktiv reflektierende Fläche  $A$  zu [ARNOLD]

$$A = (2 r^2 \theta - D r \sin \theta) \cos \varphi ,$$

wobei

$$\Theta = \arccos\left(\frac{D}{2r}\right), \quad D = 2L \tan \varphi',$$

$$\varphi' = \arcsin\left(\frac{\sin \varphi}{n}\right), \quad \varphi = \angle (\text{Strahl}, n_R),$$

$L$  = Vertextlänge und  $n$  = Brechungsindex .

Für Einfallswinkel  $\varphi > \varphi_c$  mit

$$\varphi_c = \arcsin(n \sin \varphi'), \quad \varphi'_c = \arctan \frac{r}{L}$$

findet überhaupt keine Reflexion mehr statt.

Ebenso tritt für Azimutwinkel  $\alpha < \alpha_c$  mit

$$\alpha_c = \arccos\left(\frac{\sqrt{3} \sqrt{n^2 - 1} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\sqrt{2} \sin \varphi}\right)$$

bei nicht verspiegelten Reflektorflächen keine Reflexion mehr auf. Die Ursache dafür liegt im Verlust der Totalreflexion an einer der drei reflektierenden Flächen des Retroreflektors. Wie sich diese Grenzbedingung auswirken kann, demonstriert Abb. II.11.3 am Beispiel der nicht verspiegelten LAGEOS-Retroreflektoren.

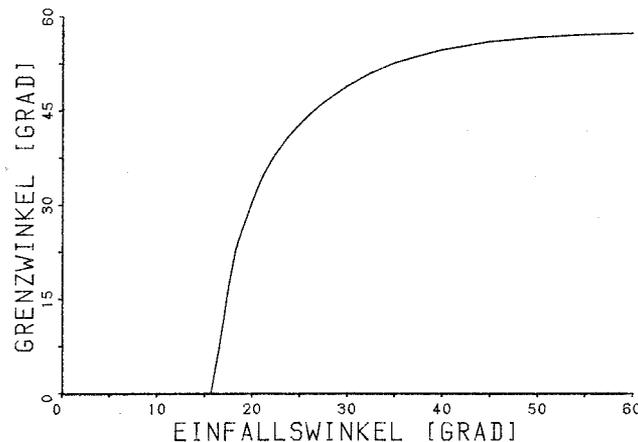


Abb. II.11.3: Verlust der Totalreflexion beim nicht versilberten Lageos-reflektor. Das Gebiet unterhalb der Kurve zeigt den Bereich an, in dem der Retro nichts mehr zum Empfänger zurückstrahlt.

Der Azimutwinkel  $\alpha$  ist dabei wie folgt definiert: Betrachtet man die Abb. II.10.2 (Orientierung eines Retroreflektors), so gilt, bei von oben her in negativer  $z$ -Richtung einfallendem Lichtstrahl, gerade  $\alpha = \rho$ .

Wegen des von 1 verschiedenen Brechungsindex von Quarzglas ( $\sim 1.5$ ) entspricht die optische Weglänge im Reflektor nicht der geometrischen Weglänge  $W$ . Zur Berechnung der geometrischen Weglänge  $W$  benötigt man neben dem Brechungsindex  $n$  und dem Einfallswinkel  $\varphi$  noch die sogenannte Vertextlänge  $L$ , die den Abstand

zwischen dem Schnittpunkt der reflektierenden Flächen (= Vertex) und dem Mittelpunkt der Eintrittsfläche angibt (Abb. II.11.4).

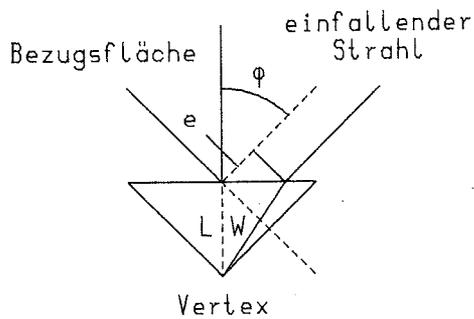


Abb. II.11.4: Zur Berechnung der geometrischen Weglänge  $W$  im Retroreflektor, sowie der anfallenden Korrektur bezüglich der Reflexion an der Bezugsfläche.

Die geometrische Weglänge  $W$  lautet (siehe [ARNOLD])

$$W = \frac{nL}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}},$$

woraus sich die einfache Wegkorrektur bezüglich der Reflexion an der Bezugsfläche ( $\perp$  zur Einfallsrichtung; enthält den Mittelpunkt der Eintrittsfläche) berechnen läßt:

$$\text{Korrektur} = nW - e = L \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}.$$

Bilden die reflektierenden Flächen zum Zweck der Strahlaufweitung zueinander einen Winkel von  $\pi/2 \pm \delta$ , so beträgt die effektive Abweichung  $\gamma$  zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl [YODER]:

$$\gamma = \frac{4}{3} \sqrt{6} n \delta.$$

Diese Strahlaufweitung ist bei schnell bewegten Zielen unbedingt erforderlich, um den Einfluß der Richtungsänderung des reflektierten Laserstrahls wegen Aberration über eine größere Divergenz des Strahls zu kompensieren. Dadurch wird gewährleistet, daß der Empfänger im Strahlenkegel des reflektierten Laserlichtes zu liegen kommt.

### III. Beschreibung der Zusammenhänge zwischen den Systemkomponenten eines Laserentfernungsmesssystems

#### III.1 Wahl der Bezugssysteme

Bisher wurden einige charakteristische Größen behandelt, die der räumlichen Fixierung einzelner Systemkomponenten dienen, so z.B.

Ort<sub>A</sub>, Ort<sub>B</sub>,

$r_m \hat{=} \text{Impulsmitte des Laserstrahls}$

und

$r_R \hat{=} \text{Reflektorort.}$

Diese Ortsvektoren sind zunächst in verschiedenen Bezugssystemen gegeben, so daß die Zusammenhänge zwischen den einzelnen Bezugssystemen zu erläutern sind.

Möchte man die Entfernung zu Satelliten bzw. zum Mond messen, so hat man sich mit drei verschiedenen Bezugssystemen zu beschäftigen. Aus der Grundbeziehung der Satellitengeodäsie [NAGEL] (Abb. III.1.1) läßt sich ablesen, daß

- 1) ein Inertialsystem bzw. Fastinertialsystem
- 2) ein geozentrisches, erdfestes System und
- 3) ein topozenrisches System

im Spiel sind. Die Orientierung des Bezugssystems, in dem die Reflektorgeometrie definiert ist, hängt von der momentanen Lage des Satelliten ab und läßt sich nicht auf einfache Art und Weise in eines der anderen Bezugssysteme transformieren.

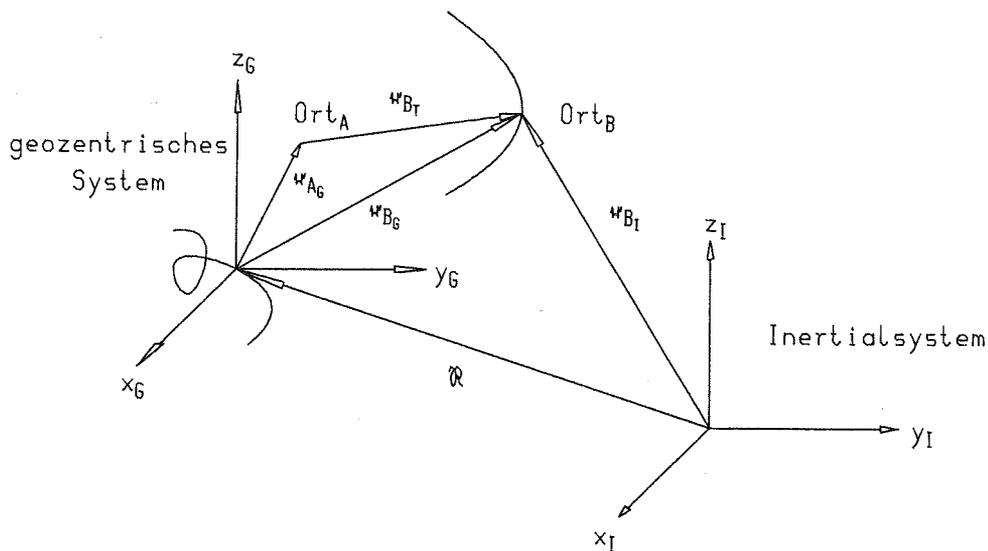


Abb. III.1.1: Die Grundbeziehung der Satellitengeodäsie

$$r_{A_G} + r_{B_T} = r_{B_I} - \mathcal{R}$$

Für die weiteren Betrachtungen des Meßvorgangs seien folgende Vereinfachungen bezüglich der gegenseitigen Lage der Bezugssysteme vereinbart:

- 1) Ursprung des Inertialsystems ist das Geozentrum.
- 2) Die Drehachse  $\vec{\omega}$  der Erde fällt mit der z-Achse  $z_G$  des geozentrischen Systems und der z-Achse  $z_I$  des Inertialsystems zusammen.

Die NEWTON-EULERSche Bewegungsgleichung des Satelliten nimmt im Inertialsystem die einfache Gestalt (für  $r$  sind die Indices  $B_T$  weggelassen)

$$m \cdot \ddot{r} = \mathcal{R}(t, r, \dot{r})$$

an, wobei bedeuten

- $m$     Masse des Satelliten  
 $\mathcal{R}$     die auf den Satelliten wirkende Kraft.

Bei Annahme einer homogenen und kugelförmigen Erde vereinfacht sich die Bewegungsgleichung zu

$$\ddot{r} = - \frac{k^2 M}{r^3} r \quad (\text{KEPLERSche Bewegung})$$

mit

$k^2 M$  = Gravitationskonstante \* Masse der Erde.

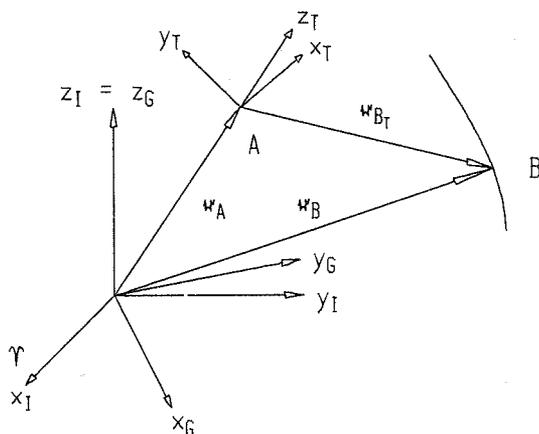


Abb. III.1.2: Zur Lage der Bezugssysteme

- Index I: Inertialsystem  
 Index G: Geozentrisches System  
 Index T: Topozentrisches System

Für eine einheitliche Darstellung der verwendeten Ortsvektoren  $Ort_A$ ,  $Ort_B$ ,  $r_m$  und  $r_R$  zieht man zweckmäßigerweise das geozentrische System vor, damit der Stationsvektor  $r_A$  und somit der Nullpunkt der Messung (Bezug<sub>A</sub>) fest bleiben. Dann muß lediglich der Satellitenort  $r_{B_I}$  vom Inertialsystem ins geozentrische System ( $r_{B_G}$ ) transformiert werden. Dazu ist aber nur eine Drehung um den Winkel  $\Theta$  (im mathematisch positiven Drehsinn) um die z-Achse erforderlich.  $\Theta$  entspricht dabei der Ortssternzeit der Beobachtungsstation, falls die  $x_I$ -Achse gemäß Abb. III.1.2 in Richtung des momentanen Frühlingspunktes zeigt.

Es bleibt noch die Orientierung des lokalen Bezugssystems am Ort B zu bestimmen, damit die Reflektorörter ebenfalls bezüglich des geozentrischen Systems angegeben werden können. Anhaltspunkte dafür kann z.B. die Kenntnis einer bevorzugten Richtung der Satellitenlage geben. Zumeist sind Satelliten für geodätische Zwecke gravitations- oder drallstabilisiert, so daß im ersten Fall eine Ausrichtung auf das Geozentrum resultiert und im zweiten Fall eine bestimmte Anfangsrichtung, nämlich die der Rotationsachse, erhalten bleibt. Bei kugelsymmetrischer Reflektorordnung liegt ein besonders günstiger Fall vor, da eine Änderung der Orientierung nur mehr geringe Auswirkungen zeigen kann. Je nach Winkelabstand der Reflektoren voneinander, bezogen auf das lokale System, wiederholt sich die Reflektorordnung im geozentrischen System entsprechend oft.

Die Lage des lokalen Bezugssystems mit Ort B als Ursprung ( $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ ) kann dann z.B. so festgelegt werden (s. Abb. III.1.3), daß die  $z'$ -Achse  $z'$  stets zum Geozentrum zeigt und die  $y'$ -Achse  $y'$  in der von  $z_G$  und  $r_B$  aufgespannten Ebene liegt und in Richtung wachsender  $z_G$  zeigt.

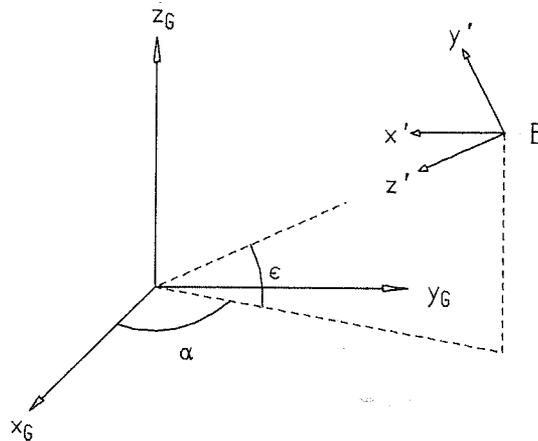


Abb. III.1.3: Orientierung des lokalen Bezugssystems von Ort  $B$  im geozentrischen System

Um die Montierung einer Entfernungsmeßanlage auf das Ziel (Satellit oder Mond) richten zu können, ist der topozenrische Zielvektor nötig, der sich aus  $r_{BG} - r_{AG}$ , transformiert ins topozenrische System, ergibt. Im topozenrischen System ist es meist bequemer, mit (Nord-) Azimut und Höhe zu rechnen, da diese leichter mit der Vorstellung von Himmelsrichtungen verbunden werden können als es z.B. die Koordinaten des Vektors erlauben.

Es treten also folgende Transformationen zwischen Bezugssystemen auf

- 1) I  $\rightarrow$  G: Inertialsystem ins geozentrische System
- 2) G  $\rightarrow$  T: geozentrisches in topozenrisches System
- 3) L  $\rightarrow$  G: lokales Satellitensystem ins geoz. System.

Verschiedentlich werden auch die Umkehrtransformationen notwendig sein, um z.B. eine in Azimut und Höhe in der Beobachtung vorgegebene topozenrische Richtung als geozentrische Vektorkoordinaten ausdrücken zu können.

Bei den erforderlichen Transformationen tritt stets die gleiche Problemstellung auf: Gegeben sei ein Vektor  $r$  in einem System X (dies sei angedeutet durch  $r$  mit Index X :  $r_X$ ). Dieser Vektor  $r_X$  soll in Bezug auf ein zweites (von X verschiedenes) System Y, also als  $r_Y$  dargestellt werden. Je nach Lage des Systems Y sind dazu eine oder mehrere der folgenden Teiltransformationen auszuführen

- a) Translation
- b) Spiegelung
- c) Drehung.

In geeigneter Reihenfolge gewählt, bilden sie das Koordinatensystem X auf das Koordinatensystem Y ab und liefern damit die Koordinaten des Vektors  $r$  bezüglich des Systems Y (also  $r_Y$ ).

Beschränkt man sich, wie es im weiteren getan wird, auf Rechtssysteme, so entfallen die Spiegelungen. Häufig benötigt werden jedoch die Translationen (Ursprung<sub>X</sub> ≠ Ursprung<sub>Y</sub>) und die Drehungen (x,y,z-Achsen des Systems X ‖ x,y,z-Achsen des Systems Y), so daß darauf näher eingegangen werden soll.

### Translation

Eine Translation läßt sich einfach als lineare Verschiebung des Ursprungs von X in den Ursprung von Y deuten (Abb. III.1.4):

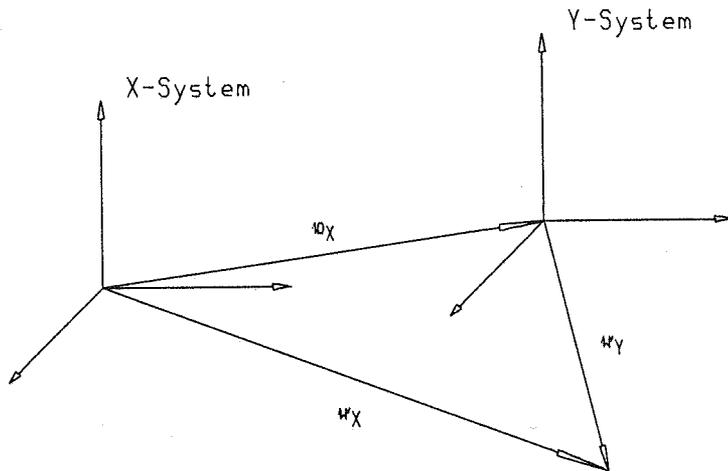


Abb. III.1.4:  
Translation von Bezugssystemen  
 $r_Y = r_X - d_X$ .

### Drehung

Sind die beiden Koordinatensysteme X und Y mit gemeinsamem Ursprung gegeneinander verdreht, so kann mit drei aufeinanderfolgenden Drehungen um jeweils eine der momentanen Koordinatenachsen von X, das System X mit dem System Y zur Deckung gebracht werden. Für die Einzeldrehung gilt

$$r_Y = D_k(\alpha) r_X, \quad k \in \{x, y, z\}, \quad |\alpha| \in [0, 2\pi] \subset \mathcal{R}$$

mit

$D_k$  Drehmatrix um die k-Koordinatenachse

$\alpha$  Drehwinkel.

Ist  $\alpha$  positiv, so erfolgt die Drehung im mathematisch positiven Sinn, also gegen den Uhrzeiger (Abb. III.1.5):

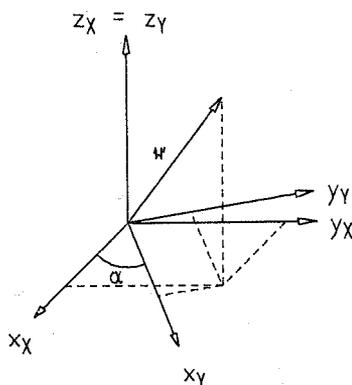


Abb. III.1.5: Drehung um die z-Achse

$$r_Y = D_z(+\alpha) r_X$$

Mit  $c := \cos \alpha$  und  $s := \sin \alpha$  lauten die Drehmatrizen

$$D_X(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c & s \\ 0 & -s & c \end{pmatrix}, \quad D_Y(\alpha) = \begin{pmatrix} c & 0 & -s \\ 0 & 1 & 0 \\ s & 0 & c \end{pmatrix}, \quad D_Z(\alpha) = \begin{pmatrix} c & s & 0 \\ -s & c & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Nun können auch die expliziten Transformationsvorschriften für die Übergänge zwischen den Bezugssystemen I, G, T und L (L für den bereits genannten speziellen Fall) angegeben werden:

- 1)  $I \rightarrow G$ : Diese Transformation entspricht der aus Abb. III.1.5 ( $X = I$ ,  $Y = G$ ), wobei für  $\alpha$  die Sternzeit von Greenwich  $\Theta$  einzusetzen ist, also

$$\mathbf{r}_G = D_Z(+\Theta) \mathbf{r}_I.$$

Bei der Umkehrtransformation  $G \rightarrow I$  wird das Vorzeichen von  $\Theta$  negativ.

- 2)  $G \rightarrow T$ : Da Topozentrum und Geozentrum nicht zusammenfallen, ist zuerst eine Translation um den Vektor  $\mathbf{r}_A$  durchzuführen. Damit erhält man einen Zwischenvektor  $\mathbf{r}_B^1 = \mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A$ , der dann mittels zweier Drehungen den gesuchten Vektor  $\mathbf{r}_T$  ergibt (Abb. III.1.6).

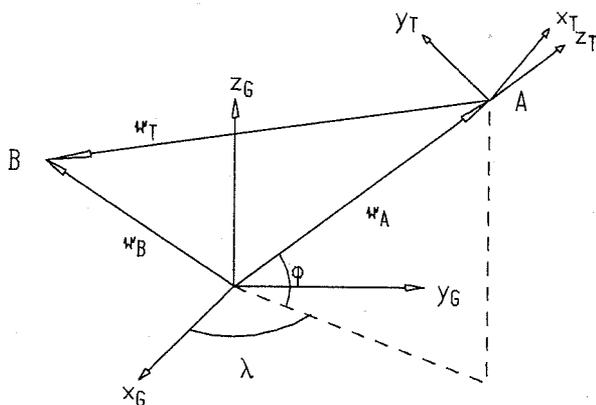


Abb. III.1.6: Vom geozentrischen ins topozentrische System

$$\mathbf{r}_T = (\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A)_T = D_X(90 - \varphi) D_Z(\lambda + 90) (\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A)_G$$

Ist umgekehrt  $\mathbf{r}_T$  gegeben (also der Ortsvektor von B in topozentrischen Koordinaten), so wird zunächst das Bezugssystem T parallel zum Bezugssystem G ausgerichtet und schließlich mittels einer Translation nach G verschoben

$$\mathbf{r}_G = \mathbf{r}_A + D_Z(270 - \lambda) D_X(\varphi - 90) \mathbf{r}_T.$$

- 3)  $L \rightarrow G$ : Wählt man die Orientierung des lokalen Bezugssystems am Ort B so wie in Abb. III.1.3 vorgeschlagen, so transformieren sich die Ortsvektoren der Reflektorörter  $\mathbf{r}_{R_L}$  wie folgt

$$\mathbf{r}_{R_G} = \mathbf{r}_{B_G} + D_Z(90 - \alpha) D_X(270 - \epsilon) \mathbf{r}_{R_L}.$$

Die Umkehrtransformation wird nicht benötigt.

### III.2 Veränderung des Laserimpulses

Während des gesamten Meßvorgangs unterliegt der Laserimpuls von seiner Erzeugung an bis hin zu seiner Detektion einer Vielfalt von Einflüssen, die ihn laufend verändern. Man steht im wesentlichen vor dem Problem, eine gesuchte Strecke mit Hilfe eines biegsamen und längenveränderlichen Maßstabes zu bestimmen, bei dem die Anfangsmarkierung verschwommen ist und die Endmarkierung immer mehr verwischt wird.

Im folgenden sollen die verschiedenartigen Einflüsse auf den Laserimpuls näher untersucht und dargestellt werden, wobei bezüglich der Erzeugung des Laserstrahles auf die Literatur verwiesen sei, beispielsweise [BROTHERTON, KAMINOW, KLINGER, RÖSS, TRADOWSKY, WEBER/HERZIGER].

Die erste Veränderung erfährt der Laserimpuls beim Passieren der Sendeoptik. Hier tritt auch zum ersten Mal das Problem auf, das Laserlicht zu detektieren, d.h. in einen elektronischen Impuls umzuwandeln und aus diesem Impuls einen Startimpuls für den Laufzeitähler zu gewinnen, also den Anfangspunkt der gesuchten Strecke festzulegen. Dieser Vorgang ist prinzipiell der gleiche wie beim Empfang und wird in den Abschnitten III.3 und III.4 gesondert behandelt.

#### III.2.1 Sendeoptik

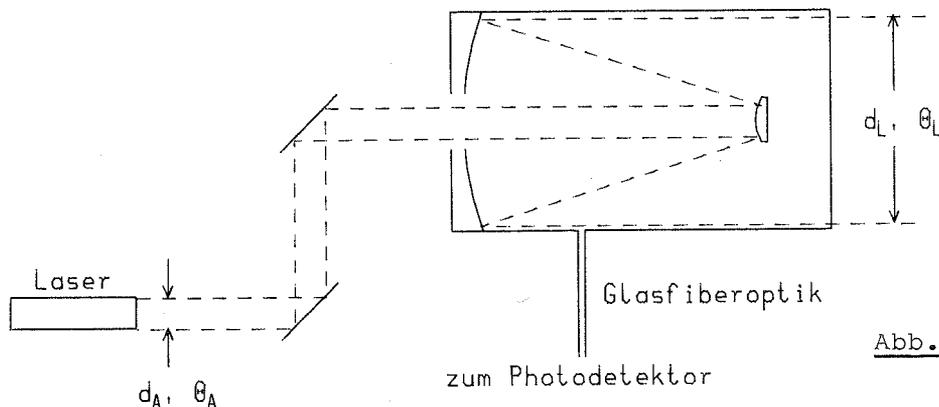


Abb. III.2.1: Sendeoptik

Nach dem Austritt aus dem Lasersender (s. Abb. III.2.1) besitzt der Laserimpuls in etwa eine gaußförmige Energieverteilung, und zwar sowohl in Ausbreitungsrichtung als auch im Strahlquerschnitt (vergl. II.3). Ein Gaußimpuls breitet sich so aus, daß seine Gaußform erhalten bleibt [YOUNG], d.h. insbesondere, daß die Divergenz  $\theta_A$  im Fernfeld mit

$$\theta_A = \frac{4\lambda}{\pi d_A}$$

anzusetzen ist und somit etwas kleiner als die Beugungsdivergenz (natürliche Divergenz)

$$\theta_A = 2.44 \frac{\lambda}{d_A}$$

ausfällt.  $d_A$  ist hierbei der Strahldurchmesser.

Im Nahfeld gilt für die Zunahme des Strahldurchmessers  $d_L$  in Abhängigkeit von der zurückgelegten Entfernung  $z$

$$d_L(z) = d_A \sqrt{1 + \left(\frac{4\lambda z}{\pi d_A^2}\right)^2}.$$

Durch die Sendeoptik wird die Querschnittsfläche des Laserstrahls vergrößert. Wegen der mehrfachen Reflexion an Glasprismen und Spiegeln geht Energie verloren (optische Transmission  $< 1$ ). Der eigentliche Meßimpuls besitzt den

$$\text{Durchmesser} \quad d_L = \alpha \cdot d_A$$

und die

$$\text{Divergenz} \quad \Theta_L = \frac{1}{\alpha} \cdot \Theta_A$$

mit  $\alpha$  Vergrößerung des Sendeteleskops.

### III.2.2 Atmosphäre

Für die weitere Ausbreitung des Laserimpulses gelten die Grundlagen der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen, insbesondere von Wellenpaketen [BORN/WOLF, BRILLOUIN, SOMMERFELD, STRATTON, SCHNEIDER/EGGER], die vor allem in Medien mit Dispersion und Absorption nicht mehr einfach zu behandeln ist. Zunächst hat man dafür Sorge zu tragen, daß die verwendete Laserwellenlänge nicht in Absorptionsbereiche der Atmosphäre fällt\*, da hier anomale Dispersion vorliegt, d.h., die Phasengeschwindigkeit kann größere Werte als die Vakuumlichtgeschwindigkeit annehmen [BRILLOUIN].

Bei erdgebundenen Meßsystemen dient die Atmosphäre stets als Übertragungsmedium, wenn auch nur zu einem Bruchteil, wie bei Entfernungsmessungen nach Satelliten und zum Mond. Dieser Bruchteil genügt jedoch, um die Eigenschaften Dispersion und Refraktion sowie Extinktion und Turbulenz dem Laserimpuls in Form von Strahlkrümmung, -verzögerung, -abschwächung und Speckle-Bildung aufzuprägen (Abb. III.2.2.1). Eine zusätzliche Strahlaufweitung wegen Aufheizens der Atmosphäre (thermal blooming) ist trotz der sehr kurzen und daher leistungsstarken Laserimpulsen ( $\sim 10^{-10} \dots 10^{-9}$  s), die für die Entfernungsmessung angestrebt und verwirklicht werden nach einer Abschätzung in [STROHBEHN] auch für höhere Impulsraten (mehrere zig Hertz) nicht zu befürchten (Variation des Brechungsindex  $n \sim 10^{-13} \dots 10^{-12}$ ).

---

\*) Die Laserwellenlängen  $\lambda_{\text{Rubin}} = 0.6943 \mu\text{m}$  und  $\lambda_{\text{Nd:YAG}} = 0.532 \mu\text{m}$  erfüllen diese Bedingung

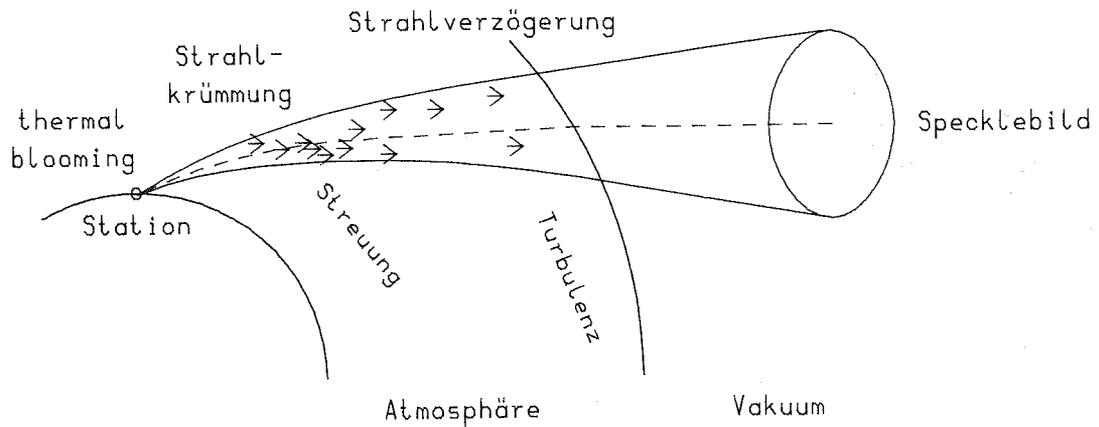


Abb. III.2.2.1: Einflüsse der Atmosphäre

Die Strahlkrümmung wird von der Änderung des Phasenbrechungsindex  $n_{ph}$  bestimmt. Für die Atmosphäre ist  $n_{ph}$  sowohl von der Lichtwellenlänge  $\lambda$  als auch von den meteorologischen Daten  $P$ ,  $e$  und  $T$  abhängig [EDLEN, BARREL & SEARS]:

$$(n_{ph} - 1) \cdot 10^6 = \left( 77.5318 + \frac{0.43909}{\lambda^2} + \frac{0.003666}{\lambda^4} \right) \frac{P}{T} - 11.268 \frac{e}{T}$$

- $P$  Luftdruck in mb  
 $e$  Partialdruck Wasserdampf in mb  
 $T$  Temperatur in K  
 $\lambda$  Wellenlänge in  $\mu\text{m}$ .

Zur Berechnung der Strahlkrümmung denke man sich die Atmosphäre in Schichten der Dicke  $\Delta h$  mit konstanten meteorologischen Daten  $P$ ,  $e$ ,  $T$  und damit konstantem Brechungsindex  $n_{ph}$  zerlegt (Abb. III.2.2.2)

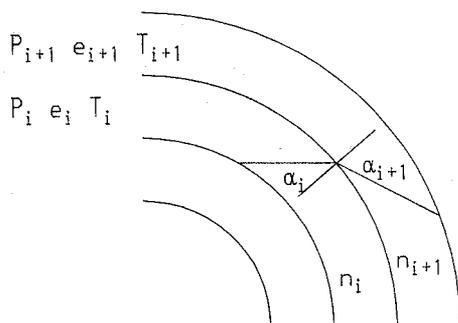


Abb. III.2.2.2: Kugelsymmetrisches Atmosphärenmodell mit Schichten jeweils konstanter Meteorologie

Beim Übergang von der  $i$ -ten zur  $(i+1)$ -ten Schicht wird der Strahl gemäß dem Brechungsgesetz von SNELLIUS

$$\frac{\sin \alpha_{i+1}}{\sin \alpha_i} = \frac{n_i}{n_{i+1}}$$

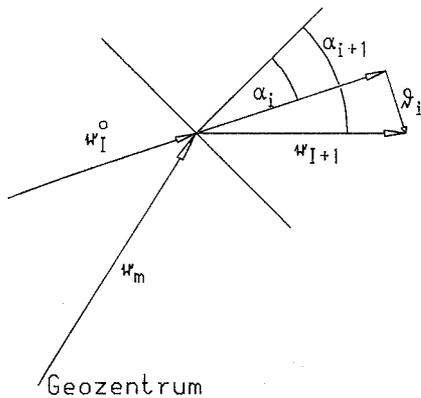
jeweils um den Winkel  $\alpha_{i+1} - \alpha_i$  aus seiner bisherigen Richtung abgelenkt.

Im geozentrischen System schreibt sich die jeweils neue Strahlrichtung  $r_{i+1}^{\circ}$  wie folgt (Abb. III.2.2.3)

$$r_{i+1}^{\circ} = (r_i^{\circ} + b_i)^{\circ}$$

mit

$$b_i = \tan(\alpha_{i+1} - \alpha_i) (r_m^{\circ} \times r_i^{\circ}) \times r_i^{\circ}$$



$$\omega_{I+1}^{\circ} = \frac{\omega_{I+1}}{|\omega_{I+1}|}$$

Abb. III.2.2.3: Berechnung der neuen Strahlrichtung

Die Integration entlang eines solchen gekrümmten Strahles führt z.B. zu den bekannten Formeln zur astronomischen Refraktion in Abhängigkeit von der Zenitdistanz und den meteorologischen Daten an der Beobachtungsstation [MUELLER, SAASTAMOINEN]. Für den Refraktionseinfluß der Atmosphäre auf Richtungen zu Satelliten ist an die obigen Formeln eine Korrektur anzubringen (Satellitenrefraktion [SCHMID]).

### Strahlverzögerung

Wegen der Dispersion der Atmosphäre erfolgt die Lichtfortpflanzung nur mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_{Gr}$ , für die aus der RAYLEIGHschen Beziehung [JORDAN-EGGERT-KNEISSL VI] folgt

$$v_{Gr} = v_{Ph} - \frac{dv_{Ph}}{d\lambda} \cdot \lambda$$

Bei bekanntem Phasenbrechungsindex  $n_{Ph}$  berechnet sich der Gruppenbrechungsindex  $n_{Gr}$  aus

$$n_{Gr} = n_{Ph} - \frac{dn_{Ph}}{d\lambda} \lambda$$

zu

$$(n_{Gr} - 1) \times 10^6 = (77.5318 + \frac{1.31727}{\lambda^2} + \frac{0.01833}{\lambda^4}) \frac{P}{T} - 11.268 \frac{e}{T}$$

Damit kann die Gruppengeschwindigkeit  $v_{Gr}$  einfach als

$$v_{Gr} = \frac{c}{n_{Gr}}$$

geschrieben werden, die jeweils entlang des Strahlwegs in einer Atmosphärenschicht der Dicke  $\Delta h$  anzusetzen ist (Zum Verlauf von Phasen- und Gruppenbrechungsindex siehe Abb. III.2.2.4 und III.2.2.5).

Da  $v_{Gr} < c$  ist, erhält man aus der Umrechnung  $R = t_L \cdot \frac{c}{2}$  stets eine zu große Entfernung R, die um den Betrag

$$\Delta R = \int_s [n_{Gr}(s) - 1] ds$$

s Strahl in Atmosphäre

zu vermindern ist.

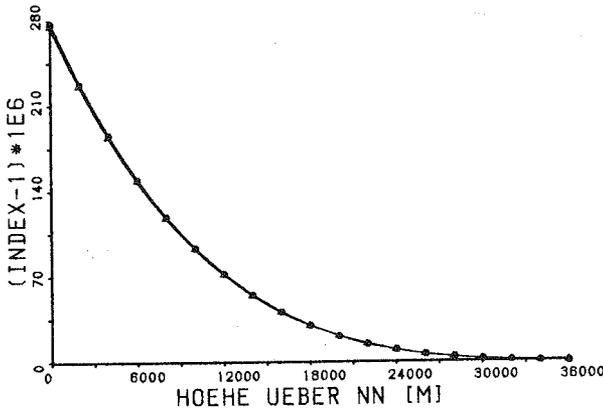


Abb. III.2.2.4: Phasenbrechungsindex

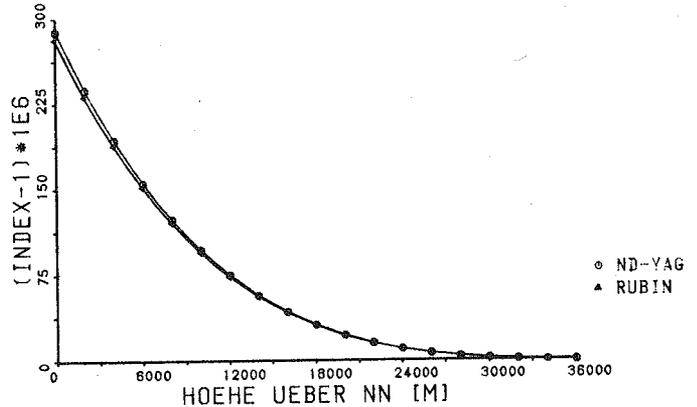


Abb. III.2.2.5: Gruppenbrechungsindex

(jeweils bei Standardatmosphäre)

Formeln zur Entfernungskorrektur wurden z.B. von [MARINI & MURRAY] und [GARDNER] hergeleitet. Sie berücksichtigen die wahre Höhe des Ziels und die Wetterdaten P, e, T an der Beobachtungsstation.

GARDNER behandelt auch horizontale Refraktionsgradienten, die insbesondere bei Elevationen  $\cong 10^\circ$  erhebliche Einflüsse beisteuern können (cm-Bereich). Eine Untersuchung der Entfernungskorrekturformel von MARINI & MURRAY vor allem hinsichtlich ihrer Sensitivität gegenüber Änderungen in den meteorologischen Daten findet sich in [SCHNEIDER/EGGER]. Für die Elevationen  $\sim 10^\circ$  und  $\sim 40^\circ$  gibt Tabelle III.2.2 eine Übersicht über die Änderungen der Entfernungskorrektur nach MARINI & MURRAY ( $\Delta K_{MM}$ ) und nach der mit 1  $\mu s$ -Schritten simulierten Ausbreitung durch die Atmosphäre ( $\Delta K_{SIM}$ ), sowie die Änderung in der Refraktionskorrektur ( $\Delta R$ ). Dabei werden ausgehend von der Standardatmosphäre (jeweils einzeln) der Luftdruck um  $\pm 1$  mbar, der Partialdruck  $H_2O$  um  $\pm 5$  mbar und die Temperatur um  $\pm 5$  K variiert.

Tabelle III.2.2

Empfindlichkeit der Laufzeitkorrektur und der Refraktion gegenüber den meteorologischen Daten P, e und T

Änderungen der meteorologischen Daten	Elevation = $10^\circ 14' 18''$			Elevation = $40^\circ 3' 2''$		
	$\Delta K_{MM}$	$\Delta K_{SIM}$	$\Delta R$	$\Delta K_{MM}$	$\Delta K_{SIM}$	$\Delta R$
$\Delta P = 2$ mbar	2.64 cm	2.63 cm	0".609	0.75 cm	0.75 cm	0".134
$\Delta e = 10$ mbar	0.82 cm	-0.47 cm	-	0.22 cm	-0.13 cm	-
$\Delta T = 10$ K	0.93 cm	1.32 cm	10".707	0.02 cm	0.02 cm	2".363

Extinktion

Solange sich der Laserimpuls in der Atmosphäre bewegt, wird er dauernd an Luftmolekülen und Dunstpartikeln gestreut. Dies führt zu einem u.U. recht großen Energieverlust. Die Abschwächung wegen Streuung an Luftmolekülen kann nach RAYLEIGH [BERGMANN/SCHAEFER] mit dem BEER-LAMBERTSchen Gesetz angegeben werden:

$$E' = E e^{-\beta_i z_i}$$

mit  $z_i$  Weglänge in einer Atmosphärensicht und  
 $\beta_i$  zugehöriger Extinktionskoeffizient (siehe II.7).

Zur Dunstextinktion im Zenit findet sich in [LANDOLT-BÖRNSTEIN] von SIEDENTOPF/SCHEFFLER eine Beziehung für die Abschwächung von Sternhelligkeiten in Magnituden:

$$K_d = 1.086 b \cdot \lambda^{-a} \quad [\text{magn}]$$

wobei  $a$  ein Maß für die mittl. Größe der Dunstpartikel (1... 1.5),  
 $b$  ein Maß für die Dunststärke (0.01 ... 0.2) und  
 $\lambda$  die Wellenlänge in  $\mu\text{m}$  darstellt.

Daraus ergibt sich für die Laserenergie  $E'$  nach Passieren der Atmosphäre in Zenitrichtung aus dem Ansatz von ANGSTRÖM

$$E' = E e^{-b \lambda^{-a}}$$

Für  $b = 0.1$  (leicht getrübt),  $a = 1.3$  (mittlere Größe) und  $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$  bedeutet das einen Energieverlust von ca. 20% (siehe auch Abb. III.2.2.6).

Verläuft der Strahl nicht in Zenitrichtung, so ist an die Formel eine sogenannte Zenitreduktion  $F(\epsilon)$  anzubringen, die das Verhältnis der jeweils durchstrahlten Luftmengen bei der Elevation  $\epsilon$  und im Zenit ( $\epsilon = 90^\circ$ ) angibt (s. Abb. III.2.2.7):

$$F(\epsilon) = \frac{M_A(\epsilon)}{M_A(90^\circ)},$$

und daraus

$$E'' = \frac{E'}{F(\epsilon)}.$$

$F(\epsilon)$  kann bei Annahme einer kugelsymmetrischen Atmosphäre auch als Weglängenverhältnis geschrieben werden

$$F(\epsilon) = \frac{z(\epsilon)}{h_{\text{ATM}} = z(90^\circ)},$$

wobei

$z(\epsilon)$  Weglänge beim Höhenwinkel  $\epsilon$ .

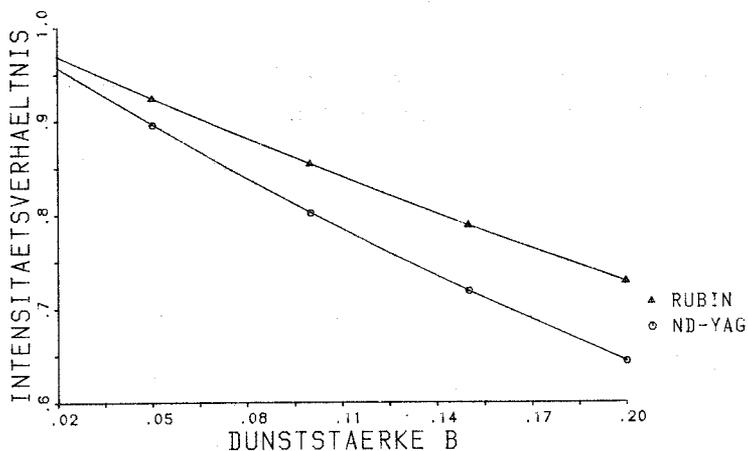


Abb. III.2.2.6: Dunstextinktion im Zenit bei mittlerer Größe der Dunstpartikel ( $a = 1.25$ ).

Mit

$$r_E = \text{Erdradius} \quad \text{und} \quad r_H = r_E + h_{\text{ATM}}$$

folgt

$$z(\epsilon) = r_H \sqrt{1 - \left(\frac{r_E}{r_H} \cos \epsilon\right)^2} - r_E \sin \epsilon.$$

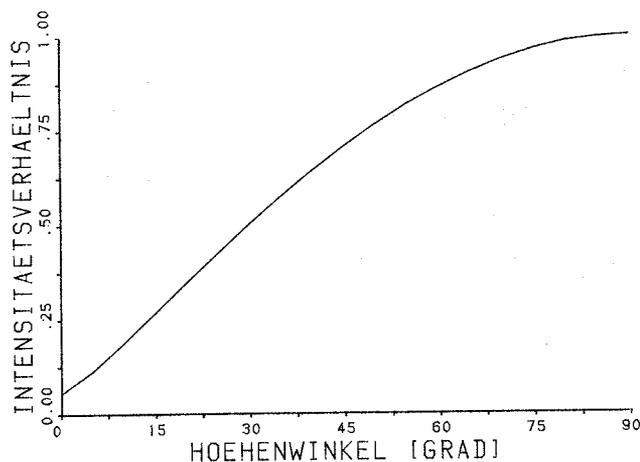


Abb. III.2.2.7: Zusätzliche Extinktion bei von 90 Grad verschiedenen Höhen.

### Turbulenz

Die vorwiegend in höheren Atmosphärenschichten vorhandenen Luftströmungen bewirken Schwankungen des Brechungsindex, die wegen sich bildender Turbulenzen mehr oder weniger zufällig auftreten, und zwar sowohl hinsichtlich ihrer Stärke als auch ihrer zeitlichen Reihenfolge [STROHBEHN].

Durch die "verbeulten" Wellenfronten (Abb. III.2.2.8) der durch die Turbulenzonen gegangenen Strahlung, kommt es z.B. bei der Beobachtung astronomischer Objekte zu Richtungs- und Intensitätsszintillationen [LANDOLT-BÖRNSTEIN, MARTON]. Sie sind auch dafür verantwortlich, daß das theoretische Auflösungsvermögen von großen Spiegelteleskopen, die auf der Erdoberfläche aufgebaut sind,

nicht erreicht werden kann. Die Größenordnung von 1 bis 2 Bogensekunden für den Abbildungsdurchmesser eines sehr weit entfernten Sterns ("Punktquelle") läßt sich nicht unterbieten. Auch die Kurzzeitphotographie ( $\sim 1/100$  s) von Sternen liefert kein kleineres Abbildungsscheibchen; sie zeigt vielmehr ein strukturiertes Speckle-Bild [RUDER] mit kleinen Fleckchen (Speckles), die etwa in der Größenordnung des Beugungsscheibchens liegen (s. Abb. II.7.5). Aus einer Reihe solcher Speckle-Aufnahmen kann die wirksame turbulente Schicht in einer Höhe von 10 bis 20 km mit Turbulenzelementen (Eddies) in der Größe von 10 bis 20 cm angesiedelt werden.

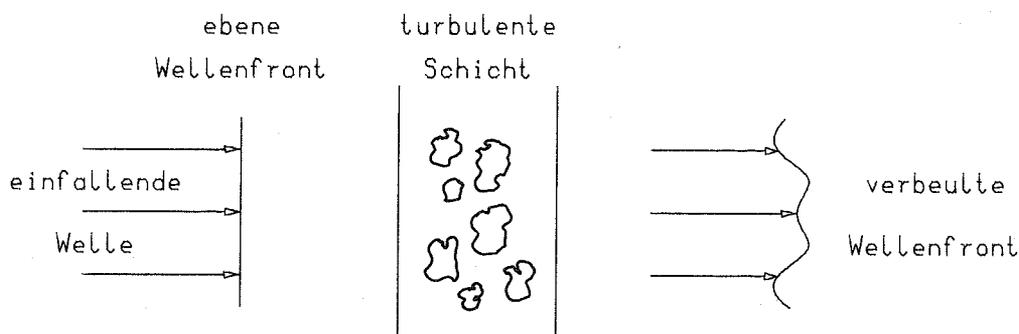


Abb. III.2.2.8: Wirkung der Turbulenz

Meist wählt man die Teleskopöffnung um einiges größer als ca. 10-20 cm, so daß beim Empfang des Laserimpulses die atmosphärische Turbulenz ausgemittelt wird. Nicht so einfach liegt der Fall jedoch bei der Behandlung des gesendeten Impulses, der die Turbulenzschicht durchquert hat und noch wesentlich weiter als 10-20 km vom Ziel entfernt ist (1000 ... 10 000 km für die "geodätischen" Erdsatelliten).

Bei einer mittleren Strahlablenkung an den Eddies von 1 bis 2 Bogensekunden [RUDER] erreichen die einzelnen Speckles am Satellitenort bereits erheblich größere Ausmaße als der Satellit selbst (9 ... 90 m im Vergleich zu ca. 1 m Satellitendurchmesser), so daß die mittlere Energie, die vom Reflektorarray reflektiert wird, erheblichen Schwankungen unterworfen ist. Untersuchungen an Reflexionen von kohärentem Laserlicht an ebenen weißen Flächen [GOODMAN et al.] zeigen, daß die Energiefluktuationen an einem fest gewählten Punkt in etwa einer negativ-exponentiellen Statistik gehorchen (siehe auch [LEHR]):

$$p(E) = \frac{1}{E_m} e^{-\frac{E}{E_m}}$$

$p(E)$  Wahrscheinlichkeit, die Energie  $E$  anzutreffen,

$E_m$  mittlere Energie.

Für die Erzeugung von Zufallszahlen  $E_x$ , die diese Verteilung aufweisen, eignet sich z.B. [siehe FISHMAN, BAUKNECHT et al.]

$$E_x = -E_m \ln U$$

mit

$U$  gleichverteilte Zufallszahl aus  $] 0,1 ] \subset \mathcal{R}$ .

### III.2.3 Vakuum

Nach erfolgter Ausbreitung durch die Atmosphäre befindet sich der Laserimpuls bei der Entfernungsmessung nach Satelliten und zum Mond praktisch im Vakuum. Bei terrestrischen Messungen liegt der Strahlweg ganz in der Atmosphäre. Im Vakuum herrschen optimale Ausbreitungsbedingungen für elektromagnetische Wellen

- Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  als maximale Übertragungsgeschwindigkeit für Signale
- keine Strahlablenkung
- keine Absorption und Extinktion.

Lediglich der Strahldurchmesser  $d_I$  wächst aufgrund der eingepprägten Divergenz  $\Theta_I$  weiter an.

Ist die vom Strahl mittlerweile zurückgelegte Entfernung in der Größenordnung der Zielentfernung, so liegt das anzumessende Ziel wegen ungenauer Positionierung der Montierung und/oder nicht exakt vorhersagbarer Zielkoordinaten irgendwo zufällig im oder im ungünstigsten Fall auch außerhalb des Lichtkegels. Zur Behandlung der Reflexion des Laserimpulses am Ziel ist zunächst zu klären, welche Energiedichte am Zielort aufgrund der Energieverteilung im Impuls vorhanden ist. Diese Energiedichte darf aber wegen atmosphärischer Turbulenz nur als Mittelwert eines statistischen Prozesses betrachtet werden. Die Fläche der Reflektoranordnung ist im allgemeinen sehr klein gegenüber der ausgeleuchteten Fläche des Laserimpulses, so daß zur Ermittlung der an den Reflektoren zur Verfügung stehenden mittleren Energiedichte (siehe Turbulenz)

$$E_m = E(\Delta z, \Delta d),$$

die radiale Abweichung  $\Delta d$  als konstant betrachtet werden darf (Abb. III.2.3.1).

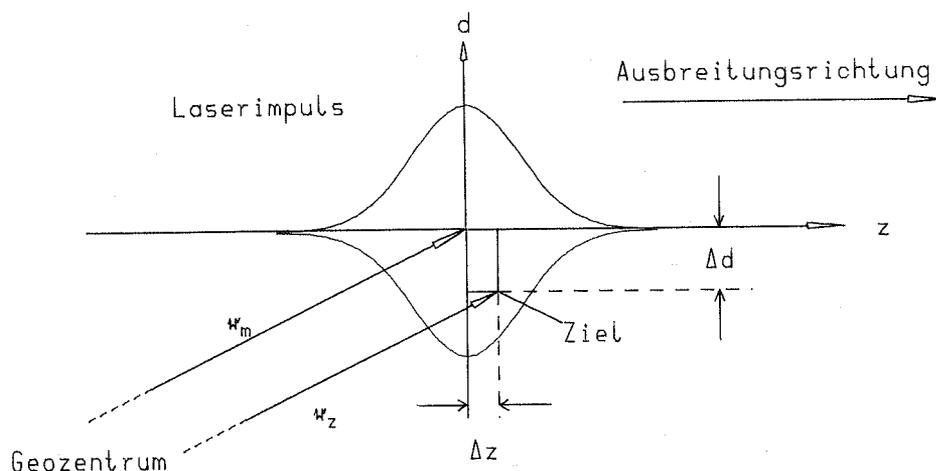


Abb. III.2.3.1: Laserimpuls am Ziel

Die insgesamt vom Ziel ausgeblendete Energie des Impulses bestimmt sich dann einfach zu

$$E_{\text{Ziel}} = (\text{Zielfläche}) \int_{z = -\infty}^{\infty} E(z, \Delta d) dz ,$$

wobei

$E(z, \Delta d)$  die Energiedichte/Fläche im Abstand  $\Delta d$  von der Strahlmitte bedeutet.

Diese Energie  $E_{\text{Ziel}}$  dient als mittlere Energie  $E_m$  für die Berechnung der im Einzelfall vom Satelliten aufgenommenen und teilweise reflektierten Energie aufgrund des Speckle-Bildes am Zielort.

Ein Teil der vom Ziel ausgeblendeten Energie wird von der

### III.2.4 Reflektoranordnung

zum Empfänger zurückgestrahlt. Als Reflexionsmaß dient hierbei oft der Einfachheit halber, z.B. bei Energiebilanzbetrachtungen, die aktiv reflektierende Fläche ARF des gesamten Ziels, die in etwa der Summe

$$\text{ARF} = \sum_{i=1}^{n_R} F_R \cdot R_R$$

entspricht, wobei

$F_R$  Fläche des  $i$ -ten Einzelreflektors

$R_R$  Reflexionsvermögen des  $i$ -ten Einzelreflektors bezüglich der Einfallsrichtung

$n_R$  Anzahl der an der Reflexion beteiligten Retro-Reflektoren.

Zur Beschreibung der Reflektoranordnung dient, wie in Abschnitt II.10 bereits erwähnt, zunächst ein lokales Bezugssystem mit Ursprung im Massenmittelpunkt des Ziels. Die Koordinatenachsen werden entsprechend eventuell vorhandenen Symmetrieeigenschaften (siehe III.1) ausgerichtet, z.B. bei Satelliten die  $z$ -Achse in Richtung einer Hauptträgheitsachse (Abb. III.2.4.1).

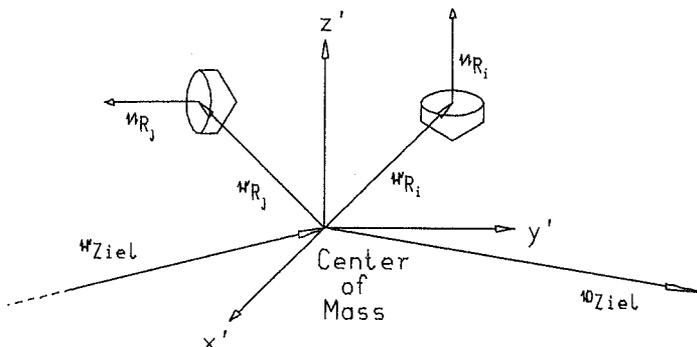


Abb. III.2.4.1: Reflektoranordnung

Da beispielsweise bei gravitationsstabilisierten Satelliten wie GEOS3 die Lage im geozentrischen System nur grob festgelegt wird (auf wenige Grad genau), ist die Transformation des lokalen Koordinatensystems des Ziels ins geozentrische System stets mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Der gleiche Sachverhalt trifft auch bei drallstabilisierten Satelliten wie LAGEOS und STARLETTE zu, für die im Augenblick der Reflexion die genaue Lage des lokalen Bezugssystems im geozentrischen System auch nicht angegeben werden kann. Man hat es hier vielmehr mit einer zufallsverteilten Orientierung zu tun, die von einer vorgegebenen geozentrischen Richtung um einen mehr oder weniger großen Betrag abweichen kann.

Läßt man einen Unsicherheitsbereich von  $\alpha$  Grad zu (siehe Abb. III.2.4.2), so kann die zufällige Orientierung  $\alpha$  mit Hilfe von gleichverteilten Zufallszahlen  $\{z_1, z_2\} \in [0, 1[$  formuliert werden:

$$\alpha = \mathbf{r} + z_2 |\mathbf{r}| \tan \alpha (\cos \beta \mathbf{r}_1^0 + \sin \beta \mathbf{r}_2^0)$$

mit

$$\mathbf{r}_1^0 = \left[ \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \times \mathbf{r} \right]^0, \quad \mathbf{r}_2^0 = [\mathbf{r} \times \mathbf{r}_1^0]^0$$

und

$$\beta = z_1 \cdot 360^\circ.$$

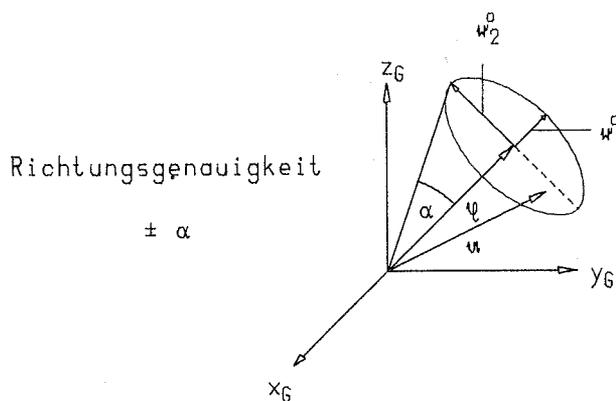


Abb. III.2.4.2:  
Zufällige Orientierung von  $\alpha$  im Winkelbereich  $\pm \alpha$  um  $\mathbf{r}$ .

#### Aberration\*

Da sich das Ziel im Fall der Entfernungsmessung nach Satelliten und zum Mond mit der Umlaufgeschwindigkeit  $v_Z$  bewegt, ist auch für die einzelnen Reflektoren diese als mittlere Geschwindigkeit anzusetzen. Als mittlere Geschwindigkeit deshalb, weil das Ziel durchaus eine Eigenbewegung wie z.B. Rotation aufweisen kann und die tatsächliche Geschwindigkeit dann entsprechend schwankt. Beim Satelliten STARLETTE z.B. trägt die Drallstabilisierung ( $180 \text{ min}^{-1}$  bei 0.24 m Durchmesser) mit etwa  $\pm 2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  zur Bahngeschwindigkeit von ca.  $7000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  bei.

Wegen dieser Relativgeschwindigkeit zwischen Beobachtungsstation und Ziel kommt es zu einer Strahlablenkung während der Reflexion des Laserlichtes an den Retroreflektoren.

\*) Die Aberration wurde bereits 1728 von BRADLEY entdeckt. Aus dem Relativitätsprinzip hatte sie 1905 EINSTEIN exakt abgeleitet [siehe BERGMANN/SCHÄFER, SCHNEIDER, SOMMERFELD].

Das bedeutet jedoch, daß der Laserimpuls nicht genau zum Empfänger zurück reflektiert wird.

Für die genaue Einfallrichtung  $c$  des Laserimpulses an einem Retroreflektor im System des Beobachters auf der Station gilt (Abb. III.2.4.3)

$$c = r_z - b - b \left( 1 - \frac{\Theta_I \cdot |r_m - b|}{d_s} \right).$$

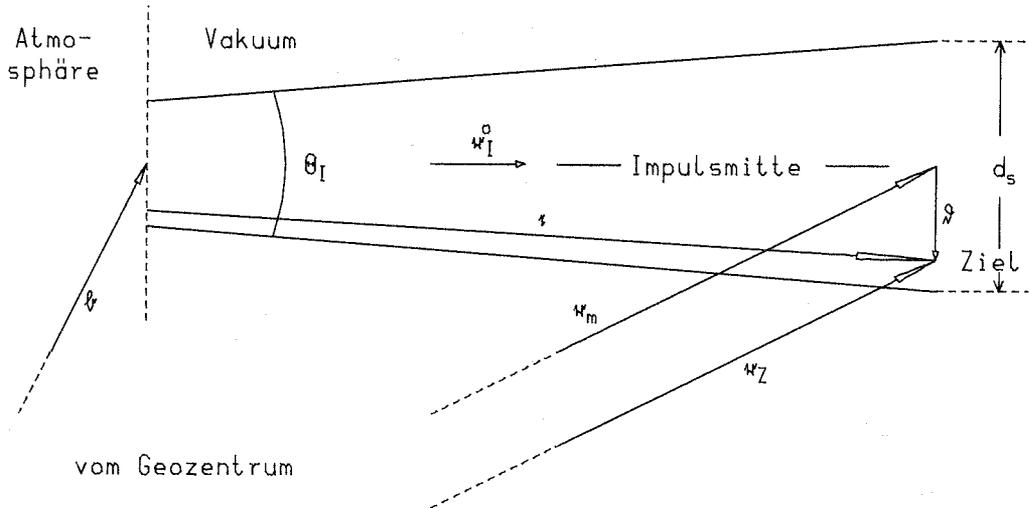


Abb. III.2.4.3: Bestimmung der am Ziel einfallenden Strahlrichtung  $c$

Vom bewegten System des Ziels wird die einfallende Strahlrichtung  $c^{\circ} = \frac{c}{|c|}$  jedoch anders gesehen (Abb. III.2.4.4).

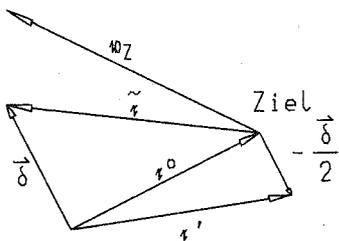


Abb. III.2.4.4: Veranschaulichung der verschiedenen Strahlrichtungen zufolge Aberration [SCHNEIDER].

Bezüglich der einfallenden Strahlrichtungen gilt:

$c^{\circ}$  von der Station aus gesehen

$c'$  vom Ziel aus gesehen

und bezüglich der reflektierten Strahlrichtungen ist anzuführen:

-  $c'$  vom Ziel aus gesehen

$\tilde{c}$  von der Station aus gesehen.

Der Ablagevektor  $\vec{\delta}$  bestimmt sich zu

$$\vec{\delta} = \frac{2v}{c} \left[ b^{\circ} - (c^{\circ} b^{\circ}) c^{\circ} \right],$$

$c$  Vakuumlichtgeschwindigkeit,

$$v = |b| \quad \text{und} \quad b^{\circ} = \frac{b}{v};$$

die jeweiligen Richtungen  $c'$  und  $\tilde{c}$  können nach Abb. III.2.4.4 sofort angegeben werden:

$$c' = c^0 - \frac{\delta^1}{2}, \quad \tilde{c} = -c^0 + \delta^1.$$

Die Relativbewegung zwischen Beobachtungsstation und Ziel führt darüber hinaus zu einer DOPPLERVERSchiebung [BERMANN-SCHÄFER, SCHNEIDER] der Frequenz  $\nu$  des Laserlichtes. Mit Hilfe der eben berechneten Vektoren  $c'$  und  $\tilde{c}$  bzw. deren Einheitsvektoren  $c'^0$  und  $\tilde{c}^0$  läßt sich die verschobene Frequenz  $\nu_D$  wie folgt anschreiben

$$\nu_D = \nu \frac{1 + \frac{\nu}{c} \tilde{c}^0 \cdot b^0}{1 + \frac{\nu}{c} c'^0 \cdot b^0}.$$

Bewegt sich das Ziel direkt auf die Station zu ( $\nu \ll c$ ), so vereinfacht sich der Ausdruck zu

$$\nu_D \approx \nu \left(1 + 2 \frac{\nu}{c}\right).$$

An jedem einzelnen

### III.2.5 Einzelreflektor

der mit  $v_z$  bewegten Reflektoranordnung wird ein Teil des einfallenden Laserstrahles in sich reflektiert und mit der Frequenz  $\nu_D$  in die Richtung  $\tilde{c}^0$  abgestrahlt.

Je nach Einfallswinkel  $\varphi$  und Azimutwinkel  $\Theta$  des ankommenden Laserstrahles, sowie der Form der Eintrittspupille (zirkular, hexagonal) des Reflektors, fällt die aktiv reflektierende Fläche  $A_R$  verschieden groß aus (siehe II.11).

Somit reflektiert jeder Reflektor die Energie

$$E_R = A_R R_R \int_{-\infty}^{+\infty} E(z, \Delta d) dz,$$

$A_R$  aktiv reflektierende Fläche,

$R_R$  Reflexionsvermögen,

die in Ausbreitungsrichtung nach wie vor gaussförmig verteilt ist. Quer zur Ausbreitungsrichtung stellt sich eine Energieverteilung ein, die aus der Beugungsfigur der reflektierenden Flächenform hervorgeht. Diese kann mit Hilfe der KIRCHHOFFSchen Formel [siehe BORN & WOLF, SOMMERFELD] für den allgemeinen Fall ermittelt werden. Berechnungen speziell für gängige Retroreflektoreintrittsflächen (Dreieck, Hexagon, Kreis) finden sich in [ARNOLD].

Bei kreisförmiger Eintrittspupille erhält man für die Energieverteilung im Fernfeld (FRAUNHOFER-Beugung, s. Abb. III.2.5.1)

$$\frac{E(x)}{E_0} = 4 \left[ \frac{J_1(x)}{x} \right]^2$$

mit

$$x = \frac{\pi d_R}{\lambda} \sin \Theta ,$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu_I} , \quad \nu_I \text{ Laserfrequenz,}$$

$E_0$  Energiedichte in der Mitte des Beugungs-  
scheibchens (Airy Disk) mit  $\Theta_0 = 2.44 \frac{\lambda}{d_R}$  ,

$J_1(x)$  Besselfunktion 1. Ordnung.

Aufgrund des Dihedral-Offset-Winkels wird der reflektierte Strahl in 6 Teilstrahlen aufgespalten, wobei sich jeweils zwei gegenüberliegen und den Winkel  $2\gamma$  (siehe II.11) einschließen.

Diese Strahlaufweitung wird zur Kompensation der Strahlabberation gewünscht, damit sichergestellt ist, daß das reflektierte Laserlicht auch zur Meßstation zurückgeworfen wird und dort detektiert werden kann.

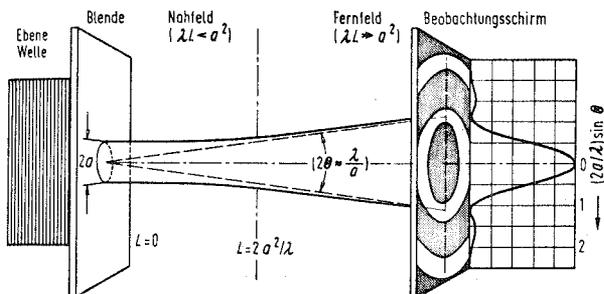


Abb. III.2.5.1:

Beugung einer ebenen Welle durch kreisförmige Öffnung,  $2a = d_R$ ,  $2\Theta_0 = \Theta_0$  (aus [WEBER/HERZIGER]).

Je nachdem, wie die einzelnen Reflektoren angeordnet sind, wird der reflektierte Gesamtimpuls mehr oder weniger stark verschmiert. Neben der räumlichen und zeitlichen Trennung (siehe Abb. III.2.5.2) bewirken vor allem im Fernfeld die Interferenzen der Teilimpulse ein recht buntes Bild.

Zur Festlegung der Impulsmitten  $r_m$  des Teilimpulses denke man sich einen (unendlich kleinen) Retroreflektor im Massenmittelpunkt des Ziels und bestimme zum Zeitpunkt der Reflexion an diesem Reflektor die Impulsmitten des übrigen, tatsächlich reflektierten Laserstrahls:

$$r_{m_i} = r_{R_i} + \left\{ r_i \cdot r_{Z_i}^o - 2 \cdot L \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} \right\} r_I^o ,$$

wobei bedeuten

- $r_{R_i}$  Reflektorörter im geoz. System
- $r_i$   $r_{Ziel} - r_{R_i}$  mit  $r_{Ziel}$  Zielort im geoz. System
- $r_Z^o$  Einfallrichtung des Laserimpulses im geoz. System
- $r_I^o$  Richtung des reflektierten Laserimpulses
- $L, n$  Vertextlänge und Brechungsindex des Retroreflektors
- $\varphi$  Einfallswinkel Laserimpuls - Reflektornormale.

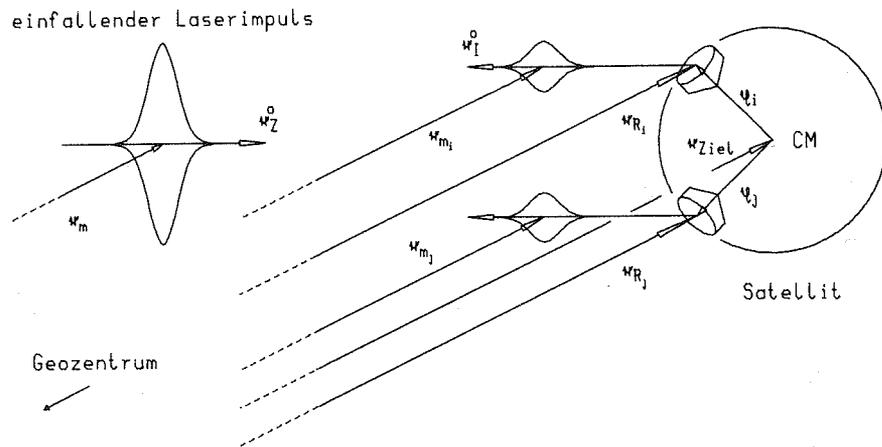


Abb. III.2.5.2: Zur räumlichen Trennung der reflektierten Teilimpulse

Nach erfolgter Reflexion breiten sich sämtliche Teilimpulse wiederum durch Vakuum und Atmosphäre aus, um schließlich wieder an der Meßstation einzutreffen. Hier wird ein winziger Bruchteil der insgesamt zurückgestrahlten Energie von der

### III.2.6 Empfangsoptik

aufgenommen und einem Photonendetektor (z.B. Photomultiplier) zugeführt (s. Abb. II.6.1 und Abb. III.2.6.1).

Je größer die Teleskopöffnung desto mehr Energie wird gesammelt. Da aber das Teleskop nicht zwischen Stör- und Nutzlicht unterscheiden kann, ist eine Erhöhung des Teleskopdurchmessers nur dann sinnvoll, wenn z.B. das Field of View, die Bandbreite des Interferenzfilters und/oder das Range Gate (aktive Zeit für den Photomultiplier) entsprechend heruntergesetzt werden.

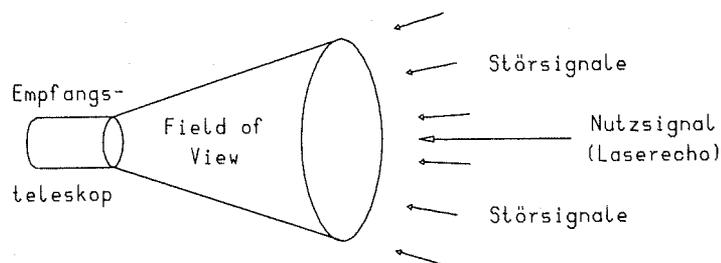


Abb. III.2.6.1: Empfang des Laserechos und der unerwünschten Störsignale bei einem gegebenen Gesichtsfeld (Field of View)

Es wäre auch an eine Erhöhung der Laserenergiedichte zu denken (entweder Vergrößerung der Laserenergie oder Verkleinerung der Divergenz), die es dann erlaubte, ein Filter zur Abschwächung der insgesamt einfallenden Strahlung anzubringen.

Zur Berechnung der empfangenen Energie muß berücksichtigt werden, daß die von jedem einzelnen Reflektor erzeugten Teilimpulse sowohl kohärent als auch polarisiert sind. Dabei kann im Einzelfall keine Aussage darüber gemacht werden, wie die relativen Phasenlagen der Teilimpulse zueinander aussehen, und zwar aus dem einfachen Grund, daß sowohl die Zielorientierung, d.h. die genaue Lage der Reflektoranordnung zum Zeitpunkt der Reflexion, als auch die gegenseitige Lage der Reflektoren nicht auf Bruchteile der verwendeten Laserwellenlänge genau bekannt sind.

Bei inkohärentem Licht bräuchten lediglich die einzelnen Energiedichten  $E_i$  der vom jeweils  $i$ -ten Reflektor  $R_i$  erzeugten Teilimpulse addiert zu werden. Kohärentes Licht interferiert jedoch und verursacht mehr oder weniger starke Fluktuationen der am Empfangsort auftretenden Gesamtenergiedichte

$$E_{\text{ges}} = \sum_{i=1}^n E_i + 2 \sum_{\substack{i=1 \\ j=i+1}}^{\substack{j=n \\ i=n-1}} \sqrt{E_i E_j} \cos(\varphi_i - \varphi_j)$$

mit  $n$  Teilimpulsen der Zufallsphasen  $\varphi_i \in [0, 2\pi]$ .

Die Gesamtenergiedichte ergibt, mit der Empfangsöffnung multipliziert, die im Teleskop empfangene Gesamtenergie, wobei vorausgesetzt ist, daß die Strahlrichtungen der reflektierten Laserimpulse ins Field of View des Teleskops hineinfallen. Bei hinreichend großem Durchmesser ( $\cong 40$  cm) werden die Szintillationseffekte, wie bereits gesagt, recht gut geglättet, so daß die atmosphärische Turbulenz zumindest für den Empfangsvorgang vernachlässigt werden kann. Aus dem Hintergrund, der vom Teleskop mitabgetastet wird, stammt die

### III.2.7 Störstrahlung,

die einerseits schwache Signale verformt oder gar verdeckt und andererseits zum vorzeitigen Auslösen des Stopvorgangs für den Laufzeitzähler führen kann. Angaben über Störstrahlungsintensitäten finden sich in [LANDOLT-BÖRNSTEIN] und [GTE-Sylvania].

Zur Berechnung der Anzahl  $n_s$  der Störphotonen pro Zeiteinheit führt die Formel

$$n_s = \frac{\pi^2}{16} D_E^2 \cdot \Theta_E^2 \cdot B \cdot N(\lambda) \quad \left[ \frac{\text{Photonen}}{s} \right]$$

mit

$D_E$  Teleskopdurchmesser [m]

$\Theta_E$  Field of View [rad]

$B$  Bandbreite [m]

und

$N(\lambda = 0.532 \mu\text{m}) \sim 5.5 \cdot 10^{25}$  (bei blauem Himmel)

$\sim 1.25 \cdot 10^{19}$  (bei Nacht)

$\sim 2.7 \cdot 10^{25}$  (1/3 der Oberflächenhelligkeit bei Vollmond)

gemessen in  $\frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2 \text{ sr m s}}$ .

Diese Störstrahlung trifft laufend auf den Empfänger und während der zeitlichen Dauer des geöffneten Range Gate auch auf den Photomultiplier.

Bei  $\lambda = 0.6943 \mu\text{m}$ , der Rubinlaserwellenlänge, können die Angaben für  $N(\lambda = 0.532 \mu\text{m})$  in etwa halbiert werden.

### III.3 Umwandlung optischer Impuls $\rightarrow$ elektrischer Impuls

#### III.3.1 Detektion elektromagnetischer Strahlung im Bereich des sichtbaren Lichts

Zum Nachweis des reflektierten und von der Empfangsanordnung gesammelten Laserlichtes bedient man sich des photoelektrischen Effektes [GERTHSEN]. Aufgrund der Quantennatur des Lichtes tritt der Photoeffekt erst ab Strahlungen mit einer gewissen Mindestfrequenz  $\nu_0$  auf.

Man unterscheidet zwischen dem äußeren (photoconductive) und dem inneren (photo-voltaic) Photoeffekt. Photodioden und Photo-Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) nutzen den äußeren Photoeffekt:

ein auftretendes Photon löst ein Elektron aus, falls die Bedingung

$$h \cdot \nu > E_A$$

mit  $E_A$  = Elektronenaustrittsarbeit erfüllt ist.

In [SPICER] findet sich ein 3-Stufenmodell für die Elektronenemission

- 1) Anregen eines Elektrons durch ein Photon
- 2) Transportieren des Elektrons zur Detektoroberfläche
- 3) Verlassen der Oberfläche.

Jeder dieser drei Stufen ist eine gewisse Wahrscheinlichkeit zugeordnet. Die Gesamtwahrscheinlichkeit bestimmt die Quantenausbeute des Photodetektors. Verwendet man Photodioden, so wird die kleinste nachweisbare Lichtleistung vom Rauschen des Arbeitswiderstandes und des nachfolgenden Verstärkers bestimmt. Bei SEV's erfolgt eine Begrenzung der Empfindlichkeit durch den Dunkelstrom, der von thermischen Elektronen verursacht wird und proportional der Kathodenfläche ist [TRADOWSKY].

Der innere Photoeffekt kann in p-n-Übergängen von Halbleitern ausgenutzt werden: Einfallende Photonen erzeugen Elektron-Loch-Paare. Vorteile bietet einerseits die hohe Quantenausbeute (mindestens 0.5, kann bis 1 gesteigert werden) und andererseits die enorm hohe Grenzfrequenz\* (über 40 GHz), die von Photomultipliern bei weitem nicht erreicht werden.

Als großer Nachteil wiegt allerdings das extrem schwache Ausgangssignal, das erst noch verstärkt werden muß, und zwar möglichst rauscharm. Daher sind Halbleiterelemente immer noch den SEV's unterlegen. Eine Verbesserung scheint hier die Avalanche-Photodiode zu versprechen, die ähnlich wie ein Photomultiplier bereits eine innere Verstärkung der Ladungsträger ermöglicht (Verstärkungsfaktor  $\sim 100$ ).

\* Die Grenzfrequenz  $f_c$  ist über das Zeit-Bandbreiteprodukt  $f_c \cdot t_m = \text{const.}$ , mit  $t_m$  = mittlerer Dauer der Stoßantwort des Tiefpaß-Systems bestimmt, wobei die Konstante beim idealen Tiefpaß den Wert 0.5 annimmt [LUEKE].

### III.3.2 Aufbau und Wirkungsweise des Photomultipliers

Da der Photomultiplier zur Zeit die effizienteste Möglichkeit zum Nachweis sichtbaren Lichtes bis in den nahen Infrarotbereich hinein bietet, sei im folgenden näher darauf eingegangen (siehe [YOUNG, CARLETON, KEYES, KINGSTON]).

Die Elektronen, die von den einfallenden Photonen aus der Kathodenschicht "herausgeschlagen" wurden, erhalten von einem elektrischen Feld reichlich kinetische Energie und sind so in der Lage, aus der ersten Dynode, auf die sie gelenkt werden, zusätzliche Elektronen herauszulösen, die ihrerseits wieder in einem elektrischen Feld beschleunigt und zur nächsten Dynode weitergeleitet werden, wo sich das Ganze wiederholt. Mit einer entsprechenden Anzahl solcher Dynoden kann eine beachtliche Verstärkung ( $10^5 \dots 10^6$ ) erzielt werden, so daß auch einzelne Photoelektronen nachweisbar sind (siehe Abb. III.3.2.2).

In den Microchannel-Plate-Photomultipliern (MCP-PMT's) sind keine diskreten Dynoden, sondern Millionen von winzigen Kanälen ( $\phi = 10 - 20 \mu\text{m}$ ) in einer dünnen Scheibe ( $< 1 \text{ mm}$ ) für die Sekundärelektronenvervielfachung verantwortlich (Abb. III.3.2.3).

Dadurch erreicht man bereits mit einer einzigen MCP Verstärkungen von  $10^4$  bei geringster Impulsdehnung ( $< 130 \text{ ps}$ ) und kleiner Anstiegszeit ( $\sim 350 \text{ ps}$  bei  $500 \text{ ps FWHM}$ ) ([HAMAMATSU]).

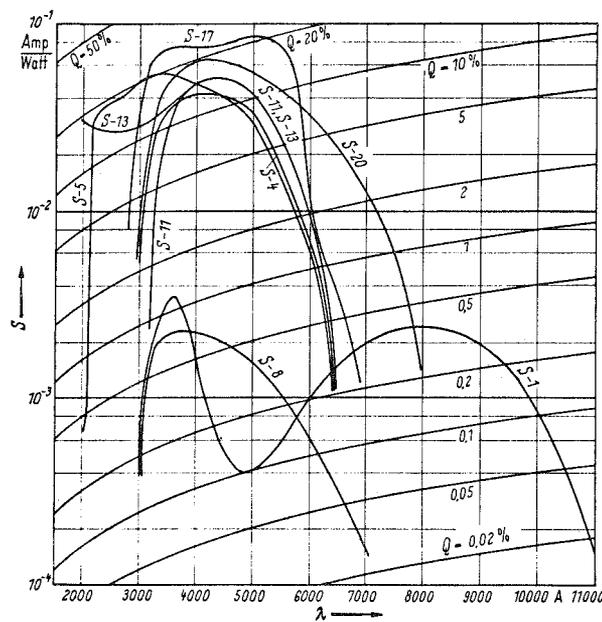


Abb. III.3.2.1: Absolute spektrale Antwort  $S$  und Quantenausbeute  $Q$  für verschiedene Photomultiplier-Kathoden (aus [LANDOLT-BÖRNSTEIN]).

Die erhältlichen Photomultiplier unterscheiden sich im wesentlichen durch das verwendete Kathodenmaterial, das die spektrale Empfindlichkeit und die Quanteneffizienz bestimmt (Abb. III.3.2.1). Als ältestes und gebräuchlichstes Material dient Cäsium-Antimonid Sb-Cs (S4, S5, S11, S13, S17, S19 und S21-Kathoden), mit dem bei  $0,4 \mu\text{m}$  eine Quantenausbeute bis etwa 15% möglich ist. Bei der S17-Kathode ist im Bereich von  $0,5 \mu\text{m}$  mittels halbdurchlässigem Material und spiegelndem

Untergrund nahezu eine Verdoppelung erreichbar.

Die S20-Photokathode ( $\text{Na}_2\text{K Sb}$  mit Cs) ist ein überaus effizienter Detektor für blaues Licht ( $\sim 60\%$ ). Bei der S1 oder Ag-O-Cs Kathode ist unterhalb von  $0,3 \mu\text{m}$  die Photoemission reproduzierbar (wegen  $\text{Cs}_2\text{O}$ ). Oberhalb von  $0,3 \mu\text{m}$  befindet sich zunächst ein Minimum ( $0,32 \mu\text{m}$ ) das von einem empfindlichen Bereich im Roten (wegen des Silbergehalts) abgelöst wird. Wegen der Abhängigkeit vom Silbergehalt kann die spektrale Antwort der Ag-O-Cs-Kathoden weder exakt vorhergesagt, noch reproduziert werden.

Die erste Photokathode, die aus physikalischen Prinzipien heraus entwickelt wurde, besteht aus GaAs(Cs) mit einer Bandlücke von  $1,4 \text{ eV}$  und einer Elektronenaffinität in der gleichen Größe. Durch entsprechend starke p-Dotierung und Zugabe von Cs oder  $\text{Cs}_2\text{O}$  können diese Werte in weiten Grenzen variiert werden.  $\text{Cs}_2\text{O}$  verringert die Elektronenaustrittsarbeit, so daß auch In-Ga-As und Arsenverbindungen mit Phosphiden und Antimoniden in Betracht kommen. Durch Cs und  $\text{Cs}_2\text{O}$  sind sogar effektive negative Elektronenaffinitäten (NEA) zu verwirklichen.

Negative Elektronenaffinität (NEA) liegt vor, wenn die untere Grenze des Leitungsbandes über der Potentialbarriere der Kathodenoberfläche liegt. Dadurch wird einerseits die Entweichwahrscheinlichkeit für die angeregten Photoelektronen erhöht und zum anderen die thermische Emission von Elektronen um einige Größenordnungen erniedrigt. Die spektrale Empfindlichkeit reicht bis  $1,1 \text{ eV}$  herab (von hier an wird die Bandlücke des 3-5-Materials kleiner als die Potentialbarriere der Oberfläche) [SPICER].

Messungen der Photoemission von  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  Verbindungen, aktiviert durch Cs-O wurden von ESCHER und ANTYPAS im Bereich von  $1,4 \text{ eV}$  bis  $2,1 \text{ eV}$  durchgeführt. Für den Bereich von  $2,3$  bis  $3 \text{ eV}$  erhalten sie Quantenausbeuten bis  $50\%$  (im Reflexionsmodus).

Neben dem Kathodenmaterial spielt auch die Anordnung der Dynoden (Sekundärelektronenemitter) eine wichtige Rolle, da durch sie die Verstärkung und das Impulsverhalten des Photomultipliers festgelegt werden. Gängige Bauarten sind z.B. (siehe [CARLETON]) Linear, Squirrel Cage, Venetian-Blind, Box und Grid; sie verwenden nur elektrische Felder für die Beschleunigung und Fokussierung. Die Laufzeiten der einzelnen Elektronen hängen daher stark von ihrer jeweiligen kinetischen Energie ab, so daß mehr oder weniger starke Impulsverbreiterungen in Kauf genommen werden müssen. Diesen Nachteil umgeht man beim static-crossed-field-Photomultiplier durch Anlegen eines äußeren permanenten Magnetfeldes, das senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Elektronen liegt und diese dabei abhängig von ihrer kinetischen Energie auf verschieden lange, gekrümmte Bahnen zwingt und somit eine Angleichung der Laufzeiten von Dynode zu Dynode bewirkt (Abb. III.3.2.2).

Die bereits erwähnten Microchannel-Plate-Photomultiplier (MCP-PMT's) umgehen dieses Problem, da die MCP's selbst nur ca.  $1 \text{ mm}$  dick sind und somit äußerst wenig zur Impulsdehnung beitragen (Abb. III.3.2.3). Als günstige Konsequenz ergibt sich hieraus auch eine wesentlich kompaktere Bauform.

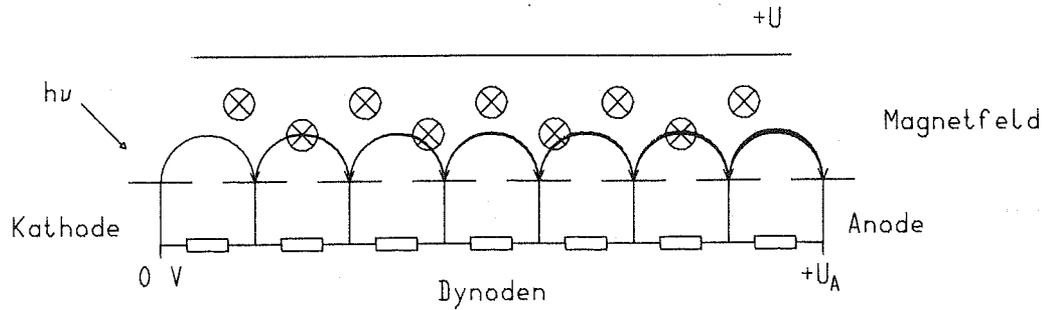


Abb. III.23: Prinzip eines Crossed-Field-Photomultipliers

Abb. III.3.2.2: Prinzip eines Crossed-Field-Photomultipliers

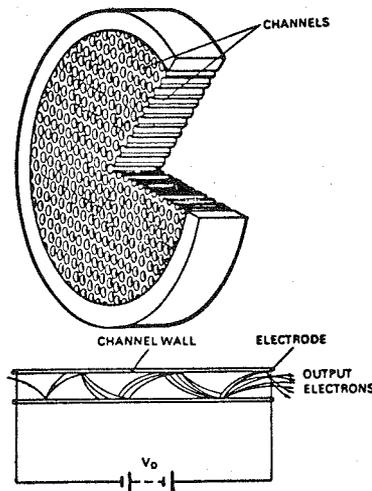


Abb. III.3.2.3: Aufbau und Funktionsweise einer Micro-Channel-Plate (MCP)

Als Dynodenmaterial kommen prinzipiell alle guten Photoemitter in Frage. Häufig verwendet wird CsSb. Aber auch MgO oder andere Metalloxide sowie KCl und andere Alkali-Halogenide mit größeren Bandlücken kommen zum Einsatz. GaP(Cs) mit einer Bandlücke von  $\sim 2.24$  eV als Dynodenmaterial erlaubt Verstärkungen bis zu 200 pro Stufe.

Etwa eine Mikrosekunde nach einem Photoelektron-Ereignis treten bei vielen Photomultipliern sogenannte "Nachpulse" wegen Ionen auf (hauptsächlich  $H^+$ ,  $H_2^+$ ) [CARLETON]. Störungen werden ferner von kosmischer Strahlung erzeugt (100 oder mehr Photoelektronen auf einmal, aufgrund der Cerenkov-Strahlung relativistischer  $\mu$ -Mesonen, die das Eintrittsfenster des PMT's passieren; etwa 1 Ereignis/ $cm^2/min$ ). Ebenso führen radioaktive Zerfälle im Photomultiplier zu Störungen (einige/min).

Der Photomultiplier wird ausserdem von negativen Erscheinungen wie Sättigung und Nichtlinearität begleitet. Man unterscheidet zwischen Kurz- und Langzeiteffekten.

Der Kurzzeiteffekt dauert in der Größenordnung von Sekunden bis Minuten und wird wahrscheinlich von Ladungen auf isolierenden Teilen, innerhalb des PMT hervorgerufen.

Der Langzeiteffekt kann sich über Stunden hinziehen und beruht anscheinend auf einer Änderung der mittleren Verstärkung der Dynoden, die ihrerseits von Änderungen der Cäsium-Konzentration verursacht wird (diese ist für die Elektronenaffinität verantwortlich und beeinflusst somit die Verstärkung der Dynodenstufe).

Sowohl Kurz- als auch Langzeiteffekt treten schon bei mäßigen Anodenströmen ( $\mu\text{A}$ ) auf. Bei höheren Strömen (mA) werden die Dynoden durch den Elektronenbeschuss aufgeheizt und verlieren an Verstärkungsfähigkeit (- 0.05% - 0.1% pro Stufe und Kelvin).

Wesentlich günstiger scheinen hier die MCP-PMT's abzuschneiden, da enorm hohe Stromspitzen (0.1 bis zu einigen Ampere) zulässig sind. Jedoch sinkt auch hier die mittlere Verstärkung innerhalb weniger  $\mu\text{s}$  ab (z.B. bei  $10^4$  Photoelektronen/ $\mu\text{s}$  während  $15 \mu\text{s}$  auf etwa  $\frac{1}{5}$  der anfänglichen Verstärkung [HAMAMATSU]).

### III.3.3 Modell eines idealen Photomultipliers

Bei konstantem Lichteinfall auf die Photokathode werden im Mittel  $n_e$  Photoelektronen pro Zeiteinheit freigesetzt:

$$n_e = \frac{\gamma \cdot P}{h \cdot \nu}$$

mit

- P einfallende Lichtleistung der Frequenz  $\nu$
- $\gamma$  Quantenausbeute.

Sehr ausführliche Untersuchungen über die Photoelektronenstatistik der Photokathode wurden von SALEH durchgeführt. Wie sich die weitere Verstärkung über die Dynoden statistisch verhält, ist in [TAN, SHARMA und CARLETON] zu finden.

Im wesentlichen taucht hier immer wieder die POISSON-Verteilung auf, die ja den Grenzfall der BINOMIAL-Verteilung für  $n \rightarrow \infty$  und  $p \rightarrow 0$  darstellt [BARTLETT, BASLER, BRONSTEIN]

$$p(k) = \frac{(n \cdot p)^k e^{-np}}{k!},$$

wobei  $p(k)$  die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß bei  $n$  Versuchen (z.B. eine weiße unter vielen schwarzen Kugeln zu ziehen)  $k$ -mal das gewünschte Ereignis mit der Einzelwahrscheinlichkeit  $p$  ( $p = 1/[\text{Anzahl aller Kugeln}]$  für das oben erwähnte Beispiel) auftritt.

Bezüglich des Photomultipliers ist hier für  $p$  die Quantenausbeute  $\gamma$  einzusetzen und für  $n$  die Anzahl der einfallenden Photonen  $n_p$ , so daß sich die Wahrscheinlichkeit  $p(k, \Delta t)$ , daß in einer Zeiteinheit  $\Delta t$ ,  $k$  Elektronen von der Photokathode emittiert werden, wie folgt anschreiben läßt [KINGSTON]

$$p(k, \Delta t) = \frac{(\gamma n_p \cdot \Delta t)^k e^{-\gamma n_p \Delta t}}{k!} .$$

Jede Dynodenstufe weist eine mittlere Verstärkung  $\bar{v}$  auf, deren Streuung mit  $\sqrt{\bar{v}}$  anzusetzen ist [CARLETON]. Dies führt zu einer POISSON-Verteilung der Dynodenverstärkung

$$p(v) = \frac{\bar{v}^v}{v!} e^{-\bar{v}}$$

mit

$p(v)$  Wahrscheinlichkeit, daß die aktuelle Verstärkung =  $v$  ist.

Bei realen Photomultipliern ist die Streuung meist größer, da die Dynoden nicht gleichmäßig über ihre ganze Fläche verstärken.

Zur Berechnung poisson-verteilter Zufallszahlen aus gleichverteilten bedient man sich zweckmäßigerweise des Intervall-Test-Verfahrens [BAUKNECHT]: Jede diskrete Zufallsvariable  $X$ , deren Auftreten mit der Wahrscheinlichkeit  $p_i$  erfolgt, kann aus einer gleichverteilten Zufallszahl  $U$  erzeugt werden, indem man das Intervall  $[0,1]$  in Teilintervalle der Länge  $p_i$  aufteilt, wobei als Unterteilungspunkte die Punkte  $q_0 = 0$ ,

$$q_j = \sum_{i=1}^j p_i, \quad q_n = 1$$

mit  $j \in \{1, 2, \dots, n\} \subset \mathbb{N}$  dienen.

Liegt nun  $U$  im  $i$ -ten Intervall, also

$$q_{i-1} \leq U < q_i ,$$

so ist die gesuchte Zufallszahl  $X$  der Dichteverteilung  $p(X_i) = p_i$  durch  $X = X_i$  definiert.

Einige solcher rechnererzeugten POISSON-Verteilungen zeigt Abb. III.3.3.1.

Zur Berechnung der Einzelwahrscheinlichkeiten  $p(X=k)$  bei der POISSON-Verteilung kann man vorteilhaft auf eine Rekursionsmethode zurückgreifen [BRONSTEIN]

$$p(X = k + 1) = \frac{n \cdot p}{k+1} p(X = k) .$$

Ausgehend von  $p(X = 0) = e^{-np}$  ist die POISSON-Variable  $X$  dann zu  $X = k$  bestimmt, wenn erstmals gilt

$$\sum_{i=0}^k p(X = i) > U, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

mit  $U$  gleichverteilte Zufallszahl, die am Anfang festgelegt wurde.

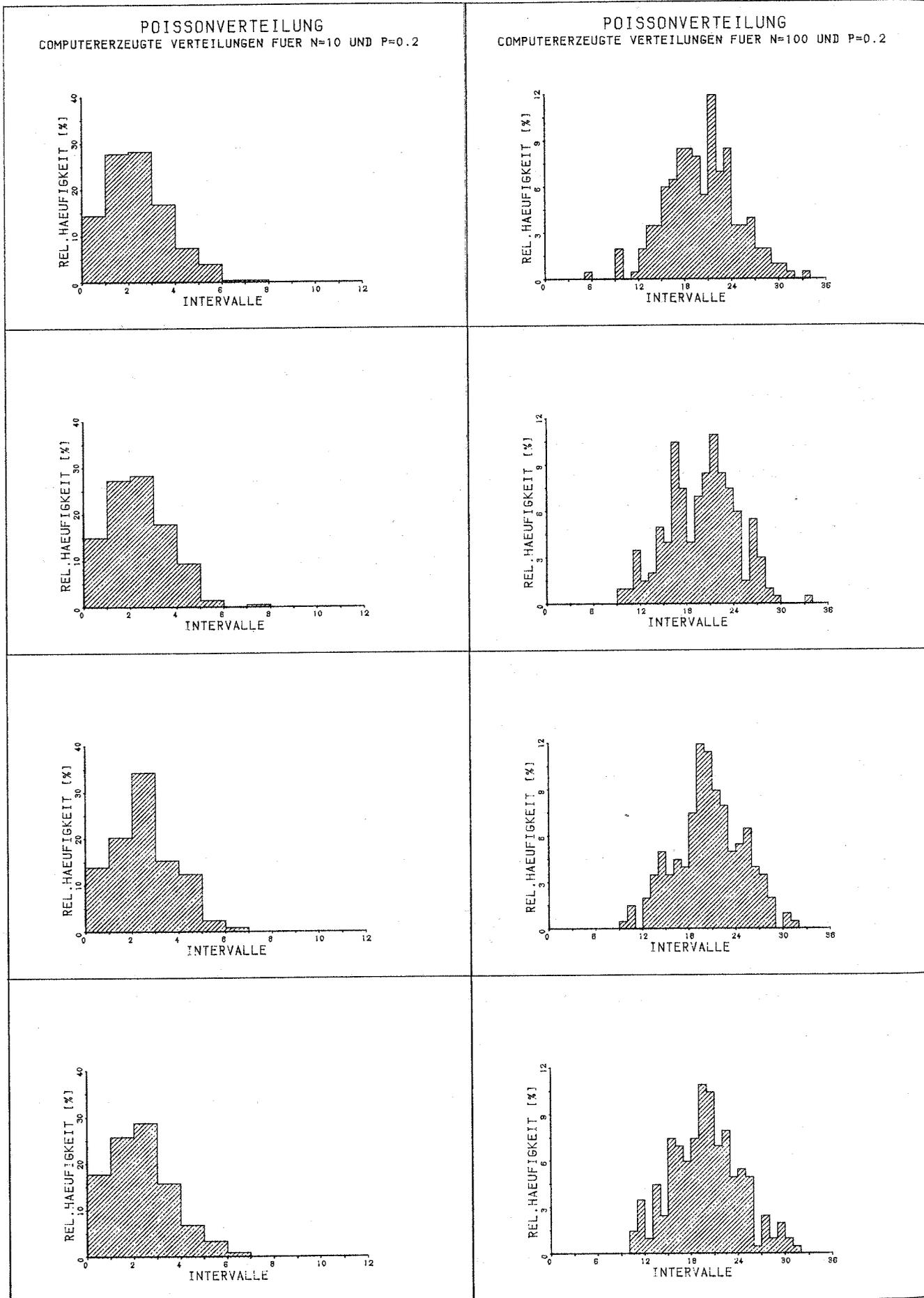


Abb. III.3.3.1: Rechnererzeugte POISSON-Verteilungen

links:  $n = 10$ ,  $p = 0.2$

rechts:  $n = 100$ ,  $p = 0.2$

Eine andere Möglichkeit, poisson-verteilte Zufallszahlen zu erzeugen (rejection method), findet sich in [FISHMAN]. Hier wird die Verwandtschaft zwischen Exponential- und POISSON-Verteilung ausgenutzt. Die POISSON-Variable  $X$  ist dann zu  $X = k$  bestimmt, wenn erstmals gilt

$$e^{-np} > \prod_{j=0}^k U_j \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

mit

$U_j$  gleichverteilte Zufallszahl aus  $[0,1]$ .

Bei sehr großen  $np$  werden beide Verfahren äußerst zeitaufwendig. Ein Ausweg wurde von FISHMAN aufgezeigt. Nimmt  $n \cdot p$  immer mehr zu, so konvergiert die Verteilung  $Z = (X - np) / \sqrt{np}$  gegen die Normalverteilung  $\mathcal{N}(0,1)$ . Um eine POISSON-Variable  $X$  zu erzeugen, reicht es aus, eine normalverteilte Zufallszahl  $Z$  zu bestimmen und den ganzzahlig gerundeten Wert von  $\sqrt{np} \cdot Z + np$  gleich  $X$  zu setzen. Es scheint jedoch nicht klar zu sein, ab welcher Größenordnung von  $np$  diese Vorgehensweise als ratsam bezeichnet werden kann, der Restfehler also beliebig klein wird.

Beim "idealen" Photomultiplier seien die Laufzeiten aller Elektronen von Dynode zu Dynode gleich. Crossed-Field- und microchannel-plate-Photomultiplier kommen diesem Ideal, wie bereits ausgeführt, sehr nahe.

Erst an der Anode möge eine Filterwirkung aufgrund endlicher Grenzfrequenz  $f_c$  bzw. einer Mindestanstiegszeit  $t_r$  des Photomultipliers berücksichtigt werden. Verwendet man ein- und denselben Photomultiplier für Start- und Stopimpulserzeugung, so fallen die internen Laufzeiten im Photomultiplier nicht ins Gewicht, ansonsten tragen sie zur "Nullpunktkorrektur" bei der Meßdatenauswertung bei.

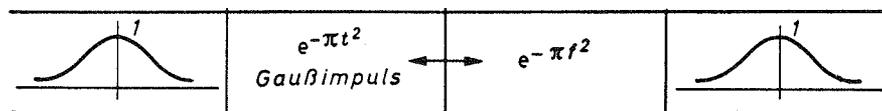


Abb. III.3.3.2: Gauß-Impuls im Zeit- (links) und Frequenzbereich (rechts)

Als Filter sei der Einfachheit halber ein Gauß-Tiefpass betrachtet, dessen Stoßantwort  $h(t)$  leicht aus seiner spektralen Antwortfunktion  $H(f)$  abgeleitet werden kann [KRESS, LÜKE]. Die folgenden Ausführungen beruhen auf den allgemeinen Grundlagen der FOURIER-Transformation, wobei jeweils die Analogie im Zeit- und Frequenzbereich durch das Symbol " $\longleftrightarrow$ " angedeutet sei. Zunächst liegt die Analogie

$$h(t) = e^{-\pi t^2} \longleftrightarrow H(f) = e^{-\pi f^2}$$

vor [KRESS, LÜKE] (s. Abb. III.3.3.2).

Wählt man die Grenzfrequenz  $f_c$  so, daß  $H(f_c) = e^{-1}$  wird, so schreibt sich  $H(f)$  wie folgt:

$$H(f) = e^{-\left(\frac{f}{f_c}\right)^2}$$

bzw. um die nachfolgende Anwendung des Ähnlichkeitssatzes zu verdeutlichen

$$H(f) = e^{-\pi \left( \frac{f}{\sqrt{\pi} f_c} \right)^2}.$$

Mit Hilfe des Ähnlichkeitssatzes erhält man

$$h(\sqrt{\pi} f_c t) \longmapsto \frac{1}{\sqrt{\pi} f_c} H\left(\frac{f}{\sqrt{\pi} f_c}\right)$$

oder auch

$$\sqrt{\pi} f_c h(\sqrt{\pi} f_c t) \longmapsto H\left(\frac{f}{\sqrt{\pi} f_c}\right)$$

und daraus die Antwortfunktion auf einen Dirac-Stoß  $\delta(t)$  zu

$$h(t) = \sqrt{\pi} f_c e^{-(\pi f_c t)^2}.$$

Jedes beliebige Eingangssignal  $s(t)$  kann nun durch die Faltungsvorschrift in das entsprechende Ausgangssignal  $g(t)$  umgewandelt werden:

$$g(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau) h(t-\tau) d\tau.$$

Im diskreten Fall (Abtastung der Funktion in Abständen  $\Delta t$ ) gilt:

$$s_a(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} s(n\Delta t) \delta(t-n\Delta t),$$

$$h_a(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} h(n\Delta t) \delta(t-n\Delta t),$$

$$g_a(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g(n\Delta t) \delta(t-n\Delta t)$$

mit

$$g(n\Delta t) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} s(i\Delta t) h\{(n-i)\Delta t\}.$$

### III.4 Ableitung eines Start- bzw. Stopereignisses aus dem elektronischen Impuls des Photomultipliers

Der Spannungsimpuls, der am Anoden-Arbeitswiderstand des PMT zur Verfügung steht, dient dazu, den Laufzeitzähler über eine Triggereinrichtung zu starten und zu stoppen. Da er wegen der Reflektoranordnung des Ziels und der endlichen Anstiegszeit des Photomultipliers i. allg. wesentlich gegenüber der Laserimpulslänge verbreitert ist, wird nicht allein die Tatsache seines Auftretens zur Triggerung des Zählers verwendet. Man greift vielmehr auf möglichst gleichbleibende Eigenschaften des Impulses zurück, die sich zeitlich enger eingrenzen lassen als es die Impulsbreite selbst zuläßt.

In Frage kommen z.B. folgende Verfahren (s. auch Tabelle I.1):

1. Triggerung (nur ansteigende Flanke des Impulses)
  - α) bei einem fest gewählten Spannungswert (fixed threshold)
  - β) bei einem fest gewählten Bruchteil der Maximalamplitude (constant fraction).
2. Integration des Impulses und Triggerung bei der ansteigenden Flanke des integrierten Impulses beim halben Wert der Maximalamplitude (half area).
3. Triggerung bei der Maximalamplitude der Antwortfunktion eines Korrelationsfilters (matched filter) auf den Spannungsimpuls.
4. Speichern, Diskretisieren und Quantisieren des Impulses mit anschließender Berechnung des Impulsschwerpunktes (centroid).

#### III.4.1 Theoretische Betrachtungen zu den verschiedenen Triggermethoden

Nimmt man kompakte Energiesignale an mit

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} a^2(t) dt < \infty \quad (E = \text{Signalenergie}),$$

wobei  $a(t)$  die Signalfunktion darstellt, so lassen sich zunächst Abhängigkeiten von folgenden Impulseigenschaften formulieren:

- α) Impulsamplitude
- β) Impulslänge
- γ) Energieverteilung (z.B. mehrere lokale Maxima).

Während die ersten beiden Kriterien die Impulsform nur bei "wohlgeformten" Impulsen (z.B. Rechteckimpuls, GAUSSimpuls) festlegen, bestimmt das dritte Kriterium auch die Impulsform bei verschmierten und aufgespaltenen Impulsen.

Eine Triggereinrichtung, die von der Impulsamplitude abhängt, ist auch Variationen der Impulslänge und der Energieverteilung unterworfen, genauso wie ein Trigger, der von der Impulslänge beeinflusst wird, auch von der Energieverteilung abhängt (siehe Abb. III.4.1).

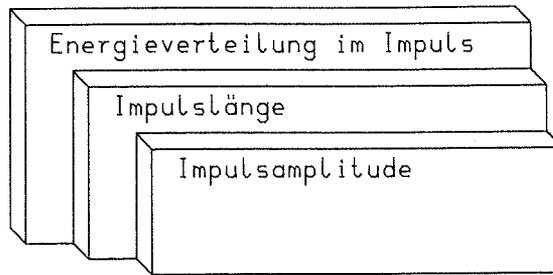


Abb. III.4.1: Abhängigkeiten der Triggereinrichtung (Trigger hängt auch von den dahinter liegenden Kriterien ab)

Anhand des GAUSSimpulses sei im einzelnen das Triggerverhalten bei Flankensteuerung und anhand von Dreiecksimpulsen das bei "halber Fläche" (halbe Energie des Impulses) und Schwerpunkt des Impulses erläutert.

### III.4.1.1 Ansteigende Impulsflanke

#### III.4.1.1.1 Fixed Threshold Trigger

Sobald ein bestimmter Triggerpegel erreicht ist (Schwellenspannung  $u_A$ ) erzeugt eine elektronische Schaltung einen Steuerimpuls. Betrachtet man die beiden GAUSSimpulse

$$g_1(t) = e^{-\pi t^2} \quad \text{und} \quad g_2(t) = 2e^{-\pi t^2},$$

so erhält man für verschiedene Triggerpegel  $u_A \in \{0.1, 0.5\}$  bei beiden Impulsen verschiedene Zeitpunkte für die Auslösung des Triggersignals (Abb. III.4.1.1.1).

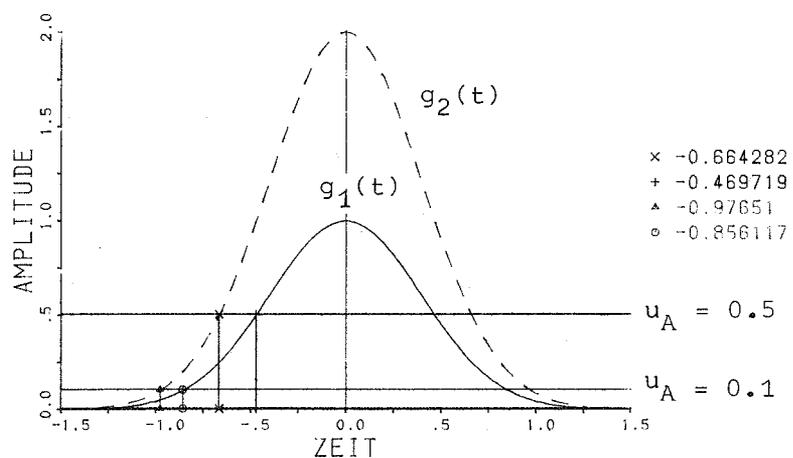


Abb. III.4.1.1.1: Der Fixed Theshold Trigger ist von der Impulsamplitude abhängig.

Läßt man die Maximalamplitude  $\alpha$  frei variieren, nimmt man also  $g(t)$  zu  $g(t) = \alpha e^{-\pi t^2}$  an, so folgt für die zeitliche Zuordnung zum Triggersignal (ansteigende Flanke)

$$t_T = -\sqrt{\frac{\ln \alpha - \ln u_A}{\pi}},$$

woraus die Abhängigkeit von der Maximalamplitude  $\alpha$  zu ersehen ist.

Nimmt man  $\alpha = n \cdot u_A$  an, so erhält man für den Triggerzeitpunkt

$$t_T = -\sqrt{\frac{\ln n}{\pi}}$$

und für dessen Abhängigkeit von der Änderung von  $n$

$$\frac{dt_T}{dn} = -\frac{1}{2} \frac{1}{n \sqrt{\pi \ln n}}.$$

Das legt nahe,  $n$  so groß wie möglich bzw. den Triggerpegel  $u_A$  so klein wie möglich zu wählen.

#### III.4.1.1.2 Constant Fraction-Trigger

Um den Einfluß der Impulsamplitude wegzubekommen, bietet sich an, diese mit als Kriterium zu verwenden. Bei einem bestimmten Bruchteil der maximal erreichten Amplitude wird der Triggervorgang ausgelöst (siehe Abb. III.4.1.1.2).

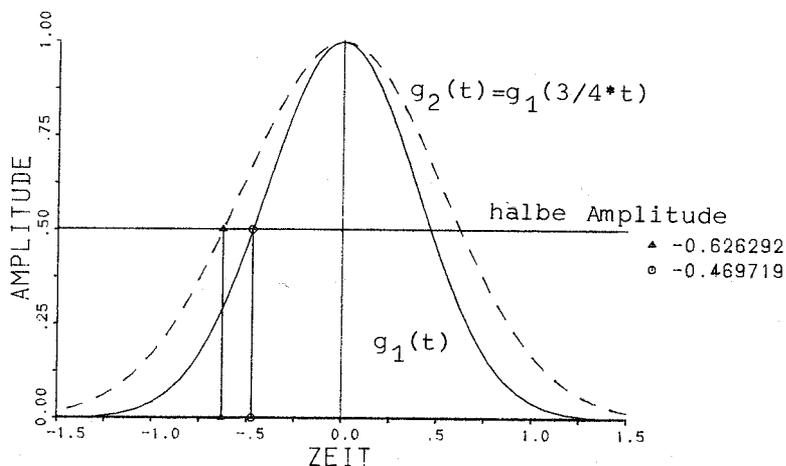


Abb. III.4.1.1.2: Der Constant Fraction-Trigger ist von der Impulslänge abhängig.

Für den GAUSS-Impuls

$$g(t) = \alpha e^{-\pi(\beta \cdot t)^2}$$

mit

$\alpha$  Amplitudenfaktor,

$\beta$  Faktor für Impulsdehnung bzw. -stauchung

erhält man für den Triggerzeitpunkt zum Triggerpegel  $c \cdot \alpha$  ( $c \in ]0, 1[$ ):

$$c \cdot \alpha = \alpha e^{-\pi(\beta \cdot t)^2} \Rightarrow t = -\frac{1}{\beta} \sqrt{\frac{-\ln c}{\pi}}.$$

Die Abhängigkeit von der Maximalamplitude  $\alpha$  ist weggefallen, dafür bleibt die Empfindlichkeit gegenüber der Impulslänge (durch  $\beta$  festgelegt).

Ändert sich die Impulslänge, so ändert sich der Triggerzeitpunkt  $t_T$  gemäß:

$$\frac{d t_T}{d \beta} = \frac{1}{\beta^2} \sqrt{\frac{-\ln c}{\pi}} .$$

Daraus ist zu schließen, daß für größere  $\beta$  (kleinere Impulslängen) die Anfälligkeit gegenüber Variationen in der Impulslänge abnimmt. Für  $c = 1$  verschwindet, zumindest rein rechnerisch, die Abhängigkeit von der Impulslänge. Jedoch bleibt nach wie vor der Einfluß der Impulsform bestehen, falls von GAUSS-Signalen verschiedene Impulsformen betrachtet werden.

#### III.4.1.2 Half-Area-Trigger

Möchte man den Einfluß der Impulslänge und der Impulsform eliminieren, so bestimmt man den Zeitpunkt  $t_{HA}$ , zu dem die halbe Impulsenergie eingetroffen ist. Für ein GAUSS-Signal

$$g(t) = \alpha e^{-\pi(\beta \cdot t)^2}$$

erhält man nach einer kurzen Rechnung  $t_{HA}$  aus der Bedingung

$$\int_{-\infty}^{t_{HA}} g(t) dt = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) dt$$

bzw.

$$\alpha \int_{-\infty}^{t_{HA}} e^{-\pi \beta^2 t^2} dt = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\beta} .$$

Wegen der Spiegelsymmetrie von  $g(t)$  zur  $y$ -Achse ist offensichtlich  $t_{HA} = 0$ , so daß die Identität

$$\frac{1}{2} \frac{\alpha}{\beta} = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\beta}$$

folgt. Somit sind die Abhängigkeiten von Impulsamplitudenmaximum und Impulslänge verschwunden. Dies gilt natürlich strenggenommen zunächst nur für diesen GAUSS-Impuls. Leicht einzusehen ist aber, daß auch für jeden zu  $t = t_{HA}$  achsensymmetrischen Impuls der Triggerzeitpunkt  $t_{HA}$  unverändert bleibt.

Die Schwächen dieses Triggerverfahrens erkennt man, wenn man der Triggerschaltung zerrissene Impulse mit mehreren lokalen Maxima zuführt. Das sei am Beispiel zweier Dreiecksimpulse gezeigt, wobei der zweite Impuls leichten Variationen unterworfen wird (Abb. III.4.1.2).

Man erkennt, daß eine minimale Änderung der ansteigenden Flanke des zweiten Impulses bereits eine Änderung des Triggerzeitpunktes bewirkt, die in der Größenordnung der zeitlichen Separation der beiden Teilimpulse liegt.

Denkt man an die Reflektoranordnungen von Satelliten (siehe III.2.4 und III.2.5), so wird sich besonders bei sehr kurzen Laserimpulsen die räumliche und zeitliche

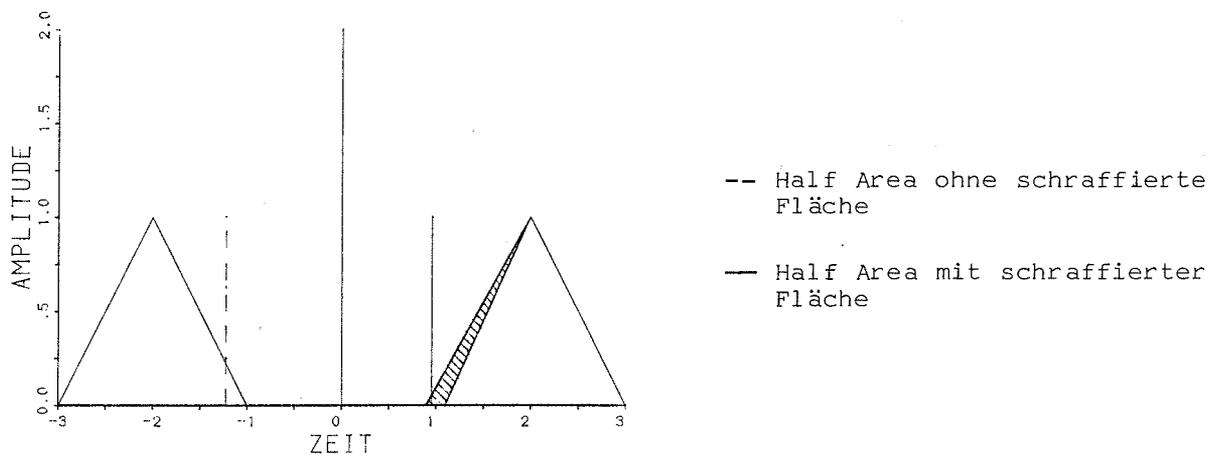


Abb. III.4.1.2: Der Half Area-Trigger ist von der Energieverteilung im Impuls abhängig.

Separation der von jedem Reflektor erzeugten Teilimpulse besonders deutlich auswirken. Außerdem wird selbst eine anfangs "schöne" Impulsform (erzeugt von mehreren Reflektoren, die im Vergleich zur Impulslänge nahe beieinander liegen) aufgrund von Interferenzerscheinungen erhebliche Einbrüche erleiden und zu Änderungen des Triggerzeitpunktes führen.

### III.4.1.3 Korrelationsempfänger

Aus der Theorie der Signalübertragung ist bekannt, daß das optimale Signal/Störverhältnis mit einem Empfangsfilter erreicht werden kann, dessen Stoßantwort  $h(t)$  über

$$h(t) = \pm k \cdot s(t_0 + T - t),$$

$k$  = reelle Proportionalitätskonstante

dem Sendesignal  $s(t)$  der Dauer  $T$  angepaßt ist [KRESS, LÜKE]. Dieses Filter wird als "matched Filter" bezeichnet. Wird der Sendepuls störungsfrei übertragen, so liegt am Ausgang des matched filter die um  $T$  verschobene Autokorrelationsfunktion (AKF) des Signals  $s(t)$  vor (siehe Abb. III.4.1.3).

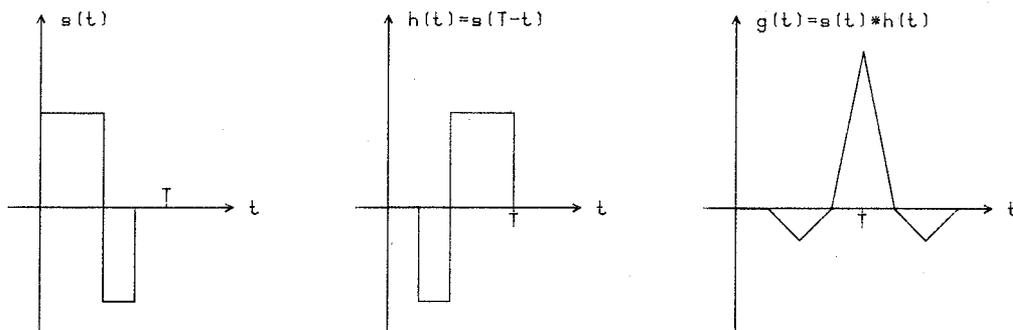


Abb. III.4.1.3: Impulsdiagramm für Korrelationsempfänger

Ihr Maximalwert zum Zeitpunkt  $t_0 + T$  definiert praktisch den Zeitpunkt  $t_0$  der größten Ähnlichkeit zwischen Sendesignal und Empfangssignal und ist daher sehr gut geeignet, den Laufzeitgeber zu starten und zu stoppen. Dies gilt vor allem für

schwache Signale, die knapp über dem Rauschen liegen. Je stärker jedoch das Empfangssignal vom Sendesignal abweicht, desto schwächer wird sich das Maximum der AKF ausprägen können und desto ungenauer wird zwangsläufig die zeitliche Bestimmung von Start- und Stopereignis.

#### III.4.1.4 CENTROID-TRIGGER

Der Zeitpunkt  $t_s$  des Impulsschwerpunktes errechnet sich zu (summiert wird über  $i=1, \dots, n$ )

$$t_s = \frac{\sum s_j(t_i) \cdot t_i}{\sum s_j(t_i)} \quad \begin{array}{l} i = 1, \dots, n \text{ Diskretisierung,} \\ j = 1, \dots, m \text{ Quantisierung.} \end{array}$$

Bei symmetrischen Impulsen gilt stets

$$s_j(t_{i_0-i}) = s_j(t_{i_0+i})$$

mit  $t = t_{i_0}$  Symmetrieachse,

so daß das Centroid-Kriterium (Impulsschwerpunkt) unabhängig von Impulsamplitude und Impulslänge ist. Die Impulsform selbst spielt dabei auch keine Rolle mehr (wie auch schon beim HALF-AREA-TRIGGER).

Läßt man am Eingang des Centroid-Triggers den Doppelimpuls aus Abb. III.4.1.2 genauso variieren wie beim HALF-AREA-Trigger, so stellt man fest, daß die beiden Triggerzeitpunkte wesentlich enger beieinander liegen (s. Abb. III.4.1.4). Die Differenz beträgt für den HALF-AREA-Trigger 2.2 Zeiteinheiten und für den CENTROID-Trigger nur 0.06 Zeiteinheiten.

Diesen Vorteil erkaufte man allerdings durch eine wesentlich aufwendigere Realisierung des Centroid-Triggers, da zunächst der Impuls aufgezeichnet werden muß; dann wird er diskretisiert und quantisiert, um anschließend über eine ganze Reihe von arithmetischen Operationen eine Zeit  $t_s$  zu liefern.

Als besondere Schwierigkeit erweist sich die zeitliche Zuordnung der Zeitpunkte  $t_i$  zur hochauflösenden Zeitskala des Laufzeitählers. Um den Empfangsimpuls speichern zu können, ist nämlich zunächst festzulegen, wann überhaupt ein Signal vorliegt, das gespeichert werden soll. Dies setzt bereits eine Methode zum Erkennen von Signalen voraus, da ja wegen der geforderten hohen zeitlichen Auflösung nicht alles, was empfangen wird, auch aufgezeichnet werden kann.

Aus der Vielfalt aller möglichen Zeitfenster ist eines so auszuwählen, daß der gewünschte Empfangsimpuls in dieses Zeitfenster hineinfällt. Die Auswahl selbst kann nur mit einer der bereits besprochenen Triggermethoden realisiert werden. Damit scheinen die theoretischen Vorteile der Centroid-Methode nicht in die Praxis umzusetzen zu sein, denn die Zeitachsen von Laufzeitähler und Speicheroszillograph lassen sich nicht exakt koordinieren.

Wie im folgenden Abschnitt über die Realisierung der verschiedenen Triggermethoden gezeigt wird, läßt sich jedoch durch geeignete Schaltungsmaßnahmen eine Quasi-Centroid-Triggerung erzielen.

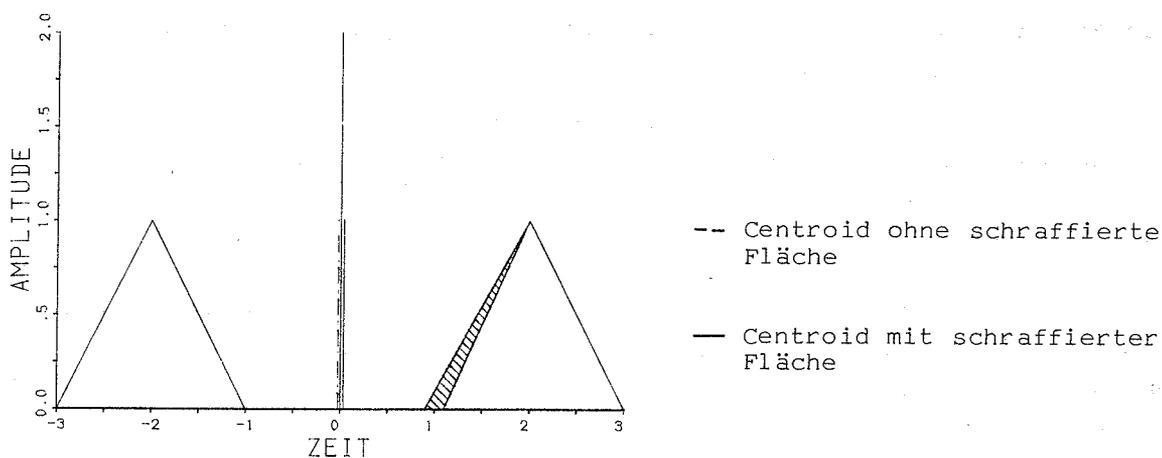


Abb. III.4.1.4: Der Centroid-Trigger hängt von der Energieverteilung im Impuls ab, jedoch nicht so stark wie der Half-Area-Trigger (siehe Abb. III.4.1.2).

### III.4.2 Praktische Realisierung der Triggermethoden

#### III.4.2.1 Ansteigende Impulsflanke

##### III.4.2.1.1 Fixed Threshold

Das zugrundeliegende Prinzip ist das eines SCHMITT-Triggers, auch als Spannungsdiskriminator bezeichnet [LIMANN] (siehe Abb. III.4.2.1.1.1).

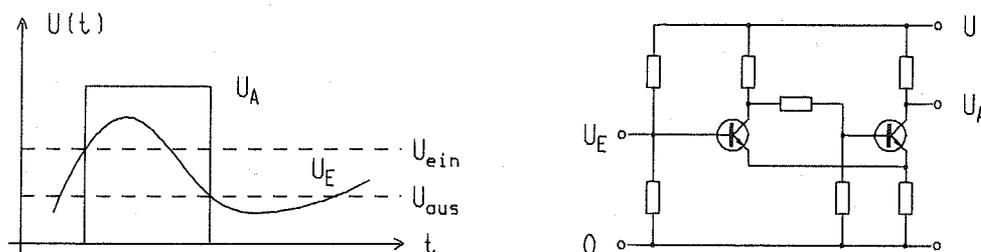


Abb. III.4.2.1.1.1: Spannungsverlauf und Schaltung für Schmitt-Trigger

Bei der Schwellenspannung  $U_{\text{ein}}$  (Triggerpegel) springt die Spannung  $U_A$  am Ausgang des SCHMITT-Triggers von logisch "L" (Low) auf logisch "H" (High) und löst durch dieses Signal z.B. Start- oder Stopereignis des Laufzeitzählers aus. Erst wenn die Eingangsspannung  $U_E$  unter den Wert  $U_{\text{aus}}$  ( $U_{\text{aus}} < U_{\text{ein}} \rightarrow$  Hysterese) gesunken ist, geht das Ausgangssignal  $U_A$  wieder auf "L" zurück und bereitet so den SCHMITT-Trigger für einen neuen Triggervorgang vor.

Mit Hilfe eines Komparators, der z.B. aus der Analogrechenetechnik bekannt ist [STEINBUCH], läßt sich die gleiche Funktion erfüllen. Hier werden zwei Eingangsspannungen verglichen, wobei die eine den variablen Triggerpegel repräsentiert und die andere den Photomultiplierimpuls (Abb. III.4.2.1.1.2).

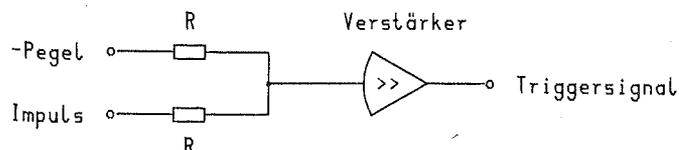


Abb. III.4.2.1.1.2: Komparator

Bei Spannungsnull am Verstärkereingang kippt die Ausgangsspannung um und kann so den Laufzeitähler triggern.

Für den realen Fixed Threshold-Trigger bleibt  $U_{\text{ein}}$  nicht völlig konstant. Die Schwellenspannung schwankt vielmehr um einen Mittelwert und verursacht dadurch einen Jitter-Effekt, der sich auf die zeitliche Bestimmung von Start- und Stopereignis niederschlägt.

Wegen ihrer großen Breitbandigkeit sind insbesondere Tunneldioden hervorragend als Schwellwertdetektor geeignet (Abb. III.4.2.1.1.3) [GTE-Sylvania, LIMANN, STEINBUCH]. Mittels der Referenzspannung  $U_{\text{ref}}$  wird die Tunneldiode in den "Arbeitspunkt A" gebracht, in dem sie äußerst empfindlich auf eine Spannungserhöhung  $\Delta U_{\text{Impuls}}$  reagiert und in extrem kurzer Zeit (ps) in den Punkt B der Kennlinie übergeht.

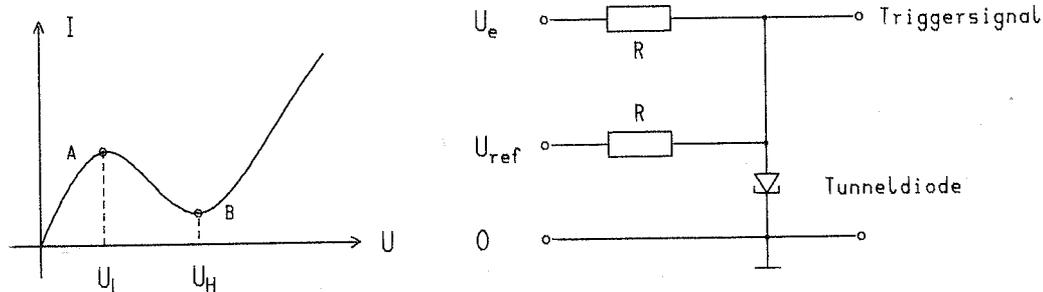


Abb. III.4.2.1.1.3: Kennlinie und Schaltung für Tunneldiode

Anzumerken ist, daß der Triggerpegel hoch genug gewählt werden muß, damit einerseits nicht der Dunkelstrom des PMT oder das Rauschen des Arbeitswiderstandes zum Auslösen genügen ( $i_D \sim 10^{-8}$  A, siehe Tabelle II.6) und andererseits, und das ist der stärkere Einfluß, nicht die Hintergrundhelligkeit Triggersignale erzeugt. Die mittlere Rauschspannung am Arbeitswiderstand R des Photomultipliers beträgt [LÜKE]

$$u(t) = 2 \sqrt{kT \cdot B \cdot R}$$

und liefert für  $T = 288.15$  K,  $B = 2.5$  GHz,  $R = 50 \Omega$  und  $k =$  Boltzmann-Konstante einen Wert von etwa  $45 \mu\text{V}$ , ist also erheblich größer als der Dunkelstromanteil.

### III.4.2.1.2 Constant Fraction-Trigger (CFT)

Das Impulsdiagramm nach Abb. III.4.2.1.2.1, das sich aus der Prinzipschaltung nach Abb. III.4.2.1.2.2 ergibt, soll veranschaulichen, welche Idee hinter dem CFT steckt. Eine etwas kompliziertere Darstellung findet sich in [LESKOVAR/LO], wo auch eine detaillierte Schaltungsbeschreibung und -dimensionierung abgedruckt ist.

Zur Frage nach dem nulldurchgang  $t = t_0$  setzt man die Summenfunktion  $g_z$  gleich Null und beschäftigt sich weiter mit der Gleichung

$$e^{-\pi(t_0 - t_v)^2} = c e^{-\pi t_0^2}$$

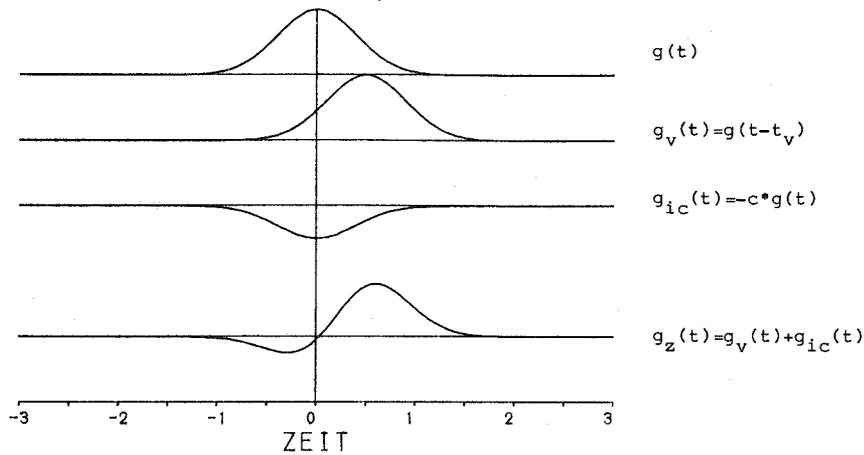


Abb. III.4.2.1.2.1: Impulsdiagramm für Constant Fraction-Trigger  
(hier Half-Amplitude mit  $t_v = 0.5$  und  $c = 0.5$ ).

Daraus ist ersichtlich, daß der Zeitpunkt  $t_0$  des Nulldurchgangs unabhängig von der Impulsamplitude  $\alpha$  ist. Weiter folgt durch Logarithmieren und anschließendem Auflösen nach  $t_0$  der gewünschte Zeitpunkt des Nulldurchgangs

$$t_0 = \frac{\pi t_v^2 + \ln c}{2\pi t_v} .$$

Diesem Zeitpunkt  $t_0$  entspricht die Amplitude  $g_v(t_0)$  des verzögerten Impulses. Möchte man erreichen, daß

$$\frac{g_v(t_0)}{\alpha} = c$$

gilt, so ist  $t_v$  für das angegebene Beispiel (Abb. III.4.2.1.2.1) wie folgt zu wählen

$$t_v = \sqrt{-\frac{\ln c}{\pi}} .$$

Hat man umgekehrt die Verzögerung  $t_v$  aus technischen Gründen vorgegeben, so erhält man den constant-fraction-Betrag  $c$  zu

$$c = e^{-\pi t_v^2} .$$

Im folgenden sei noch eine einfache Schaltungsrealisierung angeführt, die auf die in [LIMANN u. STEINBUCH] erwähnten Funktionsgruppen von Analogrechnern zurückgreift (Abb. III.4.2.1.2.2).

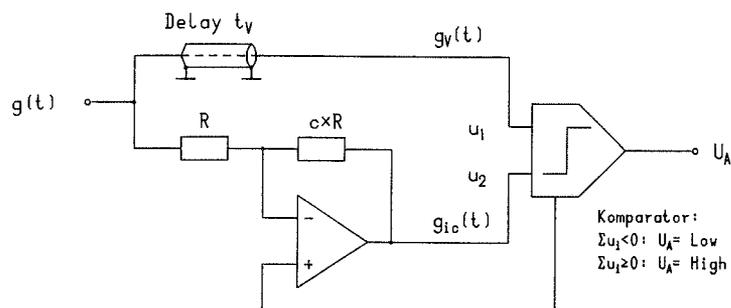


Abb. III.4.2.1.2.2: Prinzipschaltbild für Constant Fraction-Trigger

### III.4.2.2 Half Area-Trigger (HAT)

Hier liegt eine Kombination aus Integrationsglied und constant fraction-Diskriminator vor, wobei der "constant fraction" auf  $\frac{1}{2}$  gesetzt wird. Das Prinzipschaltbild eines "Integrierers" mit Operationsverstärker ([LIMANN], [STEINBUCH]) zeigt Abb. III.4.2.2.

Die Spannung  $U_A$  wird einem constant-fraction-Trigger zugeleitet, der die Signale zur Steuerung des Laufzeitzählers erzeugt. Eine Schaltung für einen HAT mit integriertem Schaltkreis findet sich in [MANGIN]. Dort wird jedoch der HAT fälschlicherweise als Centroid-Detektor bezeichnet.

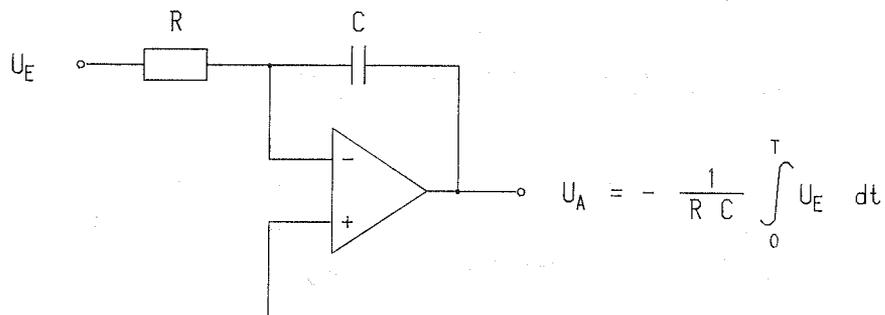


Abb. III.4.2.2: Integrierer mit Operationsverstärker

### III.4.2.3 Korrelationsempfänger

Der Spannungsimpuls des Photomultipliers wird einem matched filter (Korrelationsfilter) zugeführt und dessen Antwort von einem peak detector untersucht (Abb. III.4.2.3.1). Bei der Maximalamplitude der Antwortfunktion wird das Triggersignal erzeugt [LUEKE].

Matched Filter mit einstellbarer Übertragungsfunktion sind kommerziell lieferbar. Eine Untersuchung über die Qualität eines Korrelationsempfängers am Goddard Space Flight Center ist in [ABSHIRE] zu finden. Über die Verwendung genäherter matched filter für die Signaldetektion hat [PANNONEN] berichtet.

Als peak-Detektor kann man ein Differenzierglied mit anschließendem Nulldetektor (Komparator) einsetzen (s. [LIMANN], [STEINBUCH]). Getriggert werden darf hier nur bei der abfallenden Flanke (Abb. III.4.2.3.2).

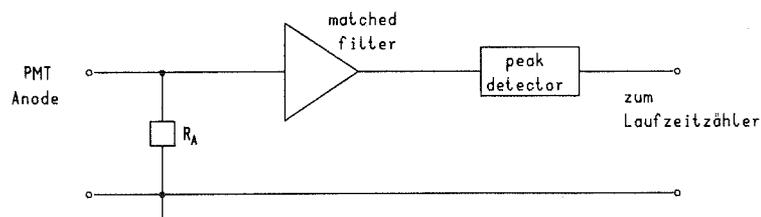


Abb. III.4.2.3.1: Korrelationsempfänger.

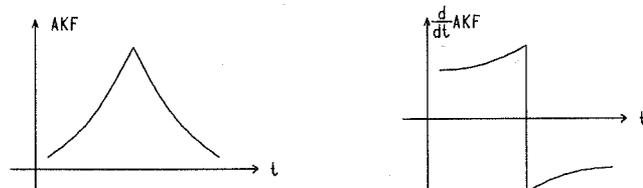


Abb. III.4.2.3.2.: Peak Erkennung reduziert auf Nullerkennung.

### III.4.2.4 Centroid-Trigger

Wie bereits in III.4.1.4 erwähnt, erfordert die praktische Realisierung einigen Aufwand

- i) Speichern,
- ii) Diskretisieren und Quantisieren,
- iii) Berechnung des Impulsschwerpunktes,
- iv) Korrektur bzw. Steuerung des Laufzeitzählers.

Die Idee einer nachträglichen Korrektur ist aus Abb. III.4.2.4.1 ersichtlich. Der breite schraffierte Bereich am Anfang der Zeitachse repräsentiert die Triggerunsicherheit des Triggerverfahrens, das zum Anhalten des Laufzeitzählers verwendet wird (z.B. fixed threshold). Mit wesentlich geringerer Unsicherheit sei jeweils das Centroid des empfangenen Impulses zu bestimmen (schraffierter Bereich etwa in der Mitte der Zeitachse). Verfügt man nun über eine Koordinierung der Zeitmaßstäbe von Speichervorrichtung und Laufzeitzähler, so kann mittels der durch  $\triangle$  gekennzeichneten Strecke eine Korrektur an den Wert des Laufzeitzählers angebracht werden. Damit weisen die korrigierten Laufzeiten nur die kleinere Streuung des Centroid-Verfahrens auf.

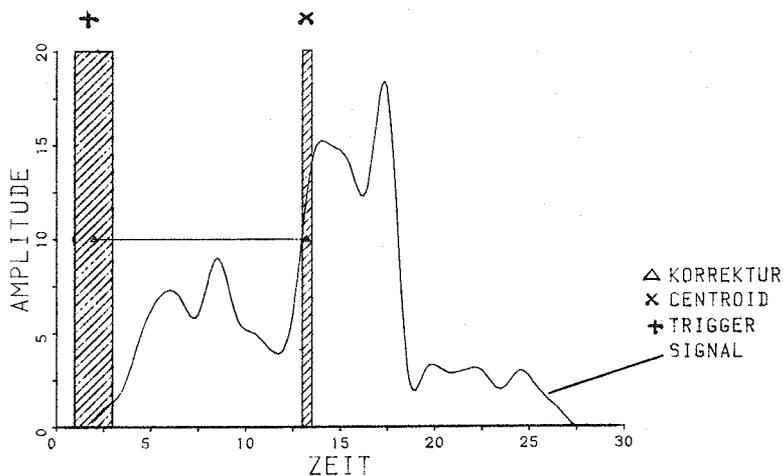


Abb. III.4.2.4.1:  
Laufzeit-Korrektur mit Hilfe der Impulsanalyse, falls der Centroid-Streubereich kleiner als der Fixed-Threshold-Streubereich ist.

Ein Beispiel für eine Speicherung des empfangenen Laserimpulses mit anschließender Diskretisierung und Quantisierung zeigt Abb. III.4.2.4.2.

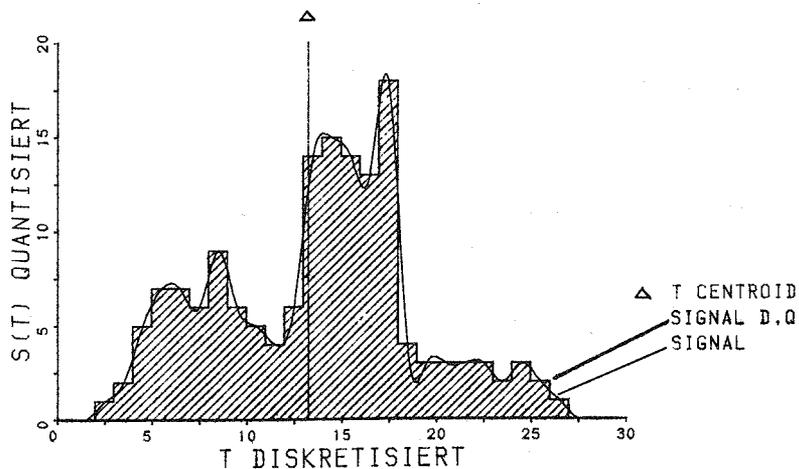


Abb. III.4.2.4.2:  
Speicherung des elektronischen Stopimpulses mit anschließender Diskretisierung und Quantisierung sowie berechnetem Centroid.

Zum Zeitpunkt  $t_i$  hat der Impuls die Amplitude  $s_j$ . Wie die beiden Zeitachsen von Speichervorrichtung und Laufzeitzähler koordiniert werden können, geht aus Abb. III.4.2.4.3 hervor.

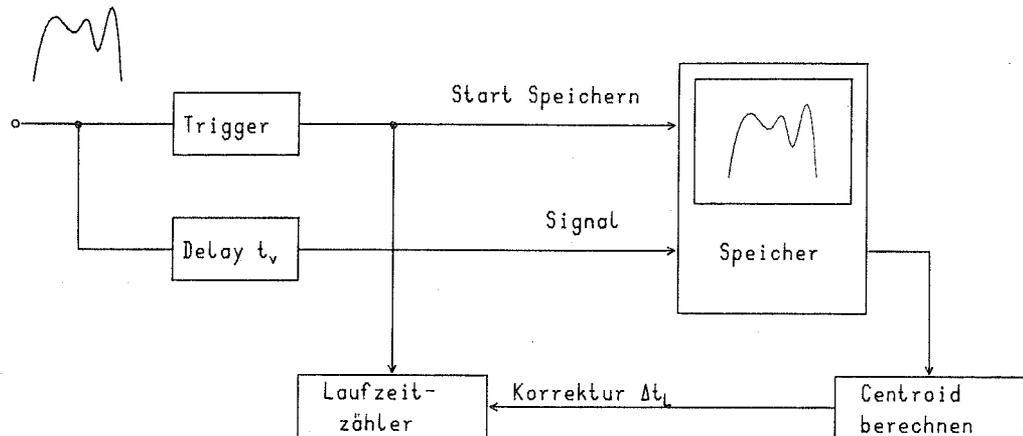


Abb. III.4.2.4.3: Prinzipschaltbild für Centroid-Trigger

Der Impuls von der Photomultiplieranode wird sowohl der Triggerschaltung als auch - um die konstante Zeitspanne  $t_v$  verzögert - der Speichervorrichtung zugeführt. Außerdem dient der Triggerimpuls zur Auswahl des Zeitfensters für den Speicher, so daß der Impuls aufgezeichnet werden kann. Die Verzögerungszeit  $t_v$  sowie die Breite des Zeitfensters sind so zu wählen, daß der Impuls auf jeden Fall ganz in das Zeitfenster hineinfällt. Da der Triggerimpuls auch den Laufzeitzähler anhält, ist die Zuordnung von Laufzeitskala zu Speicherzeitskala hergestellt.

Nach der Berechnung des Impulsschwerpunktes fällt eine Korrekturzeit  $\Delta t_L$  an, mit der die Laufzeit  $t_L$  modifiziert wird

$$t'_L = t_L + \Delta t_L .$$

Bis auf eine konstante Abweichung  $\Delta t$ , gezählt vom Anfang der Speicherzeitachse bis zum Triggerzeitpunkt  $t_T$ , stimmt nun die korrigierte Laufzeit  $t'_L$  mit dem Centroid-Zeitpunkt des Impulses überein.

Anzumerken ist hier allerdings, daß die Speichervorrichtung nur eine endliche Anstiegszeit bzw. endliche Grenzfrequenz besitzt und somit den Eingangsimpuls u.U. recht verformt darstellt, so daß auch die Centroid-Position verschoben wird. Es handelt sich hier jedoch weitgehend um ein lineares, zeitinvariantes System, so daß bei bekannter Übertragungsfunktion der Speichervorrichtung der tatsächlich am Eingang vorhandene Impuls rekonstruiert werden kann.

In dem Kästchen "Centroid berechnen" der Abb. III.4.2.4.3 läuft eine Reihe von arithmetischen Operationen ab, während deren Ablauf kein neuer Impuls verarbeitet werden kann.

Ebenfalls erwähnt werden soll, daß die Diskretisierung und Quantisierung je nach Grad der Unterteilung zu (wenn auch kleinen) Fehlern in der Centroid-Bestimmung führen.

#### IV. Simulation der Laserentfernungsmessung

##### IV.1 Begründung für Simulationsansatz

Wie aus den Abschnitten I bis III zu ersehen ist, gestaltet sich der gesamte Ablauf der Laserentfernungsmessung äußerst komplex und entzieht sich aufgrund zufälliger Einflüsse während der Messung einer rein analytischen Darstellung. Es läßt sich somit auch keine geschlossene Form für die Übertragungsfunktion des Laserimpulses angeben, wie es z.B. bei linearen, zeitinvarianten Übertragungssystemen möglich wäre. Um dennoch zu Aussagen über einzelne Meßvorgänge zu kommen, bietet sich die Simulation auf einer elektronischen Rechenanlage an (siehe [BAUKNECHT et al.]). Mit ihrer Hilfe können sowohl einzelne Messungen im Detail verfolgt als auch umfangreiche Meßreihen verwirklicht werden. Dies soll insbesondere dazu dienen, die erreichbaren Genauigkeiten für eine bestimmte Laserentfernungsmessanlage zu ermitteln als auch dazu, die Abhängigkeiten von verschiedenen Zielen wie Satelliten, Targets und Mond aufzudecken. Ein entscheidender Einfluß auf die Streuungen der Meßwerte ist dabei von der gewählten Koordinierungsart von Start- und Stopereignis mit Anfangs- und Endpunkt der gesuchten Strecke zu erwarten.

##### IV.2 Entwurf und Implementierung des Simulationsprogramms

###### IV.2.1 Wahl der Programmiersprache und allgemeines Vorgehen

Wegen der komplexen Datenstrukturen, die zum Beschreiben der Modellparameter (der Systemkomponenten) notwendig sind und der teilweise komplizierten Berechnungen der Einflüsse auf die Modellparameter, sowie des großen zu erwartenden Programmierungsumfangs wurde die Programmiersprache PASCAL [JENSEN-WIRTH] für die Implementierung des Simulationsmodells ausgewählt. Die Programmiersprache PASCAL zeichnet sich u.a. durch folgende Vorteile aus

- Definition beliebiger Datentypen
- Set- und Pointerkonzept
- strukturierte Anweisungen für den Programmablauf

und außerdem

- kurze Kompilierungs- und Ausführungszeiten.

Beispiele zur Programmierung finden sich in [JENSEN-WIRTH] und bezüglich der Verwendung von Sets, Records, Listen, Bäumen und Files sei auf [SCHAUER] verwiesen. Einzelheiten über die am Leibniz-Rechenzentrum implementierte Version von PASCAL sind in [STRAIT et al.] zu finden.

Das Simulationsprogramm wurde einschließlich der Datentypen nach den Regeln des strukturierten Programmierens entworfen, die z.B. in [DAHL, DIJKSTRA, HOARE] angeführt sind.

Mittels Top-Down-Konzept und stepwise refinement [WIRTH] wurde der zunächst grobe Ablaufplan nach und nach in ein lauffähiges PASCAL-Programm übergeführt.

Programmablaufpläne verwenden die Struktogramme nach [NASSI und SHNEIDERMAN], die von [CHAPIN] durch einige Zusatzsymbole ergänzt wurden.

Grundsätzliche Forderungen an das Simulationsprogramm waren

- leichte Handhabung, sowohl im Dialog- als auch im Batchbetrieb
- das Programm sollte einfach zu ändern und zu erweitern sein.

#### IV.2.2 Datenstrukturen

Gemäß den in II dargestellten Systemkomponenten lag es nahe, ihnen entsprechende Datentypen zu definieren

STATION = Ortsvektor  $r_A$   
 Geschwindigkeitsvektor  $v_A$  (bezüglich Inertialsystem)  
 Nullpunkt der Messung  
 geographische Länge  $\lambda$ , Breite  $\varphi$ , Höhe über N.N., Epoche  
 Nullpunktkorrektur beim Senden  
 " " Empfang.

Die Daten der Station bleiben sämtlich unverändert, da dies für die Analyse des eigentlichen Meßprozesses unerheblich bleibt.

LASERIMPULS = Energie E  
 Frequenz  $\nu$   
 Impulslänge  $l_I$   
 Strahlradius  $r_I$   
 Divergenz  $\Theta$   
 Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_I$   
 \*  
 Phasenlage  
 Ort der Impulsmitte  $r_m$   
 Ausbreitungsrichtung  $r_I^o$   
 seit dem Senden verstrichene Zeit  $t_I$   
 seit dem Senden zurückgelegte Strecke  $z_I$   
 Status: (gesendet, reflektiert, empfangen)  
 Strahlumgebung: (Luft, Vakuum)  
 Zeiger auf nächsten LASERIMPULS

---

\*) ab hier werden die Werte nur durch den Programmablauf bestimmt, können also nicht explizit besetzt werden.

ATMOSPHERE	=	Luftdruck $P$ Partialdruck des Wasserdampfes $e$ Temperatur (trocken) $T$ Feuchttemperatur $FT$ * Temperaturkoeffizient $TK$ * wirksame Höhe für Luftdruck $P$ * wirksame Höhe für Partialdruck $e$ Dunst Turbulenz
RETROREFLEKTOR	=	Form der Eintrittspupille: (Dreieck, Hexagon, Kreis) reflektierende Flächen: (verspiegelt, nicht verspiegelt) Durchmesser Vertexlänge $L$ Brechungsindex $n$ Reflexionswirkungsgrad Dihedral-Offset-Winkel $\delta$
REFLEKTOR ARRAY	=	Ort des Mittelpunktes der Reflektoreintrittsfläche $r_R$ Normalenrichtung der Eintrittsfläche $n_R$ Orientierung des Reflektors $\rho$ + Zeiger auf RETROREFLEKTOR + Zeiger auf nächstes REFLEKTOR ARRAY

Mit diesem Konzept können Reflektorarrays mit verschiedenen Reflektortypen verwirklicht werden.

ZIEL	=	Name des Ziels Bahnelemente $a, e, i, \omega, \Omega, M$ Ortsvektor $r_Z$ Geschwindigkeitsvektor $v_Z$ Zeiger auf REFLEKTOR ARRAY
------	---	-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Mit diesem Konzept können Ziele mit verschiedenen Reflektorarrays ausgestattet werden.

EMPFÄNGER	=	Durchmesser $D_E$ Brennweite $F_E$ Field of View FOV Graufilter Bandbreite $\Delta\lambda$ des Interferenzfilters Bandbreite $\Delta t$ des Range Gates Optischer Wirkungsgrad
-----------	---	--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

- \* dies sind Modellparameter der Atmosphäre, die unverändert bleiben
- + diese Zeiger werden stets vom Programm verwaltet

PHOTOMULTIPLIER	=	Quantenausbeute $\gamma$ Anstiegszeit $t_r$ mittlere Verstärkung $v_{PM}$ Grenzfrequenz $\nu_{PM}$ Anzahl der Dynoden $n_{PM}$
TRIGGER	=	Triggerart: (fixed threshold, constant fraction, half area, centroid, correlation) bei fixed threshold: Threshold-Wert bei constant fraction: Bruchteil der Maximalamplitude
LAUFZEITZÄHLER	=	Anzeige Auflösung

Die Datentypen sind jeweils als records vereinbart und können unter ihrem record-Namen als Ganzes angesprochen werden. Dies erweist sich als sehr vorteilhaft bei der Programmierung von Funktionen und Prozeduren, die mit diesen Datentypen arbeiten.

Neben diesen records für die Systemkomponenten sind noch andere records wie z.B.

VECTOR = ARRAY [1 ..3] of REAL oder  
MATRIX = ARRAY [1 ..3] of VECTOR usw.

definiert, die im wesentlichen zur besseren Übersicht und leichteren Handhabung von Berechnungen dienen.

Die Einheiten der Werte für die Systemkomponenten sind in SI-Einheiten bzw. deren abgeleitete Einheiten zu verstehen.

Des weiteren liegt eine Reihe von Konstanten zugrunde, auf die im gesamten Programmablauf zurückgegriffen wird

PI	=	3.1415926535898	(Kreiszahl $\pi$ )
C	=	299 792 458 m/s	(Vakuumlichtgeschwindigkeit)
E	=	$1.602192 \cdot 10^{-19}$ C	(Elementarladung)
H	=	$6.62628 \cdot 10^{-34}$ J·s	(Planck'sche Konstante)
K	=	$1.38054 \cdot 10^{-23}$ J/K	(Boltzmann Konstante)
k2M	=	$398\,600.5 \cdot 10^9$ m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup>	(Gravitationskonstante * Masse der Erde)
M	=	28.966 kg/kmol	(Molekulargewicht von Luft)
G	=	$9.80665$ m/s <sup>2</sup>	(Schwerebeschleunigung der Erde)
R	=	8314.36 J/(kmol·K)	(Gaskonstante)
STERNTAG	=	86164.09054 s	

Weitere Systemparameter, die nicht in den genannten Datentypen für die Systemkomponenten enthalten sind, bestimmen zusätzliche Eigenschaften oder Steuerungsvorschriften für die Simulation der Laserentfernungsmessung

- ARRAY = ("B", "G", "L", "M", "S", "T") - dient zur Auswahl des Reflektorarrays:  
(beliebig, Geos 3, Lageos, Mond,  
Starlette, Target)
- AUFLÖSUNG - Diskretisierung der Zeitachse für optische und elektronische Impulsberechnung  
[1 cm  $\cong$  33 ps]
- AUSLENKUNG ZIEL - max. Abweichung in  $^{\circ}$  der z-Achse des lokalen Satellitensystems
- AUSLENKUNG MONTIERUNG - max. Abweichung in "
- AZIMUT - Zielort im topozentrischen System  
ELEVATION (Nordazimut u. Elevation in  $^{\circ}$  ' ")  
ENTFERNUNG
- DELTAT - Schrittweite für Ausbreitung des Laserstrahls in der Atmosphäre
- LASERTYP = ("B", "N", "R") - (Beliebiger Laser,  
Nd:YAG-Laser, Rubinlaser)
- LICHTART = (INKOHÄRENT, KOHÄRENT) - Fallunterscheidung
- MESSUNG = (Tag, Nacht, Vollmond) - Auswahl der Standard-Umgebungshelligkeiten (Störlicht)
- MINDESTHOEHE [Grad] - Suchschrittweite (SEARCH) bis das Ziel  
STEP MOVE die Mindesthöhe über Horizont erreicht  
STEP SEARCH hat, ab dann normale Schrittweite (MOVE)
- MINIMUMRANGE - Zielentfernung - Gatewidth/2
- PULSANZAHL - Angabe, wieviel reflektierte Laserimpulse maximal ausgedruckt werden sollen
- REFLEKTORREIHEN - Angabe, wieviel Reihen bzw. Einzelreflektoren eines Reflektorarrays berücksichtigt werden sollen
- REFRAKTION = (TRUE, FALSE) - Angabe, ob die Montierung unter Berücksichtigung der Refraktion eingestellt werden soll
- SEED 1 - Initialisierung des Random-Number-  
SEED 2 Generators
- START - Threshold-Werte des Triggers für Start  
STOP und Stop
- STOERPHOTONEN - Angabe der Hintergrundhelligkeit in  
 $\left[ \frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2 \text{ sr m s}} \right]$  (falls Standard nicht erwünscht)
- ZIELTYP = ("G", "L", "M", "S", "T") - Auswahl des Ziels (Geos 3, Lageos, Mond,  
Starlette, Target)

Es war bereits hier abzusehen, daß durch die Fülle der Systemparameter und weiteren davon abgeleiteten Variablen (die z.B. Vektoren im Inertialsystem, im geozentrischen, erdfesten System und im topozentrischen System beschreiben), eine Möglichkeit gefunden werden mußte, diese sowohl im Dialogbetrieb als auch im Batchbetrieb auf einfache Art und Weise festzulegen bzw. zu ändern.

Als Resultat wurde eine einfache Steuersprache für den Simulationsablauf entwickelt, die auf der logischen Unterteilung der Datenmenge in

- Systemvariable  $\hat{=}$  Eingangs-Parameter des Meßsystems, und
- Überwachungsvariable  $\hat{=}$  interessierende Größen, die sich während des Meßvorgangs ändern

beruht und es gestattet, gezielt Parameter durch die Angabe ihres Namens und des neuen Wertes zu ändern (oder bei Anhängen eines Fragezeichens an den Namen abzufragen) und Überwachervariable durch die Angabe ihres Namens zu spezifizieren. Das setzt natürlich eine Vorbesetzung sämtlicher Parameter voraus.

Es sei hier bereits angemerkt, daß der Meßvorgang in kleinen Etappen voranschreitet und nach bzw. vor jeder Etappe spezifiziert werden kann, ob die spezifizierten Überwachergößen hier auch tatsächlich angesehen werden sollen (Möglichkeit sogenannte Breakpoints zu definieren).

#### IV.2.3 Organisation des Simulationsprogrammes

Wegen der zu erwartenden Komplexität des Programmes wurde, wie schon unter IV.2.2 erwähnt, eine einfache Simulationssprache entwickelt, die zur Steuerung des Simulationsablaufes dient.

Zu den Anweisungen

- |            |   |                                           |
|------------|---|-------------------------------------------|
| PARAMETER  | - | Ändern der Werte von Systemparametern     |
| UEBERWACHE | - | Spezifizieren gewünschter Überwachergößen |
| BREAK      | - | Spezifizieren gewünschter Breakpoints,    |

die jeweils mit ENDE abzuschließen sind, wurden folgende Anweisungen hinzugenommen

- |             |   |                                                                                                                  |
|-------------|---|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| HELP        | - | Übersicht über die möglichen Steueranweisungen                                                                   |
| INFORMIERE  | - | Übersicht über<br>geänderte Systemparameter,<br>spezifizierte Überwachergößen und<br>spezifizierte Breakpoints   |
| SIMWERTE    | - | Ausgabe aller Systemparameter                                                                                    |
| SIMULIERE n | - | Simulation von n Messungen                                                                                       |
| HISTOGRAMM  | - | Histogrammdarstellung der bisherigen Meßwerte                                                                    |
| STATISTIK   | - | Darstellung aller Meßwerte für alle Triggereinrichtungen<br>sowie deren Mittelwerte, Streuungen und Streubreiten |

VONVORN - Anfangsbedingungen wiederherstellen  
 WEITER n - Ziel um n Schritte weiterbewegen

Damit ergibt sich der in Abb. IV.1 dargestellte Programmablauf.

SIMLEM:

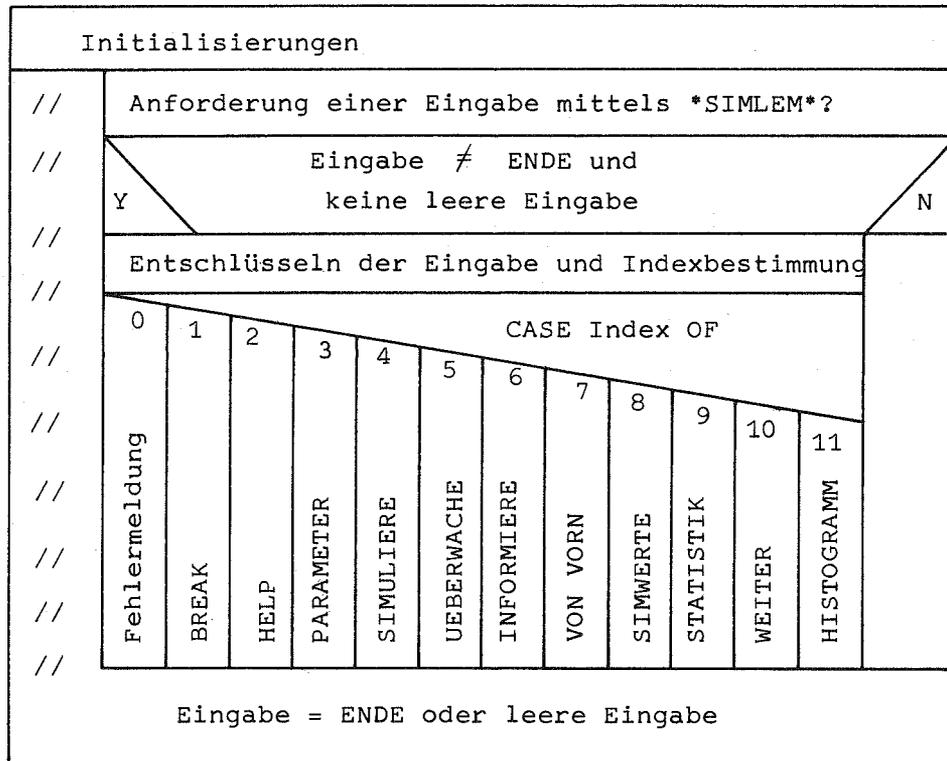


Abb. IV.1: Steuerung des Simulationsprogramms

Die Namen von Steueranweisungen sowie die Namen der Parameter, der Überwachergößen und der Breakpoints, sind in Feldern von records des Typs

```
ALFAINDEX = record   NAME: alfa (* 10 character *)
                INDEX: integer
                end
```

untergebracht und werden jeweils fest mit einem Index verknüpft (interne Kennung der Namen).

Die Anordnung der Namen ist dabei alphabetisch gewählt, so daß mit binären Suchverfahren gearbeitet werden kann. Werden neue Namen hinzugenommen, so werden sie ebenfalls alphabetisch eingeordnet und erhalten den Index (bisher größter Index + 1). (Wegen des einem Namen fest zugeordneten Index spielt die Anordnung der Namen im Speicher (array) keine Rolle. Sie kann so gewählt werden, daß vorgegebene Suchverfahren optimal arbeiten).



SIMULIERE:

	Wiederhole n-mal
//	Bewege Ziel um MOVESTEP weiter
//	Warte bis ZIEL sichtbar ist
//	Sendeepoche festhalten
//	Simuliere Laserentfernungsmessung
//	Liste der reflekt. Laserimp. freigeben
//	Liste der Reflektoren der Arrays freigeben
//	Falsealarm ?
//	N
//	Speichern der Meßwerte
//	Y
//	auf nächste Messung vorbereiten
//	

Abb. IV.5

WEITER:

	Wiederhole n-mal
//	Bewege Ziel um MOVESTEP weiter
//	Warte bis Ziel sichtbar ist
//	ZIEL € Überwacherst
//	Y
//	N
//	Umrechnen der Zielposition ins geozentrische System
//	Umrechnen der Zielposition ins topozentrische System
//	Ausgabe von Epoche und Zielposition

Abb. IV.6

VONVORN:

Anfangszustand wiederherstellen
Vorbereiten auf nächste Messung

Abb. IV.7

STATISTIK:

Berechnen von Mittelwerten, Streuungen und Streubreiten der Meßwerte aus den verschiedenen Triggerv Verfahren
Ausdruck aller Meßwerte und deren Mittelwerte, Streuungen und Streubreiten
Ausgabe jeweils der Summe aller elektronischen Start- und aller el. Stopimpulse

Abb. IV.8

HISTOGRAMM:

Wiederhole für jedes Triggerverfahren
//
Berechne Histogramm der Meßwertverteilung über dem Range Gate
//
//
Ausgabe des Histogramms

Abb. IV.9

HELP:

Ausgabe der möglichen Steueranweisungen
-----------------------------------------

Abb. IV.10

SIMWERTE:

Ausgabe aller Parameterwerte
------------------------------

Abb. IV.11

In der Initialisierungsphase wird u.a. das Feld mit den Steueranweisungsnamen besetzt. Die Steueranweisungen selbst werden interpretativ abgearbeitet.

Eine gewisse Sonderstellung nehmen die Anweisungen

PARAMETER, UEBERWACHE und BREAK

ein, die selbst wieder ähnlich wie die Gesamtsteuerung aufgebaut sind. Innerhalb ihrer Abschnitte werden Parameternamen, Überwachungsnamen bzw. Breakpointnamen entschlüsselt und ihr Auftreten in entsprechenden Sets registriert (Parameter-set, Überwachungsset, Breakpointset). Dadurch erhält man eine Kontrolle über geänderte Einstellungen gegenüber der Voreinstellung. Im Parameter-Modus wird außerdem bei folgendem Fragezeichen "?" der entsprechende aktuelle Parameterwert ausgegeben und bei folgendem Ist-Gleich-Zeichen "=" der neue Parameterwert eingelesen (siehe Abb. IV.2).

Die Funktionen der weiteren Anweisungen sind aus den Abbildungen IV.3 bis IV.11 ersichtlich.

Den größten Umfang des gesamten Simulationsprogramms nimmt der Programmteil "Simuliere Laserentfernungsmessung" der Abb. IV.5 ein. Dieser eigentliche Meßablauf wird im folgenden Abschnitt gesondert behandelt.

#### IV.2.4 Ablauf einer simulierten Messung

##### IV.2.4.1 Grobes Modell

Nachdem analog den charakteristischen Größen des Meßsystems die Datenstrukturen des Simulationsprogramms festgelegt wurden, kommen nun die Zusammenhänge zwischen den charakteristischen Größen im Meßablauf zur Geltung. Dieser ist zunächst aufgrund physikalischer Gegebenheiten nach Abb. IV.12 grob bestimmt.

Simuliere Laserentfernungsmessung:

Montierung auf das Ziel richten
Senden des Laserimpulses
Laufzeitähler starten
Ausbreitung des Laserimpulses bis zum Ziel
Reflexion des gesendeten Impulses an der Reflektoranordnung des Ziels
Ausbreitung der reflektierten Laserimpulse zurück zum Empfänger
Empfang der reflektierten Impulse
Laufzeitähler stoppen

Abb. IV.12: Grober Ablauf einer simulierten Messung

Das den Berechnungen während des Meßablaufs zugrundeliegende Bezugssystem ist einheitlich das geozentrische, erdfeste System. Da z.B. die Zielkoordinaten zunächst im Inertialsystem (geozentrisches, raumfestes System) berechnet werden, müssen diese stets ins geozentrische, erdfeste System umgerechnet werden. Außerdem sind die Zielkoordinaten für die Einstellung der Montierung bzw. zum Überprüfen der Sichtbarkeitsbedingung zusätzlich ins topozenrische System überzuführen.

Vor der Reflexion muß die Relativgeschwindigkeit zwischen Station und Ziel nach Betrag und Richtung ebenfalls im geozentrischen System verfügbar sein. Des Weiteren sind auch die Reflektor-Koordinaten, die anfangs im lokalen Zielsystem gegeben sind, (vor der Reflexion) ins geozentrische System zu transformieren.

Die Liste der Laserimpulse, die zu Beginn nur aus dem Listenkopf (nämlich dem gesendeten Impuls) besteht, wird bei der Reflexion durch jeden Retroreflektor an dem eine Reflexion stattfinden kann, durch ein weiteres Listenelement (einen reflektierten Impuls) ergänzt. Der Listenkopf selbst dient im weiteren Verlauf zur Beschreibung des Referenzimpulses, der am Massenzentrum des Ziels von der Fläche  $1\text{m}^2$  reflektiert wird. Dadurch werden Einflüsse der Reflektoranordnung erst berechenbar.

Nach der erfolgten "Messung" wird die Liste der Laserimpulse nicht mehr benötigt, ebensowenig die mittlerweile geänderte Liste des Reflektorarrays. Wie aus Abb. IV.5 zu ersehen ist, werden sie einfach "weggeworfen". (Sie werden erst beim Vorbereiten auf die nächste Messung erneut initialisiert).

Wie in Abschnitt III beschrieben, ist beim Empfang auch noch Störlicht zu berücksichtigen und beim Starten bzw. Stoppen des Laufzeitzählers erst eine Kette von Transformationen:

optischer Impuls → elektronischer Impuls → Trigger-Recognizer →  
Triggersignal

durchzuführen.

Bezüglich der Ausbreitung des Laserstrahls unterscheidet man zweckmäßigerweise zwischen Atmosphäre (kleine Schrittweite) und Vakuum (im wesentlichen nur ein einziger Schritt).

Mit diesen Ausführungen kann bereits ein verfeinertes Ablaufmodell für die Simulationsmessung angegeben werden.

#### IV.2.4.2 Verfeinertes Modell

Nun finden auch die Koordinatenumrechnungen und die Impulstransformationen sowie die Behandlung des Störlichteinflusses ihren Platz (Abb. IV.13). Ebenfalls angedeutet sind die Breakpoints, an denen die zu überwachenden Größen ausgegeben werden können.

Simuliere Laserentfernungsmessung:

Zielkoordinaten: Inertialsystem → geozentrisches, erdfestes System → topozentrisches System → Azimut, Elevation und Entfernung	
Einstellen der Montierung (+ Auslenkung) Senden des Laserimpulses	
Berechnen der optischen Impulsform Berechnen der elektronischen Impulsform Triggersignale für alle Triggerverfahren ableiten Starten des Laufzeitzählers nach spezifiziertem Triggersignal	
Breakpoint "ANFANG"	
Ausbreitung des Laserimpulses durch die Atmosphäre (nach jedem Schritt DELTA ist ein Breakpoint "ATMOSPHERE, HINWEG")	
Breakpoint "VAKUUM, HINWEG"	
N	Ziel erreicht ?
Ausbreitung des Laserimpulses durch das Vakuum zum Ziel	
Bestimmen der Einfallrichtung des Teilstrahles, der auf das Ziel trifft (in geozentrischen Koordinaten)	
Breakpoint "VAKUUM, ZIEL"	
N	Ziel = GEOS 3
z-Achse des lokalen Zielsystems zeigt auf das Geozentrum ± Auslenkung	
Unrechnen der Reflektorkoordinaten ins geozentrische System	
Breakpoint "ZIEL"	
Reflexion des Laserimpulses	
Breakpoint "REFLEXION"	

Y	Lasenumgebung = Vakuum		N
Ausbreitung der reflektierten Laserimpulse durch das Vakuum			
Breakpoint "RUECKWEG, VAKUUM"			
Ausbreitung der reflektierten Laserimpulse durch die Atmosphäre (nach jedem Schritt Δ ist ein Breakpoint "ATMOSPHERE, RUECKWEG")			
Breakpoint "EMPfang, RUECKWEG"			
N	Liegt seit Öffnen des Range Gate bereits ein Störstop vor?		Y
Empfang der reflektierten Laserimpulse Berechnen der optischen Impulsform Überlagern der optischen Impulsform mit Hintergrundstrahlung			
Breakpoint "EMPfang, OPTISCH"			
Berechnen der Elektronenstatistik aus opt. Impulsform			
Y	Wurden Photoelektronen erzeugt ?		N
Breakpoint "EMPfang, ELEKTRONISCH"		Gibt es Störstop im rest- lichen Range Gate?	Y
Berechnen der elektronischen Impulsform		Triggersignal am Ende des Range Gate erzeugen Falsealarm melden	Triggersignal erzeugen Falsealarm melden
Triggersignale für alle Triggerverfahren berechnen		Breakpoint "EMPfang"	
Breakpoint "EMPfang, ELEKTRONISCH"			
Stoppen des Laufzeitzählers nach spezifiziertem Triggersignal			
Breakpoint "STOP"			

Triggersignal wegen Störung erzeugen

Abb. IV.13

überwacht werden können an den Breakpoints jeweils die Größen, die sich seit dem letzten Breakpoint geändert haben.

Insgesamt steht an zu überwachenden Größen zur Verfügung:

- LASER - sämtliche Daten des Laserimpulses
- AENDERUNGEN - der Strahlrichtung insgesamt und seit dem letzten Schritt
- DIFFERENZEN - des tatsächlich zurückgelegten Strahlwegs zur jeweils geometrischen Entfernung der Impulsmitte von der Station aufgrund Strahlkrümmung und Laufzeitverzögerung
- ENTFERNUNG - der Laserimpulsmitte von der Station und vom Ziel
- RICHTUNG - der momentanen Ausbreitung des Laserimpulses im Inertialsystem und/oder geozentrischen System und/oder topozentrischen System einschließlich Darstellung in Azimut und Elevation
- ATMOSPHAERE - voraussichtliche Weglänge in der Atmosphäre; Anzahl der notwendigen Schritte in der Atmosphäre; Luftdruck, Partialdruck Wasserdampf und Temperatur sowie Phasen- und Gruppenbrechungsindex und der Extinktionskoeffizient in der momentanen Umgebung des Laserimpulses
- AUSWERTUNG - einer simulierten Messung. Kurze Zusammenstellung der wichtigsten Ergebnisse wie Sendeepoche, Zielname, Beobachtungsbedingung, Triggerverfahren, Energiebilanz, Laufzeit gemessen, Laufzeit korrigiert wegen Nullpunkt, Atmosphäre, Impulsform
- ENERGIEBILANZ - optische Energie des empfangenen Impulses und berechnete Energie aufgrund der elektronischen Impulsform
- EPOCHE - Zeitskala der Station
- IMPULSFORM - auf Drucker oder in File für späteres Plotten
- KORREKTUREN - die bisher anfallen wegen Atmosphäre (auch nach MARINI und MURRAY) und Strahlkrümmung und nach Stop wegen der Reflektoranordnung des Ziels aufgrund der verschiedenen Triggerverfahren
- LAUFZEIT - momentaner Anzeigewert des Laufzeitzählers
- PROFIL - flächenhafte Energieverteilung der reflektierten Laserimpulse kurz nach der Reflexion oder beim Empfang auf dem Stationsgelände entweder als Intensitätsprofil auf Drucker oder als 3D-Profil in File für späteres Plotten
- REFLEKTOREN - am Anfang sind dies die Reflektor-Koordinaten im lokalen Zielsystem und nach Reflexion die Reflektorkoordinaten im geozentrischen System
- REFRAKTION - am Anfang die voraussichtliche astronomische Refraktion, die für die gewählte Montierungsrichtung zu erwarten ist

- STATION - die Stationskoordinaten in Länge, Breite und Höhe und als geoz. Ortsvektor (bezogen auf eine kugelförmige Erde) und falls gewünscht der momentane Orts- und Geschwindigkeitsvektor der Station im Inertialsystem
- ZIEL - Orts- und Geschwindigkeitsvektor jeweils wahlweise im Inertialsystem, im geozentrischen System und/oder im topozentrischen System, wobei hier auch Ort und Geschwindigkeit bezüglich Azimut und Elevation angegeben werden.

Die Berechnungen in den einzelnen Programmabschnitten von "Simuliere Laserentfernungsmessung" verlaufen so, wie es in Abschnitt III dieser Arbeit bereits ausführlich dargestellt wurde.

#### IV.2.5 Initialisierungen und Voreinstellungen

Da der Benutzer die Möglichkeit hat, gezielt Parameter des simulierten Meßsystems zu ändern, aber nicht gezwungen sein soll, stets alle Parameter zu spezifizieren, wurde eine Voreinstellung für Laser und Empfänger getroffen, die sich an der Laserentfernungsmessanlage der Satellitenbeobachtungsstation Wettzell orientiert (siehe SFB 78-Jahresberichte 1976, 1977, 1978).

Für die Auswahl des Lasers stehen 3 Typen zur Verfügung (siehe Tab. IV.1)

LASERTYP = "N"	Nd:YAG-Laser
" = "R"	Rubin-Laser
" = "B"	bei Laser, der zu Anfang dem Nd:YAG-Laser entspricht, aber beliebig überschrieben werden kann.

Als Zieltypen wurden die wichtigsten geodätisch nutzbaren Satelliten LAGEOS, STARLETTE und GEOS3 gewählt und außerdem der MOND, auf dem bei verschiedenen Apollo-Missionen Reflektorarrays aufgestellt wurden. Um sogenannte Kalibrierungsmessungen durchführen zu können, besteht auch die Möglichkeit, auf ein Erdziel (TARGET) zu "schießen".

Die ungefähren Bahndaten sind Tabelle IV.2 zu entnehmen und die Daten der Retroreflektoren gehen aus Tabelle IV.3 hervor. Das Target wurde einfach im Azimut  $120^\circ$ , Höhe  $5^\circ$  und Entfernung 2 km aufgestellt und bleibt dort fest stehen. Es enthält nur einen Reflektor.

Falls keine meteorologischen Daten der Station selbst eingegeben werden, wird von der Standardatmosphäre nach DIN 5450 in Meereshöhe, umgerechnet auf die Werte in der Stationshöhe ausgegangen (Tabelle IV.4). Zugrunde liegen weiter schwacher Dunst (Dunststärke = 0,05 siehe III.2.2) und Turbulenz.

Die Empfängerdaten sind in Tabelle IV.5, die Photomultiplierdaten in Tabelle IV.6 zusammengestellt. Da auf der Station Wettzell mit einem Fixed Threshold-Trigger gearbeitet wird, wurde diese Triggerart mit einem Threshold von 1 mV ebenfalls voreingestellt. Dies ist jedoch unerheblich, da stets die Meßwerte

Tab. IV.1 Laserdaten

	Nd:YAG	RUBIN
Energie [J]	0.25	1.4
Wellenlänge [ $\mu\text{m}$ ]	0.532	0.6943
Impulsdauer FWHM [ns]	0.2	0.7
Radius nach Teleskop [m]	0.06	0.06
effektive Divergenz [mrad]	0.025 .. 2.0	0.15

Tab. IV.2 Bahndaten ( $\omega, \Omega$  und  $M$  wurden willkürlich festgelegt)

	LAGEOS	STARLETTE	GEOS 3	MOND
Grosse Halbachse [km]	12 276	7327.5	7213	384 400
Exzentrizität	0.004236	0.023 155	0.006	0.0549
Neigung [ $^\circ$ ]	110	49.8	115	24

Tab. IV.3 Retroreflektordaten ([ARNOLD])

	LAGEOS	STARLETTE	GEOS 3	MOND (Apollo 11)	TARGET
Eintrittspille	Kreis	Kreis	Hexagon	Kreis	Kreis
refl. Flächen	nicht versilbert	versilbert	versilbert	nicht versilbert	nicht versilbert
Durchmesser [m]	0.0381	0.0328	0.035	0.03765	0.05
Vertexlänge [m]	0.0278	0.0233	0.02475	0.02662	0.035
Brechungsindex	1.455	1.457	1.455	1.455	1.455
Wirkungsgrad	0.75	0.75	0.75	0.75	0.75
Dihedral-Offset [ $\mu\text{rad}$ ]	6.06	7.13	9.7	0	0

Tab. IV.4 Atmosphärendaten

	in Meereshöhe	in Höhe wetzell
P [mB]	1013.25	941.8
e [mB]	13.0	9.7
T [K]	288.15	284.17

Tab. IV.6 Photomultiplierdaten

	VPM 154 S (0.532 $\mu\text{m}$ )	VPM 154 M (0.6943 $\mu\text{m}$ )
Quantenausbeute	0.283	0.14
Anstiegszeit [ps]	150	150
mittl. Verstärkung	$4 \times 10^5$	$7 \times 10^4$
Grenzfrequenz [GHz]	2.5	2.5
Anzahl der Dynoden	6	6

Tab. IV.5 Empfängerdaten

	Empfangs-Teleskop
Durchmesser	0.6 m
Brennweite	4.4 m
Field of View	0.05 .. 2.3 mrad
Graufilter	0 .. - 40 dB
$\Delta\lambda$ Filter	1 nm
Efficiency	0.8

nach allen 5 Triggerverfahren ermittelt werden, um nicht für jedes Triggerverfahren einzeln jedesmal den gesamten Entfernungsmeßprozess simulieren zu müssen.

Zu Beginn jeder Simulation sieht die Situation wie folgt aus (Programmteil "Anfangszustand" in Abb. IV.7)

- Station ist Wettzell im Bayerischen Wald
- ND:YAG-Laser mit 1 mrad Divergenz (LASER = N)
- Standardatmosphäre mit Turbulenz und schwachem Dunst (WETTER = S, S steht für Standard)
- LAGEOS als Ziel (ZIELTYP = L)
- LAGEOS-Reflektoranordnung (ARRAY = L)
- max. Auslenkung der z-Achse des lokalen Zielsystems von 5 Grad (AUSLENKUNG ZIEL = 5 MONTIERUNG = 0 ENDE)
- Empfangsteleskop von Wettzell
- Refraktion für Einstellung der Montierung berücksichtigen (REFRAKTION = T)
- inkohärenter Fall (LICHTART = I)
- Photomultiplier VPM 154 S
- 10  $\mu$ s Schrittweiten ( $\Delta t$ ) für Ausbreitung in Atmosphäre (DELTAT = 1E-5)
- 1 cm  $\cong$  33 ps Diskretisierungseinheit für Impulsformberechnungen (AUFLOESUNG = 0.01)
- Störlichteinfluss bei Nachtbeobachtung (MESSUNG = N)
- Seeds für Random-Generator (1,1) (SEED1 = 1, SEED2 = 1)

Der Abschnitt "auf nächste Messung vorbereiten" (Abb. IV.5 und IV.7) beinhaltet zum einen die Zuweisung der Daten des eingestellten Lasertyps an den MeBlaser und das Anhängen der spezifizierten Reflektoranordnung an das gewählte Ziel.

## V. Beispiele aus der Simulation von Laserentfernungsmessungen

Das implementierte Simulationsmodell dient im folgenden dazu, Laserentfernungsmessungen nach verschiedenen Zielen eingehend zu untersuchen.

Da im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 78 "Satellitengeodäsie" eine Laserentfernungsmessstation bei Wettzell im Bayerischen Wald betrieben wird, liegen ihre Daten den Simulationsanalysen zugrunde (s. Tabellen IV.1, IV.5 und IV.6).

Neben der Frage der erreichbaren Meßgenauigkeit dieses Systems soll auch der Frage nach Verbesserungsmöglichkeiten nachgegangen werden.

Als Ziele werden die wichtigsten geodätischen Satelliten LAGEOS, STARLETTE und GEOS 3 ausgewählt. Sie werden in international koordinierten Forschungsprojekten bevorzugt angemessen.

Wegen der geplanten Entfernungsmessungen zum Mond wird ein bei der Apollo 11-Mission dort aufgestelltes Retroreflektortarget in die Simulation mit einbezogen.

Abschließend werden Ergebnisse aus der Simulation von Laserentfernungsmessungen nach einem irdischen Ziel (Target) vorgestellt. Sie geben Aufschluß über die innere und bestmögliche Meßgenauigkeit des Systems in Wettzell.

### V.1 Allgemeine Vorgehensweise

Für die Abschätzung der bestmöglich erzielbaren Meßgenauigkeit (des kleinsten Streuwertes) wird in der Simulation eine turbulenzfreie Atmosphäre zugrunde gelegt. Außerdem werden die reflektierten Laserimpulse am Empfangsort inkohärent überlagert. Zur Ermittlung der realistischen Streuung fallen diese beiden Bedingungen weg. Turbulente Atmosphäre und kohärente Überlagerung der reflektierten Laserimpulse werden berücksichtigt.

Für die Satelliten werden jeweils ganze Passagen mit ca. 200 Messungen ausgewählt.

Beim Mond werden Meßserien in mittleren Elevationen ( $\sim 45^\circ$ ) mit je 400 Messungen durchgeführt, um die aufgrund der geringen Energiebilanz ( $< 1$  Photon) geringen Trefferquoten und aufgrund der Hintergrundstrahlung unter Umständen erheblichen Störquoten herauszufinden.

Je ca. 100 Laserpulse werden auf das Target abgegeben. Die Simulationsergebnisse werden für jedes Ziel in Form von Abbildungen, Tabellen und mit Erklärungen zu einigen wichtigen Punkten wiedergegeben.

Diese Punkte sind (Punkt 1 ... 10 aV)

- 1) Topozentrische Zielkoordinaten (Index T)  
(Azimut  $\alpha$ , Elevation  $\epsilon$ , Entfernung  $r_T$ ,  $\frac{d\alpha}{dt}$ ,  $\frac{d\epsilon}{dt}$ ,  $|v_T|$ ).
- 2) Aberration in Azimut und Elevation.
- 3) Anzahl der aktiven Retroreflektoren sowie der vom einzelnen Reflektor minimal und maximal reflektierte Energieanteil.

- 4)<sup>+</sup> "Momentaufnahme" der Reflektoranordnung kurz nach der Reflexion, gesehen von einem Beobachter auf der Station.
- 5)<sup>+</sup> Energieverteilung der reflektierten Laserimpulse auf dem Stationsgelände als 3D-Höhenprofil ("Gebirgslandschaft").
- 6)<sup>++</sup> Optische und daraus erzeugte elektronische Impulsformen.
- 7)\* Optische und elektronische Energiebilanz.
- 8)\* Meßwerte (bzw. Korrekturen bezüglich Center of Mass und Impulsform), Mittelwerte, Streuungen und Vertrauensbereiche der Mittelwerte für die verschiedenen Triggerverfahren. Die fixed-threshold-Werte werden dabei für einen Triggerpegel entsprechend einem Photoelektron pro Impuls an der Photokathode angegeben.
- 9) Interpretation der Meßwerte bzw. Korrekturen.
- 10) Weiterführende Simulationstests zur Untersuchung von Detailfragen.

## V.2 Zielunabhängige Größen

Gleich am Anfang sei auf einige Ergebnisse eingegangen, die sich bei jeder Simulationsmessung wiederholen und daher für jedes Ziel gleich sind.

### V.2.1 Atmosphäre

Bei jeder Messung muß der Laserimpuls zweimal die Atmosphäre durchqueren. Hierbei tritt neben einem Energieverlust (siehe III.2.2) sowohl eine Änderung der Ausbreitungsrichtung als auch der Geschwindigkeit ein. Wie sich die beiden Effekte auf die Laufzeitkorrektur auswirken, zeigen die Abb. V.2.1.1 und Abb. V.2.1.2.

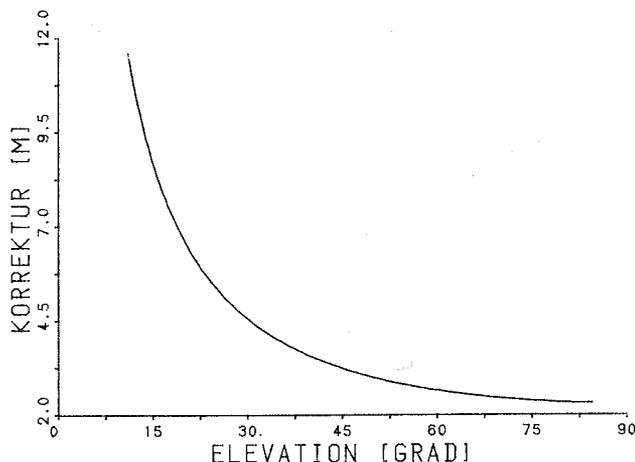


Abb. V.2.1.1: Atmosphärische Korrektur der einfachen Laufzeit von Laserimpulsen wegen Ausbreitung mit Gruppengeschwindigkeit

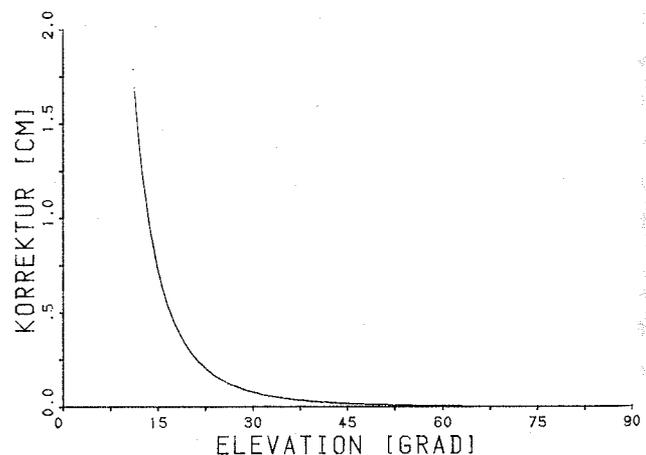


Abb. V.2.1.2: Atmosphärische Korrektur der einfachen Laufzeit von Laserimpulsen wegen Strahlkrümmung

+ jeweils einige ausgewählte Beispiele

\* jeweils für Atmosphäre ohne Turbulenz und inkohärente Überlagerung (OTI) sowie turbulente Atmosphäre und kohärente Überlagerung (MTK)

Die Laufzeitkorrektur bezüglich der Strahlkrümmung ist nicht völlig unabhängig vom Ziel. Hier geht die Zielentfernung mit ein, da der (in der Atmosphäre) gekrümmte Laserstrahl außerhalb der Atmosphäre einen etwas längeren Weg zurücklegt. Beim gezeigten Beispiel (Abb. V.2.1.2) diente LAGEOS als Ziel.

### V.2.2 Optischer und elektronischer Startimpuls

Zur Erzeugung des Startimpulses für den Laufzeitähler wird vom abgehenden Laserimpuls ein winziger Bruchteil abgezweigt und dem Photomultiplier zugeführt. Dieser Vorgang wiederholt sich bei jeder Messung und hängt im wesentlichen vom verwendeten Laser (Nd:YAG oder Rubin) und Photomultiplier (VPM 154 S oder VPM 154 M) ab.

Der optische Startimpuls, also der vom gesendeten Laserimpuls abgezweigte Teil, sei hierbei als konstant angenommen.

Wegen seiner statistischen Natur erzeugt der Photomultiplier daraus unterschiedliche elektronische Impulsformen. Der Fall Nd:YAG-Laser mit dem zugehörigen grün empfindlichen Photomultiplier ist in Abb. V.2.2.1 und der Fall Rubin-Laser in Abb. V.2.2.2 dargestellt.

## V.3 Zielabhängige Größen

### V.3.1 Simulationsmessungen nach LAGEOS

Als erstes Ziel wird der geodätische Satellit LAGEOS (Laser GEOdetic\* Satellite) betrachtet (Abb. V.3.1.1). Er wurde am 3. Mai 1976 gestartet und in die planmäßige Umlaufbahn gebracht. Als 411 kg schwere Kugel von 60 cm Durchmesser und mit 426 Retroreflektoren bestückt, war er speziell für die Laserentfernungsmessung konzipiert. Um geodynamische Fragen behandeln zu können, war eine Gesamt-Meßgenauigkeit der Entfernung nach LAGEOS von 2 cm gefordert, von denen der Satellit selbst nicht mehr als 5 mm beisteuern sollte (siehe [ARNOLD], [FITZMAURICE et al.]).

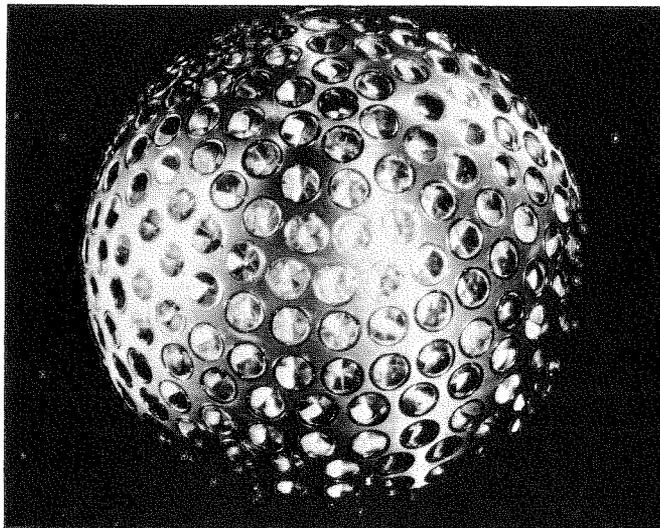


Abb. V.3.1.1: Der künstliche Erdsatellit LAGEOS

\*) Dies war die ursprüngliche Bezeichnung. Mittlerweile wird dafür GEO-dynamics gesetzt.

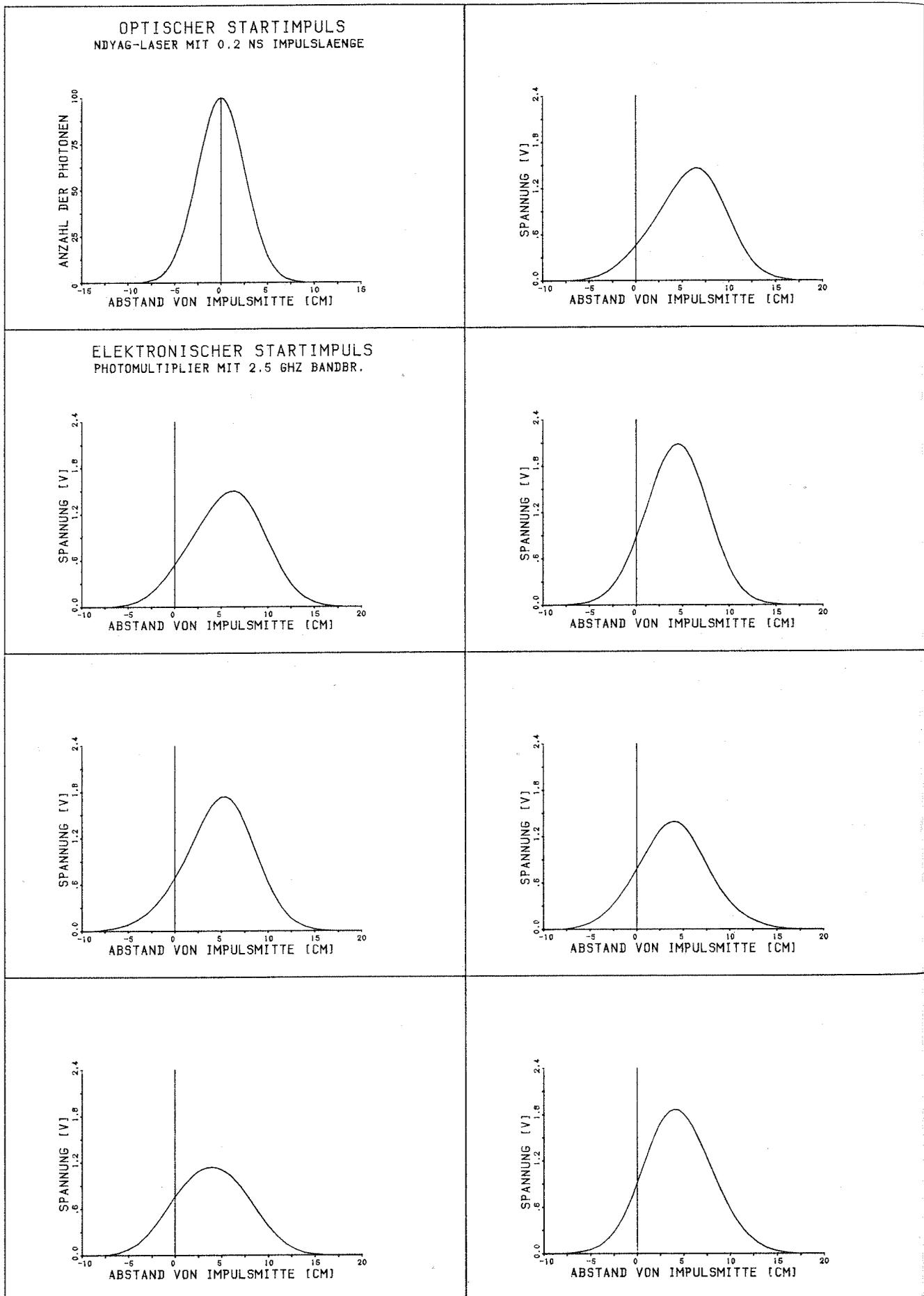


Abb. V.2.2.1: Optischer Startimpuls (links oben) des Nd:YAG-Lasers und 7 Beispiele für daraus erzeugte elektronische Impulse, die am Anodenwiderstand des Photomultipliers abgegriffen wurden (Simulation).

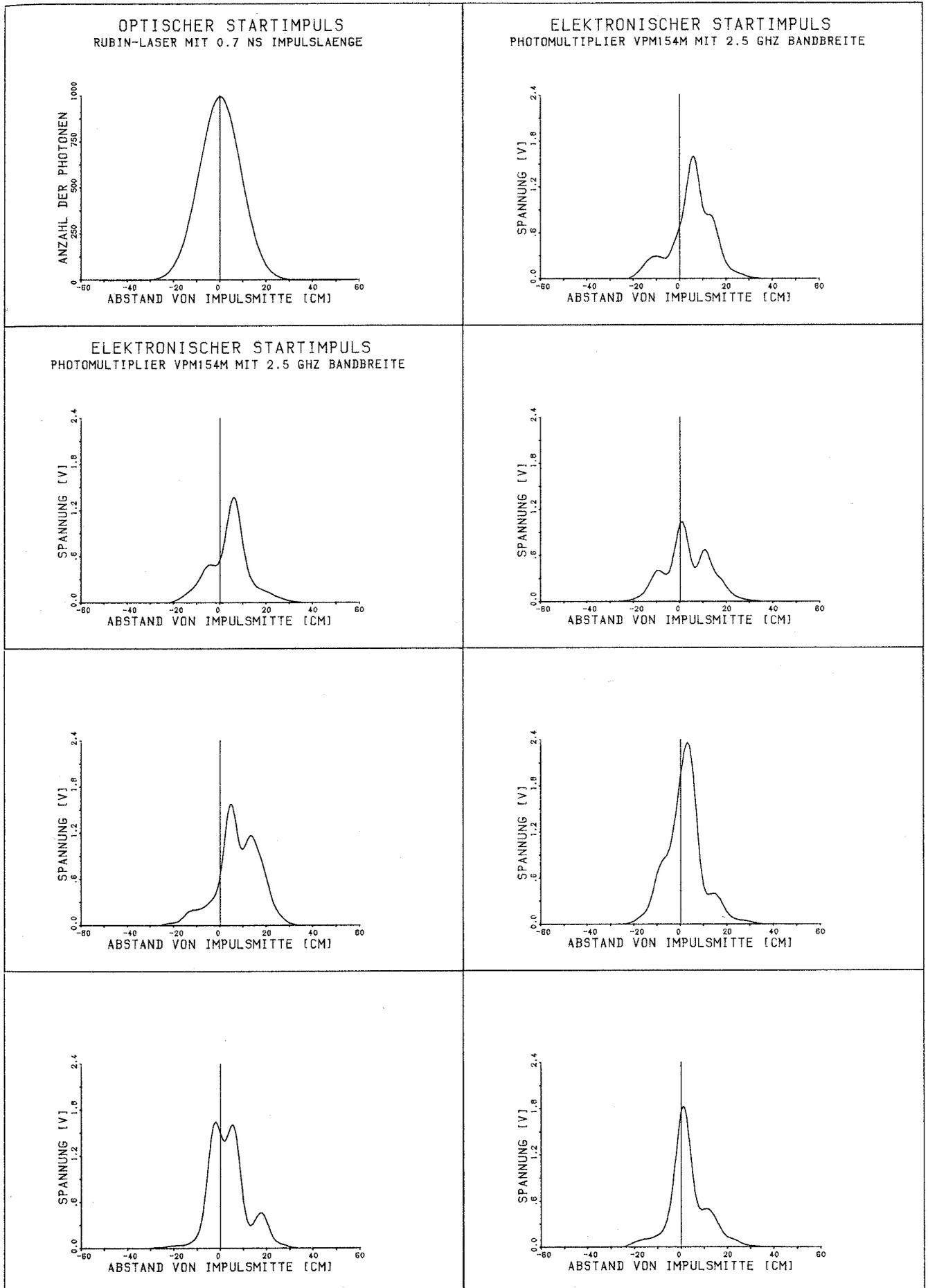


Abb. V.2.2.2: Optischer Startimpuls (links oben) des Rubin-Lasers und 7 Beispiele für daraus erzeugte elektronische Impulse, die am Anodenwiderstand des Photomultipliers abgegriffen wurden (Simulation).

Wie gut dieses Ziel erreicht werden kann, soll durch die folgenden Simulationsanalysen belegt werden.

Zur Durchführung der Simulationsmessungen nach LAGEOS wurde eine Passage ausgewählt, deren topozentrische Daten der Abbildung V.3.1.2 zu entnehmen sind (Punkte 1 und 2 aV). Wieviele Reflektoren des LAGEOS-Reflektorarrays tatsächlich pro Messung Laserenergie zum Empfänger zurückstrahlen, zeigt Abb. V.3.1.3. Daneben veranschaulicht Abb. V.3.1.4 die maximale und die minimale reflektierte Energie eines einzelnen Retroreflektors.

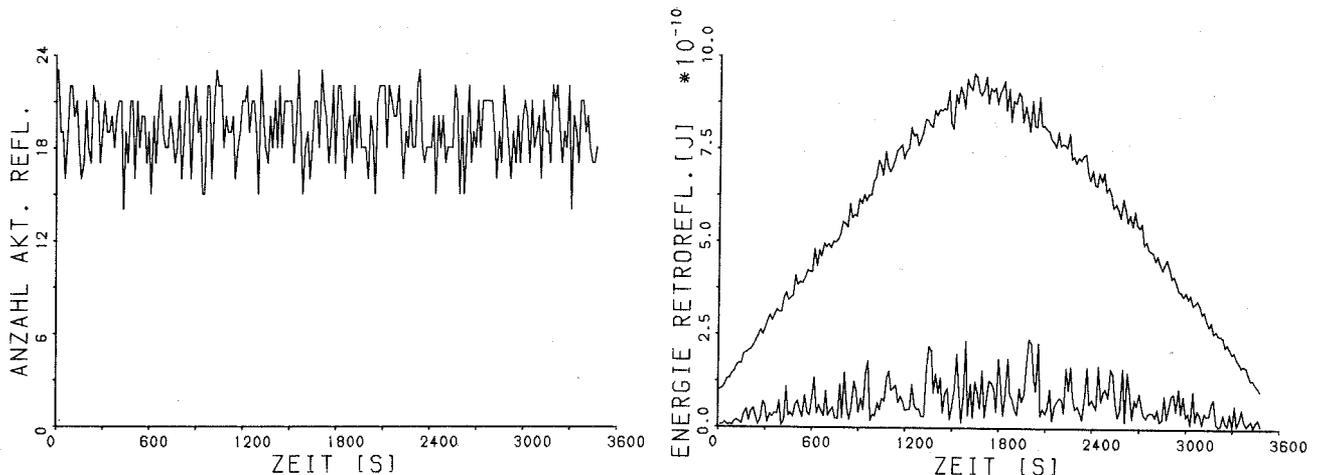


Abb. V.3.1.3: Anzahl der aktiven Reflektoren von LAGEOS

Abb. V.3.1.4: Maximale (obere Kurve) und minimale (untere Kurve), reflektierte Energie eines Retroreflektors von LAGEOS

Abb. V.3.1.5 greift einige Beispiele aus der möglichen Vielfalt von Orientierungsmöglichkeiten des Satelliten heraus, der drallstabilisiert ist und somit bei jeder Messung ein anderes "Gesicht" zeigt (Punkt 4 aV). Die untere Reihe bezieht sich auf die aktiven Reflektoren mit ihren jeweils wirksamen Öffnungen, während die obere Reihe den tatsächlich reflektierten Energieanteil veranschaulicht. Die restlichen Reflektoren fallen aus, weil sie entweder nicht mehr angestrahlt werden oder aber weil an einer ihrer nicht verspiegelten Flächen keine Totalreflexion mehr stattfindet.

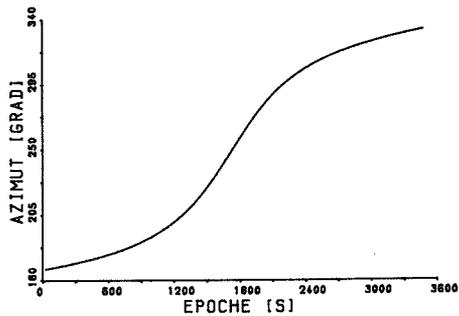
Abb. V.3.1.6 zeigt zum Vergleich einige photographische Aufnahmen von LAGEOS, die vor dem Start zu Testzwecken gemacht wurden ([FITZMAURICE et al.]).

All diese Teilimpulse werden zum Empfänger zurückgestrahlt und erzeugen durch Interferenz (kohärentes Licht) auf dem Stationsgelände ein "Energiegebirge", wie es Abb. V.3.1.7 für zwei von vielen möglichen Fällen der Elevationen um 50 und 20 Grad herum (absteigende Passage) wiedergibt (Punkt 5 aV).

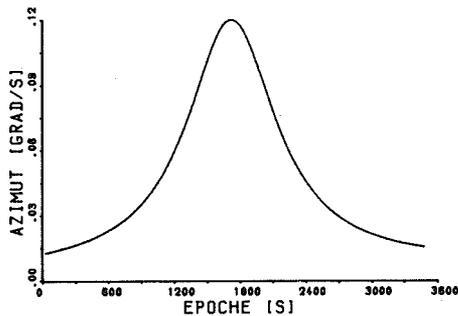
Das Empfangsteleskop fängt einen winzigen Bruchteil aus diesem "Energiegebirge" auf und liefert jeweils einen optischen Impuls für den Photomultiplier, der ihn in einen elektronischen Impuls umwandelt.

Je 4 Beispiele von vielen möglichen seien je für Nd:YAG- und Rubin-MeBausstattung und inkohärente und kohärente Überlagerung bei turbulenzfreier Atmosphäre angeführt (Abb. V.3.1.8 bis Abb. V.3.1.11).

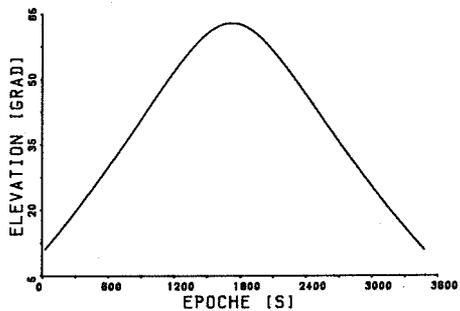
LAGEOS-PASSAGE  
TOPOZENTRISCHER ORT



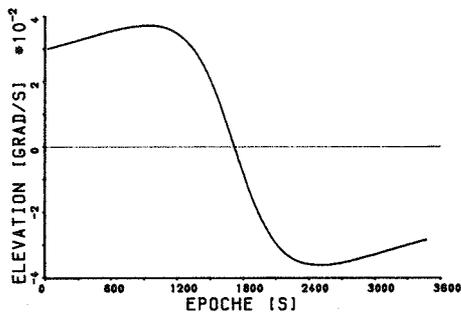
LAGEOS-PASSAGE  
TOPOZENTRISCHE GESCHWINDIGKEIT



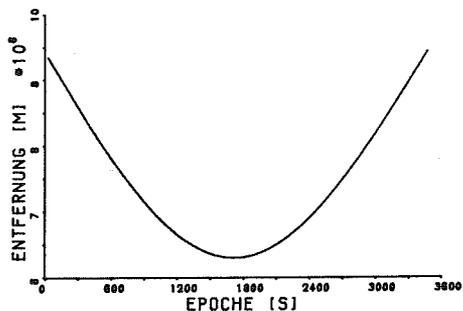
LAGEOS-PASSAGE  
TOPOZENTRISCHER ORT



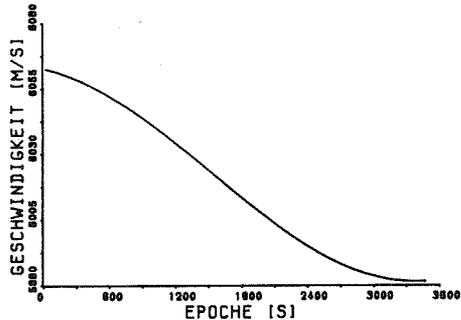
LAGEOS-PASSAGE  
TOPOZENTRISCHE GESCHWINDIGKEIT



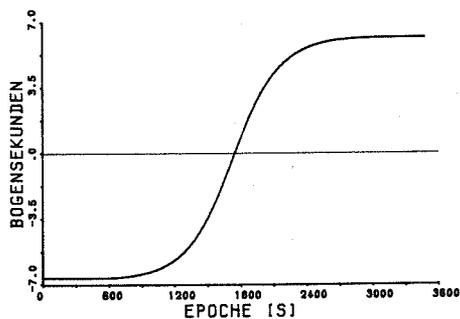
LAGEOS-PASSAGE  
TOPOZENTRISCHER ORT



LAGEOS-PASSAGE  
TOPOZENTRISCHE GESCHWINDIGKEIT

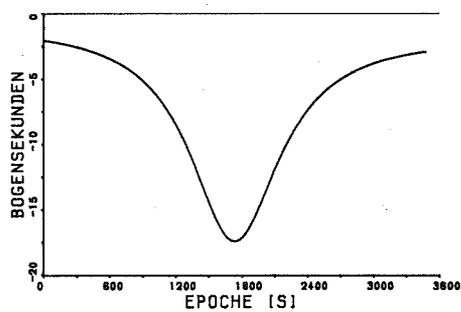


STRAHLABERRATION  
ABLENKUNG IN ELEVATIONSRICHTUNG BEI LAGEOS



1 PASSAGE

STRAHLABERRATION  
ABLENKUNG IN AZIMUTRICHTUNG BEI LAGEOS



1 PASSAGE

Abb. V.3.1.2: Ausgewählte Passage des Satelliten LAGEOS.  
Von oben nach unten und von links nach rechts: Azimut- und -geschwindigkeit, Elevation und -geschwindigkeit, Entfernung und topozentrische Geschwindigkeit, Strahl aberration in Azimut und Elevation.

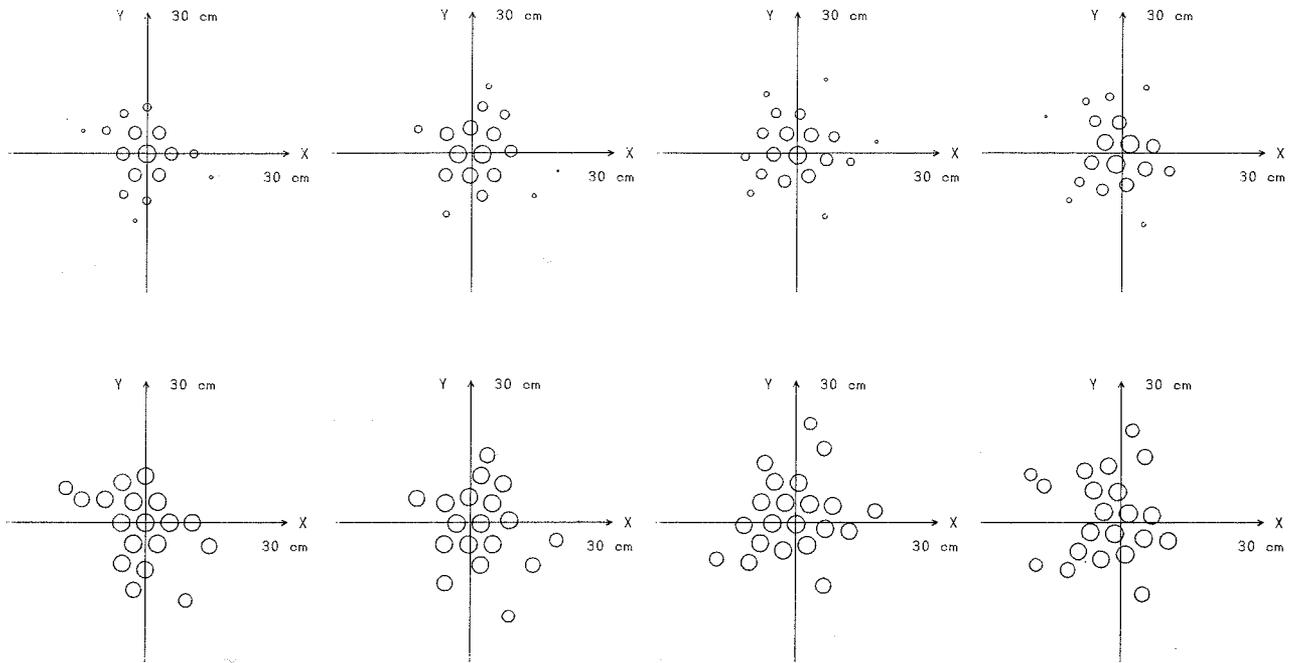


Abb. V.3.1.5: Aktive Retroreflektoren des LAGEOS-Reflektorarrays bei verschiedenen Zielorientierungen.  
 Untere Reihe: Effektiver Reflektordurchmesser  
 Obere Reihe: Reflektierte Energie (normiert auf max. Refl. Durchm.)

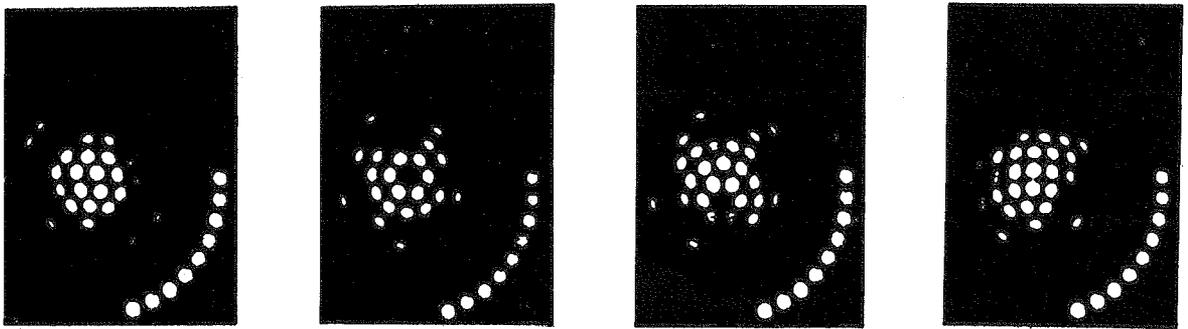


Abb. V.3.1.6:  
 Photographische Aufnahmen des von LAGEOS reflektierten Laserlichtes (aus [FITZMAURICE et al.]). Die Reflektorreihe rechts unten diente als Referenz.

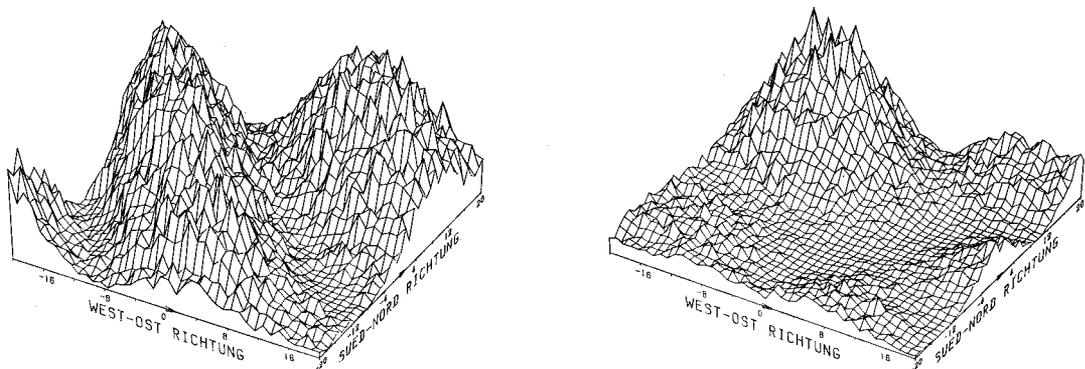


Abb. V.3.1.7:  
 Energieverteilung auf dem Stationsgelände, aufgrund kohärenter Überlagerung der reflektierten Teilstrahlen der LAGEOS-Retroreflektoren (2 Beispiele aus der statistischen Vielfalt). Die Station befindet sich in der Flächenmitte.

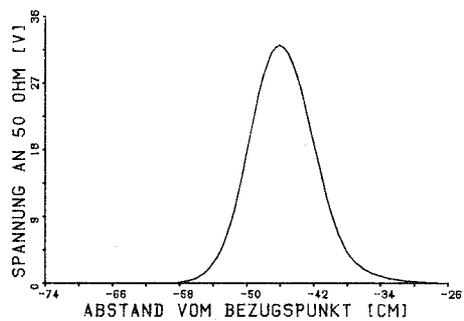
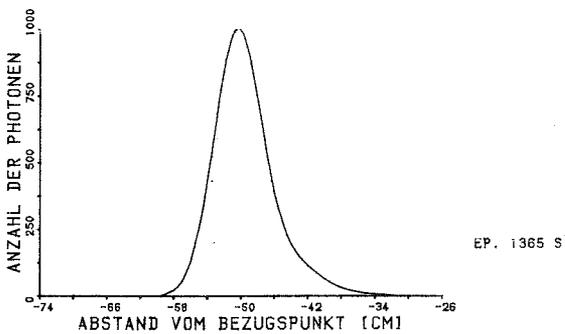
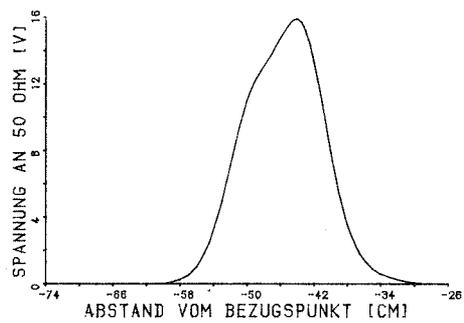
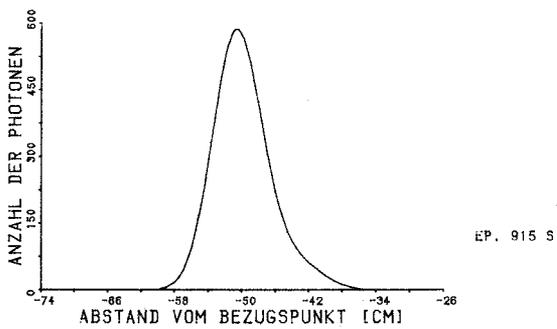
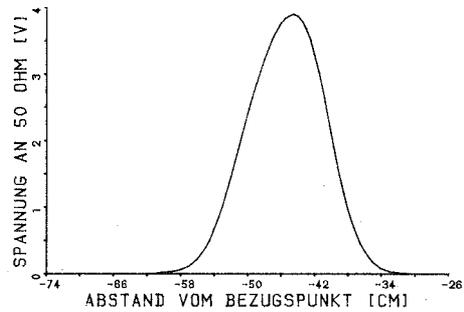
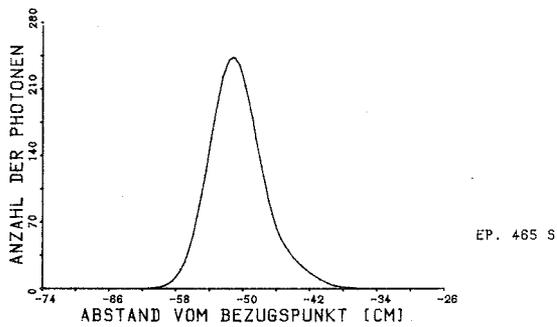
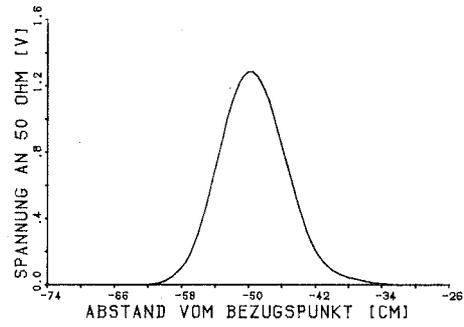
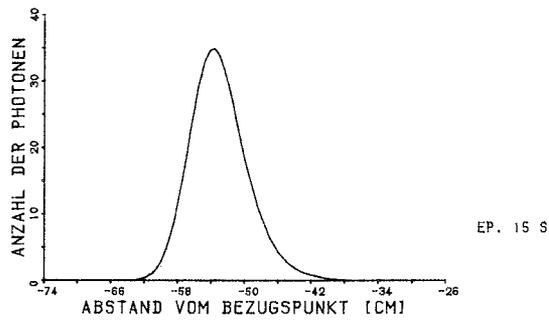


Abb. V.3.1.8: Optische (linke Reihe) und elektronische (rechte Reihe) Stopimpulse, erhalten aus simulierten LAGEOS-Entfernungsmessungen mit dem Nd:YAG-Laser bei inkohärenter Betrachtung und turbulenzfreier Atmosphäre (EP.  $\hat{=}$  Epoche).

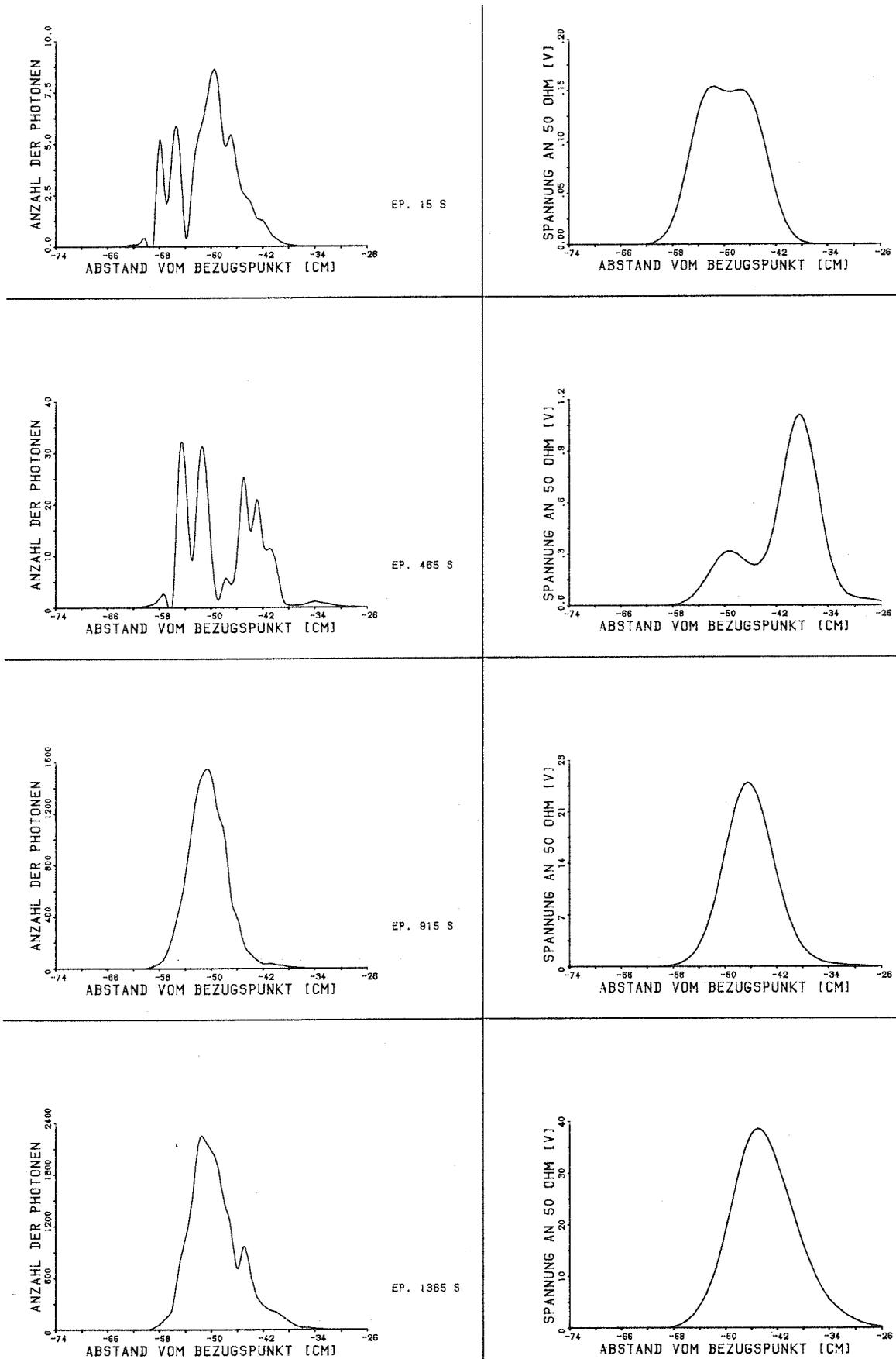


Abb. V.3.1.9: Optische (linke Reihe) und elektronische (rechte Reihe) Stopimpulse, erhalten aus simulierten LAGEOS-Entfernungsmessungen mit dem Nd:YAG-Laser bei kohärenter Betrachtung und turbulenzfreier Atmosphäre (EP.  $\hat{=}$  Epoche).

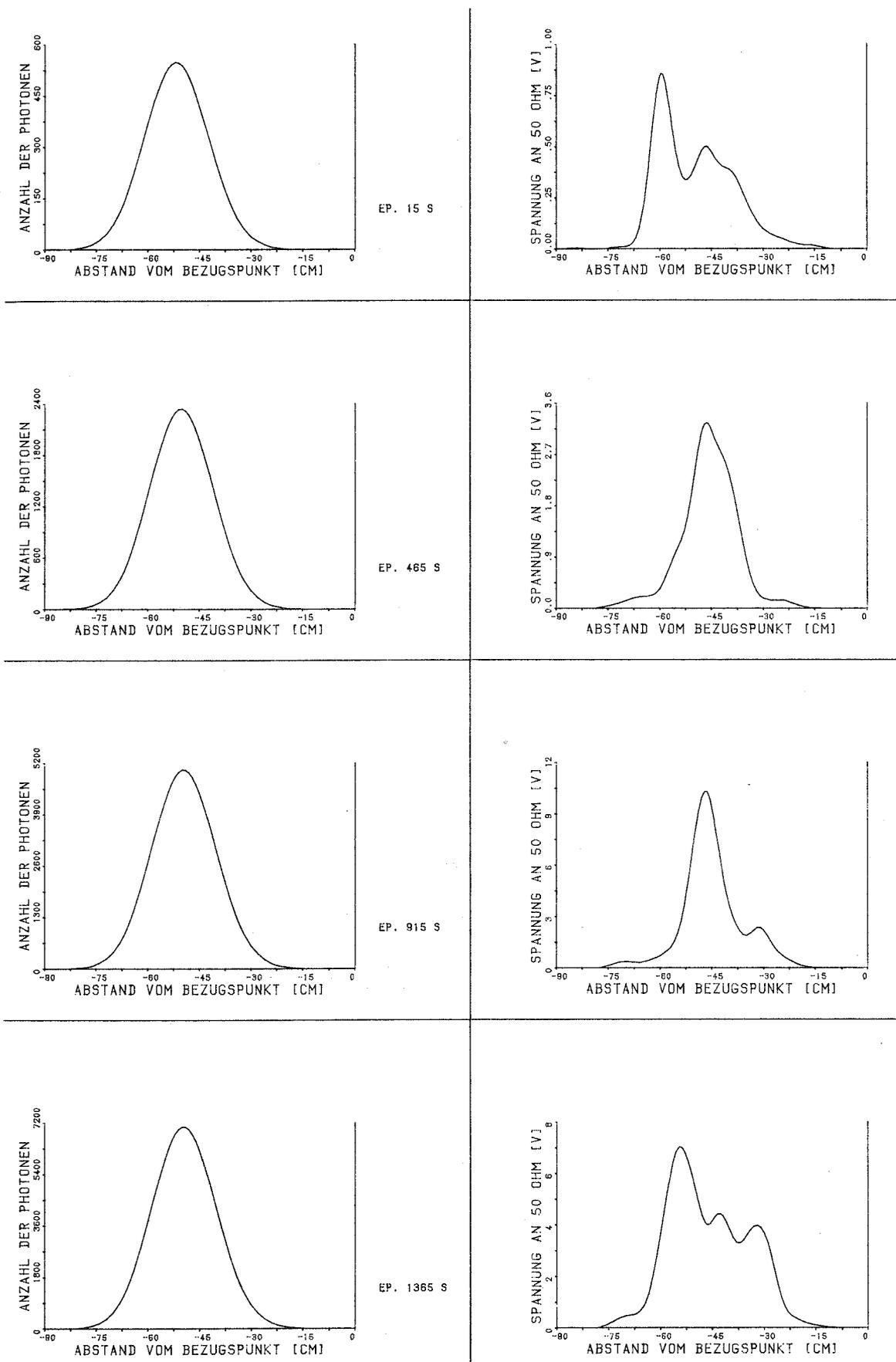
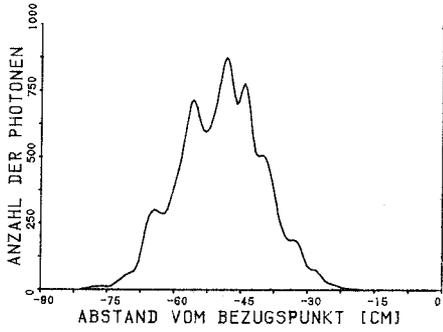
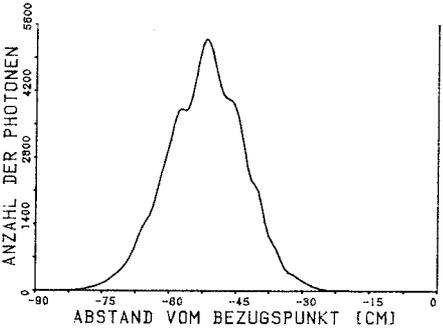
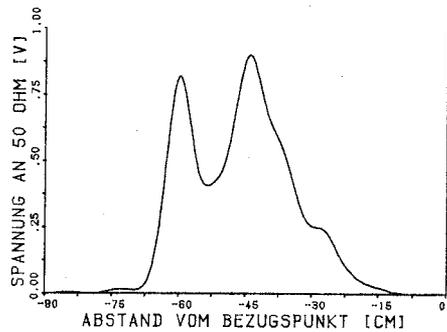


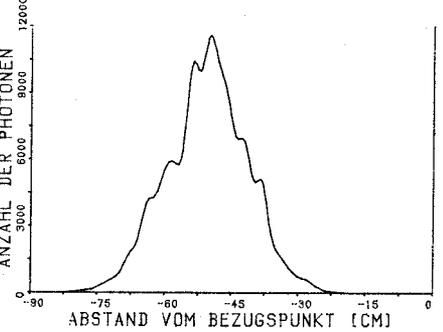
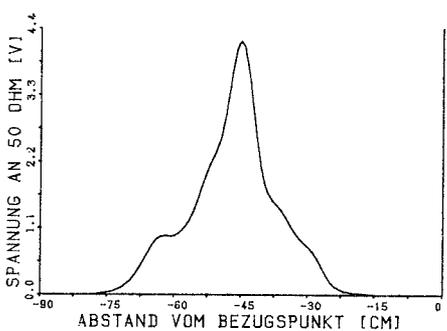
Abb. V.3.1.10: Optische (links) und elektronische (rechts) Stopimpulse, erhalten aus simulierten LAGEOS-Entfernungsmessungen mit dem Rubin-Laser bei inkohärenter Betrachtung und turbulenzfreier Atmosphäre (EP.  $\hat{=}$  Epoche).



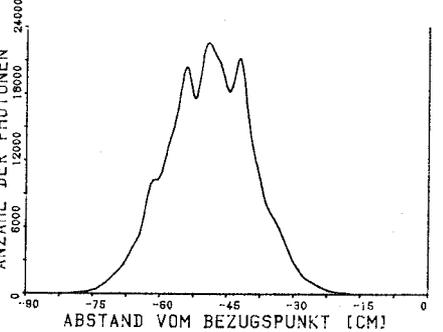
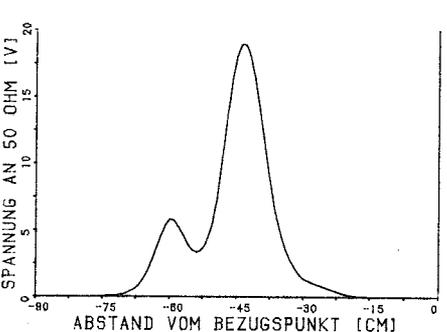
EP. 15 S



EP. 465 S



EP. 915 S



EP. 1365 S

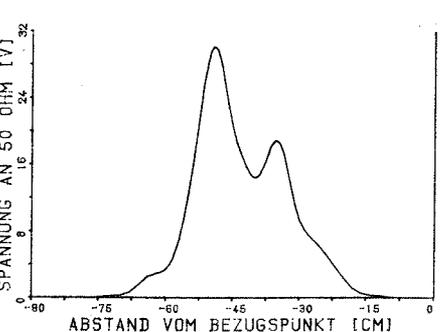


Abb. V.3.1.11: Optische (links) und elektronische (rechts) Stopimpulse, erhalten aus simulierten LAGEOS-Entfernungsmessungen mit dem Rubin-Laser bei kohärenter Betrachtung und turbulenzfreier Atmosphäre (EP.  $\hat{=}$  Epoche).

Wie stark dabei die Impulsenergien der optischen und elektronischen Impulse schwanken, geht aus Abb. V.3.1.12 hervor. Der günstigste Fall liegt bei inkohärentem Licht und turbulenzfreier Atmosphäre (OTI) vor, während der reale Fall in Richtung kohärentes Licht und turbulente Atmosphäre zu suchen ist (MTK).

Die zeitliche Aufeinanderfolge von Messungen wurde so gewählt, daß während der LAGEOS-Passage ca. 200 Messungen durchgeführt werden konnten. Bringt man an die Entfernungen die Laufzeitkorrekturen wegen Atmosphäre und Nullpunkt an, so verbleiben Restabweichungen wegen Center of Mass des Satelliten und wegen Fluktuationen der elektronischen Start- und Stopimpulse bzw. der mittels der Trigger Vorrichtung daraus abgeleiteten Start- und Stopereignisse für den Laufzeit-zähler.

Trägt man die an der einfachen Entfernung noch anzubringenden Restkorrekturen nach ihrer Häufigkeit auf, so erhält man die in Abb. V.3.1.13 dargestellten Histogramme für Messungen mit dem Nd:YAG- und Rubin-Laser nach dem Triggerverfahren ABSOLUT 1 ( $\hat{=}$  Fixed Threshold für 1 Photoelektron an der Photokathode bei mittlerer Verstärkung) und die in Abb. V.3.1.14 und V.3.1.15 dargestellten Histogramme für die restlichen 4 Triggerverfahren RELATIV ( $\hat{=}$  Half Amplitude), FLAECHE ( $\hat{=}$  Half Area), CENTER ( $\hat{=}$  centroid) und CORRELATION. Zugrunde liegen jeweils die Fälle OTI (Ohne Turbulenz, Inkohärent) und MTK (Mit Turbulenz, Kohärent).

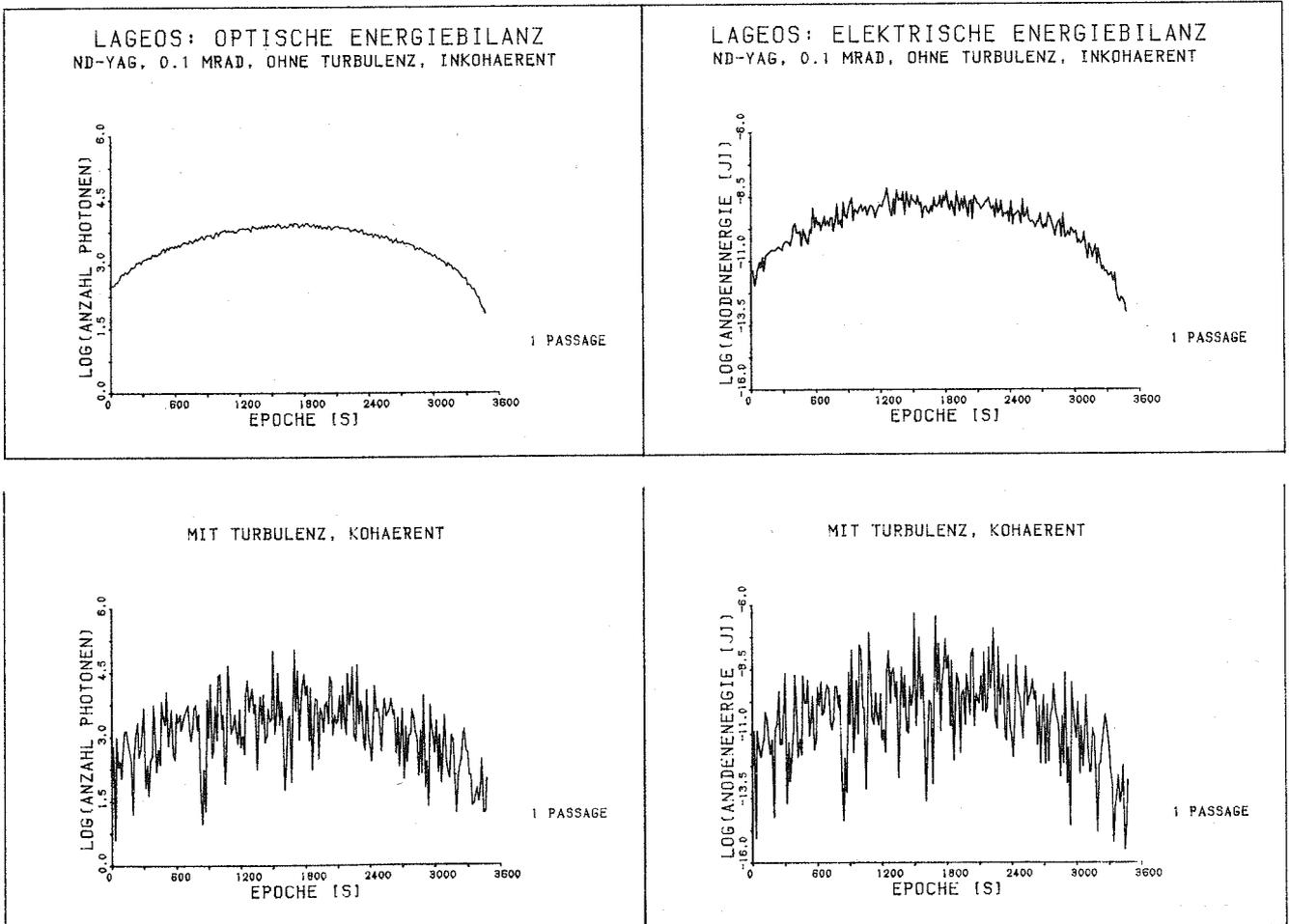


Abb. V.3.1.12: Energiebilanz für LAGEOS, abgeleitet aus dem optischen Stopimpuls (links) und abgeleitet aus dem elektronischen Stopimpuls (rechts).

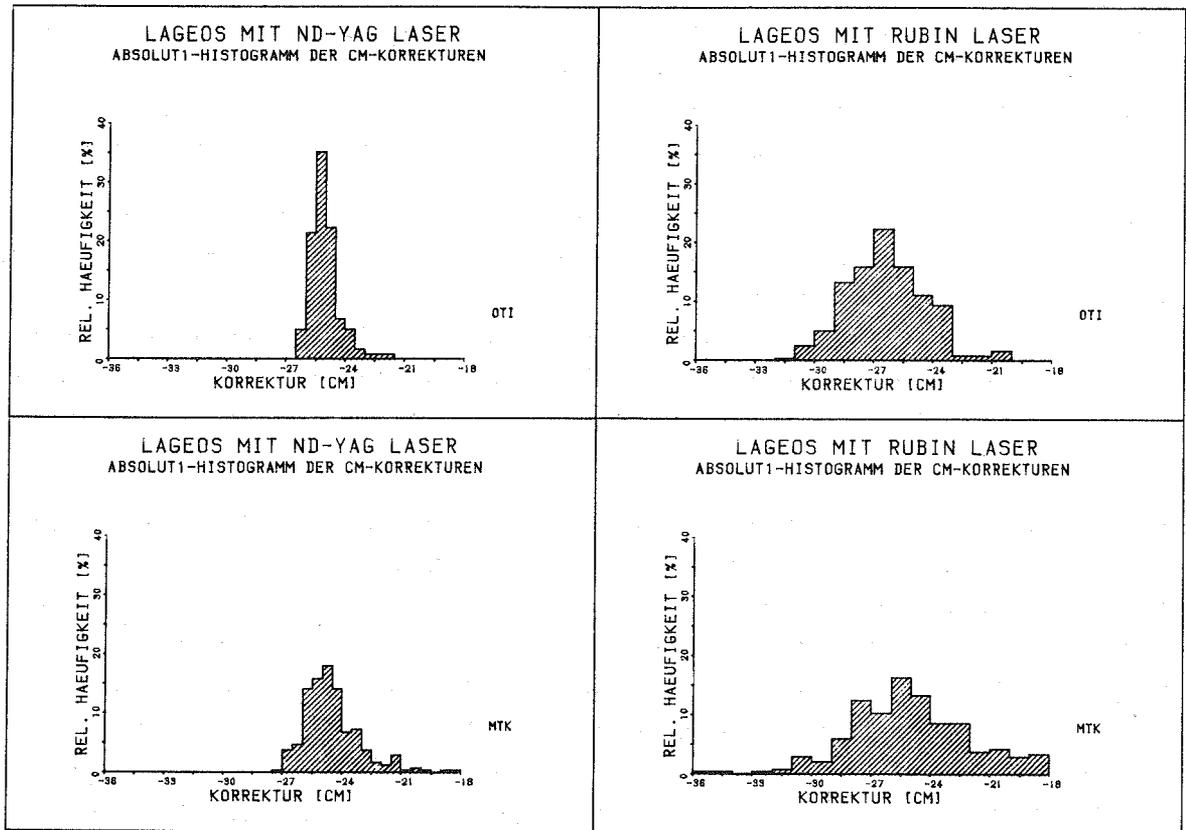


Abb. V.3.1.13: Histogramme der CM-Korrekturen für Nd:YAG- und Rubin-Laser bei Fixed-Threshold-Triggerung

Berechnet man aus den Restkorrekturen Mittelwerte und Streuungen, so erhält man eine Aussage über die erreichbare Genauigkeit von Laserentfernungsmessungen nach LAGEOS, wobei allerdings Abweichungen der realen von der modellierten Atmosphäre unberücksichtigt bleiben.

Tabelle V.1 zeigt für die verschiedenen Triggerverfahren jeweils Mittelwert, Streubereich der Einzelmessungen bei 95% Zuverlässigkeit und den Vertrauensbereich des Mittelwerts ebenfalls für 95% (zur Berechnung siehe [KAISER/GOTT-SCHALK]).

Tabelle V.1

LAGEOS - Center-of-Mass Korrekturen und ihre Genauigkeit [cm]

LAGEOS							Anmerkungen
mit							
Nd:YAG-Laser			Rubi-Laser				
$\bar{x}$	T (95%)	V		$\bar{x}$	T(95%)	V	
25.04	1.38	0.1	Fixed Threshold	26.59	3.95	0.28	<u>ohne</u> Turbulenz
25.3	1.36	0.1	Half Amplitude	25.0	7.07	0.5	
25.01	1.21	0.09	Half Area	24.89	3.9	0.28	
24.89	1.14	0.08	Centroid	24.9	2.78	0.2	
0.18	1.13	0.08	Correlation	0.36	4.08	0.29	
24.38	3.12	0.22	Fixed Threshold	25.17	6.56	0.46	<u>mit</u> Turbulenz
25.12	2.39	0.17	Half Amplitude	25.07	7.19	0.51	
24.78	2.22	0.16	Half Area	24.95	4.75	0.34	
24.68	2.05	0.15	Centroid	24.92	3.88	0.27	
0.47	2.23	0.16	Correlation	0.0	5.21	0.37	

Bei der Korrelationsmethode gibt  $\bar{x}$  nur die Differenz "erwarteter Empfangsimpuls - tatsächlicher Empfangsimpuls" an. Hier steckt die Korrektur bezüglich Massenzentrum des Ziels bereits im erwarteten Empfangsimpuls.

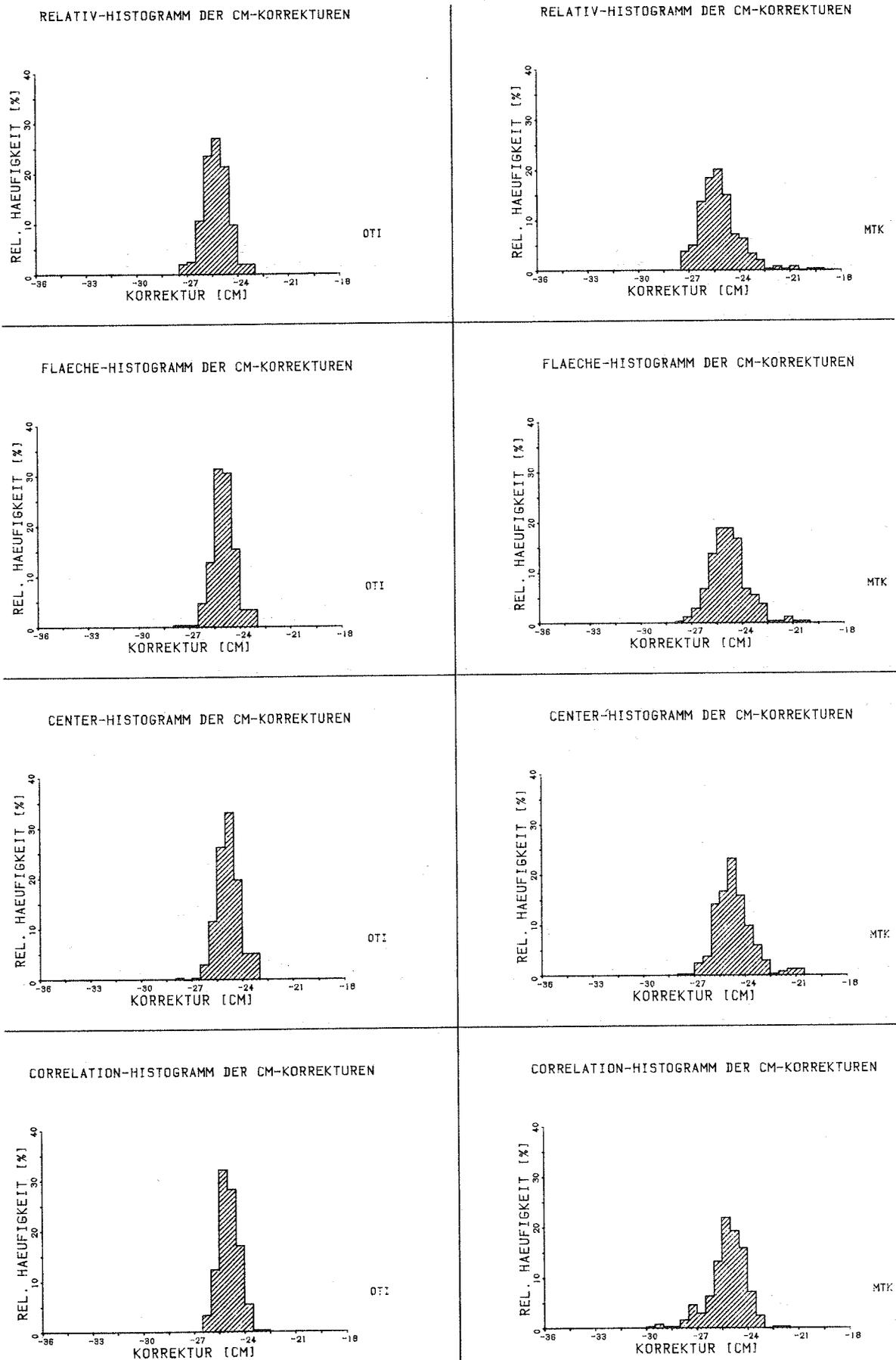


Abb. V.3.1.14: Histogramme der Center-of-Mass-Korrekturen aus ca. 200 simulierten Messungen nach LAGEOS mit dem Nd:YAG-Laser für verschiedene Triggerverfahren.

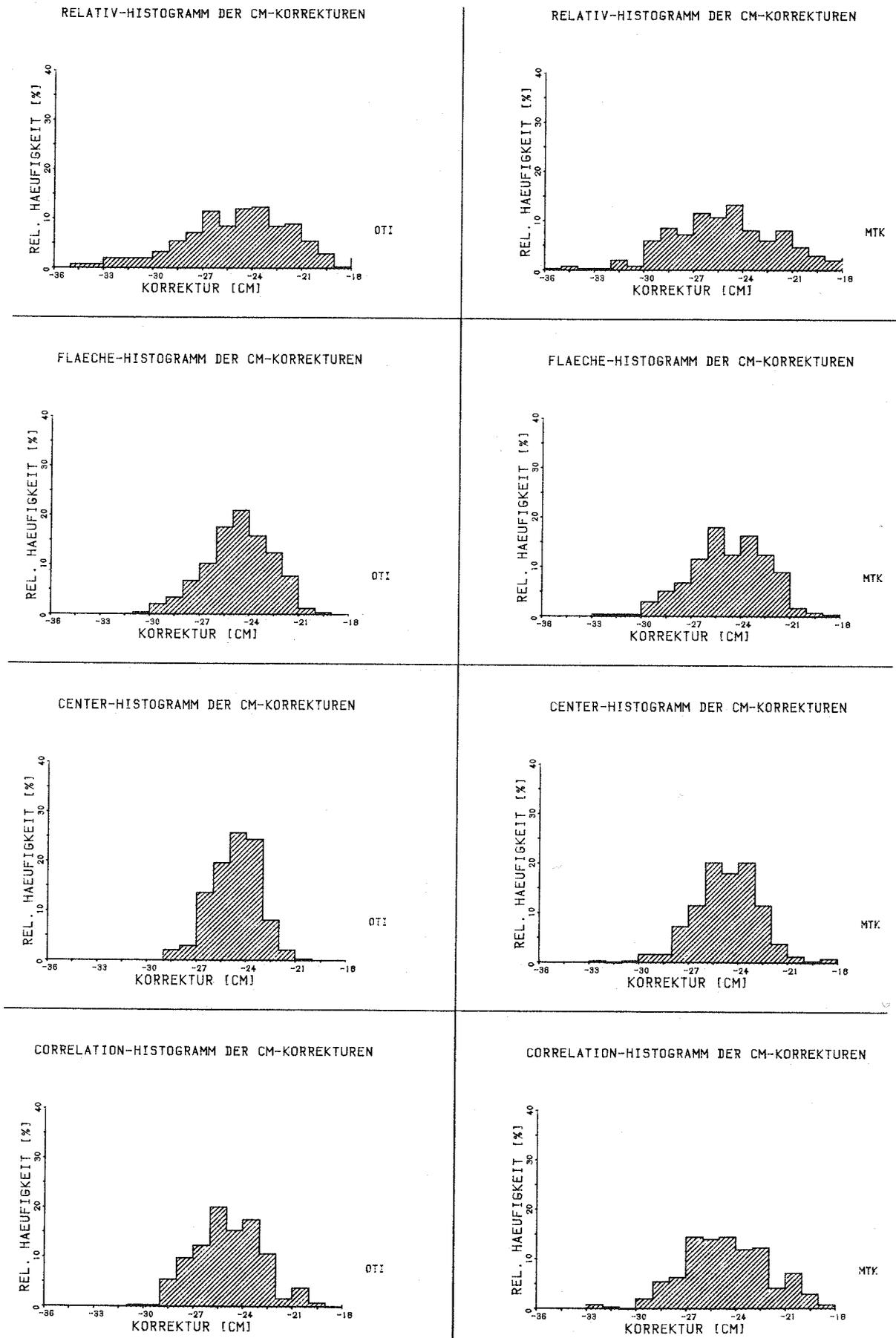


Abb. V.3.1.15: Histogramme der Center-of-Mass-Korrekturen aus ca. 200 simulierten Messungen nach LAGEOS mit dem Rubin-Laser für verschiedene Triggerverfahren.

### Diskussion der Meßwerte von LAGEOS

Betrachtet man zunächst den Fall für inkohärentes Licht und turbulenzfreie Atmosphäre, so erhält man für eine Strahldivergenz von 0.1 mrad, daß der Nd:YAG-Laser mit 0.2 nsec Impulslänge, Meßwerte mit erheblich geringerer Streuung liefert als der Rubin-Laser mit 0.7 nsec Impulslänge.

Bemerkenswert ist, daß beim Rubin-Laser die Fixed-Threshold-Methode deutlich besser als die Half-Amplitude-Methode abschneidet (fast genauso gut wie die Half-Area-Methode). Das liegt zum einen am niedrigen Triggerpegel für die Fixed-Threshold-Triggerung und zum anderen am sehr schnellen Photomultiplier (150 ps rise time), der aufgrund seiner statistischen Natur die Impulsform und somit den Punkt "Halbe Amplitude" entsprechend fluktuieren läßt.

Beim Nd:YAG-Laser sind bei diesen idealen Verhältnissen (ohne Turbulenz, inkohärent) nahezu alle Triggermethoden gleich gut.

Geht man zu ungünstigen Verhältnissen über (mit Turbulenz, kohärentes Licht), so verschwindet beim Rubin-Laser der Vorteil der Fixed-Threshold-Methode gegenüber der Half-Amplitude-Methode fast völlig. Insgesamt sind die Streuungen angewachsen, und zwar jeweils am stärksten für die Fixed-Threshold-Methode und relativ gesehen stärker für den Nd:YAG-Laser. Das dürfte im wesentlichen daran liegen, daß für die Nd:YAG-Meßausstattung die hauptsächlichen Impulsverformungen von der Kohärenz (und somit Interferenz) des Lichtes herrühren, während bei der Rubin-Ausstattung bereits vom Photomultiplier merkbare Beiträge beigesteuert werden und somit die zusätzliche Impulsverformung wegen kohärentem Licht nicht so stark ins Gewicht fällt.

Die  $\bar{x}$ -Werte geben mit der Genauigkeit  $\pm V$  die Center-of-Mass-Korrekturen für LAGEOS an (siehe auch [ARNOLD], [FITZMAURICE et al.], deren Korrekturwerte um etwa 2 bis 4 Millimeter kleiner ausfallen).

### Weiterführende Tests zu LAGEOS

Um die Vermutung des vorigen Abschnitts, daß der schnelle Photomultiplier bei der Rubin-Ausstattung für die Half-Amplitude Fluktuationen verantwortlich ist, zu bestätigen, wurde probeweise sowohl beim Nd:YAG- als auch beim Rubin-Meßsystem der Photomultiplier ausgetauscht. Eingesetzt wurde jeweils eine Type mit nur etwa 700 MHz Bandbreite im Vergleich zu sonst 2.5 GHz. Die Ergebnisse sind in Tabelle V.2 aufgelistet.

Tabelle V.2

Versuchsreihe (je > 200 Messungen) mit 700 MHz-PMT bei Turbulenz und kohärentem Licht und 0.1 mrad Divergenz

Trigger	LAGEOS mit					
	Nd:YAG			Rubin		
	$\bar{x}$	T	V	$\bar{x}$	T	V
F.T.	24.15	6.12	0.43	26.02	7.87	0.56
H. Ampl.	24.91	2.07	0.15	24.98	5.32	0.38
H. Area.	24.64	2.20	0.16	24.88	4.54	0.32
Centr	24.62	2.17	0.15	24.88	4.18	0.3
Corr.	0.23	2.45	0.17	0.13	4.83	0.34

Man erkennt vor allem, daß für beide Meßeinrichtungen die "Halbe Amplitude"-Triggerung wesentlich zuverlässiger geworden ist, während die Fixed-Threshold-Methode merkbar an Qualität eingebüßt hat. Die anderen Kriterien haben den Photomultiplierwechsel praktisch nicht wahrgenommen.

Des weiteren sei noch ein Versuch angeführt, bei dem die Strahldivergenz auf das 4-fache vergrößert wurde, um eine Zielunsicherheit (Richtungsposition) von  $\pm 5''$  auszugleichen.

Wie aus Tab. V.3 zu ersehen ist, verschlechtern sich alle Triggerkriterien, wobei das von Haus aus stark intensitätsabhängige "fester Triggerpegel"-Kriterium erwartungsgemäß am ungünstigsten abschneidet.

Um eine qualitative Aussage über vermutete Vorteile von verspiegelten Retroreflektoren zu bekommen, wurde LAGEOS versuchsweise mit solchen ausgerüstet (im Simulationsmodell) und einer Meßserie von ca. 100 Messungen unterzogen. Als Vergleichsmöglichkeit diente die gleiche Meßserie mit den nicht verspiegelten LAGEOS-Retroreflektoren.

Tabelle V.3

Versuchsreihen (> 200 Messungen) bei Turbulenz und kohärentem Licht, 0.4 mrad Divergenz und  $\pm 5''$  Zielungenaugkeit

Trigger	LAGEOS mit					
	Nd:YAG			Rubin		
	$\bar{x}$	T	V	$\bar{x}$	T	V
F.T.	22.11	6.1	0.43	20.0	9.64	0.68
H.Ampl.	24.65	3.3	0.23	24.55	7.89	0.56
H.Area.	24.55	3.14	0.22	25.02	5.42	0.38
Centr.	24.52	3.03	0.21	25.03	4.56	0.32
Corr.	0.34	3.19	0.23	0.05	6.01	0.42

Abb. V.3.1.16 veranschaulicht die beiden optischen Energiebilanzen bei einer Divergenz von 1 mrad und  $\pm 0''$  Zielunsicherheit (Nd:YAG-Laser, keine Turbulenz der Atmosphäre und inkohärenter Fall).

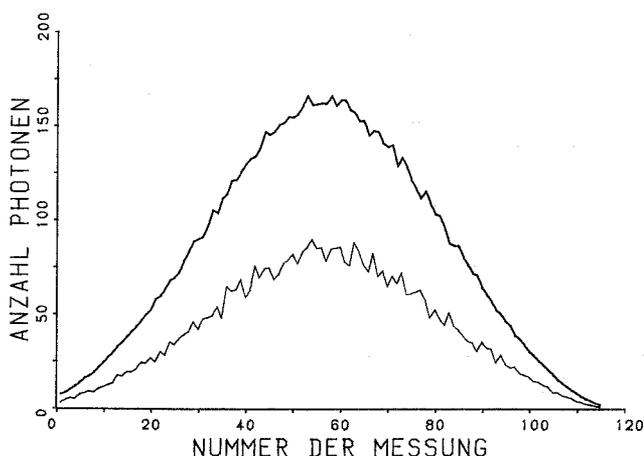


Abb. V.3.1.16:  
Vergleich der optischen Energiebilanzen für LAGEOS mit verspiegelten (obere Kurve) und mit nicht verspiegelten (untere Kurve) Retroreflektoren.

Tabelle V.4 enthält die dazugehörigen CM-Korrekturen sowie den Streubereich T der Einzelwerte für 95% Wahrscheinlichkeit und den Streubereich V der Mittelwerte, ebenfalls für 95%.

Zunächst fällt auf, daß sich die Streuwerte von Tabelle V.4 (1 mrad Divergenz) gegenüber den in Tabelle V.1 (0.1 mrad Divergenz) genannten etwa verdoppelt, für Fixed Threshold sogar mehr als verdreifacht haben. Das liegt nicht zuletzt an der wesentlich geringeren Energie, die vom Empfänger aufgesammelt werden kann und die beim Photomultiplier verstärkt das Quantenrauschen zur Geltung kommen läßt.

Tabelle V.4

Trigger	ohne Turbulenz			inkohärent		
	LAGEOS mit					
	Nd:YAG-Laser			1 mrad		
	normalen Reflektoren			verspiegelten Retros		
	$\bar{x}$	T	V	$\bar{x}$	T	V
F.T.	21.52	5.06	0.51	21.95	4.05	0.41
H.Am.	24.99	2.64	0.26	24.44	3.13	0.31
H.Ar.	24.99	2.42	0.24	23.73	2.78	0.28
Centr.	24.95	2.32	0.23	23.65	2.42	0.24
Corr.	0.09	2.5	0.25	0.3	2.88	0.29

Die statistische Auswertung der beiden Meßreihen aus Tab. V.4 läßt folgende Aussagen zu (F-Test, siehe [BRONSTEIN], [KAISER/GOTTSCHALK]):

- 1) Das Fixed-Threshold-Kriterium liefert für verspiegelte Retros wahrscheinlich bessere Werte als für die normalen LAGEOS-Reflektoren. Das liegt eindeutig an der höheren Empfangsenergie für den ersten Fall, die den Photomultiplier weiter aus dem Bereich des Quantenrauschens herauszuheben vermag. Zu beachten ist jedoch, daß diese Werte für ideale Bedingungen gefunden wurden, wie keine Turbulenz, keine Interferenz, keine Zielunsicherheit.\*
- 2) Das Half-Amplitude-Kriterium ist für die Messung zu LAGEOS mit normalen Retros wahrscheinlich besser geeignet als zu LAGEOS mit verspiegelten Retros. Hier macht sich die zusätzliche Impulsverschmierung durch die weiteren Retros negativ bemerkbar.
- 3) Die restlichen Triggerverfahren sind als gleich gut anzusehen, mit anderen Worten:  
Ein Unterschied ist nicht feststellbar.

Um weitere Vergleichsmöglichkeiten (nichtideale Bedingungen wie in Tab. V.3) zu schaffen, wurden die beiden Meßserien mit einer Divergenz von 0.4 mrad bei turbulenter Atmosphäre, kohärentem Licht sowie  $\pm 5''$  Zielfehler wiederholt (ebenfalls Nd:YAG-Laser). Die Ergebnisse sind aus Tab. V.5 zu ersehen.

\*) Wie sich später zeigt, verschwindet dieser Vorteil für nichtideale, d.h. realistische Bedingungen

Tabelle V.5

CM-Korrekturen mit Streuungen und Vertrauensbereich für 0.4 mrad Divergenz,  $\pm 5''$  Zielfehler, MTK in [cm]

Trigger	mit Turbulenz			LAGEOS mit			Kohärent		
	normalen Retros			verspiegelten Retros					
	$\bar{x}$	T(95%)	v	$\bar{x}$	T(95%)	v	$\bar{x}$	T(95%)	v
F.T.	22.32	5.32	0.53	22.11	5.52	0.55			
H.Ampl.	24.77	3.43	0.34	24.01	4.11	0.41			
H.Area	24.63	3.27	0.33	23.54	3.53	0.35			
Centr.	24.57	3.1	0.31	23.44	3.17	0.32			
Corr.	0.3	3.37	0.34	0.1	3.81	0.38			

Bezüglich des Gütevergleichs läßt sich nur für das Half-Amplitude-Triggerverfahren eine wahrscheinliche Verschlechterung beim Übergang zu verspiegelten Retros (zusätzliche Impulsverschmierung) feststellen, bei allen übrigen ist statistisch kein Güteunterschied feststellbar.

LAGEOS-Ergebnis: Der Streubereich der Meßwerte liegt für den Nd:YAG-Laser zu 95% Wahrscheinlichkeit innerhalb  $\pm 6.1$  cm bei Fixed-Threshold-Triggerung. Mit den anderen Trigger-Methoden kann der Streubereich in etwa halbiert werden.

Der Vertrauensbereich (95% Wahrscheinlichkeit) der Center-of-Mass-Korrektur von 22.1 cm (fixed threshold\*) bzw. von 24.5 cm (Centroid) beträgt in etwa  $\pm 5$  mm für den fixed-threshold-Trigger und  $\pm 3$  mm für den Centroid-Trigger.

Größere als die genannten Streuungen in den Meßwerten und/oder Verschiebungen des Mittelwertes dürften im ungenauen Atmosphärenmodell bzw. in ungenau bestimmten meteorologischen Daten zu suchen sein.

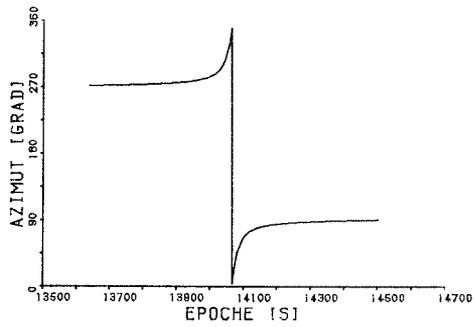
### V.3.2 Simulationsmessungen nach STARLETTE

Der künstliche Erdsatellit STARLETTE (siehe [STARLETTE]) wurde am 6. Febr. 1975 gestartet und war als erster Satellit speziell für geodätische und geodynamische Zwecke konzipiert. Beabsichtigt war, ihn bezüglich der Empfindlichkeit gegenüber nichtgravitativen Kräften, wie Strahlungsdruck und atmosphärischer Reibung zu minimieren und ihn gleichzeitig für die Laserentfernungsmessung bestmöglich zu gestalten. Das führte zu einer Kugel von 24 cm Durchmesser mit einer Masse von etwas über 47 kg, bestückt mit 60 Retroreflektoren (siehe Abb. V.3.2.1). Die Bahnelemente sind aus Tab. IV.2 zu erfahren (STARLETTE fliegt im Vergleich zu LAGEOS sehr niedrig). Zur Reflektoranordnung siehe [ARNOLD].

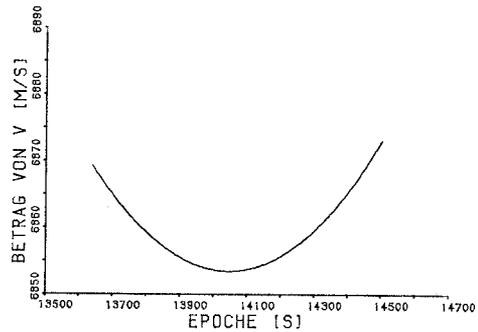
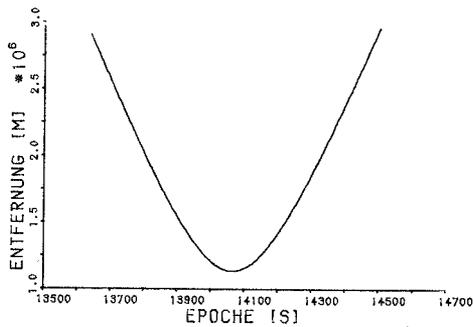
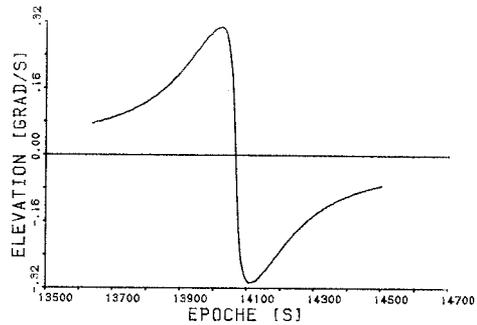
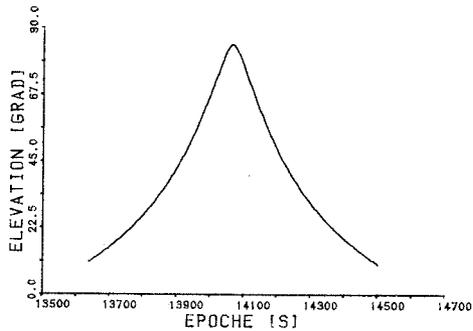
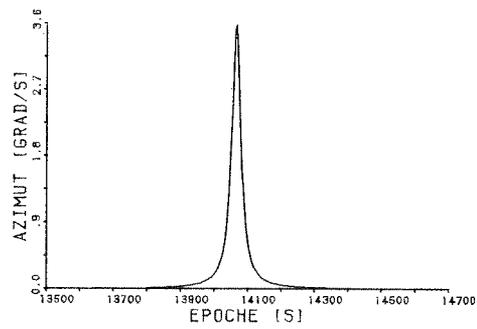
Für die Simulationsmessungen (Anzahl jeweils  $> 200$ ) wurde die Passage gemäß Abb. V.3.2.2 ausgewählt (Punkte 1 und 2 aV). Die Anzahl der aktiven Reflektoren geht aus Abb. V.3.2.3 hervor und der jeweils maximal (obere Kurve) und minimal (untere Kurve) von einem Retro reflektierte Energieanteil ist aus Abb. V.3.2.4 ersichtlich (Punkt 3 aV; keine Turbulenz der Atmosphäre, inkohärenter Fall).

\*) Die CM-Korrektur des fixed-threshold-Triggers hängt vom gewählten Triggerpegel ab. Die Nichtberücksichtigung dieses Einflusses führt zu größeren Streuungen der Meßwerte.

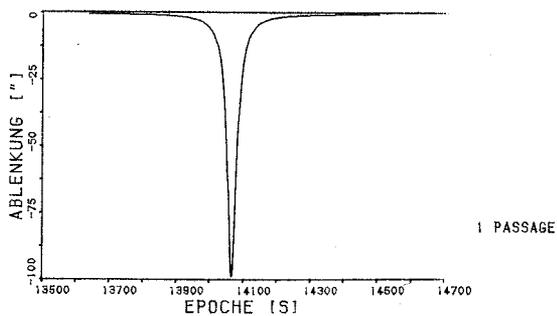
STARLETTE PASSAGE  
TOPOZENTRISCHER ORT



STARLETTE PASSAGE  
TOPOZENTRISCHE GESCHWINDIGKEIT



STARLETTE  
ABERRATION IN AZIMUTRICHTUNG



STARLETTE  
ABERRATION IN ELEVATIONSRICHTUNG

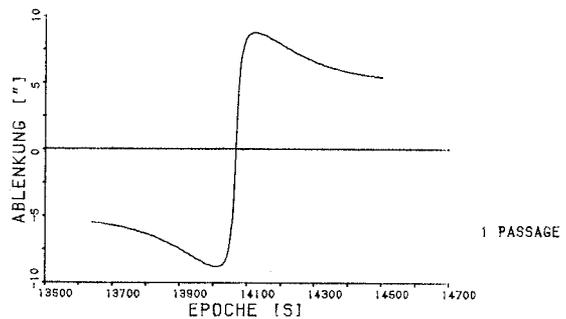


Abb. V.3.2.2: Topozentrische Bahndaten einer STARLETTE-Passage. Von links nach rechts und von oben nach unten: Azimut und -geschwindigkeit, Elevation und -geschwindigkeit, Entfernung und Betrag der Geschwindigkeit, Aberrationswirkung in Azimut- und Elevationsrichtung.

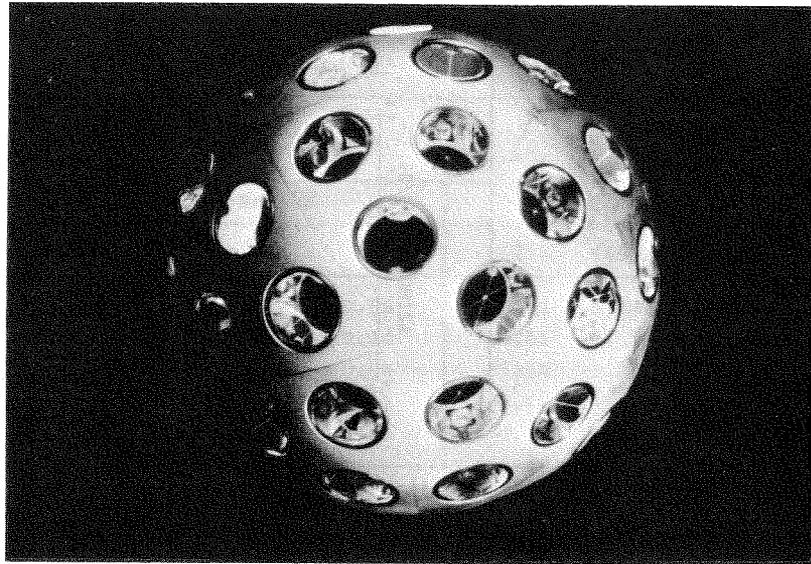


Abb. V.3.2.1: Bild des Satelliten STARLETTE

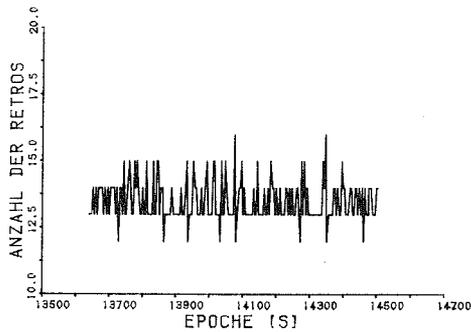


Abb. V.3.2.3: Anzahl der aktiven Retroreflektoren von STARLETTE.

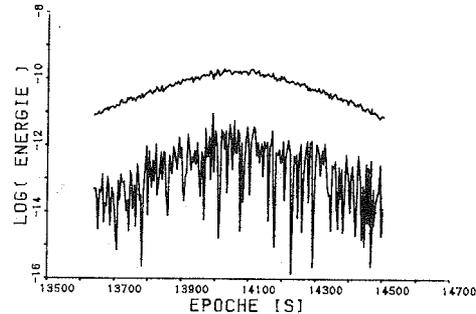


Abb. V.3.2.4: Von einem einzelnen Retroreflektor von STARLETTE jeweils minimal (untere Kurve) und maximal (obere Kurve) reflektierter Energieanteil.

Einige Beispiele, wie ein Beobachter auf der Meßstation den Reflexionsvorgang wahrnehmen würde, zeigt Abb. V.3.2.5 (Punkt 4 aV). Man erkennt vor allem, daß der reflektierte Energieanteil im wesentlichen von nur 3 Retroreflektoren stammt. Die Energieverteilung auf dem Stationsgelände sei für eine Messung während der aufsteigenden Passage herausgegriffen (Abb. V.3.2.6, Punkt 5 aV). Hier fällt auf, daß das "Landschaftsbild" der Energie erheblich glatter als bei LAGEOS verläuft: eine Folge der wenigen aktiven Retros.

Einen Überblick über die möglichen optischen und daraus erzeugten elektronischen Impulsformen für die Messungen mit dem Nd:YAG-Laser vermitteln Abb. V.3.2.7 und V.3.2.8 (einmal bei inkohärenter und einmal bei kohärenter Betrachtung) und für die Messungen mit dem Rubin-Laser die Abb. V.3.2.9 und V.3.2.10.

Wie stark die Energiebilanz in den Fällen OTI und MTK variiert, ist in Abb. V.3.2.11 dargestellt. Es liegt eine Zielungenauigkeit von  $\pm 5''$  zugrunde, die dafür verantwortlich ist, daß schon beim günstigen Fall OTI (ohne Turbulenz, inkohärent) beträchtliche Fluktuationen in der empfangenen optischen Energie auftreten (Divergenz = 1 mrad).

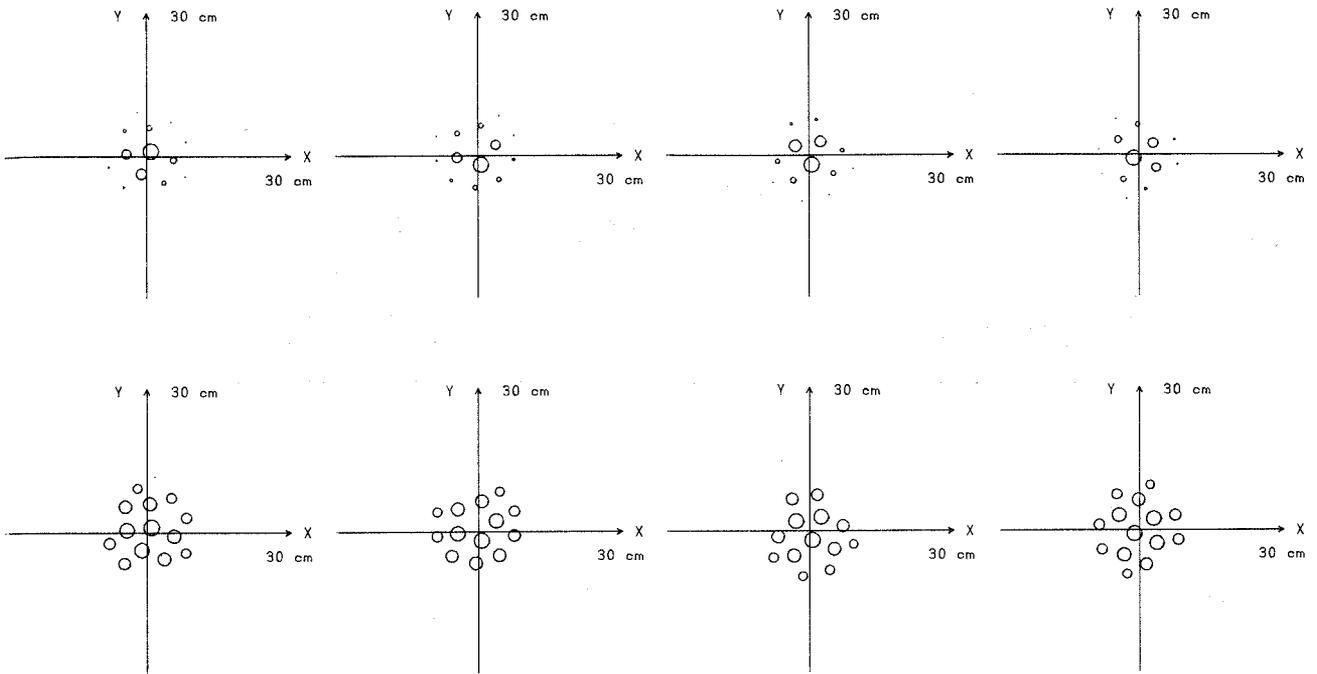


Abb. V.3.2.5: Retroreflektoren des STARLETTE-Reflektorarrays bei verschiedenen Zielorientierungen  
 Untere Reihe: Effektiver Reflektordurchmesser  
 Obere Reihe : Reflektierte Energie (normiert auf max. Refl. Durchm.).

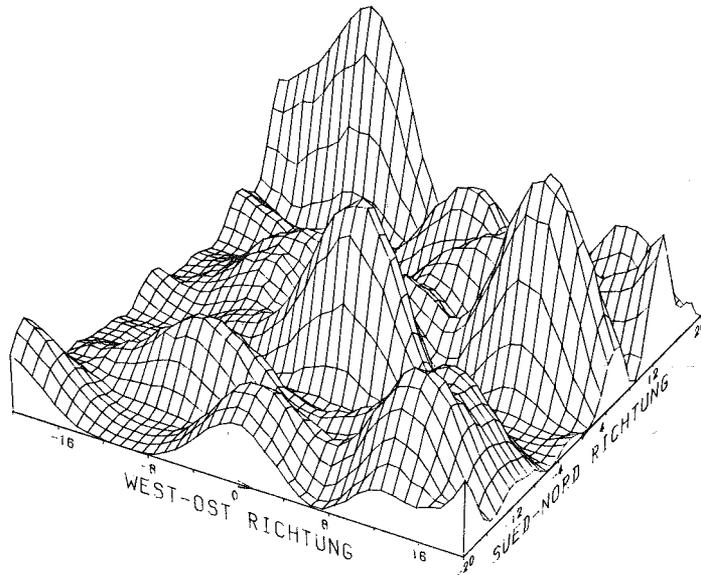


Abb. V.3.2.6: Beispiel für Energieverteilung auf dem Stationsgelände

Reduziert man die Meßwerte bezüglich Atmosphäre und Nullpunkt der Messung, so verbleiben Restkorrekturen, die wiederum die center-of-mass-Abweichungen charakterisieren und zudem die Streuungen wegen der Reflektoranordnung und der elektronischen Impulsformen bzw. der von der Triggereinrichtung produzierten Start- und Stoppsignale für den Laufzeitähler beinhalten.

In Tab. V.6 sind diese CM-Korrekturen  $\bar{x}$  mit Streubereich  $T$  der Einzelwerte für 95% Wahrscheinlichkeit und Vertrauensbereich des Mittelwertes (ebenfalls 95%) zusammengefaßt. Die Werte wurden für das Nd:YAG-Meßsystem gefunden. Die entsprechenden CM-Korrekturen für das Rubin-Meßsystem gehen aus Tab. V.7 hervor.

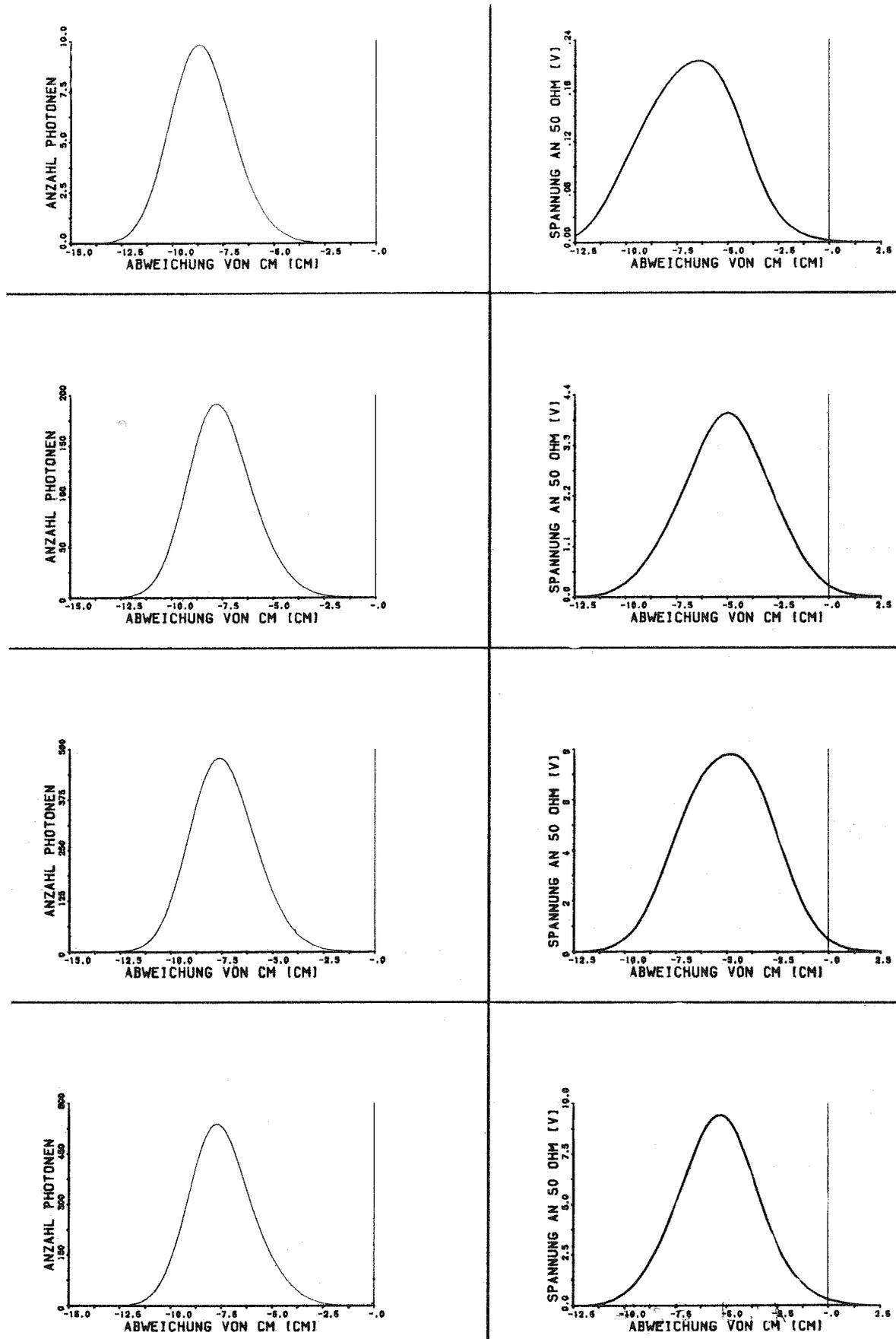


Abb. V.3.2.7: Jeweils vier Beispiele für optische Stopimpulse (linke Seite) und daraus erzeugte elektronische Stopimpulse (rechte Seite) für simulierte Messungen nach STARLETTE in verschiedenen Elevationen (keine Turbulenz, inkohärenter Fall, Nd:YAG-Laser).

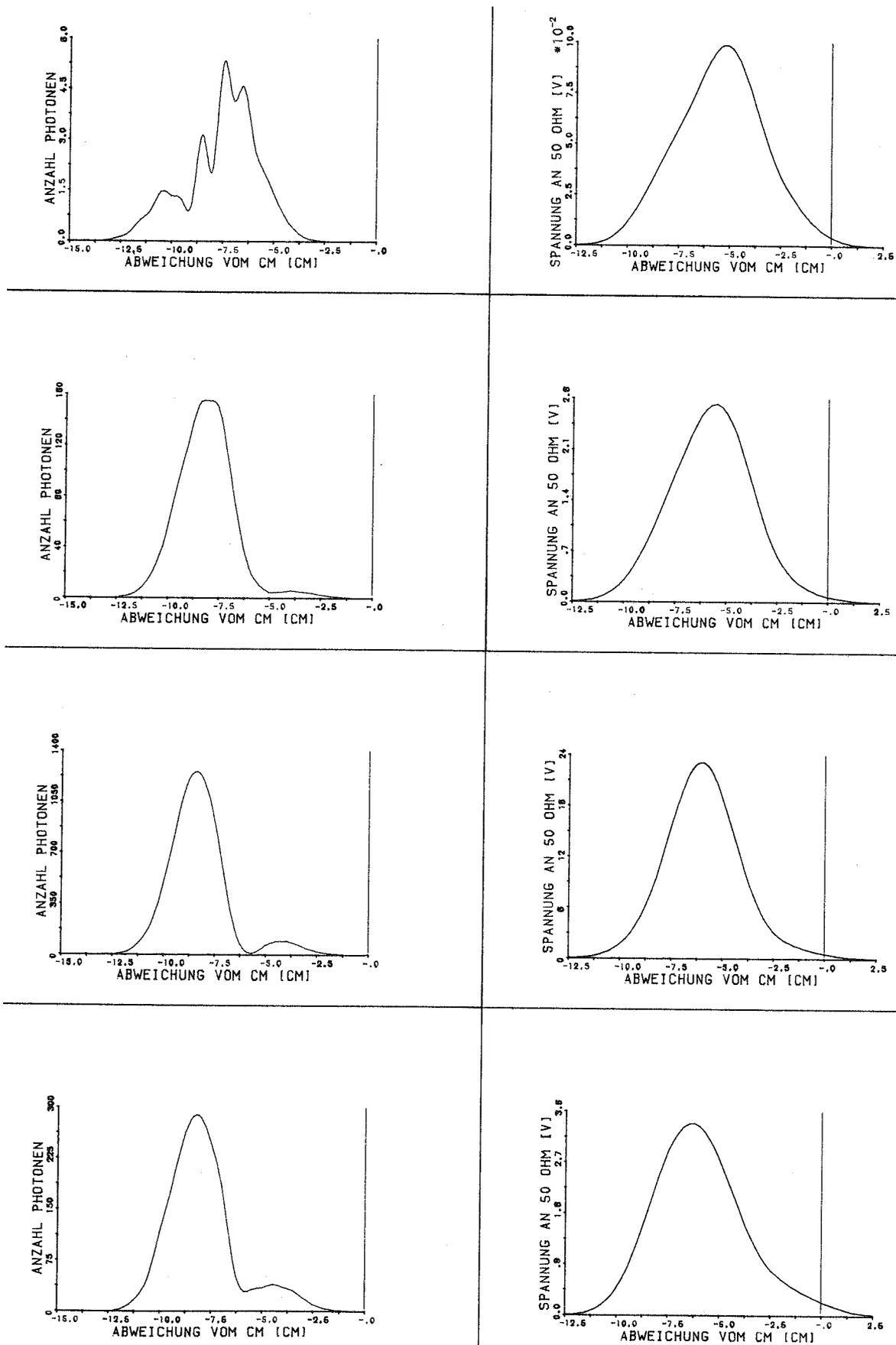


Abb. V.3.2.8: Jeweils vier Beispiele für optische (linke Seite) und daraus erzeugte elektronische (rechte Seite Stopimpulse für simulierte Messungen nach STARLETTE in verschiedenen Elevationen (keine Turbulenz, kohärenter Fall, Nd:YAG-Laser).

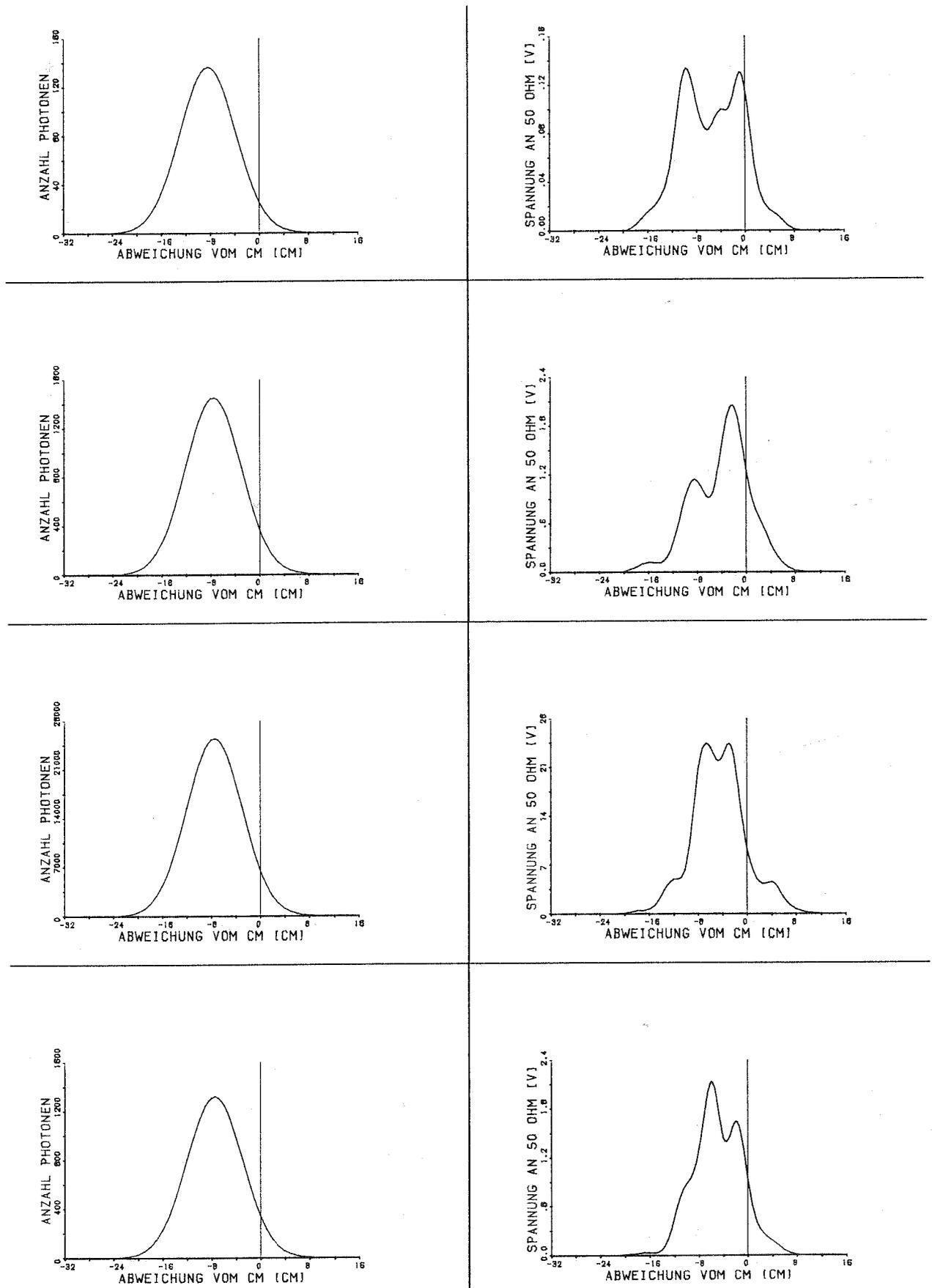


Abb. V.3.2.9: Jeweils vier Beispiele für optische (linke Seite) und daraus erzeugte elektronische (rechte Seite) Stopimpulse für simulierte Messungen nach STARLETTE in verschiedenen Elevationen (keine Turbulenz, inkohärenter Fall, Rubin-Laser).

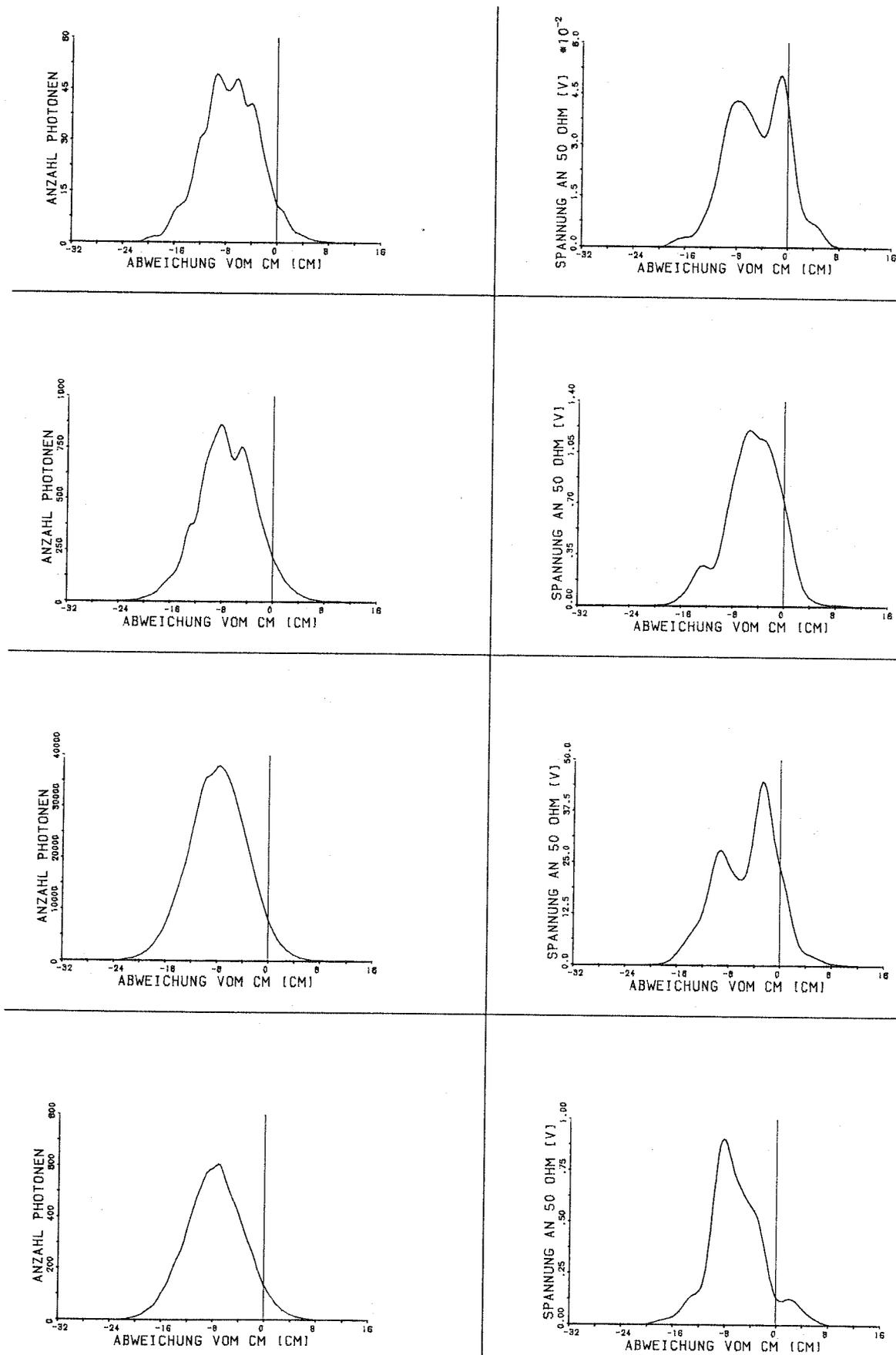


Abb. V.3.2.10: Jeweils vier Beispiele für optische (linke Seite) und daraus erzeugte elektronische (rechte Seite) Stopimpulse für simulierte Messungen nach STARLETTE in verschiedenen Elevationen (keine Turbulenz, kohärenter Fall, Rubin-Laser).

Tabelle V.6

CM-Korrekturen für STARLETTE für Messungen mit dem Nd:YAG-Laser (Einheit [cm])

Trigger	> 200 Messungen STARLETTE mit Nd:YAG-Laser 1 mrad Divergenz ± 5" Zielfehler					
	OTI			MTK		
	$\bar{x}$	T	V	$\bar{x}$	T	V
F.T.	7.04	2.76	0.2	6.43	3.45	0.24
H.Am.	7.82	1.5	0.11	7.69	2.01	0.14
H.Ar.	7.6	1.18	0.08	7.52	1.77	0.13
Centr	7.57	1.08	0.08	7.5	1.66	0.12
Corr*	0.04	1.2	0.08	0.25	1.79	0.13

\* Abweichung (empfangener Impuls) - (erwarteter Impuls)

Tabelle V.7

CM-Korrekturen für STARLETTE für Messungen mit dem Rubin-Laser (OTI- ohne Turbulenz, inkohärent; MTK - mit Turbulenz, kohärent)

Trigger	> 200 Messungen STARLETTE mit Rubin-Laser 1 mrad Divergenz ± 5" Zielfehler					
	OTI			MTK		
	$\bar{x}$	T	V	$\bar{x}$	T	V
F.T.	8.21	5.66	0.4	6.5	8.68	0.61
H.Am.	7.94	7.0	0.5	7.56	7.16	0.51
H.Ar.	7.76	3.65	0.26	7.63	4.5	0.32
Centr.	7.7	2.7	0.19	7.62	3.55	0.25
Corr.*	0.28	3.85	0.27	0.37	4.99	0.35

\*) Abweichung (empfangener Impuls) - (erwarteter Impuls)

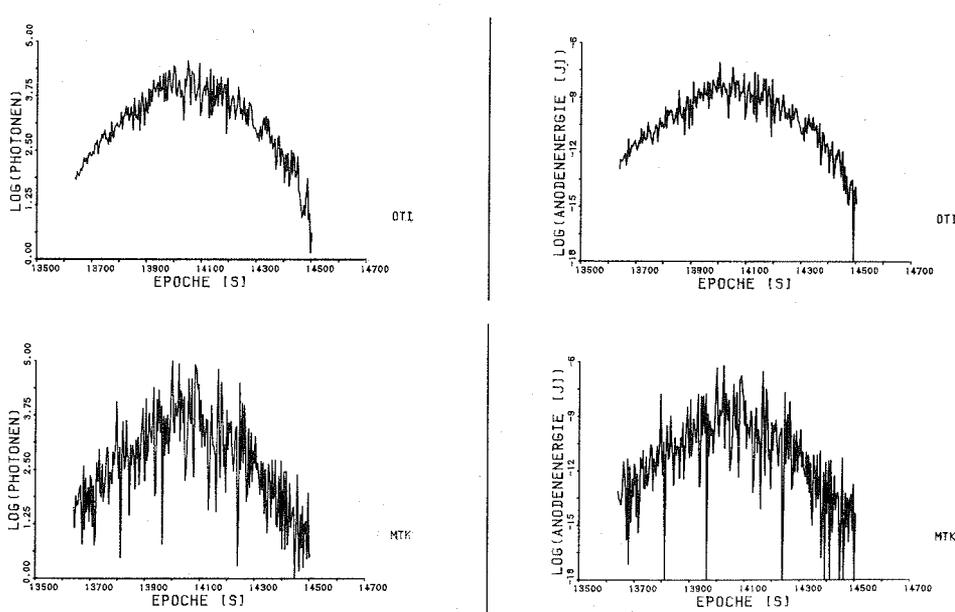


Abb. V.3.2.11: Aus den optischen (links) und den elektronischen (rechts) Stopimpulsen abgeleitete Energiebilanzen für simulierte STARLETTE-Messungen bei inkohärenter Betrachtung mit turbulenzfreier Atmosphäre (oben) und kohärenter Betrachtung mit turbulenter Atmosphäre (unten).

9 aV) Diskussion der Meßwerte bzw. Korrekturen von STARLETTE

Als bestes Triggerverfahren erweist sich die Centroid-Methode, die beim Nd:YAG-Meßsystem, statistisch gesehen, jedoch den Triggerverfahren Half-Area und Correlation gleichzustellen ist. Beim Rubin-Meßsystem trifft diese Gleichstellung nicht mehr zu; hier ist die Centroid-Methode signifikant besser als die Half-Area- und Korrelationsmethode.

Das Half-Amplitude-Verfahren ist signifikant schlechter als das Centroid-Verfahren (beim Rubinsystem hochsignifikant schlechter) und das Fixed-Threshold-Verfahren gar in beiden Fällen hochsignifikant schlechter. Und das, obwohl mit dem extrem niedrigen Triggerpegel gearbeitet wurde, der zur Detektion eines einzelnen Photoelektrons bei mittlerer Verstärkung des Photomultipliers ausreicht.

An dieser Stelle sei angemerkt, daß die Fixed-Threshold-Triggerung zu erheblich größeren Streuungen führt (etwa 100% mehr), falls der Triggerpegel anstelle einem Photoelektron pro Impuls an der Kathode etwa 10 Photoelektronen pro Impuls entspricht. Dies gilt auch für die Messungen nach LAGEOS.

Die Korrekturwerte bezüglich Center-of-Mass von STARLETTE stimmen mit den von [ARNOLD] genannten überein. Abschließend läßt sich sagen, daß STARLETTE genauso wie LAGEOS hervorragend für die Laserentfernungsmessung geeignet ist. Dank der geringen Streuungen seiner Meßwerte dürfte er ebenfalls entscheidend zur Lösung geodynamischer und geodätischer Fragestellungen beitragen.

Eine Impulsanalyse, um z.B. die Fixed-Threshold-Werte mittels Impulsaufzeichnung und -verarbeitung auf Centroid-Werte zu reduzieren, erscheint, wie schon bei LAGEOS, nun auch für STARLETTE als nicht angebracht, zumal die ideale Centroid-Methode in der Praxis nicht realisiert werden kann (siehe III.4.1.4).

Günstiger wäre es schon, vor allem beim Rubin-Meßsystem, hardwaremäßig ein anderes Triggersystem, wie etwa einen Half-Area-Trigger, zu installieren.

10 aV) Zusätzliche Tests

Um die Tauglichkeit von STARLETTE auch für höhere Umlaufbahnen zu prüfen, wurde STARLETTE versuchsweise in die LAGEOS-Umlaufbahn eingebracht. "Gemessen" wurde mit dem Nd:YAG-System.

Wie Abb. V.3.2.12 zeigt, erhält man bei 0.1 mrad Divergenz und selbst bei  $\pm 5''$  Zielfehler noch genügend an Energie zurück (Fall OTI).

Um die Güte der simulierten Meßwerte zu ermitteln, wurde kohärentes Licht und turbulente Atmosphäre (Fall MTK) angenommen. Genau die gleiche Passage (gleiche Parametereinstellung, 115 Messungen) wurde auch für LAGEOS herangezogen. Das Ergebnis dieses direkten Vergleichs ist aus Tab. V.8 zu ersehen.

Lediglich für das Centroid-Kriterium läßt sich feststellen, daß STARLETTE in der LAGEOS-Umlaufbahn im Vergleich zu LAGEOS selbst, wahrscheinlich geringere Streuungen in den Meßwerten erwarten läßt; alle übrigen Triggerverfahren können mit statistischen Methoden nicht unterschieden werden. Bei der Rubin-Meßanordnung ist die Qualität der Meßwerte bei beiden Satelliten als gleich anzusehen (ohne Abb. bzw. Tabelle).

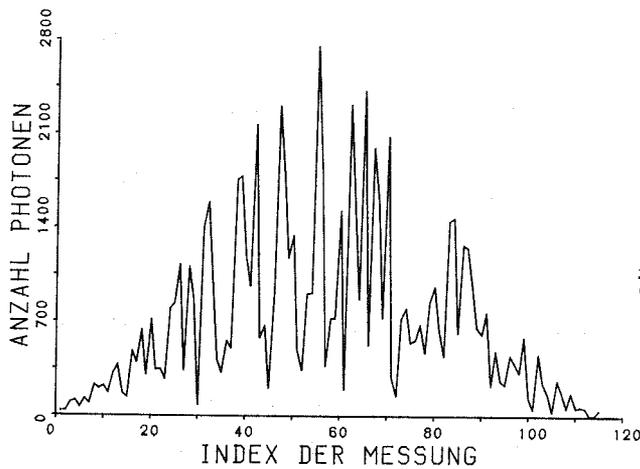


Abb. V.3.2.12:  
Optische Energiebilanz  
für STARLETTE in der LAGEOS-Umlaufbahn  
(0.1 mrad Divergenz).

Tabelle V.8

CM-Korrekturen [cm]  
STARLETTE in LAGEOS-Umlaufbahn < > LAGEOS  
(Fall MTK, Nd:YAG-Laser 0.1 mrad Divergenz,  $\pm 5''$  Zielfehler)

Trigger	LAGEOS			STARLETTE in LAGEOS-Bahn		
	$\bar{x}$	T	V	$\bar{x}$	T	V
F.T.	23.63	3.95	0.4	5.91	3.66	0.37
H. Am.	25.23	2.17	0.22	7.97	2.25	0.23
H. Ar.	24.81	2.18	0.22	7.86	1.93	0.19
Centr.	24.69	2.22	0.22	7.84	1.76	0.18
Corr.*	0.37	2.18	0.22	0.12	1.91	0.19

\*) (empfangener Impuls) - (erwarteter Impuls)

STARLETTE-Ergebnis: Die CM-Korrektur für STARLETTE beträgt  $7.5 \pm 0.12$  cm (Centroid-Trigger). Vergleicht man die Streubereiche der STARLETTE-Meßwerte mit denen der LAGEOS-Meßwerte, so fällt auf, daß STARLETTE für die Triggerverfahren Half-Area, Centroid und Correlation besser geeignet als LAGEOS und für die Triggerverfahren Fixed-Threshold und Half-Amplitude gleich gut geeignet ist.

### V.3.3 Simulationsmessungen nach GEOS 3

Am 9. April 1975 wurde der Geodynamics Experimental Ocean Satellite 3 in seine Umlaufbahn eingeschossen. Er ist mit verschiedenen aktiven Systemen wie Radar-Altimeter, C-Band-System, Doppler-System und S-Band-System und für die Laserentfernungsmessung zusätzlich mit passiven Retroreflektoren ausgerüstet [STANLEY].

Die 264 Retroreflektoren sind auf einem konischen Ring ( $45^\circ$ ) in 3 Reihen zu je 88 Stück angeordnet (siehe Abb. V.3.3.1 sowie [ARNOLD], [MINOTT et al.] und [STANLEY]. GEOS 3 ist gravitationsstabilisiert. Seine Gesamtmasse beträgt fast 346 kg.

Die Punkte 1 aV (topozentrische Bahn) und 2 aV (Aberration) sind in Abb. V.3.3.2 veranschaulicht. Diese Passage liegt den folgenden Ergebnissen zugrunde.

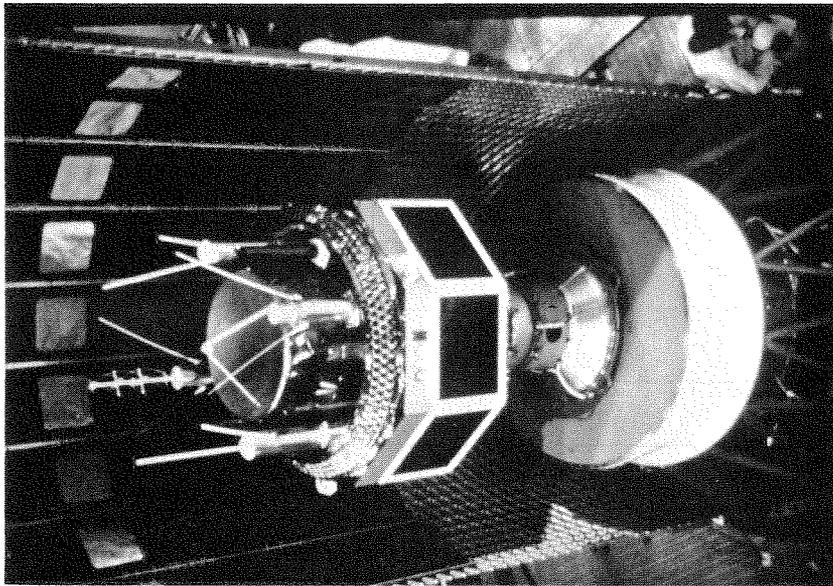


Abb. V.3.3.1: Bild des Satelliten GEOS 3

Bezüglich Punkt 3 aV (aktive Reflektoren, vom einzelnen Retro reflektierte Energie) sei auf Abb. V.3.3.3 verwiesen. Hier fällt auf, daß die Anzahl der aktiven Retros sehr stark von der Elevation des Satelliten abhängt, was auch aus Abb. V.3.3.4 und V.3.3.5 (Punkt 4 aV) für die Elevationen 20 und 80 Grad zu ersehen ist.

Wegen der vielen aktiven Reflektoren, sieht das "Energiegebirge" auf dem Stationsgelände (Abb. V.3.3.6, Punkt 5 aV) recht zerklüftet aus. Die Elevation betrug bei diesem Beispiel 60 Grad (aufsteigende Passage).

Die GEOS 3-Passage wurde zunächst mit etwa 110 Messungen abgetastet, um einen Überblick über Energiebilanz (Abb. V.3.3.7) und voraussichtliche Korrekturen (Abb. V.3.3.8) zu erhalten (inkohärentes Licht, keine Turbulenz, Nd:YAG-Laser mit 2 mrad Divergenz, Ziellagefehler max.  $\pm 1^\circ$ , Zielnachführgenauigkeit  $\pm 5''$ ). Wie man deutlich sieht, zeigt GEOS 3 sowohl für Centroid-, als auch für Fixed-Threshold-Triggerung stark elevationsabhängige Center of Mass-Korrekturen.

Diese Abhängigkeit, die letztendlich auf dem Einfallswinkel des Laserstrahls am Satelliten beruht (der von Elevation und Entfernung bestimmt wird), macht die Reduktion der gemessenen Entfernungen auf das Massenzentrum etwas unhandlich.

Die Abbildungen V.3.3.9 bis V.3.3.12 (Punkt 6 aV) lassen ebenfalls auf eine vermutlich (im Gegensatz zu LAGEOS und STARLETTE) komplizierte CM-Korrektur schließen: Es sind nicht nur die Abweichungen vom Center-of-Mass verschieden, sondern auch die Impulsformen selbst (Elevationen 20, 40, 60 und 80 Grad; hier wurde zum Schutz des Photomultipliers das Graufilter mit 10 dB Abschwächung ins Empfangsteleskop eingefahren).

Um der Abhängigkeit der CM-Korrektur von der Elevation (bei dieser Passage) bzw. vom Einfallswinkel an GEOS 3 (im allgemeinen) auf die Spur zu kommen, wurde die weitere Durchführung der Simulation den speziellen Erfordernissen dieses Satelliten angepaßt: Jeweils bei den Elevationen 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70 und 80 Grad wurde GEOS 3 gestoppt (mit dem Parameter MOVESTEP =  $\emptyset$ ) und jeweils 60 mal angemessen. Und dies für Nd:YAG- und Rubinmeßsystem in den Fällen OTI (ohne Turbulenz, inkohärent) und MTK (mit Turbulenz, kohärent).

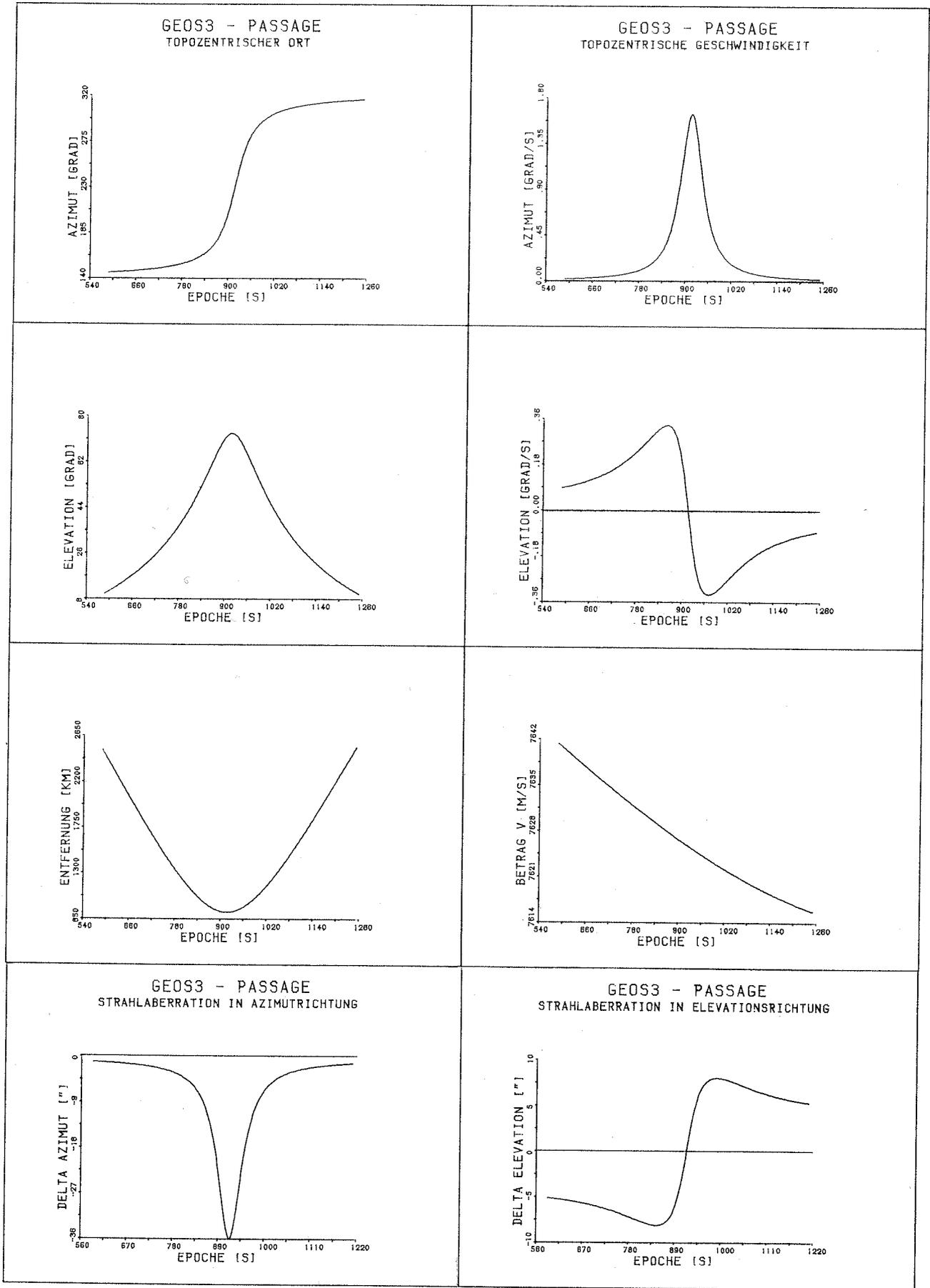


Abb. V.3.3.2: Topozentrische Bahndaten einer GEOS 3-Passage.  
 Von links nach rechts und von oben nach unten:  
 Azimut und -geschwindigkeit, Elevation und -geschwindigkeit,  
 Entfernung und Betrag der Geschwindigkeit,  
 Aberrationswirkung in Azimut und Elevationsrichtung.

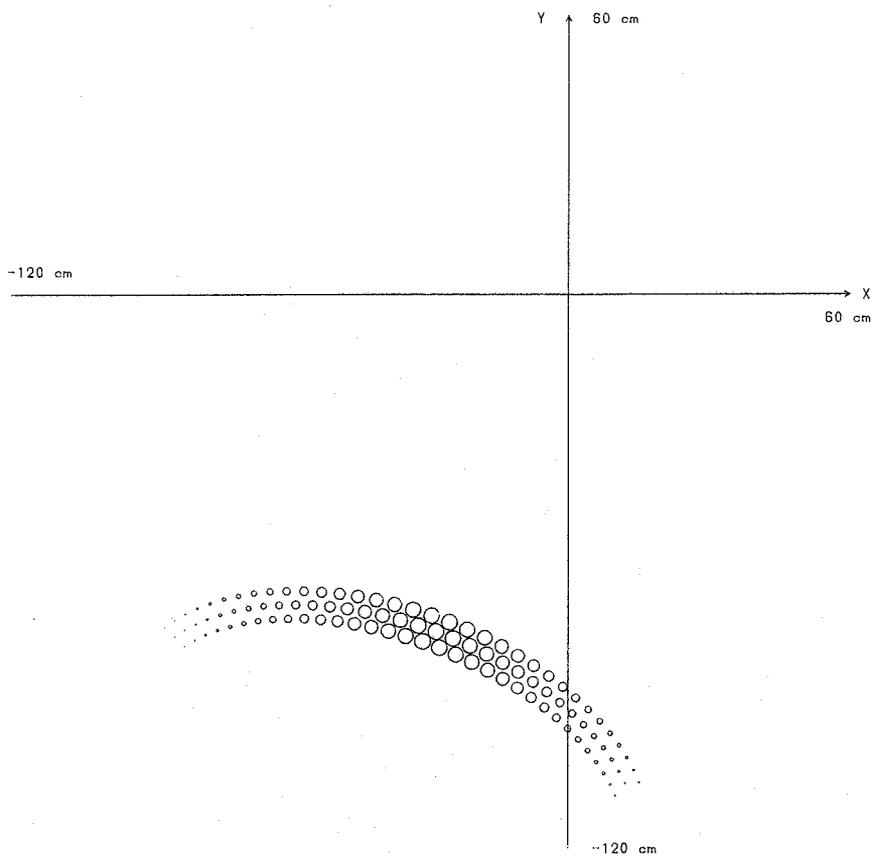


Abb. V.3.3.4: Reflektierte Energieanteile (normiert auf Reflektordurchmesser) des GEOS 3-Reflektorarray in  $20^\circ$  Elevation.

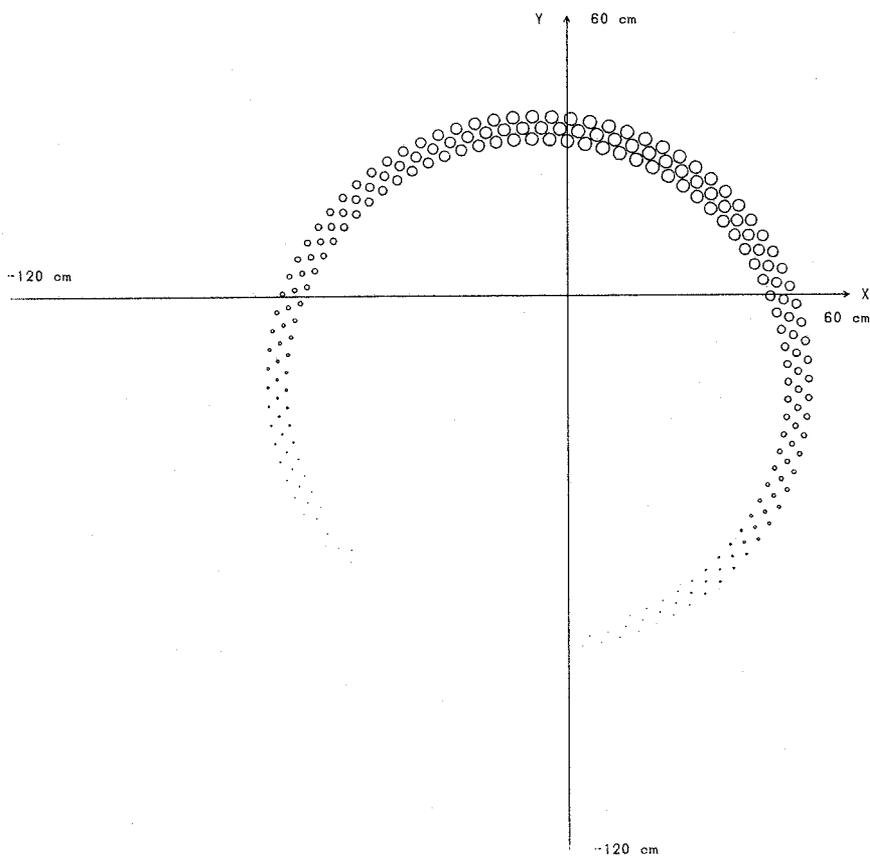


Abb. V.3.3.5: Reflektierte Energieanteile (normiert auf Reflektordurchmesser) des GEOS 3-Reflektorarrays in  $80^\circ$  Elevation.

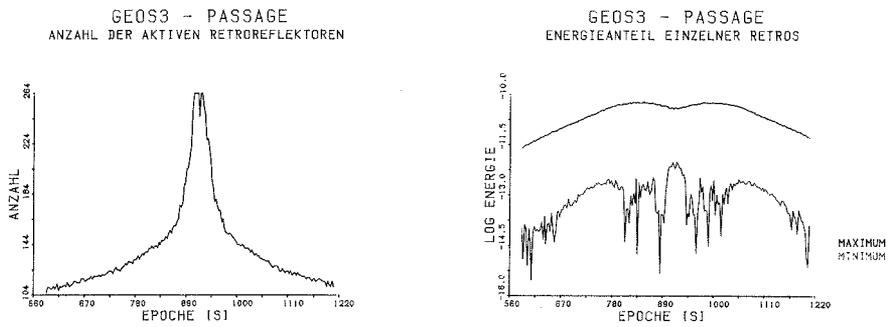


Abb. V.3.3.3: Anzahl der aktiven Retroreflektoren (links) und jeweils minimale (untere Kurve) und maximale (obere Kurve), reflektierte Energieanteile einzelner Retroreflektoren (rechts) des Satelliten GEOS 3.

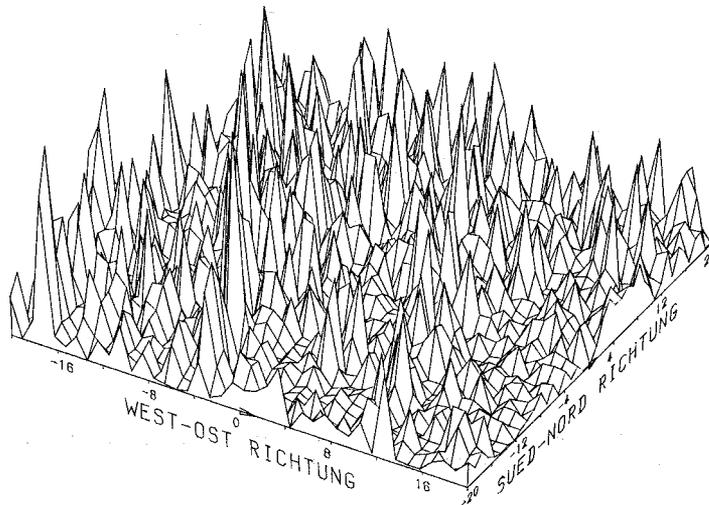


Abb. V.3.3.6: "Energiegebirge" auf dem Stationsgelände bei 60° Elevation von GEOS 3

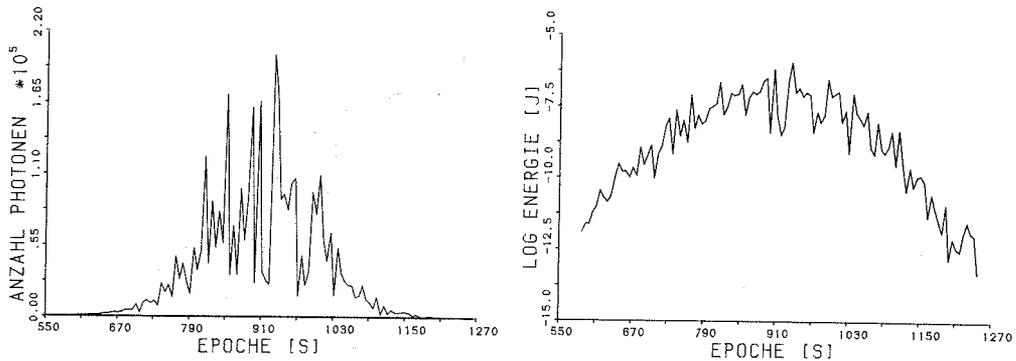


Abb. V.3.3.7: Optische (links) und elektronische (rechts) Energiebilanz für simulierte Messungen nach GEOS 3.

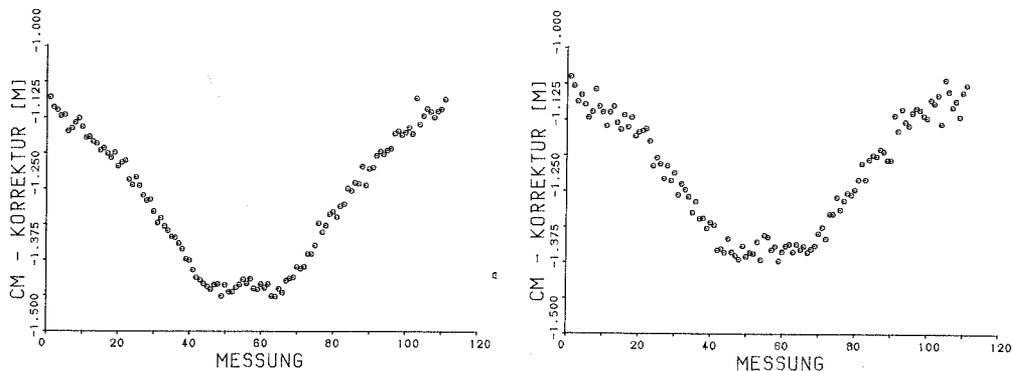


Abb. V.3.3.8: Center-of-Mass-Korrekturen von 110 simulierten Messungen nach GEOS 3 (links für fixed-threshold-Trigger; rechts für centroid-Trigger).

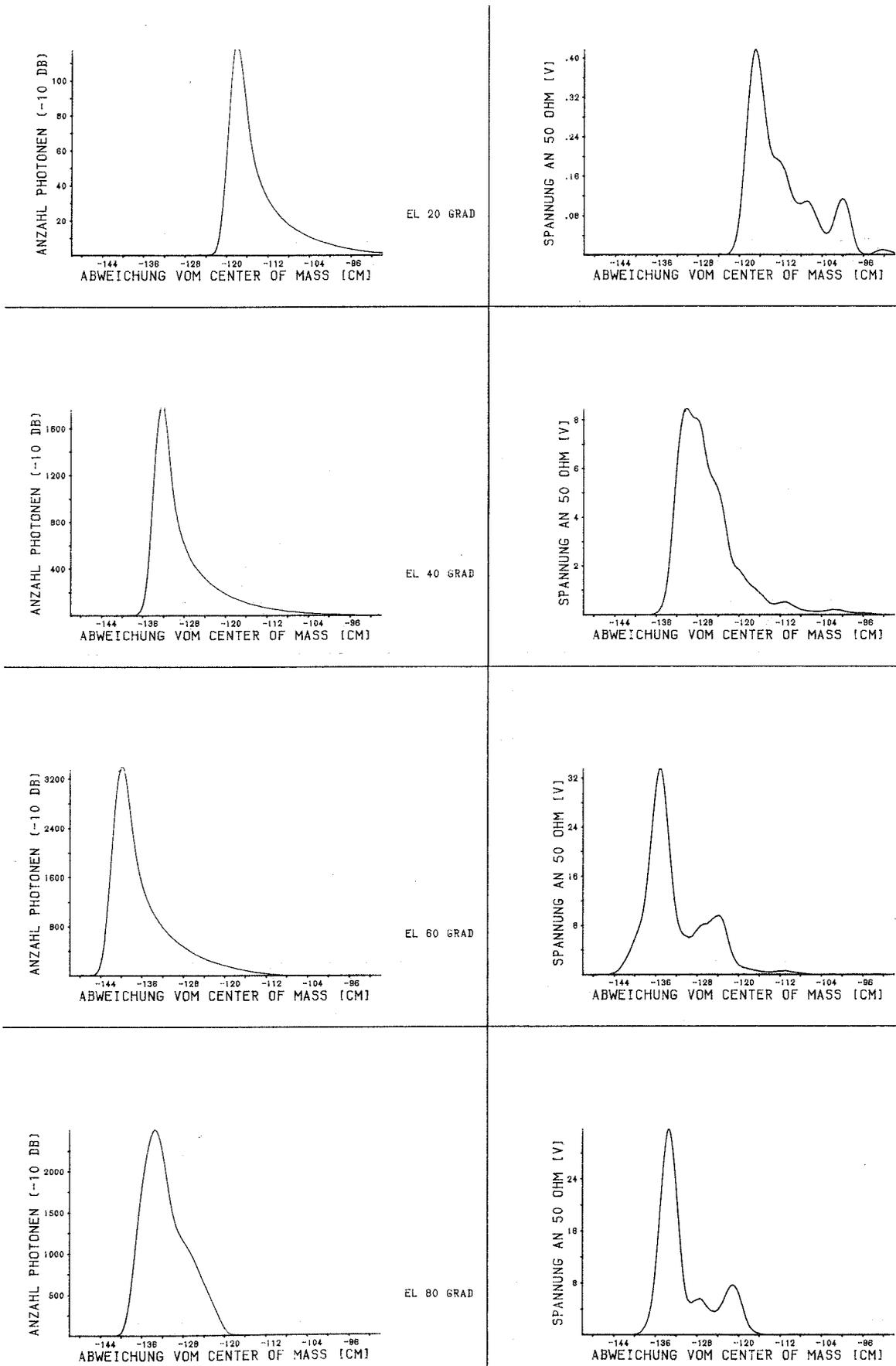
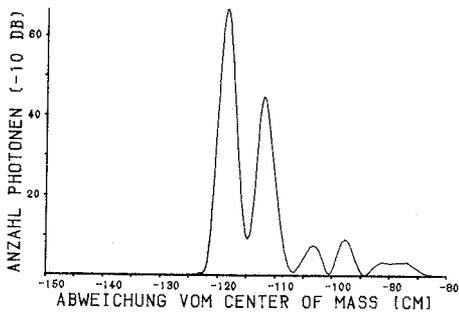
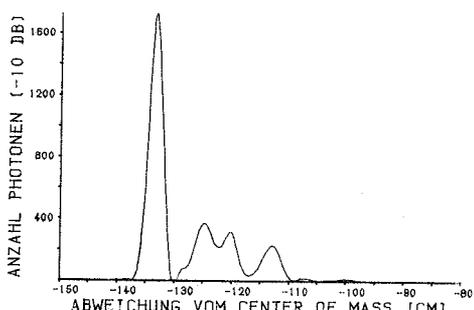
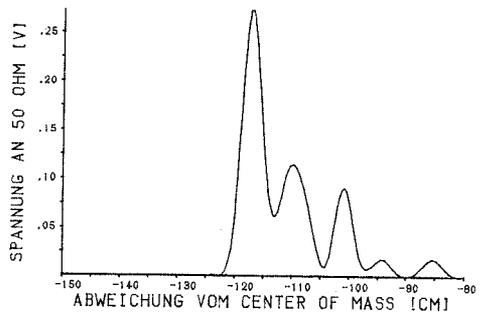


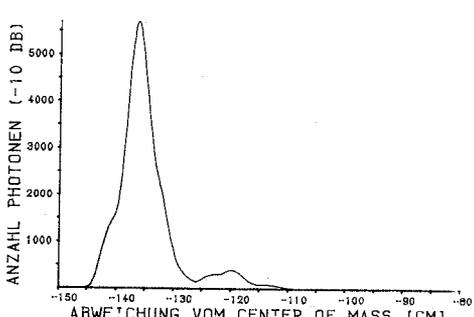
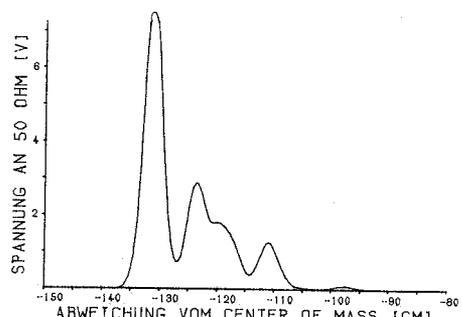
Abb. V.3.3.9: Jeweils vier Beispiele für optische (linke Seite) und daraus erzeugte elektronische (rechte Seite) Stopimpulse für simulierte Messungen nach GEOS 3 in verschiedenen Elevationen (keine Turbulenz, inkohärenter Fall, Nd:YAG-Laser).



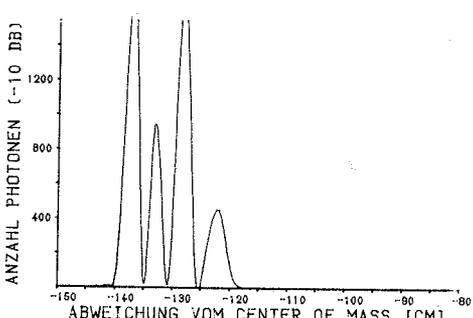
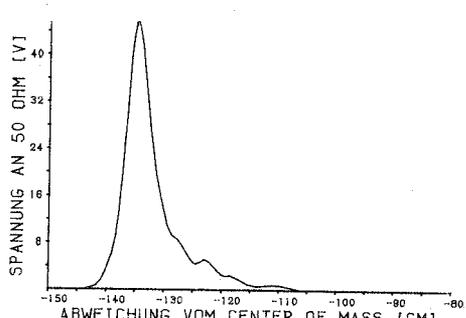
EL 20 GRAD



EL 40 GRAD



EL 50 GRAD



EL 90 GRAD

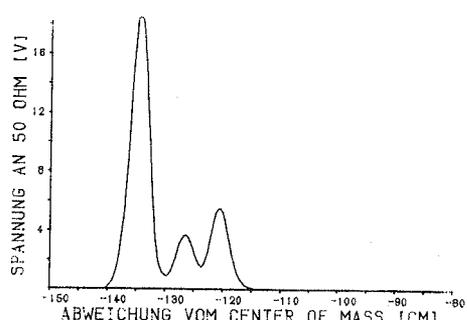


Abb. V.3.3.10: Jeweils vier Beispiele für optische (linke Seite) und daraus erzeugte elektronische (rechte Seite) Stopimpulse für simulierte Messungen nach GEOS 3 in verschiedenen Elevationen (keine Turbulenz, kohärenter Fall, Nd:YAG-Laser).

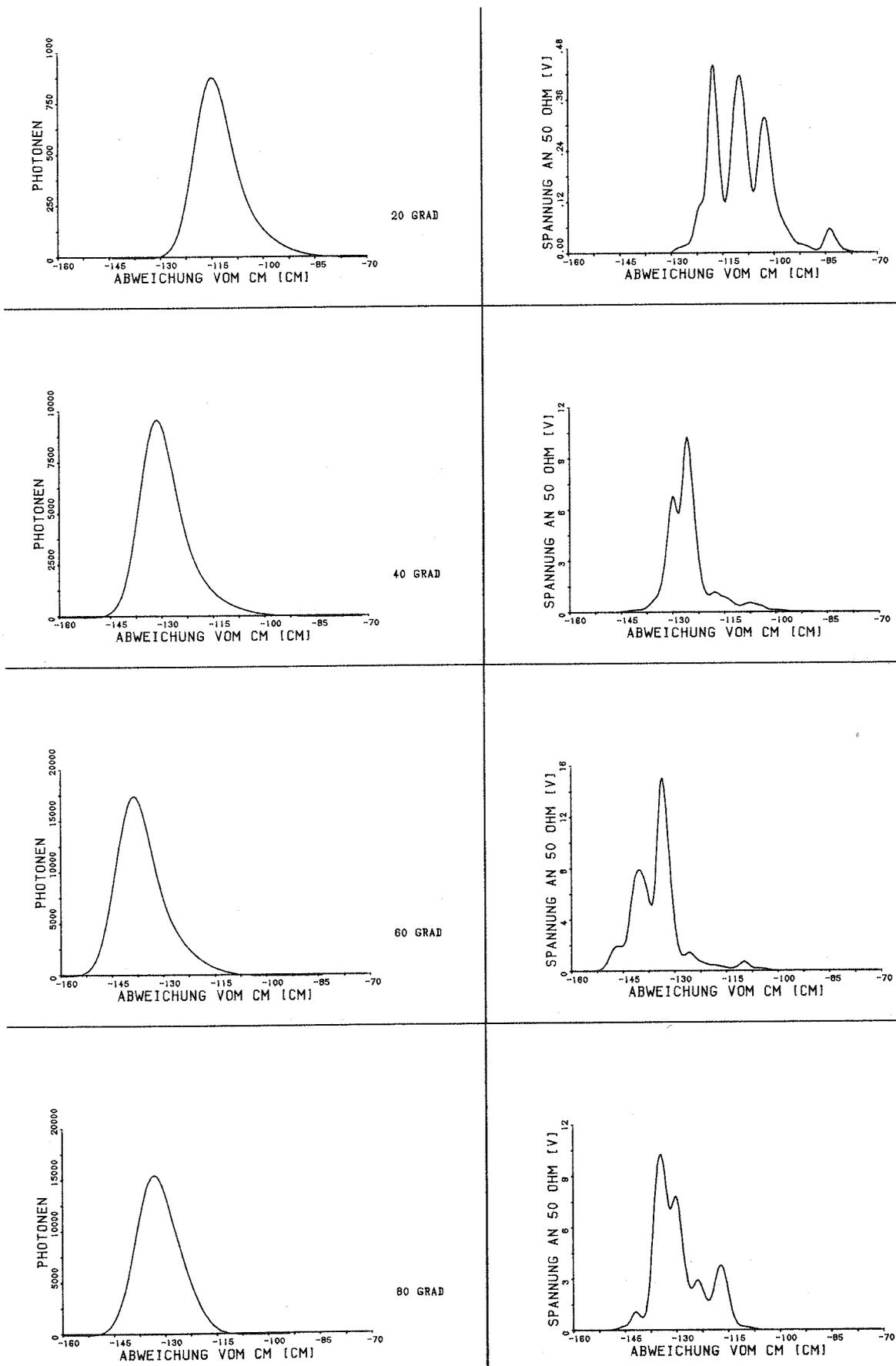


Abb. V.3.3.11: Jeweils vier Beispiele für optische (linke Seite) und daraus erzeugte elektronische (rechte Seite) Stopimpulse für simulierte Messungen nach GEOS 3 in verschiedenen Elevationen (keine Turbulenz, inkohärenter Fall, Rubin-Laser).

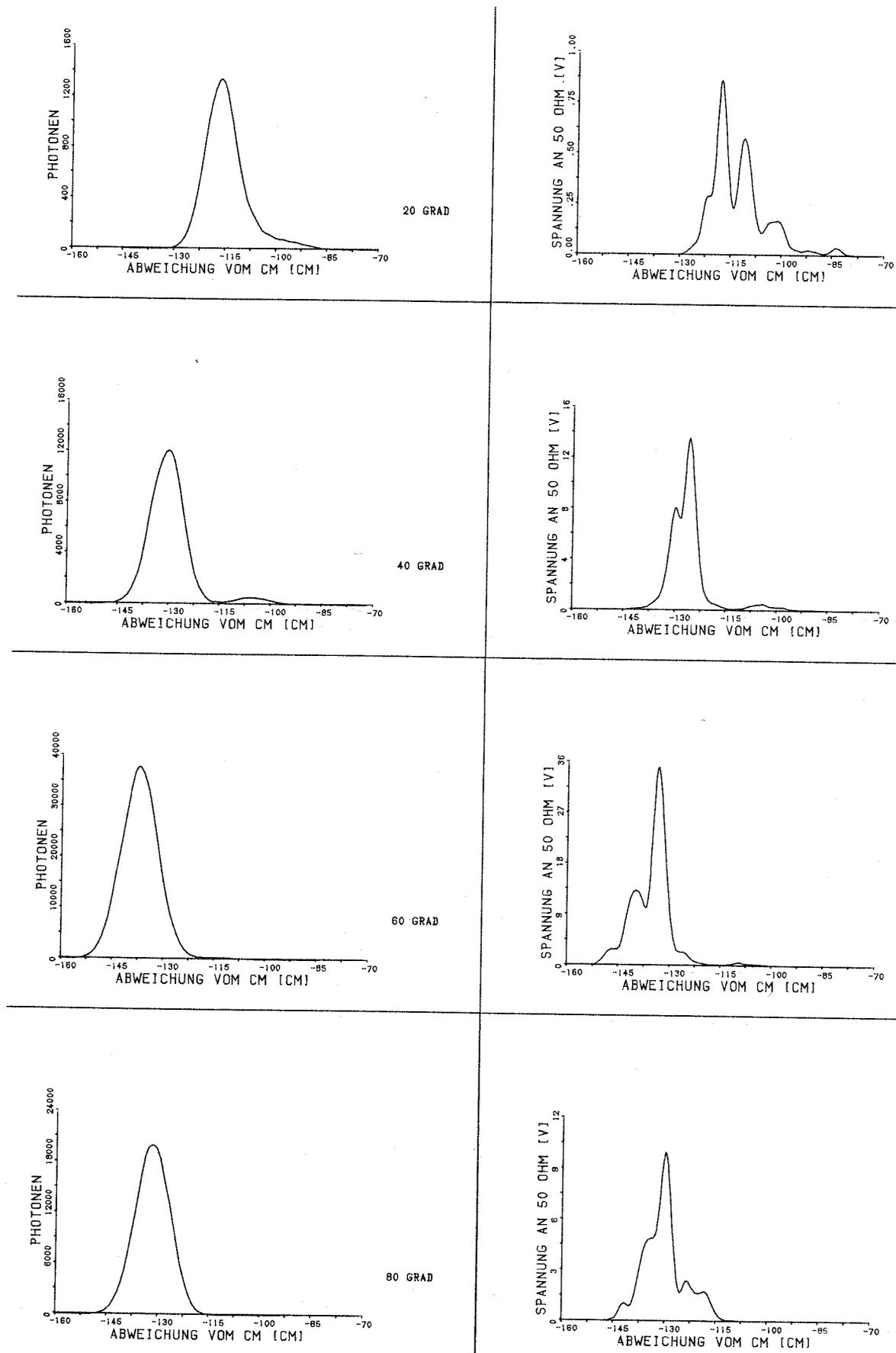


Abb. V.3.3.12: Jeweils vier Beispiele für optische (linke Seite) und daraus erzeugte elektronische (rechte Seite) Stopimpulse für simulierte Messungen nach GEOS 3 in verschiedenen Elevationen (keine Turbulenz, kohärenter Fall, Rubin-Laser).

Die Resultate dieser Meßserien (CM-Korrekturen und Streuungen) sind in den Abbildungen V.3.3.13 und V.3.3.14 für das Nd:YAG-System und V.3.3.15 und V.3.3.16 für das Rubin-System eingetragen. Erstaunlicherweise schneidet die Fixed-Threshold-Methode (beim 1 Photoelektron Pegel) bei beiden Meßsystemen recht gut ab, beim Nd:YAG-Laser sogar ganz (Fall OTI) oder teilweise (Fall MTK) besser als die Centroid-Methode.

GEOS 3-Ergebnis: Die CM-Korrekturen sind stark von der Elevation des Satelliten bzw. dem Einfallswinkel zwischen lokaler z-Achse und Laserstrahl abhängig. Formuliert man die Abhängigkeit der CM-Korrektur vom Einfallswinkel für den jeweils nächsten Retro des mittleren Reflektorrings, so erhält man (Centroid-Triggenung)

$$-K = 1.4468 \cos(\gamma - 22.473) - 0.02475 \sqrt{2.117 - \sin^2(\gamma - 45)}$$

$\gamma$  ist der Einfallswinkel am Satelliten und berechnet sich bei bekannter Elevation  $\alpha$  und Entfernung E sowie dem Erdradius R zu

$$\gamma = \arcsin\left(\frac{R}{G} \cos \alpha\right)$$

mit

$$G = \sqrt{R^2 + E^2 + 2 ER \sin \alpha}.$$

Da natürlich wesentlich mehr als nur dieser eine Reflektor an der Reflexion beteiligt ist, ist die so berechnete Korrektur dem Betrag nach noch um ein  $\Delta_k$  zu verringern, das aufgrund der Simulationsergebnisse (Abb. V.3.3.13 und V.3.3.14) für den Fall OTI zu  $\Delta_k \sim 5$  cm und für den Fall MTK zu  $\Delta_k \sim 6$  cm bei der Centroid-Methode bestimmt wurde.

Die Abbildung V.3.3.17 faßt diese Ergebnisse der CM-Korrektur (Centroid) für GEOS 3 zusammen, und zwar zum einen in Abhängigkeit von der Elevation des Satelliten und zum anderen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel am Satelliten. Die Kurve "Theorie" bezieht sich dabei auf das  $\Delta_k$  für den Fall OTI. Genaue Simulationsergebnisse der CM-Korrekturen mit ihren Vertrauensbereichen (95%) sind in Tab. V.9 zusammengestellt.

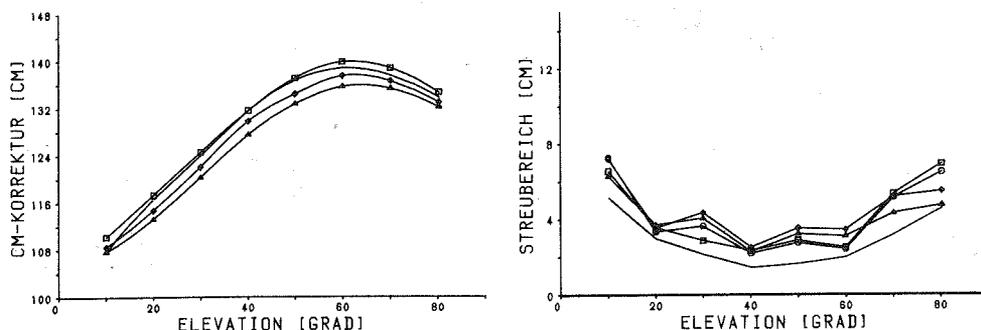


Abb. V.3.3.13: Center-of-Mass-Korrekturen (links) und 95%-Streuungen (rechts) für simulierte Messungen nach GEOS 3 in verschiedenen Elevationen (ohne Turbulenz, inkohärent, Nd:YAG-Laser). Zugrunde liegen die Triggenverfahren:

Correlation  
Centroid

Half Area  
Half Amplitude  
Fixed Threshold

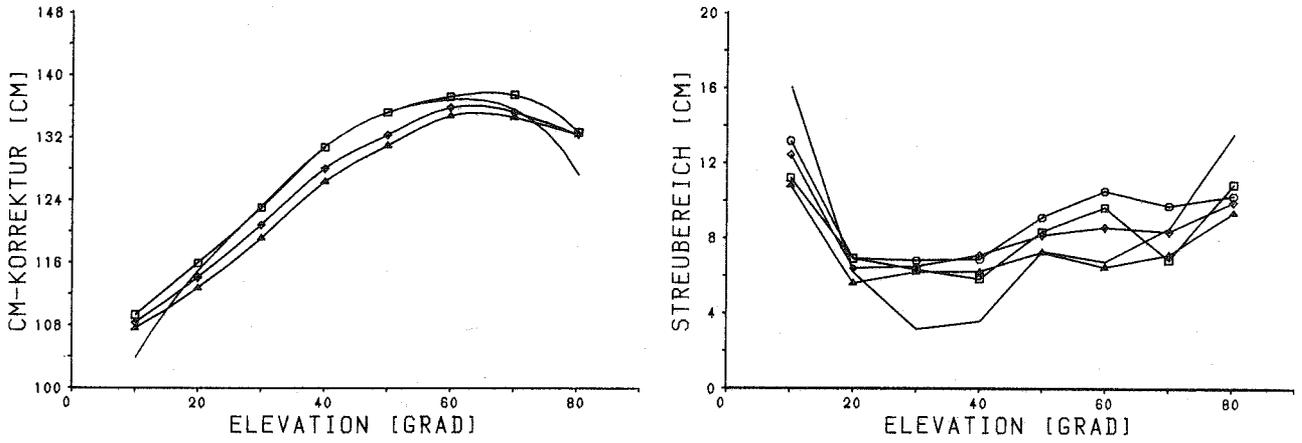


Abb. V.3.3.14: Center-of-Mass-Korrekturen (links) und 95%-Streuungen (rechts) für simulierte Messungen nach GEOS 3 in verschiedenen Elevationen (mit Turbulenz, kohärenter Fall, Nd:YAG-Laser). Zugrunde liegen die gleichen Triggerverfahren wie in Abb. V.3.3.13.

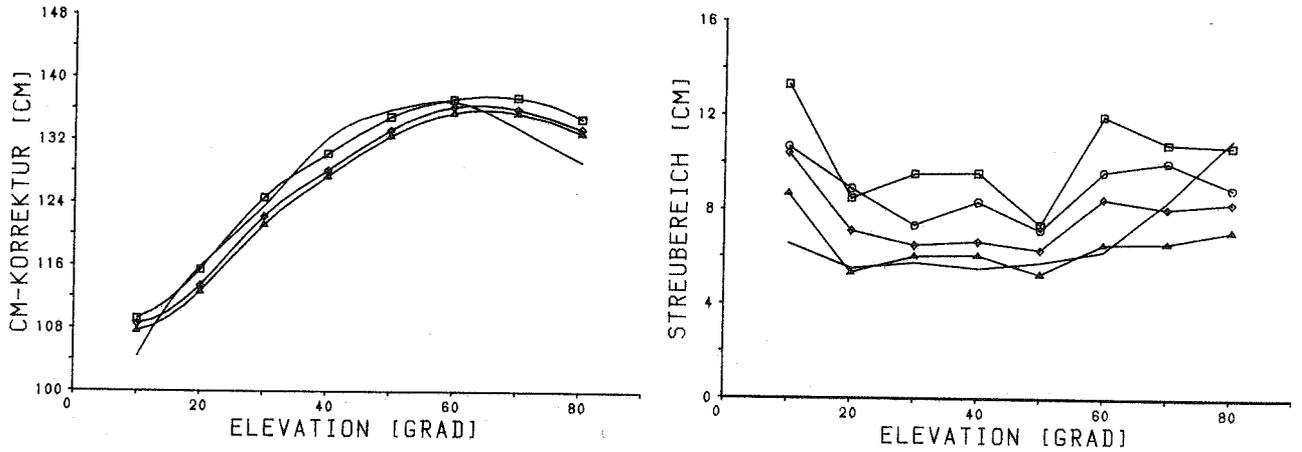


Abb. V.3.3.15: Center-of-Mass-Korrekturen (links) und 95%-Streuungen (rechts) für simulierte Messungen nach GEOS 3 in verschiedenen Elevationen (ohne Turbulenz, inkohärenter Fall, Rubin-Laser). Zugrunde liegen die Triggerverfahren:

Correlation  
Centroid

Half Area  
Half Amplitude  
Fixed Threshold

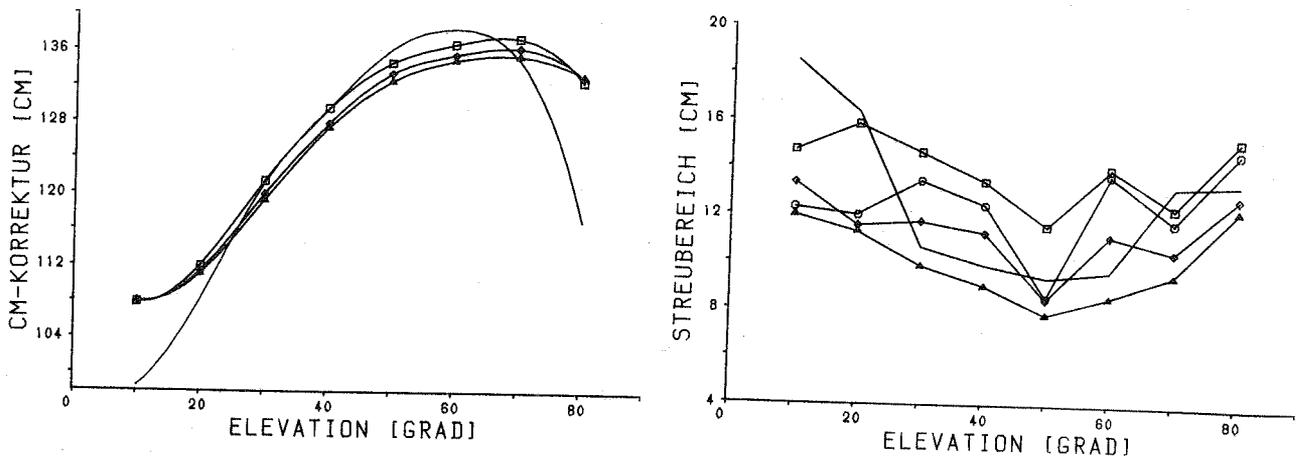


Abb. V.3.3.16: Center-of-Mass-Korrekturen (links) und 95%-Streuungen (rechts) für simulierte Messungen nach GEOS 3 in verschiedenen Elevationen (mit Turbulenz, kohärenter Fall, Rubin-Laser). Zugrunde liegen die gleichen Triggerverfahren wie in Abb. V.3.3.15.

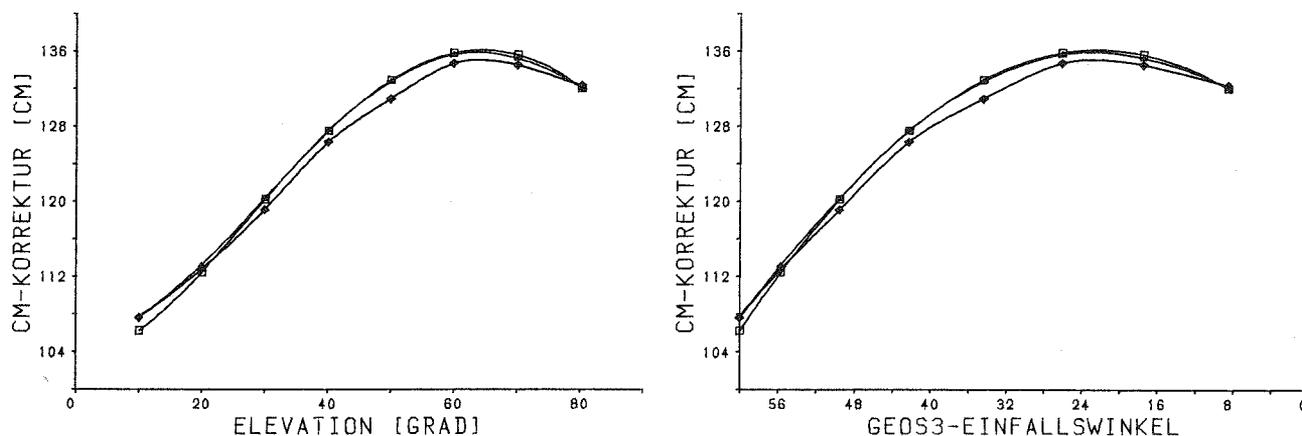


Abb. V.3.3.17: Zusammenfassung der Center-of-Mass-Korrekturen von Nd:YAG- und Rubin-Meßsystem, links in Abhängigkeit von der Elevation des Satelliten und rechts in Abhängigkeit vom Einfallswinkel an GEOS 3.  
Es bedeuten:

Theorie  
Mit Turbulenz, kohärenter Fall  
Ohne Turbulenz, inkohärenter Fall

Tabelle V.9

Zusammenfassung der Centroid-CM-Korrekturen für GEOS 3  
(Vertrauensbereich für 95% gilt für das Nd:YAG-System)\*

Elevation	Einfallswinkel am Satelliten	CM-Korrektur ohne Turb., inkohärent	CM-Korrektur mit Turb., kohärent	Theorie ohne Turb., inkohärent
10.1	59.96	107.8 ± 0.8	107.7 ± 1.5	106.3
20.08	55.66	113.3 ± 0.5	112.8 ± 0.7	112.5
30.08	49.52	120.4 ± 0.5	119.2 ± 0.8	120.3
40.13	42.22	127.7 ± 0.3	126.4 ± 0.8	127.6
50.04	34.36	132.9 ± 0.4	131 ± 0.9	133
60.02	26.04	135.8 ± 0.4	134.8 ± 0.9	135.9
70.14	17.36	135.4 ± 0.6	134.6 ± 1	135.7
80.36	8.46	132.2 ± 0.6	132.4 ± 1.6	132.1

\*) Für das Rubin-System ist der Vertrauensbereich etwa um den Faktor 1.5 bis 2.5 größer anzusetzen.

Korrektur in [cm].

### V.3.4 Simulationsmessungen zum Mond

#### Laser-Reflektoren auf dem Mond

Am 21. Juli 1969 setzten als erste Menschen die amerikanischen Astronauten Armstrong und Aldrin ihren Fuß auf den Boden unseres natürlichen Trabanten, des Mondes. Bereits einen Tag zuvor waren sie mit ihrer Landefähre der Apollo-11-Mission im Gebiet des Mare Tranquillitatis niedergegangen (siehe Abb. V.3.4.1). Sie hinterließen u.a. ein Panel, das mit 100 Retroreflektoren in 10 x 10 Anordnung bestückt ist [FALLER u. WAMPLER] (siehe Abb. V.3.4.2). Dieses Apollo-11-Target war im Hinblick auf eine später vorzunehmende genaue Entfernungsbestimmung des Mondes von der Erde mit Hilfe von Laserstrahlen mitgeführt und aufgestellt worden.

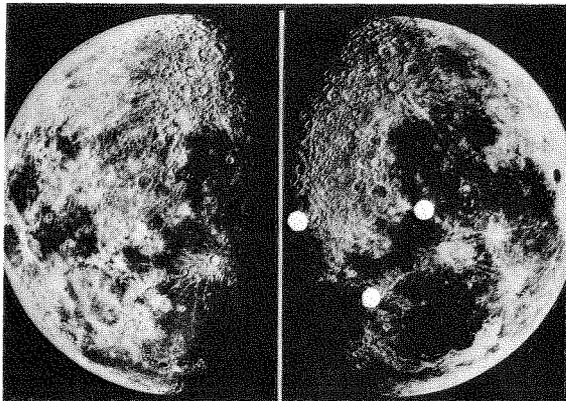


Abb. V.3.4.1:

linke Seite: abnehmender Mond  
 rechte Seite: zunehmender Mond mit Reflektorpositionen  
 unten: Apollo 15  
 links: Apollo 11  
 rechts: Apollo 14

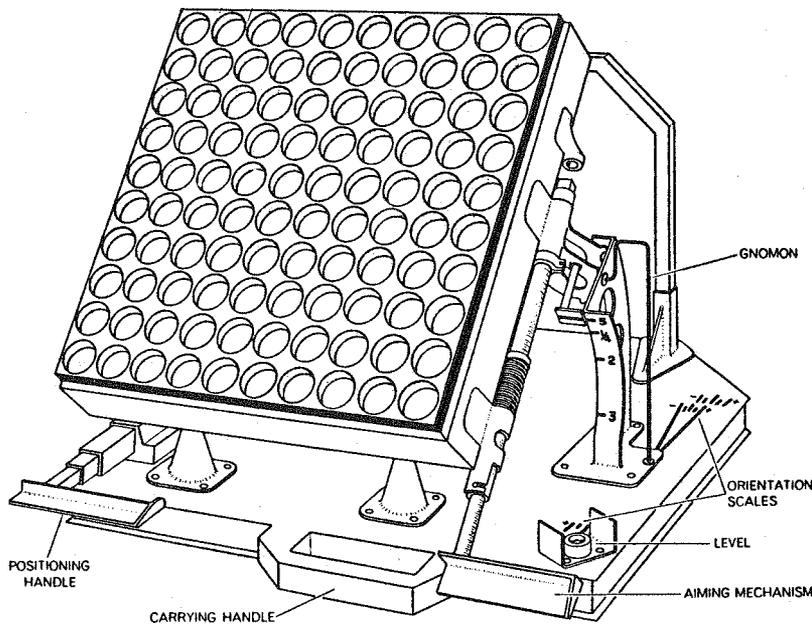
Schon am 1. August 1969 registrierte das Lick-Observatorium der Universität von Kalifornien die ersten Laserechos von diesem Apollo-11-Target und wenig später konnte auch das Mc Donald Observatorium der Universität von Texas von erfolgreichen Laserentfernungsmessungen zu diesem Target berichten [BENDER et al.].

Im Laufe der Apollo-Missionen 14 und 15 wurden zwei weitere Reflektorarrays aufgestellt. Das Apollo-14-Target gleicht weitgehend dem Apollo-11-Target, während das Apollo-15-Target mit 300 Reflektoren auf einer Fläche von  $104 \times 61 \text{ cm}^2$  erheblich stärkere Laserechos zu liefern vermag.

Die drei Reflektorarrays bilden ein Dreieck mit den Seitenlängen 1250, 1100 und 950 km (siehe Abb. V.3.4.1).

Von den beiden französischen Reflektorarrays, die auf den sowjetischen unbemannten Mondlandefahrzeugen Lunakhod 1 (der Luna 17 Mission vom November 1970) und Lunakhod 2 (der Luna 21 Mission vom Januar 1973) montiert sind, konnten nur von letzterem an den beiden folgenden Mondnächten vom Mc Donald-Observatorium Laserechos empfangen werden [BENDER et al.].

Im Zeitraum November 1978 bis Februar 1979 wurden vom Mc Donald Observatorium erfolgreiche Mondentfernungsmessungen zu allen drei Apollo-Reflektoren und zum Luna-21-Reflektor durchgeführt [SILVERBERG/LITTLE].



**LUNAR LASER RETROREFLECTOR**, 18 inches square, contains 100 corner cubes and can be adjusted to different angles to accommodate to different locations on the moon. Since it was actually

placed close to the lunar equator at a point 23 degrees to the east of the subearth point, it was tilted up 23 degrees. Here the tilt is greater. The shadow of the gnomon provides east-west orientation.

Abb. V.3.4.2:  
Apollo-11-Reflektorarray  
(aus [FALLER/WAMPLER]).

Energiebilanz

Grundsätzlich liegt bei der Laserentfernungsmessung zum Mond eine völlig veränderte Situation gegenüber der Laserentfernungsmessung nach Satelliten vor. Eine Abschätzung der Energiebilanz (Abb. V.3.4.3) ergibt, berücksichtigt man zunächst nur geometrische Faktoren, für das Verhältnis  $E_E/E_T$  von empfangener zu gesendeter Energie bei einem Reflektor ohne Dihedral-Offset

$$\frac{E_E}{E_T} = \frac{F_R \cdot F_E}{F_Z \cdot F_S} = \frac{D_R^2 D_E^2}{\Theta_T^2 \Theta_R^2 R^4} \approx \frac{D_R^4 D_E^2}{(2.44\lambda)^2 \Theta_T^2 R^4} \cdot$$

Um dem Wirkungsgrad der einzelnen Komponenten wie Sender ( $\gamma_T$ ), Reflektor ( $\gamma_R$ ) und Empfänger ( $\gamma_E$ ) sowie der Transmission der Atmosphäre ( $\gamma_A$ ) Rechnung zu tragen, ist das Verhältnis  $E_E/E_T$  wie folgt abzuändern

$$\frac{E_E}{E_T} = \frac{D_R^4 D_E^2}{(2.44\lambda)^2 \Theta_T^2 R^4} n_R \gamma_R \gamma_T \gamma_E \gamma_A^2$$

mit  $n_R$  = Anzahl der Reflektoren.

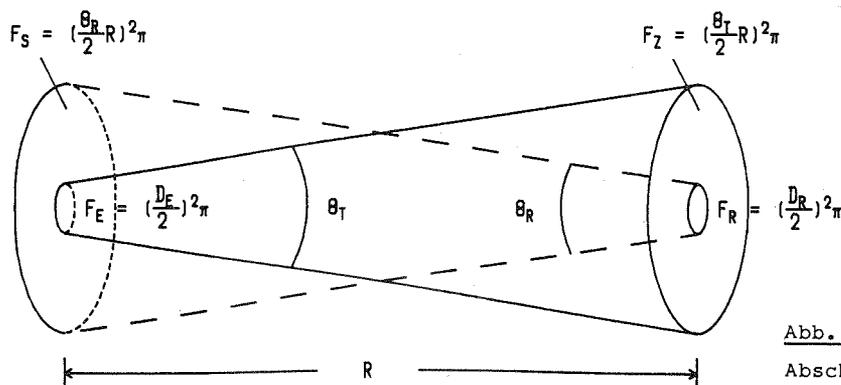


Abb. V.3.4.3:  
Abschätzung der Energiebilanz

Setzt man die jeweils besten Geräteparameter des Nd:YAG-Systems der Station Wettzell ein ( $E_T = 0.25$ ),  $\Theta_T = 25 \mu\text{rad}$ ,  $D_E = 0.6 \text{ m}$ ) und nimmt  $n_R = 100$  ( $D_R = 3.765 \text{ cm}$ ) für das Apollo-11-Target, sowie  $\gamma_R = 0.75$ ,  $\gamma_E = \gamma_T = 0.8$  und  $\gamma_A = 0.6$  so erhält man bei einer mittleren Entfernung  $R = 384000 \text{ km}$

$$\frac{E_E}{E_T} = 5.459 \cdot 10^{-19} \quad \text{bzw.}$$

$$E_E \sim 0.365 \text{ Photonen,}$$

im Gegensatz zu vielen Hundert bzw. Tausend Photonen bei der Satellitenentfernungsmessung.

Das bedeutet, daß selbst bei Abwesenheit von Störlicht aus dem Beobachtungshintergrund nur etwa jedes zehnte Laserecho vom Mondtarget detektiert werden kann (bei einer Quantenausbeute von 28%). Hieraus ist deutlich zu ersehen, daß geeignete Maßnahmen getroffen werden müssen, um den Störlichtanteil so gering wie möglich zu halten, damit das Eintreffen des Laserechos von einem Störereignis unterschieden werden kann.

Wie in III.2.7 ausgeführt, hängt die Störstrahlung von

- Field of View
- Öffnung des Teleskops
- Bandbreite des Interferenzfilters
- Zeitfenster bzw. Range Gate für die Detektion

ab.

Da die ersten drei Größen für ein bestimmtes Meßsystem festliegen, sei im folgenden die Wirkung des Range Gate bei der single-photon-Detektion näher beschrieben.

#### Range Gate

Aus der Ephemeride des Mond-Targets ist die voraussichtliche Entfernung und somit der voraussichtliche Zeitpunkt des Eintreffens des Laserechos von diesem Target bekannt. Um diesen Zeitpunkt wird nun das Range Gate mit der zeitlichen Breite  $\Delta t_G$  gelegt. Das Range Gate definiert die Zeitspanne während der die Detektionseinrichtung registrieren darf. Zu den weiteren Ausführungen betrachte man Abb. V.3.4.4.

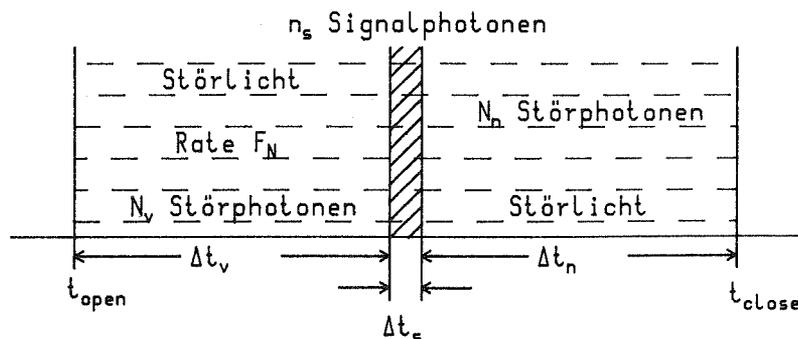


Abb. V.3.4.4: Range Gate  $\Delta t_G = \Delta t_v + \Delta t_s + \Delta t_n$ .

Die konstante Störrate  $F_N$  [Photonen/s] führt zu

$$N_V = F_N \Delta t_V \text{ Störphotonen vor Eintreffen des Signals,}$$

$$N_S = F_N \Delta t_S \text{ Störphotonen während der Signaldauer } \Delta t_S$$

und zu

$$N_n = F_N \Delta t_n \text{ Störphotonen nach Eintreffen des Signals .}$$

Legt man eine Quantenausbeute  $\gamma$  zugrunde, so ist die Wahrscheinlichkeit  $P$ , daß von  $\bar{n}$  Photonen  $K$  Photoelektronen freigesetzt werden, für große  $\bar{n}$  und kleine  $\gamma$  poissonverteilt (siehe auch III.3.3)

$$P(\gamma\bar{n}, K) = \frac{(\gamma\bar{n})^K}{K!} e^{-\gamma\bar{n}} .$$

Man kann den Sachverhalt auch so darstellen, daß eine Serie von  $\bar{n}$  Versuchen, ein einzelnes Photon zu detektieren, mit der Wahrscheinlichkeit  $P(\gamma\bar{n}, K)$   $K$  mal zum Erfolg führt.

Ist nun, um auf das Range Gate zurückzukommen,  $\Delta t_S = \Delta t_G$ , die Signaldauer genauso groß wie das Range Gate, so folgt für die Wahrscheinlichkeit  $P_D$ , daß während  $\Delta t_G$  überhaupt etwas registriert wird

$$\begin{aligned} P_D &= P(\gamma[F_N \Delta t_G + n_S], K > 0) \\ &= 1 - P(\gamma[F_N \Delta t_G + n_S], K = 0) \end{aligned}$$

und für das Signal/Stör-Verhältnis (Signal-to-Noise-Ratio) erhält man

$$S/N = \frac{n_S}{F_N \Delta t_G} .$$

Betrachtet man das Beispiel Nd:YAG-System der Station Wettzell, so ergibt sich für  $\Delta t_G = 200$  ns, Field-of-View (FOV) = 50  $\mu$ rad, Interferenzfilter = 3  $\text{\AA}$  und Hintergrundstrahlung bei Vollmond  $F_N = 0.0044 \frac{\text{Photonen}}{\text{ns}}$  (siehe III.2.7) das S/N-Verhältnis zu

$$S/N = 0.415 ,$$

wobei die Detektionswahrscheinlichkeit  $P_D$  29.4% beträgt (Signal + Noise).

Damit ist es aber praktisch unmöglich, Laserechos von Störphotonen zu unterscheiden. Da  $\Delta t_S$  jedoch erheblich kleiner als  $\Delta t_G$  ist, erhält man, je nachdem an welcher Position innerhalb des Range Gate das Signal erscheint, etwas verschiedene Werte für S/N.

Die Wahrscheinlichkeit  $P_S$ , daß ein Signalphoton des Laserechos detektiert wird, wird umso größer, je früher das Signal nach dem Öffnen des Range Gate eintrifft (siehe auch Abb. V.3.4.4) d.h. je kleiner  $\Delta t_V$  wird\*:

$$P_S = P(\gamma N_V, K=0) \cdot \frac{n_S}{N_S + n_S} P(\gamma[N_S + n_S], K > 0).$$

\*) Die folgenden Ausführungen gelten für einen sogenannten single stop event timer, d.h., beim ersten Stopereignis während  $\Delta t_G$  ist der Meßvorgang beendet.

Mit der Störwahrscheinlichkeit  $P_N = P_D - P_S$  ergibt sich für das Signal/Stör-Verhältnis

$$S/N = \frac{P_S}{P_N}.$$

Für das aktuelle Beispiel und  $\Delta t_s = 1 \text{ ns}$  wächst nun  $S/N$  von 0.3479 (Signal am Ende des Range Gate) über 0.4124 (Signal in der Mitte des Range Gate) bis 0.4922 (Signal am Anfang des Range Gate) an.

Die für  $\Delta t_s = 1 \text{ ns}$  und  $\Delta t_G = 200 \text{ ns}$  gefundenen  $S/N$ -Verhältnisse reichen bei weitem nicht aus, um einigermaßen sicher sagen zu können, daß das Laser-Reflektorarray auf dem Mond getroffen wird.

Man kann nun aber beispielsweise  $\Delta t_G$  nicht ohne weiteres verkleinern, da bereits  $\Delta t_G = 200 \text{ ns}$  eine Genauigkeit in der Entfernungsvorhersage von  $\pm 15 \text{ m}$  (!) erfordert. Genauso wenig läßt sich die Durchlaßkurve des Interferenzfilters beliebig schmal gestalten, wie in II.6.1 ausgeführt.

Das  $S/N$ -Verhältnis verbessert sich auf 1.66 bei einer Detektionsquote von 9.36%, falls man anstelle des bisherigen  $3\text{\AA}$ -Filters ein Fabry-Perot-Filter mit  $0.75 \text{ \AA}$  Halbwertsbreite wählt (60% Transmission angenommen).

Gegen eine weitere Reduzierung des Field-of-View von  $0.05 \text{ mrad}$  (ca.  $10''$ ) sprechen die atmosphärischen Turbulenzen (seeing) und die nicht exakte Nachführung der Montierung.

### Histogramm

Eine effektive Verbesserung, die über die bereits erwähnten Vorschläge weit hinausgeht, kann nur dadurch geschaffen werden, daß man das Range Gate rechnerisch in  $m$  Intervalle aufspaltet und die registrierten Ereignisse diesen Intervallen zuordnet.

Während die Störungen mehr oder weniger zufällig über dem gesamten Range Gate auftreten werden, ist - bei  $\Delta t_s < \frac{\Delta t_G}{m}$  und einer vernachlässigbar kleinen Drift ( $< \frac{\Delta t_G}{m}$ ) in der Entfernungsvorhersage während der Beobachtungsperiode - damit zu rechnen, daß fast alle echten Meßwerte in ein einziges Intervall hineinfallen.

Das  $S/N$ -Verhältnis kann durch Histogrammbildung maximal um den Faktor  $m$  verbessert werden\*, wobei die Ereignishäufigkeit (für Signal + Noise) am größten ist, wenn das Laserecho in das vorderste ( $t_{\text{open}}$  bis  $t_{\text{open}} + \frac{\Delta t_G}{m}$ ) Intervall fällt.

Tabelle V.10 enthält (aktuelles Beispiel) für verschiedene Unterteilungen  $m$  des Range Gate jeweils die Detektionswahrscheinlichkeiten  $P_{DI_1}$  und  $P_{DI_m}$  (Signal + Noise) für das erste und das letzte Intervall sowie das entsprechende Signal/Stör-Verhältnis  $S/N$ . Befindet sich das Signal im  $j$ -ten Intervall, so berechnet sich  $P_{DI_j}$  zu

\*) Dies trifft auch für multiple stop event timer zu.

$$P_{DI_j} = P\left(\gamma F_N \frac{j-1}{m} \Delta t_G, K = 0\right) \cdot P\left(\gamma(n_s + F_N \frac{\Delta t_G}{m}), K > 0\right).$$

Tabelle V.10

Verbesserung des S/N-Verhältnisses durch Histogrammbildung

m	$P_{DI_1}$	$P_{DI_m}$	S/N
2	20.18 %	17.84 %	0.83
5	14.06 %	11.54 %	2.07
10	11.91 %	9.54 %	4.15
20	10.82 %	8.56 %	8.3
50	10.16 %	7.98 %	20.74
100	9.94 %	7.79 %	41.48

Bereits für Unterteilungen ab  $m = 10$  ist nun S/N derart groß, daß Laserechos vom Mond mit großer Sicherheit erkannt werden können.

#### Histogramm in der Simulation

Für die Simulation von Laserentfernungsmessungen zum Mond wurde den genannten Besonderheiten des Detektions- und Erkennungsverfahrens von Laserechos dadurch Rechnung getragen, daß das Range Gate stets in 200 Intervalle aufgeteilt wird; das Signal liegt wegen der in der Simulation stets exakten Ephemeride des Apollo-11-Targets in der Mitte des Range Gate. Aus jeweils einer Vielzahl simulierter Messungen, die über diesen 200 Intervallen aufgetragen werden, entsteht ein Histogramm, das ein hervorragendes Mittel zur Beurteilung der Meßserie darstellt (Treffer- und Störquoten).

#### Simulationsmessungen zum Apollo-11-Reflektorarray

Die Simulationsmessungen wurden ab einer Elevation von  $45^\circ$  für Vollmond durchgeführt, wobei der Abstand zwischen den Messungen entsprechend der Laserimpulsrate gewählt wurde. Die mittlere topozentrische Entfernung betrug 395000 km. Die Geschwindigkeit des Reflektorarray bezüglich der Bodenstation (Topozentrum), d.h. die topozentrische Geschwindigkeit, betrug rd. 1 km/sec. Diese Differenzgeschwindigkeit im raumfesten, geozentrischen Bezugssystem führt zu einer Strahlaberration in Azimut- und Elevationsrichtung von etwa 1", die auf dem Stationsgelände einen Strahlversatz von immerhin 2 km nach sich zieht (bei einem Strahldurchmesser von ca. 13.5 km).

Ausgehend von den aktuellen, derzeit bestmöglichen Einstellwerten für das Nd:YAG-Laserentfernungsmesssystem der Station Wettzell (Tabelle V.11) erhält man für 400 simulierte Messungen das in Abb. V.3.4.5 dargestellte Histogramm. Dabei wurde im Mittel exakt auf das Apollo-11-Target gezielt; diese exakte mittlere Zielung wurde mit einem statistisch gleichverteilten Zittern im Bereich  $\pm 5''$  überlagert.

Nach diesem Histogramm ist es praktisch unmöglich, zwischen Treffern und Störungen zu unterscheiden. Das bedeutet, daß mit dem derzeitigen Stand des Meßsystems der Station Wettzell keine Entfernungsmessung zum Mond möglich sein wird.

Eine Verbesserung der Zielgenauigkeit auf  $\pm 3''$  reicht, wie Abb. V.3.4.6 zeigt, noch nicht aus. Erst bei einer Streubreite von  $\pm 1''$  um die exakte Zielrichtung können erstmalig Treffer von Störungen eindeutig unterschieden werden (Abb. V.3.4.7). Damit ist jedoch auch die Forderung verbunden, daß für ein Signal/Störverhältnis von 10 das Range Gate in mindestens 148 Intervalle aufgeteilt werden muß und während der Beobachtungszeit von 100 s (400 simulierte Messungen bei einer Impulsrate von 4 Hz) alle Treffer in ein einzelnes Intervall hineinfallen. Die Differenz

$$\text{"Entfernung}_{\text{vorhergesagt}} - \text{Entfernung}_{\text{real}}"$$

muß daher während der gesamten Beobachtungszeit kleiner als die halbe Intervallbreite bleiben (Drift der Entfernungsvorhersage  $< 50 \text{ cm}/100 \text{ s} = 0.5 \text{ cm/s}$ ).

Tabelle V.11

Bestmöglich einstellbare Daten des Nd:YAG-Laserentfernungsmesssystems der Station Wettzell

<u>Laser</u>	Nd:YAG	<u>Empfänger</u>	
Energie	0.15 J	Öffnung	0.6 m
Divergenz	0.025 mrad	FOV	0.2 mrad
Impulslänge	200 psec	Filter	0.12 nm
Impulsrate	4 Hz	Gatewidth	440 nsec

### MOND MIT ND:YAG LASER

HISTOGRAMM (R.G. = 132 M, 400 MESSUNGEN, 5" MONT.)

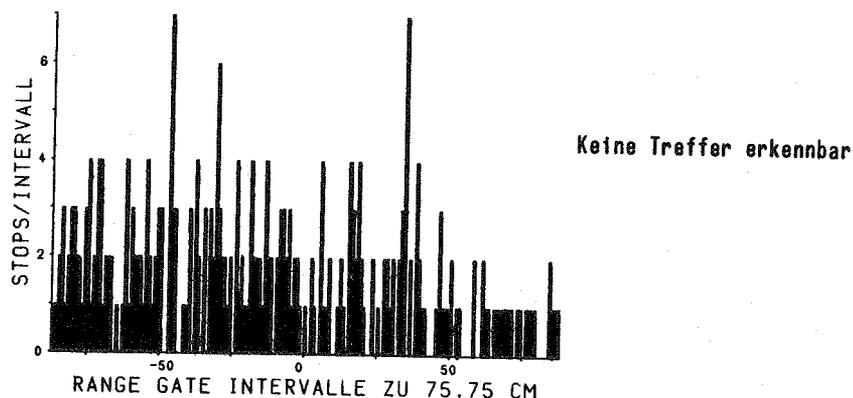


Abb. V.3.4.5: Mondentfernungsmessung mit dem jetzigen Nd:YAG-Meßsystem der Station Wettzell.  
Die Zielgenauigkeit beträgt  $\pm 5''$ .

Technisch gesehen muß dazu im Steuerungsablauf der Meßanlage das Range Gate ebenfalls mit einer Genauigkeit von besser als 50 cm, entsprechend 1.7 ns geöffnet werden. Das ist eine extreme Forderung, die nur mit einem sehr hohen Aufwand erfüllt werden kann.

Um die Meßanlage der Station Wettzell für Entfernungsmessungen zum Mond zu erweitern, bieten sich folgende Alternativen an:

a) größere Laserenergie\*

- im Einzelpulsverfahren mit größerer Impulsbreite (z.B. 0.5 J bei 3 ns Impulsbreite)
- im Pulszugverfahren mit mehreren Teilimpulsen (z.B. 0.5 J mit 8 Teilimpulsen im Abstand 8 ns und der Teilimpulsbreite 200 ps).

Das Pulszugverfahren hätte gegenüber dem Einzelpulsverfahren den Vorteil einer höheren Meßgenauigkeit, sofern es gelingt, die Mehrdeutigkeiten im Bereich des Teilimpulsabstandes zu eliminieren.

b) Verkleinerung des Gesichtsfeldes des Empfangsteleskops (Field of View).

Diese Maßnahme verringert die Zahl von Störereignissen erheblich.

Eine weitere Verkleinerung der Bandbreite des Interferenzfilters von derzeit  $1.2 \overset{\circ}{\text{Å}}$  scheint wenig ratsam zu sein, da die Linienstabilität des Lasers nicht sehr viel besser als  $1 \overset{\circ}{\text{Å}}$  ist.

c) Verbesserung der Nachführgenauigkeit der Montierung von derzeit bestenfalls  $\pm 5''$  auf  $\pm 1''$ .

Durch diese Maßnahme gewinnt man etwas Spielraum für die effektive Zielgenauigkeit, in die auch systematische Einflüsse wie Refraktion und Achsenfehler der Montierung eingehen.

Bevor jedoch die genannten Änderungsvorschläge in die Simulation der Mondentfernungsmessung übernommen werden, seien zunächst die Ergebnisse einiger Stationen vorgestellt, die bereits erfolgreich Entfernungen zum Mond gemessen haben.

#### Mc Donald Observatory

Vom Mc Donald Observatory wurden mit dem alten System (Tabelle V.12) routinemäßig Entfernungsmessungen zum Mond durchgeführt. Wie die Abb. V.3.4.8 zeigt, wären aufgrund der Simulation bei einer effektiven Zielgenauigkeit von  $\pm 1''$  sehr hohe Trefferquoten zu erreichen. Bereits mit 5 Intervallen im Range Gate von  $1 \mu\text{s}$  ist ein S/N-Verhältnis (Signal to Noise) von 10 gewährleistet. Wie der Bericht des Mc Donald Observatory über den Zeitraum Nov. 78 bis Febr. 79 ausweist [SILVERBERG/LITTLE], waren zum Apollo-11-Target Trefferquoten bis zu 11.5% erreicht worden. Daß hier nicht etwa die theoretisch ermittelten 62% stehen, hat folgende Gründe

- 1) Das Apollo-11-Target muß erst gesucht werden. Sämtliche bis zum Zeitpunkt des Auffindens abgegebenen Laserimpulse sind verloren und vermindern die Trefferquote.
- 2) Die effektive Zielgenauigkeit ist schlechter als  $\pm 1''$ . Somit sinkt die mittlere Energie des Laserechos und damit die Detektionshäufigkeit.

\*) gemeint ist die Energiedichte, die auch durch Verringerung der Divergenz erzielt werden könnte. Dieser ist jedoch wegen atmosphärischer Turbulenz eine sinnvolle untere Schranke von ca.  $2''$  gesetzt.

Da das Sende- und Empfangsteleskop ( $\phi = 2.7$  m) hauptsächlich für astronomische Beobachtungen genutzt werden soll, wurde ein neues System geplant und gebaut [SILVERBERG, RICKLEFS].

Die Daten dieses neuen MLRS-Systems für LLR (Lunar Laser Ranging) gehen aus Tabelle V.13 hervor. Dieses System bietet aufgrund der Simulationsergebnisse (Abb. V.3.4.9) ebenfalls gute Aussichten für eine erfolgreiche Mondentfernungsmessung.

#### Observatoire de Grasse

Vom Observatoire Grasse wurden Mitte 1983 erfolgreiche Entfernungsmessungen zum Mond gemeldet\*. Mit den Daten aus Tabelle V.14 folgt aufgrund der Simulation bei einer effektiven Zielgenauigkeit von  $\pm 1''$  die sehr hohe Trefferquote von 74.25% (Abb. V.3.4.10). Die Zielgenauigkeit von  $\pm 1''$  wurde hier nur gewählt, um einen Vergleich mit den Simulationsergebnissen für die anderen Stationen zu ermöglichen. Mitarbeiter des Observatoire de Grasse sprechen jedoch von einer durchschnittlichen Zielgenauigkeit von  $\pm 5''$ . Dieser Fall ist in Abb. V.3.4.11 veranschaulicht. Die aus der Simulation abgeleitete Trefferquote von 14.75% liegt innerhalb des Bereichs der von Grasse tatsächlich erreichten Trefferquoten von 10-15%.

MOND MIT ND:YAG LASER  
HISTOGRAMM (R.G. = 132 M, 400 MESSUNGEN, 3" MONT.)

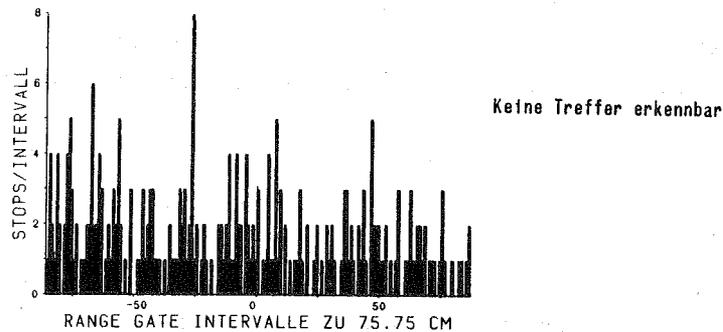


Abb. V.3.4.6: Mondentfernungsmessung mit dem jetzigen Nd:YAG-Meßsystem der Station Wettzell.  
Die Zielgenauigkeit beträgt  $\pm 3''$ .

MOND MIT ND:YAG LASER  
HISTOGRAMM (R.G. = 132 M, 400 MESSUNGEN, 1" MONT.)

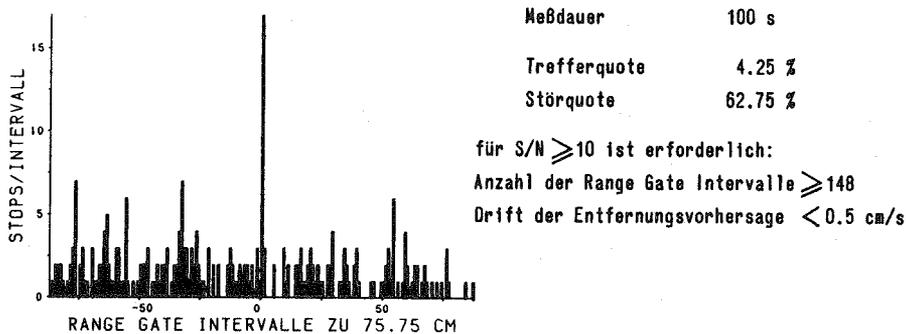


Abb. V.3.4.7: Mondentfernungsmessung mit dem jetzigen Nd:YAG-Meßsystem der Station Wettzell.  
Die Zielgenauigkeit beträgt  $\pm 1''$ .

\*) mündliche Mitteilung des Observatoire de Grasse an die Station Wettzell

Der Vergleich der Simulationsergebnisse für die Stationen Mc Donald und Grasse mit den tatsächlich erreichten Trefferquoten dieser Stationen legt es nahe, für eine in der Realität erfolgreiche Mondentfernungsmessung zu fordern, daß Entfernungsmessungen zum Mond in der Simulation auch für  $\pm 5''$  zufällige Abweichung von der exakten Zielrichtung durchführbar sein sollen (auch wenn die erreichbare Nachführgenauigkeit bei  $\pm 1''$  liegt).

Tabelle V.12

Daten des alten Mondentfernungsmesssystems des Mc Donald-Observatorium der University of Texas

<u>Laser</u>	Rubin	<u>Empfänger</u>	
Energie	1.2 J	Öffnung	2.7 m
Divergenz	0.01 mrad	FOV	0.03 mrad
Impulslänge	3 nsec	Filter	0.12 nm
Impulsrate	0.5 Hz	Gatewidth	1000 nsec

Tabelle V.13

Daten des neuen Mondentfernungsmesssystems des Mc Donald-Observatorium der University of Texas

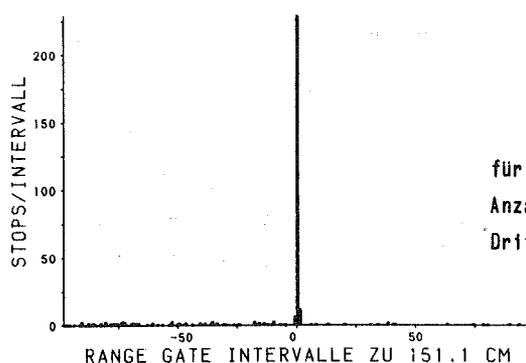
<u>Laser</u>	Nd:YAG	<u>Empfänger</u>	
Energie	0.4 J	Öffnung	0.76 m
Divergenz	0.025 mrad	FOV	0.045 mrad
Impulslänge	3 nsec	Filter	0.12 nm
Impulsrate	1 - 10 Hz	Gatewidth	1000 nsec

Tabelle V.14

Daten des Mondentfernungsmesssystems des Observatoire de Grasse

<u>Laser</u>	Rubin	<u>Empfänger</u>	
Energie	3 J	Öffnung	1.4 m
Divergenz	0.025 mrad	FOV	0.05 mrad
Impulslänge	3 nsec	Filter	0.14 nm
Impulsrate	$\frac{1}{3}$ Hz	Gatewidth	500 nsec

MOND MIT MC-DONALD OBSERVATORY (ALT)  
HISTOGRAMM (R.G. = 300 M, 400 MESSUNGEN, 1" MONT.)



Meßdauer 800 s

Trefferquote 62 %

Störquote 27.75 %

für  $S/N \geq 10$  ist erforderlich:

Anzahl der Range Gate Intervalle  $\geq 5$

Drift der Entfernungsvorhersage  $< 4$  cm/s

Abb. V.3.4.8: Mondentfernungsmessung mit dem alten System des Mc Donald-Observatorium der University of Texas. Die Zielgenauigkeit beträgt  $\pm 1''$ .

MOND MIT MC-DONALD OBSERVATORY (NEU)  
HISTOGRAMM (R.G. = 300 M, 400 MESSUNGEN, 1" MONT.)

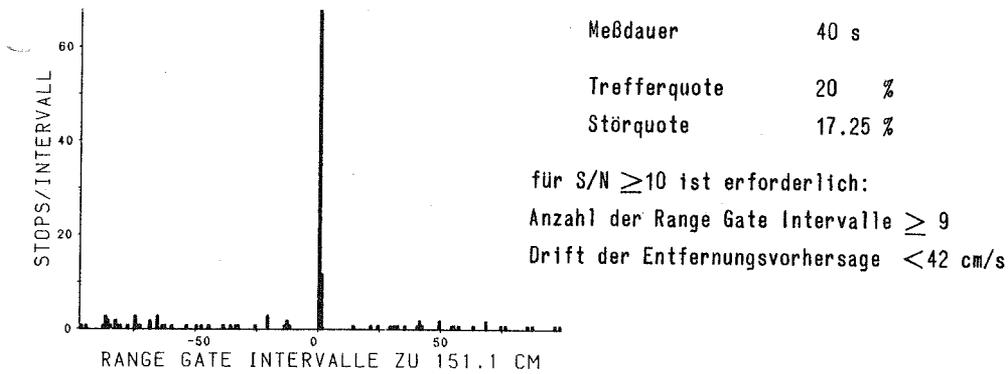


Abb. V.3.4.9: Mondentfernungsmessung mit dem neuen System des Mc Donald-Observatorium der University of Texas. Die Zielgenauigkeit beträgt  $\pm 1''$ .

MOND MIT OBSERVATOIRE DE GRASSE  
HISTOGRAMM (R.G. = 156 M, 400 MESSUNGEN, 1" MONT.)

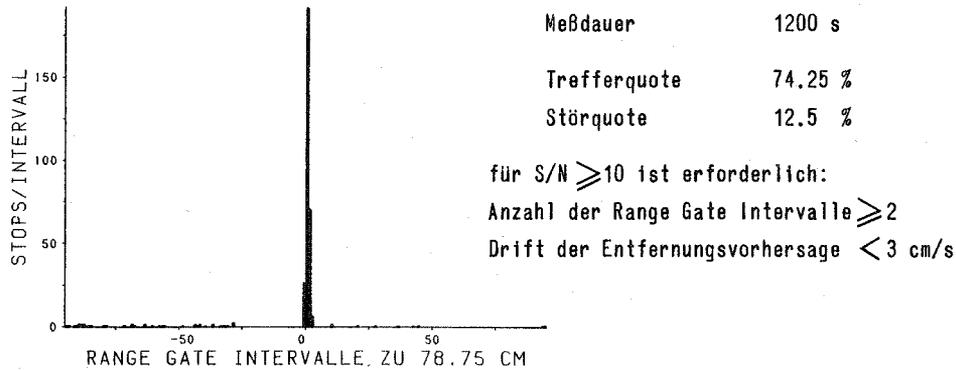


Abb. V.3.4.10: Mondentfernungsmessung mit dem System des "Observatoire de Grasse". Die Zielgenauigkeit beträgt  $\pm 1''$ .

MOND MIT OBSERVATOIRE DE GRASSE  
HISTOGRAMM (R.G. = 156 M, 400 MESSUNGEN, 5" MONT.)

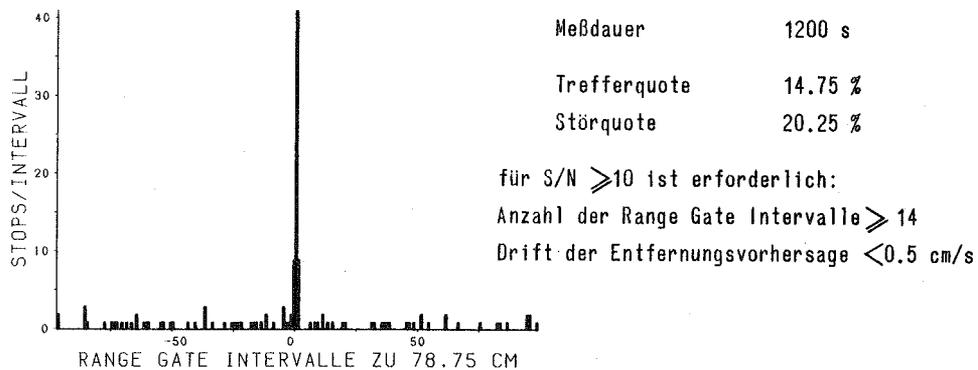
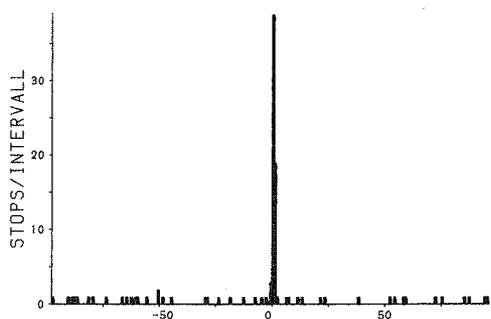


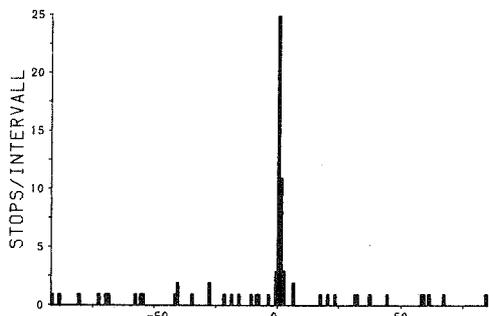
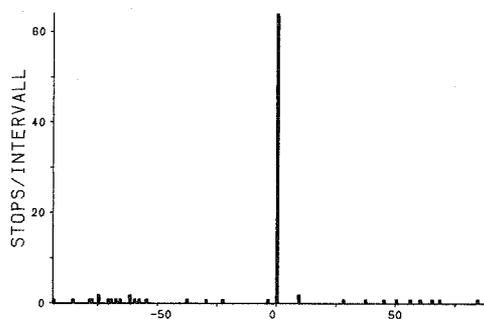
Abb. V.3.4.11: Mondentfernungsmessung mit dem System des "Observatoire de Grasse". Die Zielgenauigkeit beträgt  $\pm 5''$ .

MOND MIT ND:YAG SINGLE PULSE LASER  
HISTOGRAMM (R.G. = 163 M, 400 MESSUNGEN, 1" MONT.)

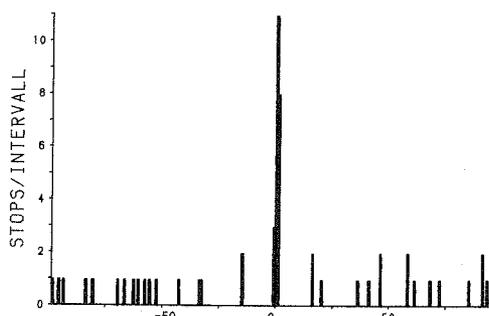
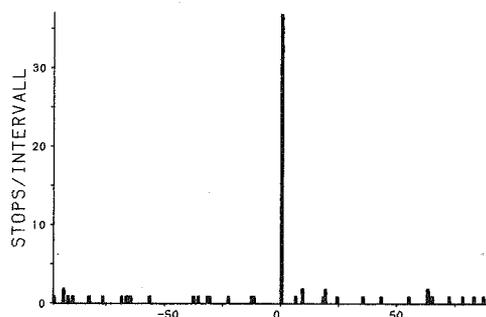
MOND MIT ND:YAG BURST-LASER  
HISTOGRAMM (R.G. = 151 M, 400 MESSUNGEN, 1" MONT.)



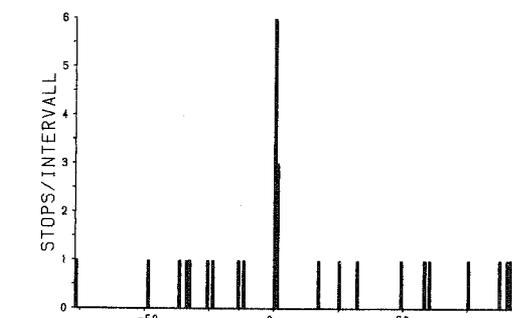
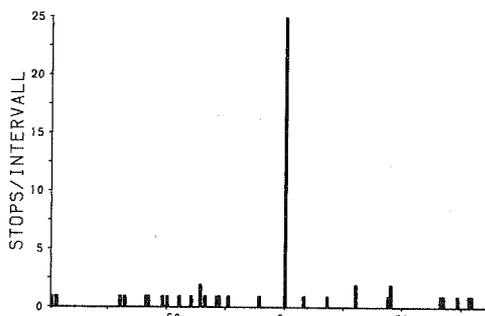
1"



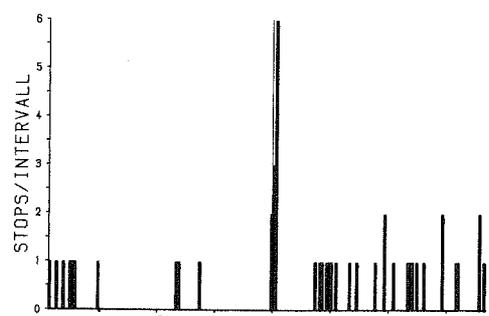
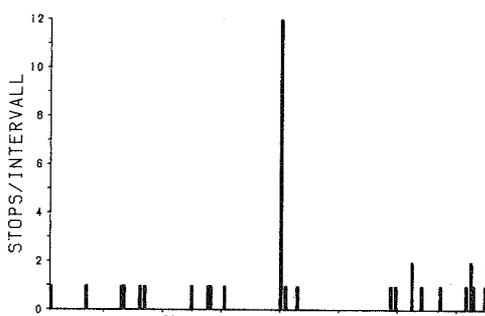
2"



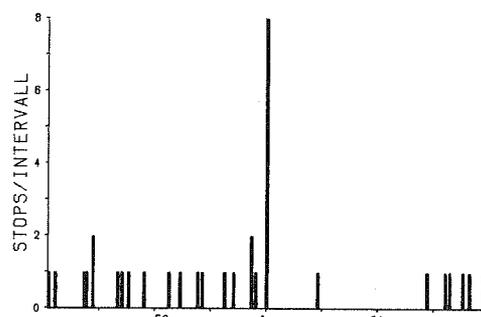
3"



4"



5"



RANGE GATE INTERVALLE ZU 81.7 CM

RANGE GATE INTERVALLE ZU 75.7 CM

Mondentfernungsmessung mit Nd:YAG-Laser

Abb. V.3.4.12: Single Pulse Verfahren

Abb. V.3.4.13: Pulse Train Verfahren

Tabelle V.15

Zusammenfassung der Treffer- und Störungshäufigkeiten, der mittleren Energien der Laserechos und der erreichbaren Meßgenauigkeiten für das verbesserte Laserentfernungsmesssystem der Station Wettzell, abgeleitet aus der Simulation von Entfernungsmessungen zum Mond (Apollo-11-Reflektoren).

<u>3 ns Einzelpulssystem mit 0.5 J</u>						
effektive Zielgenauigkeit	Treffer (aus 400)	Störungen (aus 400)	mittl. Energie /Photonen/	Korrektur* /cm/	Vertrauensbereiche (95%) /cm/	
					Mittelwert	Einzelwert
1"	62	43	0.82	12.1	4.77	37.6
2"	42	36	0.43	10.6	6.94	45.0
3"	22	33	0.21	9.6	8.62	40.4
4"	9	19	0.12	11.5	10.1	30.3
5"	11	35	0.06	13.6	15.5	51.3
<u>200 ps Pulszugsystem mit 0.5 J</u>						
effektive Zielgenauigkeit	Treffer (aus 400)	Störungen (aus 400)	mittl. Energie /Photonen/	Korrektur* /cm/	Vertrauensbereiche (95%) /cm/	
					Mittelwert	Einzelwert
1"	64	31	0.78	3.0	0.39	3.09
2"	37	38	0.4	1.4	0.68	4.11
3"	25	30	0.2	1.0	1.16	5.8
4"	12	25	0.12	2.0	1.59	5.51
5"	8	26	0.07	-0.9	3.18	8.98

\* für Half-Amplitude-Trigger; die Korrektur beinhaltet Einflüsse des Reflektor-Array und der Impulsform; Die Korrektur ist von der einfachen Entfernung zu subtrahieren.

### Verbesserte Ausrüstung der Station Wettzell

Im folgenden sollen nun die bereits erwähnten Änderungsvorschläge für das Laserentfernungsmeßsystem der Station Wettzell im Simulationsmodell berücksichtigt werden:

- 1) Verkleinerung des Field of View auf 0.05 mrad
- 2) Variante A: Einzelpulsverfahren  
Variante B: Pulszugverfahren

Es werden je 400 Messungen zum Apollo-11-Target für die effektiven Zielgenauigkeiten 1", 2", 3", 4" und 5" simuliert (Abb. V.3.4.12 für Variante A, Abb. V.3.4.13 für Variante B, jeweils von oben nach unten). Selbst bei  $\pm 5''$  Zielungenauigkeit sind aus dem Histogramm die Treffer noch gut ablesbar. Bei der Variante A sind die Meßwerte allerdings nicht so genau wie bei Variante B, da sie über mehrere Intervalle des Range Gate streuen.

Die zu erwartende Trefferquote sollte besser als 2% ausfallen. Die erreichbare Meßgenauigkeit (95% Vertrauensbereich des Mittelwertes) liegt für Variante A bei 5 - 15 cm und für Variante B bei 0.4 - 3 cm (siehe Tabelle V.15).

Legt man eine Beobachtungszeit von  $1^h$  zugrunde, so ist bei der Impulsrate von 10 Hz mit 36 000 abgegebenen Laserimpulsen und einer Trefferquote von 2% mit 720 erfolgreichen Mondentfernungsmessungen zu rechnen.

Das Mc Donald Observatorium konnte während der Beobachtungszeit von  $1^h$  nur ca. 180 Treffer erwarten (Impulsrate 0.5 Hz, 1800 abgegebene Laserimpulse, 10% Trefferquote) und das Observatorium von Grasse nur ca. 120 (Impulsrate  $\frac{1}{3}$  Hz, 1200 abgegebene Laserimpulse, 10% Trefferquote).

Abschließend ist anzumerken, daß die höhere Meßwertdichte ein schnelleres Auffinden des Reflektorarray ermöglicht.

### V.3.5 Simulationsmessungen zum TARGET

Als TARGET wurde eine Reflektoranordnung gewählt, die aus einem einzelnen LAGEOS-Retroreflektor besteht und im Abstand 29.807 cm (bezüglich der Mitte der Eintrittsfläche) vor dem anzumessenden Zielpunkt aufgestellt wurde. Die Entfernung zum Zielpunkt wurde mit 2 km veranschlagt (Azimut  $120^\circ$ , Elevation  $5^\circ$ ). [Da nur ein einziger Retroreflektor zur Reflexion beiträgt, sind keine Impulverschmierungen zu erwarten].

Um die inneren Meßgenauigkeiten der Entfernungsmesssysteme Nd:YAG und Rubin zu ermitteln, wurden nicht turbulente Atmosphäre sowie inkohärente Betrachtung zugrunde gelegt. Divergenz und Field-of-View betragen jeweils 1 mrad.

Von besonderem Interesse war die Abhängigkeit der Stop-Trigger-Zeitpunkte von der empfangenen optischen Energie, die mit Hilfe eines variablen Graufilters im Bereich von 0.35 bis etwa 35 000 Photonen eingestellt wurde.

Die speziell ins Auge gefaßten Triggerkriterien waren

- ABSOLUT 1      - Fixed Threshold mit einem Pegel von 3.2 mV (Nd:YAG-System) bzw. 0.56 mV (Rubin-System), der bei mittlerer Verstärkung des Photomultipliers zur Detektion eines Photoelektrons an der Kathode ausreicht.
- ABSOLUT 10     - Fixed Threshold mit einem Pegel von 32 mV (Nd:YAG) bzw. 5.6 mV (Rubin) (10 Photoelektronen an der Kathode)
- RELATIV        - Constant Fraction Trigger mit Half-Amplitude-Einstellung
- CENTROID      - Centroid-Berechnung aus diskretisiertem und quantisiertem Stopimpuls.

Um den genannten Bereich der optischen Empfangsenergie von 0.35 - 35 000 Photonen zu überdecken, mußte das Graufilter die Werte von -160 bis -110 dB (Nd:YAG-Laser) bzw. von -168 bis -118 dB (Rubinlaser) annehmen (gewählte Schrittweite von jeweils 5 dB).

Erst ab Energien der Laserechos von  $\cong$  35 Photonen beim Nd:YAG-System bzw.  $\cong$  354 Photonen beim Rubin-System konnten alle 100 der abgefeuerten Laserimpulse detektiert werden.

Beim ABSOLUT 10-Kriterium mußten die Energien noch etwas größer, nämlich  $\cong$  112 bzw.  $\cong$  1000 Photonen ausfallen. Die Trefferausbeuten beim 1-Photon-Level betragen für das Nd:YAG-System 27.5% (RELATIV und CENTROID), 17% (ABSOLUT 1) und 1% (ABSOLUT 10), für das Rubin-System 11.3% (RELATIV und CENTROID), 6.7% (ABSOLUT 1) und 0% (ABSOLUT 10; von 200 Laserechos war keines zu detektieren).

Einen Überblick über die Streuungen der Einzelmessungen für 95% Wahrscheinlichkeit zeigt Abb. V.3.5 jeweils für Nd:YAG- und Rubin-System (gestrichelt) für die betrachteten Triggerverfahren. Während die Verfahren ABSOLUT 1 und ABSOLUT 10 eine große Abhängigkeit der Entfernungskorrektur\* von der empfangenen Energie aufweisen, sind die beiden Verfahren RELATIV und CENTROID nahezu stabil.

Tabelle V.16 enthält die jeweiligen Mittelwerte für die Korrekturen der Targetmeßwerte samt ihrem Vertrauensbereich für 95% Wahrscheinlichkeit.

---

\*) Die Entfernungskorrektur beinhaltet nur die Differenz, die sich wegen der Aufstellung des Retroreflektors vor dem anzumessenden Zielpunkt ergibt. Der atmosphärische Einfluß ist systematischer Natur und beläuft sich für die Standardatmosphäre auf 54.09 cm (Nd:YAG) bzw. 52.73 cm (Rubin).

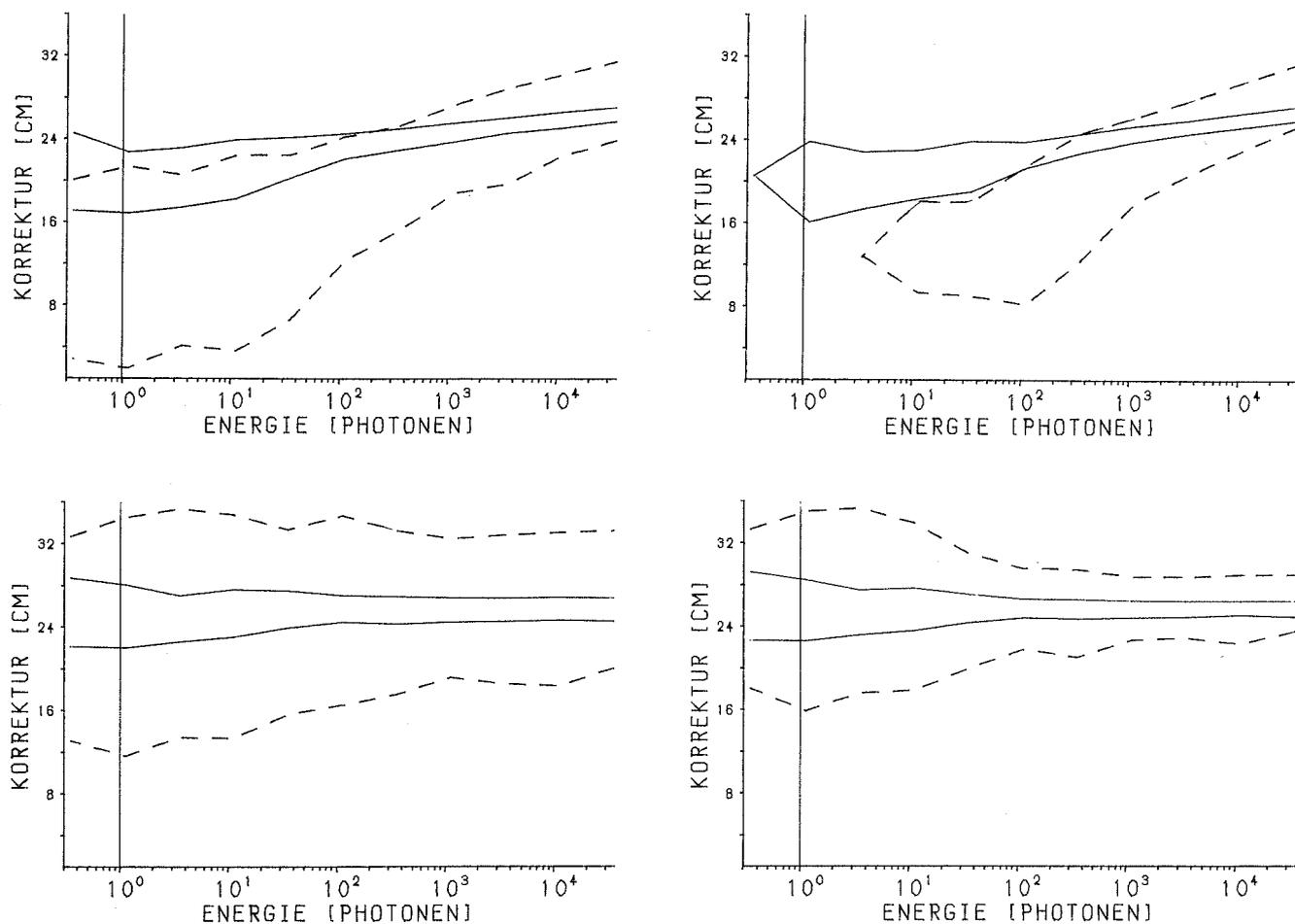


Abb. V.3.5:

Streubereiche der TARGET-Einzelmessungen in Abhängigkeit von der Empfangsenergie für 95% Wahrscheinlichkeit. Zugrunde liegen die Triggerverfahren ABSOLUT 1 (links oben), ABSOLUT 10 (rechts oben), RELATIV (links unten) und CENTROID (rechts unten). Die gestrichelten Kurven geben die Streubereiche des Rubin-Meßsystems und die durchgezogenen Kurven die des Nd:YAG-Meßsystems an.

Tabelle V.16

Korrekturen [cm] der TARGET-Meßwerte mit Vertrauensbereich (95%)

System	optische Energie [Photonen]	ABSOLUT 1	ABSOLUT 10	RELATIV	CENTROID
Nd:YAG	1	19.9 ± 0.5	20.1 ± 2.39	25.1 ± 0.41	25.6 ± 0.4
	11	21.2 ± 0.31	20.8 ± 0.53	25.4 ± 0.24	25.7 ± 0.21
	112	23.4 ± 0.12	22.7 ± 0.12	25.8 ± 0.13	25.8 ± 0.09
	1118	24.8 ± 0.09	24.7 ± 0.08	25.7 ± 0.12	25.7 ± 0.08
	11178	26.0 ± 0.07	26.1 ± 0.07	25.8 ± 0.11	25.8 ± 0.07
Rubin	1	11.7 ± 2.17	-	23.1 ± 1.96	25.5 ± 1.64
	11	13.1 ± 0.91	13.8 ± 1.78	24.1 ± 0.87	25.9 ± 0.65
	112	18.3 ± 0.59	14.9 ± 0.84	25.6 ± 0.91	25.7 ± 0.39
	1118	23.1 ± 0.43	22.1 ± 0.41	25.8 ± 0.67	25.7 ± 0.3
	11183	26.4 ± 0.39	26.2 ± 0.33	25.7 ± 0.74	25.6 ± 0.33

TARGET-Ergebnis:

Am besten schneidet das CENTROID-Trigger-Verfahren ab. Es liefert die geringsten Streuungen und eine konstante Korrektur bei extremen Schwankungen der optischen Energie des Laserechos. Fast genauso gut verhalten sich die (hier nicht dargestellten) Verfahren HALF AREA und CORRELATION. Zwar weisen die beiden Fixed-Threshold-Verfahren ebenfalls sehr kleine Streuungen bei gleichbleibender Energie der Impulse auf; sie sind jedoch wegen der Energieabhängigkeit der Korrekturwerte umständlicher zu handhaben als das RELATIV-Kriterium (bei halber Amplitude), das geringfügig größere Streuungen verursacht, aber dafür einen ab etwa 35 Photonen (Nd:YAG) bzw. 100 Photonen (Rubin) konstanten Korrekturwert liefert.

Diskussion der simulierten Meßwerte

Vergleicht man die Streu- bzw. Vertrauensbereiche der Targetmessungen mit den jeweiligen von LAGEOS (Tabelle V.1), so würde man zunächst der empfangenen optischen Energie bei den LAGEOS-Messungen etwa einen Mittelwert von 1000 (Nd:YAG) bzw. 10 000 (Rubin) Photonen zuordnen. Aus Abb. V.3.1.12 liest man jedoch für den Fall Nd:YAG (links oben) ab, daß die optische Energie fast immer größer als 1000 Photonen ist. Der Unterschied in den Meßwerten ist statistisch nicht faßbar, wenn man die Werte von Tabelle V.1 für den Fall "ohne Turbulenz, inkohärentes Licht" heranzieht. Das bedeutet aber, daß die LAGEOS-Streuungen kleiner sind als die Streuungen, die durch die Meßanordnung selbst verursacht werden.

Für realistische Betrachtungen muß man jedoch auf den Fall "mit Turbulenz, kohärentes Licht" zurückgreifen (Tabelle V.1) und hier zeigt sich ganz deutlich, daß die Impulsverschmierung durch LAGEOS merkbar zur Streuung der Meßwerte beiträgt (beim Nd:YAG-System stärker als beim Rubin-System mit der ca. dreifachen Impulslänge).

Für den Vergleich der TARGET- mit den STARLETTE-Messungen gilt im wesentlichen das gleiche wie für den Vergleich TARGET-LAGEOS.

Betrachtet man die gewonnenen Ergebnisse für GEOS 3 (Tabelle V.9), so sind die erheblich schlechteren Vertrauensbereiche für die CM-Korrekturen hauptsächlich auf Impulsverschmierungen durch die Reflektorgeometrie des Satelliten zurückzuführen.

## VI. Zusammenfassung und Ausblick

Soll das Ergebnis einer komplexen Folge von Ereignissen vorhergesagt werden, empfiehlt sich die Simulation des Gesamtvorgangs, beispielsweise auf einer elektronischen Rechanlage. Dies gilt insbesondere, wenn in der Ereignisfolge zufällige Prozesse auftreten. Einer Übertragung des Problems auf den Rechner muß eine detaillierte Systemanalyse vorausgehen, die zunächst die charakteristischen Größen des Systems, die Systemkomponenten, ermittelt und anschließend die Wechselwirkungen bzw. Zusammenhänge zwischen den Systemkomponenten beschreibt.

Für das Meßverfahren "Laserentfernungsmessung nach dem Puls-Echo-Verfahren" ist dies in der vorliegenden Arbeit für die Entfernungsmessung nach Satelliten, zum Mond und zu einem Erdziel geschehen.

Mit Hilfe der Simulation des gesamten Meßprozesses ist es möglich geworden, Details zu ermitteln und zu veranschaulichen, die sonst nicht oder nur schwer zugänglich sind. Als Beispiele dafür seien genannt

- Veränderung des Laserimpulses bei der Ausbreitung durch die Atmosphäre
- Laserimpulse kurz nach der Reflexion
- Energieverteilung der reflektierten Impulse auf dem Stationsgelände
- vom Teleskop empfangene optische Impulsformen.

Das entwickelte Simulationsmodell kann veränderten Meßbedingungen angepaßt werden. Dies geschieht durch Parameteränderungen in den betroffenen Systemkomponenten, die durch eine einfache Steuersprache festgelegt werden.

Von Interesse sind hier vor allem

- Änderung der Laserdaten
- Änderung der optischen/elektronischen Empfängerdaten
- Änderung des Ausbreitungsmediums (meteorologische Daten)
- Auswahl des anzumessenden Ziels (Satelliten, Mond, Target).

Die Simulation ermöglicht, die zu erwartende Meßgenauigkeit eines vorgegebenen Meßsystems für die Entfernungsmessung zu verschiedenen Zielen, die mit Reflektorarrays ausgestattet sind, anzugeben. Außerdem können Korrekturen angegeben werden, die durch das Ausbreitungsmedium und die Reflektoranordnung (bezüglich des Massenzentrums) bedingt sind. Die durch den optischen Detektor und die nachfolgende Triggervorrichtung eingebrachten Streuungen können ebenfalls abgeschätzt werden.

Nachstehend werden die wichtigsten im Rahmen der Simulation erzielten Ergebnisse zusammenfassend dargestellt und bewertet.

Vorangestellt ist ein Überblick über die pro simulierter Messung angefallenen Rechenzeiten. Daran schließen die Abschnitte

- Erreichbare Meßgenauigkeiten
- Aufbereitung der Meßdaten
- Optimierung des Meßsystems bezüglich der Mondentfernungsmessung
- Untersuchungen von geplanten Reflektorarrays und
- Besonderheiten im realen Meßbetrieb

an.

Durchschnittlicher Rechenzeitverbrauch für eine simulierte Messung

Die pro simulierter Messung auf einem CDC-Rechner Cyber 175 angefallenen Rechenzeiten gehen aus Tabelle VI.1 hervor. Sie werden in hohem Maße von der Anzahl der aktiven Reflektoren beeinflusst, besonders für den Fall der kohärenten Überlagerung der reflektierten Teilimpulse am Empfangsort. Bei der Angabe für eine simulierte Mondentfernungsmessung wurde nur ein Reflektor mit dem 100-fachen Reflexionsvermögen eingesetzt (das Apollo-11-Reflektorarray besteht aus 100 Retros).

Tabelle VI.1

Auf einem CDC-Rechner Cyber 175 pro simulierter Messung angefallene Rechenzeiten (CPU-time)

	inkohärent	kohärent	Bemerkung
GEOS 3	12 - 22 s	28 - 180 s	abhängig von der Elevation und damit der Anzahl der Reflektoren
LAGEOS	3.1 s	3.9 s	10.1 s bei verspiegelten Reflektoren
MOND	0.9 s	-	nur 1 Reflektor
STARLETTE	2.7 s	3.2 s	
TARGET	1.3 s	-	nur 1 Reflektor

Erreichbare Meßgenauigkeiten

Die Center-of-Mass-Korrekturen mit Vertrauensbereichen für 95% Wahrscheinlichkeit für die untersuchten Satelliten LAGEOS, STARLETTE und GEOS 3 sowie für das Erdziel TARGET und die Apollo-11-Reflektoren auf dem Mond, sind in Tab. VI.2 zusammengefaßt. Hierbei wurde ein Half-Amplitude-Trigger zugrunde gelegt, da dieser in Wetzell mittlerweile als Ersatz für den fixed-threshold-Trigger vorgesehen wurde.

Die Korrekturgröße des Apollo-11-Targets beinhaltet nur den Weg innerhalb des Retroreflektors. Bezugspunkt ist der Mittelpunkt der Eintrittsfläche des mittleren Retroreflektors.

Die angegebenen Vertrauensbereiche dürften in der Praxis größer ausfallen, und zwar zum einen wegen Abweichungen der realen Atmosphäre von der zugrundegelegten Modellatmosphäre (aus II.7) und zum anderen wegen zusätzlicher Streuungen in der Empfänger- und Zeitelektronik, die in der Simulation nicht modelliert wurden.

Allein die Differenz der atmosphärischen Laufzeitkorrektur nach MARINI & MURRAY und aus der Simulation (Schrittweite in der Atmosphäre = 1  $\mu$ s) bewegt sich im Bereich + 1.5 cm.

Im Rahmen des Projektbereiches "Bodengebundene Meß- und Beobachtungsverfahren" des Sonderforschungsbereiches 78 "Satellitengeodäsie" soll in naher Zukunft auch ein mobiles System für die Laserentfernungsmessung eingesetzt werden. Es wird mit einem Nd:YAG-Laser der Wellenlänge  $0.539 \mu\text{m}$  und der Pulsbreite von  $\sim 200 \text{ ps}$  arbeiten. Bei dem angestrebten single-photon-detection-Verfahren genügt die Ausgangsenergie von  $10 \text{ mJ}$  vollauf. Die erreichbare innere Genauigkeit wird in etwa der des Nd:YAG-Lasers für TARGET-Messungen beim 1-Photon-Level gleichzusetzen sein (Vertrauensbereich des Mittelwertes aus Tab. V.11:  $\pm 0.4 \text{ cm}$  bei Half-Amplitude-Trigger).

Tabelle VI.2

Center-of-Mass-Korrekturen mit Vertrauensbereichen für 95% Wahrscheinlichkeit (Half-Amplitude-Trigger)

Ziel	aus Tabelle	Nd:YAG-Laser 200 ps Korrektur [cm]	Rubin-Laser 0.7 ns Korrektur [cm]
LAGEOS	V.3	$24.7 \pm 0.3$	$24.6 \pm 0.6$
STARLETTE	V.6 V.7	$7.7 \pm 0.2$	$7.6 \pm 0.6$
GEOS 3	V.9	je nach Elevation von $107.7$ bis $134.8$ "	von $\pm 0.7$ bis $\pm 1.6$
TARGET	V.16 ( $\sim 100$ Photonen)	$25.8 \pm 0.2$	$25.6 \pm 0.9$
MOND* Apollo-11	V.15 (4")	$11.5 \pm 10.1$ (single pulse)	$2.0 \pm 1.6$ (pulse train)

\*) Die Korrektur bezieht sich hier nicht auf den Massenmittelpunkt des Mondes, sondern auf die Mitte der Reflektoreintrittsfläche.

#### Aufbereitung der Meßdaten (Laufzeiten)

Die rohen Meßwerte werden zunächst in einfache Entfernungen umgerechnet und anschließend wegen verschiedener Einflüsse korrigiert:

- a) Nullpunktsdefinition ([BRANDL, NOTTARP], [MAREK])
- b) Atmosphäre ([MARINI & MURRAY])
- c) Center of Mass ([ARNOLD])
- d) Impulsform bzw. Triggerverfahren

Aus der im allgemeinen enormen Fülle von Meßdaten (z.B. für eine LAGEOS-Passage mehrere Tausend) werden jeweils aus mehreren hundert Werten sogenannte Normalpunkte gerechnet ([MASTERS et al.]), die in eine Datenbank aufgenommen werden und somit vielen Interessenten zur Verfügung stehen.

Diese Normalpunkte fließen in Auswerteverfahren und Modelle für geodynamische und geodätische Projekte ein.

Optimierung des Laserentfernungsmesssystems für Entfernungsmessungen zum Mond und nach Satelliten bei Tag

Da mit dem derzeitigen Ausbau und der momentanen Leistungsfähigkeit des Laserentfernungsmesssystems in Wettzell, wie in Abschnitt V.3.4 ausgeführt, keine Entfernungsmessungen zum Mond durchführbar sein werden, wurde mit Hilfe von zahlreichen Simulationsanalysen ermittelt [EGGER], welche Mindestforderungen an die einzelnen Systemkomponenten des Meßsystems (aus Abb. II.1) zu stellen sind. Dabei wurde die Forderung nach erfolgreichen Tagmessungen nach Satelliten mit einbezogen. Die Ergebnisse zeigt Tab. VI.3.

Tabelle VI.3

Anforderungen an die Komponenten des Nd:YAG-Laserentfernungsmesssystems für Lunar Laser Ranging (LLR) und für Satellite Laser Ranging bei Tag (SLR)

	SLR bei Tag	LLR
Laser	höhere Impulsrate (10 Hz)  u.U. geringere Energie (0.1 J)  effektive Divergenz von	höhere Impulsrate (10 Hz)  höhere Energie (0.5 J)  25 $\mu$ rad
Montierung	Nachführgenauigkeit von $\pm 1''$	
Field of View Minimum	50 $\mu$ rad sicher einstellbar	
Interferenzfilter	0.1 nm	
Range Gate Minimum	0.1 $\mu$ s	

Untersuchungen geplanter Reflektorarrays

POPSAT ist ein von der ESA (European Space Agency) geplanter Satellit, mit dem neben der hochgenauen Positionsbestimmung auf der Erdoberfläche die hochgenaue Bestimmung von kinematischen Parametern der Erde ermöglicht werden soll. Zu diesem Zweck wird er mit einem Mikrowellen-Tracking-System (MTS) ausgerüstet, das unabhängig von der jeweiligen Wettersituation arbeiten kann und in Verbindung mit Beobachtungsstationen auf der Erdoberfläche, Entfernungen und Entfernungänderungen registrieren soll. Für die Laserentfernungsmessung soll er zusätzlich mit einem Reflektorarray bestückt werden, das auch nach Ablauf der aktiven Phase des MTS erlaubt, Entfernungsmessungen durchzuführen.

Eine vorläufige Spezifikation dieses Reflektorarray wurde in das Simulationsmodell eingebracht und getestet\* [EGGER]. Die Simulationsstudie ergab eine

\*) Im Auftrag der Fa. DORNIER GmbH, Friedrichshafen

elevationsabhängige Center-of-Mass-Korrektur (ähnlich wie bei GEOS 3, nur mit wesentlich geringerem Einfluß der Elevation) im Bereich von ca. 82 cm bis 87 cm mit 95% Vertrauensbereichen von 0.3 bis 1.5 cm.

Ebenfalls in der Simulation untersucht wurde der von der ESA geplante Satellit ERS-1 (Earth Remote Sensing Satellite 1)\* der neben der hauptsächlichen Ausrüstung mit aktiven Baugruppen auch über ein Reflektorarray als passives Element verfügen soll.

Aus der vorläufigen Spezifikation des Reflektorarray ist zu ersehen, daß es (wegen der vielen aktiven Baugruppen) nur eine Nebenrolle spielen kann.

Die Anordnung wurde aus Platzgründen so gewählt, daß sich die 9 Retroreflektoren auf der Kalotte einer Kugel mit dem Durchmesser von ca. 16 cm befinden, deren Mittelpunkt 1.71 m vom Massenzentrum entfernt ist. Daraus ergibt sich zwar eine einfache Korrektur bezüglich des Kugelmittelpunktes der Kalotte ( $\sim 3 \text{ cm} \pm 1.2 \text{ cm}$  bei einem Half-Amplitude-Trigger), jedoch nicht bezüglich des Massenzentrums von ERS-1, da hier entscheidend die jeweilige Lage des Satelliten im Raum eingeht (eine aktive Stabilisierung mit Ausrichtung der lokalen Satelliten-z-Achse auf den Erdmittelpunkt wird angestrebt; wegen fehlender Symmetrie des Reflektorarray zu dieser z-Achse muß aber auch die Richtung einer weiteren Achse, z.B. der x-Achse, bekannt sein).

#### Besonderheiten im realen Meßbetrieb

Im realen Meßbetrieb liegt eine Kette von mechanischen und elektronischen Bauteilen vor, die nur innerhalb bestimmter Toleranzgrenzen gefertigt werden können und zudem altern, d.h., ihre Werte verändern.

Es sind in regelmäßigen Zeitabständen umfangreiche Justierarbeiten notwendig, um die Meßanordnung funktionstüchtig zu erhalten.

Betrachtet man die technische Entwicklung der letzten Jahre, so sind vor allem auf den Gebieten Laser, Montierungssteuerung, Detektor, Diskriminator, Prozeßrechner und Zeithaltung beachtliche Fortschritte erzielt worden, die auf der einen Seite Verbesserungen der Bauteile und auf der anderen Seite erhöhte Zuverlässigkeit der Bauteile beinhalten. Möchte man auf diese Verbesserungen möglichst verzögerungsfrei zugreifen, so benötigt man ein modular aufgebautes Meßsystem, in dem einzelne Komponenten ausgetauscht werden können. Ansonsten ist man gezwungen, in größeren zeitlichen Abständen (mehrere Jahre) jeweils größere Teile des Meßsystems oder gar das komplette Meßsystem selbst zu erneuern.

An dieser Stelle soll auch die umfangreiche Real-Time-Software erwähnt werden, die zur Steuerung eines derartig komplexen Meßsystems unerlässlich ist und je nach Meßablauf oder Meßaufgabe neuen Bedingungen oder auch neuen oder veränderten Hardware-Komponenten angepaßt werden muß.

---

\*) Im Auftrag der Fa. DORNIER GmbH, Friedrichshafen

Schließlich sind zur Verwirklichung einer absoluten Zielgenauigkeit von etwa  $\pm 1''$  äußerst aufwendige Verfahren, wie z.B. Kalibrierung der Montierung mit Hilfe von Sternbeobachtungen und anschließender Modellierung notwendig.

#### Danksagung

Sehr herzlich danken möchte ich Herrn Prof.Dr.rer.nat. M. Schneider für die Anregung zu und die Unterstützung bei dieser Arbeit. Ebenfalls herzlich danken möchte ich Herrn Prof.Dr.-Ing. R. Sigl für seine Hilfe und die Übernahme des zweiten Gutachtens sowie Herrn Prof.Dr.rer.nat. E. Lüscher für seine Bereitschaft, das dritte Gutachten zu übernehmen.

Großer Dank gebührt Frau Agnes Platzer für die sorgfältige Reinschrift der vorliegenden Arbeit. Des weiteren möchte ich allen Kollegen für zahlreiche Diskussionen danken.

Die Durchführung der Arbeit wäre nicht ohne die großzügige Förderung des Sonderforschungsbereiches 78 "Satellitengeodäsie" durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft möglich gewesen, wofür ich persönlich zu Dank verpflichtet bin.

Schließlich gilt mein Dank dem Leibniz-Rechenzentrum für die großzügige Gewährung von Rechenzeit.

Literaturverzeichnis

- ABSHIRE, J.B. Comparison of Measured and Theoretical Performance of a Maximum Likelihood Laser Ranging Receiver, in Proceedings of the Fourth International Workshop on Laser Ranging Instrumentation, held at the University of Texas in Austin, Texas, U.S.A., October 12-16, 1981, Volume II, S. 399-410, published by Geodetic Institute, University of Bonn 1982
- ARNOLD, D.A. Calculation of Retroreflector Array Transfer Functions, Final Technical Report for NASA Grant NGR 09-015-196, December 1972
- ARNOLD, D.A. Optical Transfer Function of STARLETTE Retroreflector Array, Technical Report RTOP 161-05-02 NASA Grant NGR 09-015-002 Suppl. No. 57, Feb. 1975
- ARNOLD, D.A. Optical and Infrared Transfer Function of the GEOS 3 Retroreflector Array, Technical Report RTOP 161-05-02 NASA Grant NGR 09-015-002 Suppl. No. 57, Oct. 1975
- ARNOLD, D.A. Optical and Infrared Transfer Function of the LAGEOS Retroreflector Array, NASA Grant NGR 09-015-002, May 1978
- ARNOLD, D.A. Method of Calculating Retroreflector-Array Transfer Functions, SAO Special Report 382
- ARNOLDT, M. Atomare Frequenz- und Zeitstandards, in Elektronik 16 (1980), S. 53-59
- ASSUS, P. Atmospheric Turbulence Effects on Laser Ranging Experiments, Fourth International Workshop on Laser Ranging Instrumentation, Austin, Texas, October 12-16 4 pages, 1981
- ATWOOD, B.,  
CURRETT, D.R. Group Velocity Correction to Lunar Laser Ranging, The Moon, (1974) 11, S. 3-8
- BARREL & SEARS Bull. Géod., (1963) 70, S. 390
- BARTHELMES, F. Zum Erkennen von groben Fehlern bei Lasermessungen zu Satelliten, Vermessungstechnik (1978) Heft 9, 4 Seiten
- BARTLETT, M.S. An Introduction to stochastic Processes, University Press, Cambridge (1955), reprinted in the USA 1962
- BASLER, H. Grundbegriffe der Wahrscheinlichkeitsrechnung und statistischen Methodenlehre, Physica-Verlag, Würzburg-Wien 1971

- BAUKNECHT, K.,  
KOHLAS, J.,  
ZEHNDER, C.A.                   Simulationstechnik  
Entwurf und Simulation von Systemen auf digitalen  
Rechenautomaten,  
Springer-Verlag Berlin-Heidelberg-New York 1976
- BENDER, P.L. et al.               The Lunar Laser Ranging Experiment,  
Science, 19. Oct. 1973, Vol. 182, No. 4109, 229-238
- BERGMANN-SCHÄFER                Lehrbuch der Experimentalphysik  
Band III Optik,  
Walter de Gruyter & Co., Berlin-New York 1974
- BORN, M.,  
WOLF, E.                         Principles of Optics,  
Pergamon Press, Oxford-New York-Toronto-Sydney-  
Braunschweig 1975
- BRANDL, N.,  
NOTTARP, K.                     Die Lage des Nullpunkts beim Nd:YAG-Laserent-  
fernungsmeßsystem Wettzell,  
in "Die Arbeiten des Sonderforschungsbereiches 78  
Satellitengeodäsie der TU München im Jahre 1979",  
S. 53-57, München 1980
- BRILLOUIN, L.                    Wave Propagation and Group Velocity,  
Academic Press, New York 1960
- BRONSTEIN, I.N.,  
SEMENDJAJEW, K.A.               Taschenbuch der Mathematik, 19. Auflage,  
Verlag Harri Deutsch, Thun 1980
- BROTHERTON, M.                  Maser und Laser,  
Umschau Verlag, Frankfurt a.Main 1966
- BRUNNER, F.K.                    The Effects of Atmospheric Turbulence on  
Telescopic Observations,  
Bull. Geod. 56 (1982) pp. 341-355
- CARLETON, N. (Editor)            Astrophysics,  
Part A: Optical and Infrared,  
Methods of Experimental Physics, Vol. 12,  
Academic Press, New York, San Francisco, London  
1974
- CHAPIN, N.                        New Format for Flowcharts,  
Software-Practice and Experience, Vol. 4,  
pp. 341-357 (1974)
- CHRISTIANI, P.                    Christiani Datenbank,  
Dr.-Ing. P. Christiani GmbH, Konstanz 1982
- CLANCY, L.J.                     Aerodynamics,  
Pitman Publishing Corporation New York 1975
- COOK, A.H.                        Measurement of Distances to the Moon and Artificial  
Satellites,  
Contemp. Phys., 1976, Vol. 17, No. 6, 577-598
- CUGUSI, L.,  
MESSINA, F.,  
PROVERBIO, E.                    A Laser Range Tracking Station for Geodynamic  
Satellites,  
Second Workshop on Laser Tracking Instrumentation  
Prague, 11-16 August, 1975, 30 pages
- DAHL, O.-J.,  
DIJKSTRA, E.W.,  
HOARE, C.A.R.                    Structured Programming,  
London and New York: Academic Press 1972

- EDLEN, B. The Refractive Index of Air,  
Metrologia 2 (1966)2, pp. 71-80
- EGGER, D. Simulationsanalysen zur Laserentfernungsmessung,  
Veröff.d.Bayer.Komm.f.d.Int.Erdmessung,  
Astron.-Geod. Arbeiten, Heft Nr. 41, pp 166-171,  
1981
- EGGER, D. Zur Modellbildung bei Laserentfernungsmessungen zu  
künstlichen Erdsatelliten und zum Mond,  
in "Abschlußberichte zu den Teilprojekten A 1, A 3,  
B 1, B 3 des Sonderforschungsbereiches 78 Satelliten-  
geodäsie der Technischen Universität München,  
S. 140-142,  
Veröff.d.Dt.Geod.Komm., Reihe B, Heft Nr. 261,  
München 1982
- EGGER, D. Simulation von Laserentfernungsmessungen nach ERS 1,  
Institut für Astron. u. Physikal. Geodäsie,  
TU München, 1983, unveröff.
- EGGER, D. Untersuchung des POPSAT-Reflektorarray mittels  
Simulation von Laserentfernungsmessungen nach POPSAT,  
Institut f. Astron. u. Physikal. Geodäsie,  
TU München, 1983, unveröff.
- EGGER, D. Wie gut eignet sich das Nd:YAG-Laserentfernungsmess-  
system der Station Wettzell für die Laserentfer-  
nungsmessung zum Mond,  
Veröff.d.Bayer.Komm.f.d.Int. Erdmessung,  
Astron.-Geod. Arbeiten, Heft Nr. 43, S. 167-172  
1983
- ESCHER, J.S.,  
ANTYPAS, G.A. High Quantum Efficiency Photoemission from  
Ga As<sub>1-x</sub> P<sub>x</sub> Alloys,  
Applied Physics Letters, Vol. 30, No. 7,  
1 April 1977, 314-316
- FALLER, J.E.,  
WAMPLER, E.J. The Lunar Laser Reflector,  
Sci. Amer. 222, 38 (1970)
- FISCHER, H. Die Nachweisgrenze von Laserechos bei Satelliten-  
entfernungsmessungen,  
Vermessungstechnik, 22. Jg. (1974) Heft 7, S.244-247
- FISHMAN, G.S. Concepts and Methods in Discrete Event Digital  
Simulation,  
John Wiley & Sons, New York-London-Sydney-Toronto  
1973
- FITZMAURICE, M.W., et al. Prelaunch Testing of the Laser Geodynamic Satellite  
(LAGEOS),  
NASA Technical Paper 1062, 1977
- FITZMAURICE, M.W. NASA Ground-Based and Space-Based Laser Ranging  
Systems,  
NASA Technical Paper 1149, January 1978
- GARDNER, C.S. Correction of Laser Tracking Data for the Effects of  
Horizontal Refractivity Gradients,  
Appl. Optics, 16 (1977) 9, S.2427-2432
- GERTHSEN,  
KNESER,  
VOGEL Physik, 13. Auflage,  
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1977

- GOODMAN, J.W.                   Some fundamental properties of speckle,  
Journal Opt. Soc. Am., Vol. 66, No. 11,  
November 1976, S. 1145-1150
- GTE SYLVANIA                   Proposal for Satellite Ranging System,  
GTE Sylvania Inc., Mountain View, Calif.,  
24 May 1974, supplied for IfAG, Frankfurt a.M.,  
Germany
- HAKEN, H.                       Licht und Materie I,  
Elemente der Quantenoptik,  
Bibliographisches Institut AG, Zürich 1979
- HAMAMATSU                       Characteristics and Applications of Microchannel  
Plates,  
Technical Manual RES-0795
- HEMMELEB, G.                   Moderne Methoden des Zeitskalenvergleichs,  
Vermessungstechnik, 29 (1981) 11, S. 363-365
- HINKLEY, E.D. (Editor)        Laser Monitoring of the Atmosphere,  
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1976,  
S. 43
- HOPPE, W.                       Bericht über eine Studienreise zum Mc Donald  
Observatorium der Universität von Texas vom  
10. Juli bis 4. September 1979,  
Veröff.d.Bayer.Komm.f.d.Int. Erdmessung,  
Astron.-Geod. Arbeiten, Heft Nr. 40, S. 65-70, 1980
- IRIBARNE, J.V.,  
CHO, H.-R.                       Atmospheric Physics,  
D. Reidel Publishing Company Dordrecht, Holland  
1980
- JENSEN, K.,  
WIRTH, N.                       PASCAL User Manual and Report,  
Springer-Verlag, New York-Heidelberg-Berlin 1978  
(Second corrected Reprint of the second Edition)
- JORDAN/EGGERT/KNEISSL        Handbuch der Vermessungskunde, Band VI,  
Die Entfernungsmessung mit elektromagnetischen  
Wellen und ihre geodätische Anwendung,  
Metzlersche Verlagsbuchhandlung Stuttgart 1966
- KAISER, R.,  
GOTTSCHALK, G.                 Elementare Tests zur Beurteilung von Meßdaten,  
Bibliographisches Institut, Mannheim/Wien/Zürich,  
Hochschultaschenbücher Band 774, 1972
- KAMINOW, I.P.,  
SIEGMAN, A.E. (Editors)        Laser Devices and Applications,  
The Institute of Electric and Electronics  
Engineers, Inc., New York 1973
- KEYES, R.J. (Ed.)             Optical and Infrared Detectors,  
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1977
- KINGSTON, R.H.                 Detection of Optical and Infrared Radiation,  
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1978
- KLINGER, H.H.                  Laser,  
Grundlagen, Wirkungsweise und Anwendungen,  
Franck'sche Verlagshandlung, Stuttgart 1964
- KOKURIN, Yu.L.                 Laser Ranging of the Moon,  
Kosm. Issled.

- KRESS, D. Theoretische Grundlagen der Signal- und Informationsübertragung, Vieweg Braunschweig 1977
- LANDOLT-BÖRNSTEIN (Hrsg.: H.H. Voigt) Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik, Gruppe VI: Astronomie-Astrophysik und Weltraumforschung, Springer-Verlag Berlin-Heidelberg-New York 1965
- LEHR, C.G. The statistics of Laser Returns from Cube-Corner Arrays on Satellites, SAO Laser Report 5, Sept. 1973, 13 p.
- LEHR, C.G. Photoreceiver Efficiency Measurements, SAO Laser Report No. 6, January 1975
- LESKOVAR, B., LO, C.C. Optical Timing Receiver for the NASA Laser Ranging System, Part I: Constant-Fraction Discriminator, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley, California, August 14 1975
- LESKOVAR, B., TURKO, B. Optical Timing Receiver for the NASA Laser Ranging System, Part II: High Precision Time Interval Digitizer, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley, California, February 25 1977
- LIMANN, O. Elektronik ohne Ballast, Franzis-Verlag, München 1971
- LUDWIG, G. Einführung in die Grundlagen der Theoretischen Physik, Band I, Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig 1978
- LUDWIG, G. Einführung in die Grundlagen der Theoretischen Physik, Band II, Bertelsmann Universitätsverlag, Düsseldorf 1974
- LÜKE, H.D. Signalübertragung, Einführung in die Theorie der Nachrichtenübertragungstechnik, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1979
- LÜTHY, W. Die Vermessung geodätischer Satelliten mit Lasern, Phu D 4, 1976 (294-303)
- MANGIN, J.F., GAIGNEBET, J. A Start-Pulse Centroid Detector, in: Proceedings of 3<sup>rd</sup> international workshop on laser ranging instrumentation, Lagonissi, 23-27 Mai 1978
- MAREK, G. Zur Reduktion von Laserentfernungsmessungen nach künstlichen Erdsatelliten, Vermessungstechnik 23 (1975)2, S. 57-60
- MARINI, J.W., MURRAY, C.W. jr. Correction of Laser Range Tracking Data for Atmospheric Refraction at Elevations above 10 Degrees, NASA, Techn. Report, 1973, X-591-73-531

- MASTERS, E.G.,  
STOLZ, A.,  
HIRSCH, B.                    On filtering and compressing Lageos Laser Range  
Data,  
Bull. Geod. 57 (1983) pp. 121-130
- MENDE/SIMON                    Physik,  
Gleichungen und Tabellen,  
Wilhelm Heyne Verlag, München 1974
- MINOTT, P.O.,  
FITZMAURICE, M.W.,  
ABSHIRE, J.B.,  
ROWE, H.E.                    Prelaunch Testing of the Geos-3 Laser Reflector  
Array,  
NASA Technical Paper 1138, Jan. 1978
- MUELLER, I.I.                   Introduction to Satellite Geodesy,  
Frederick Ungar Publishing Co., New York 1964
- NAGEL, E.                      Die Bezugssysteme der Satellitengeodäsie,  
Dissertation,  
Deutsche Geod. Kommission bei der Bayerischen  
Akademie der Wissenschaften, Heft Nr. 223,  
Reihe C, München 1976
- NASA                            Global Geodynamics,  
Geodynamics Program Office, NASA Headquarters,  
Washington D.C. 20 546 1983
- NASA                            The NASA Geodynamics Program: An Overview,  
NASA Technical Paper 2147,  
Geodynamics Program Office, Jan 1983
- NASSI, I.,  
SHNEIDERMAN, B.                Flowchart Techniques for Structured Programming,  
SIGPLAN Notices 8, August 1973, pp. 12-26
- OJANEN, O.                      On the Analysis of the Return Pulse of the  
Satellite Laser,  
Report 79:1 of the Finnish Geodetic Institute 1979
- PAUNONEN, M.V.                Use of Approximated Matched Filtering and Photon  
Counting in Satellite Laser Ranging,  
in: Proceedings of 4<sup>th</sup> International Workshop on  
Laser Ranging Instrumentation held at the  
University of Texas in Austin, Texas, U.S.A.,  
October 12-16, 1981, Vol. II,  
Geodetic Institute, University of Bonn, 1982
- PLOTKIN, H.H.,  
JOHNSON, T.S.,  
MINOTT, P.O.                    Progress in Laser Ranging to Satellites:  
Achievements and Plans,  
NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt,  
Maryland, USA
- PLOTKIN, H.H.                    Laser Technology for High Precision Satellite  
Tracking,  
Proceedings of Symposium on Earth's Gravitational  
Field & Secular Variations in Position (1973),  
pp. 328-346
- PROCEEDINGS OF                Laser-Workshop,  
Third international workshop on laser ranging  
instrumentation,  
Lagonissi, 23-27. Mai 1978, National Technical  
University of Athens/Higher Geodesy and Cartography  
Athens 1978

- REINECKE, M.,  
RUDER, H.                   Speckle-Interferometrie,  
Sterne und Weltraum 1977/7/8
- RÖSS, D.                     LASER  
Lichtverstärker und -oszillatoren,  
Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt a.M.1966
- SAASTAMOINEN, J.           Contributions to the Theory of Atmospheric  
Refraction,  
Bull. géod., (1972) 105, 106, (1973) 107
- SALEH, B.                   Photoelectron Statistics,  
Springer Series in Optical Sciences, Vol. 6,  
Springer-Verlag Berlin-Heidelberg-New York 1978
- SCHAUER, H.                 PASCAL für Fortgeschrittene,  
Oldenbourg Verlag, Wien-München 1980
- SCHMID, H.H.                The Influence of Atmospheric Refraction on  
Directions measured to and from a Satellite,  
U.S. Army Engineer Research Note No. 10,  
Fort Belvoir, Virginia, Febr. 1963
- SCHNEIDER, M.              Die Arbeiten des Sonderforschungsbereiches 78  
Satellitengeodäsie der Technischen Universität  
München im Jahre 1976, 1977, 1978,  
Veröff.d.Bayer.Komm.f.d.Int. Erdmessung, Astron.-  
Geod. Arbeiten, Hefte Nr. 36, 38, 39, München 1977,  
1978, 1979
- SCHNEIDER, M.              Aberration und optischer Dopplereffekt  
-relativistisch begründet-  
Mitteilung Nr. 106 des Lehrstuhls für Astronomische  
und Physikalische Geodäsie der TU München 1974
- SCHNEIDER, M.              Himmelsmechanik,  
Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich 1979
- SCHNEIDER, M.              Messverfahren der Satellitengeodäsie, Grundlagen I,  
Mitteilung Nr. 126 des Lehrstuhls für Astronomische  
und Physikalische Geodäsie der TU München 1975
- SCHNEIDER, M.,  
EGGER, D.                   Meßverfahren der Satellitengeodäsie, Grundlagen II,  
Mitteilung Nr. 145 des Lehrstuhls für Astronomische  
und Physikalische Geodäsie der TU München 1978
- SEEGER, H.,  
WILSON, P.,  
NOTTARP, K.                 Das neue Neodymium-YAG Laserentfernungsmesssystem der  
Satellitenbeobachtungsstation Wettzell,  
Veröff.d.Bayer.Komm.f.d.Int. Erdmessung, Astron.-  
Geod. Arbeiten, Heft Nr. 36, S. 113-134, München  
1977
- SFB 78                      Konzeptpapier zur zukünftigen Forschungsrichtung des  
Sonderforschungsbereiches 78 Satellitengeodäsie,  
München 1979 (unveröff.)
- SHARMA, A.B.R.             A Theoretical Analysis of Optical Receivers used in  
Satellite Ranging,  
Report 76:3 of the Finnish Geodetic Institute 1976
- SIGL, R.                    Geodätische Astronomie,  
2. überarbeitete Auflage,  
Herbert Wichmann Verlag Karlsruhe 1978

- SILVERBERG, E.C.,  
LITTLE, C.T. Report on the Lunar Ranging at Mc Donald Observatory for the Period 1 November 1978 to 26 February 1979, The University of Texas, Mc Donald Observatory Research Memorandum No. 79-001, February 1979
- SILVERBERG, E.C.,  
RICKLEFS, R.L. A Description of the Mc Donald Laser Ranging System (MLRS), University of Texas, Mc Donald Observatory, Fort Davis, Texas 78746, March 1, 1982
- SOMMERFELD, A. OPTIK  
Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.G., Leipzig, 1959, Band IV der Reihe Vorlesungen über theoretische Physik, 1959
- SPICER, W.E. Negative Affinity 3-5 Photocathodes: Their Physics and Technology,  
Appl. Physics 12, 115-130 (1977)
- STANLEY, H.R. The Geos 3 Project,  
Journal of Geophysical Research Vol. 84, No. B8, S. 3779-3783, 1979
- STARLETTE Centre National d'Etudes Spatiales (CNES),  
Groupe de Recherches de Geodesie Spatiale (GRGS) 1975
- STEINBUCH, K.,  
WEBER, W. (Hrsg.) Taschenbuch der Informatik,  
Band 1: Grundlagen der technischen Informatik,  
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1974
- STÖRMER, H. (Hrsg.) Praktische Anleitung zu statistischen Prüfungen,  
R. Oldenbourg Verlag, München Wien 1971
- STOKEY, R.J.,  
LEE, P.J. Approximation to the Probability Density at the Output of a Photomultiplier Tube,  
TDA Progress Report 42-73, S. 36-39, Jan.-March 1983
- STRAIT, J.P.,  
MICKEL, A.B.,  
EASTON, J.T. Pascal 6000 Release 3,  
LRZ-Benutzerschrift Nr. 8003/1, Juli 1980,  
Leibniz Rechenzentrum der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München
- STRATTON, J.A. Electromagnetic Theory,  
Mc Graw-Hill Book Company, Inc., New York and London 1941
- STROHBEHN, J.W. (Ed.) Laser Beam Propagation in the Atmosphere,  
Topics in Applied Physics, Vol. 25,  
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1978
- TAN, H.H. A Statistical Model of the Photomultiplier Gain Process. With Applications to Optical Pulse Detection,  
TDA Progress Report 42-68, S. 55-67, Jan., Feb. 1982
- TRADOWSKY, K. Laser kurz und bündig,  
Vogel-Verlag Würzburg 1968
- TURKO, B. A Picosecond Resolution Time Digitizer for Laser Ranging,  
IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-25, No. 1, February 1978, pp. 75-80

- VERET, C. Télémètre à Laser,  
La Recherche Aérospatiale Nr. 116,  
Janvier - Février 1967
- WEBER/HERZIGER LASER  
Grundlagen und Anwendungen,  
Physik Verlag Weinheim 1972
- WEIFFENBACH, G.C.,  
HOFFMANN, T.E. A Passive Stable Satellite for Earth-Physics  
Applications (Cannonball, a Satellite for Accurate  
Laser Ranging),  
SAO Special Report 329, 30. Nov. 1970
- WILSON, P. (Ed.) Laser Ranging Instrumentation,  
Proceedings of the Fourth International Workshop held  
at the University of Texas in Austin, Texas, U.S.A.,  
Oktober 12-16, 1981, Geodetic-Institute, University  
of Bonn, 1982, Vol. I und Vol. II
- WIRTH, N. Program Development by Stepwise Refinement,  
Communications of the ACM 4 (1971) 4
- WONG, C. Watching the Earth Move from Space,  
in: SKY & TELESCOPE, March, 1978, S. 198-202
- YODER, P.R. Jr. Study of Light Deviation Errors in Triple Mirrors and  
Tetrahedral Prisms,  
Journal of the Optical Society of America, Volume 48,  
Number 7, pp. 496-499, July 1958
- YOUNG, M. Optics and Lasers,  
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1977