

Universität
Rostock



Traditio et Innovatio



Aerosolpartikel in der mittleren Atmosphäre: In situ Messungen und mikrophysikalische Modellierung

Master-Arbeit

angefertigt am Institut für Physik

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Rostock

und am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn

von Heiner Asmus, geb. am 29. Juli 1986 in Wismar

Betreuer und 1. Prüfer : Prof. Dr. M. Rapp, Universität Rostock/IAP Kühlungsborn

2. Prüfer : Dr. B. Strelnikov, IAP Kühlungsborn

Rostock, den 14. September 2012

Abstract

This thesis presents the comparison of the results of a new rocket borne particle detector with some of the in situ and remote sensing results of the PHOCUS rocket campaign accomplished in the summer of 2011 in northern Sweden at noctilucent cloud conditions. This comparison shows that the particle detector worked successfully and measured a layer of huge netto negatively charged ice particles in 81.5 km. The correlations support the current understanding of noctilucent cloud forming. According to the phenomena of ice particles in the middle atmosphere, the second part of this work focuses on the heterogeneous nucleation process and its dependence on the germ temperature. The results of a model for calculating the equilibrium temperature of a spherical particle consisting of different materials are presented. The particles are warmer than the surrounding gas for all calculated cases and with this knowledge nucleation rates depending on the germ and surrounding temperature has been calculated and it turns out that nucleation becomes much slower if temperature differences reach a couple of kelvin. This has an effect on the possible germ material. The model calculations show that materials with a high relativ amount of iron like Fe_2O_3 can be excluded from the possible nucleation germs for Noctilucent Clouds.

Zusammenfassung

Diese Arbeit präsentiert den Vergleich von Ergebnissen eines neuen raketentragenen Partikeldetektors mit denen von in situ und Fernerkundungsmessungen der PHOCUS Raketenkampagne, welche zu Bedingungen für leuchtenden Wolken im Sommer 2011 stattfand. Dieser Vergleich zeigte, dass der Detektor erfolgreich funktionierte und eine Schicht aus netto negativ geladenen Eisteilchen in 81,5 km gemessen wurde. Die Zusammenhänge unterstützen das heutige Verständnis von der Formung von leuchtenden Nachtwolken. Im Zusammenhang mit dem Phänomen der Eispartikel in der mittleren Atmosphäre beschäftigte sich der zweite Teil dieser Arbeit näher mit dem Prozess der heterogenen Nukleation und seine Abhängigkeit von der Temperatur des Nukleationskeims. Es werden die Ergebnisse eines Modells vorgestellt, diese zeigen die Berechnungen der Gleichgewichtstemperaturen für sphärische Partikel aus verschiedenen Materialien. Die Partikel sind für alle Berechnungen wärmer als die Umgebung und unter diesen Bedingungen wurden Nukleationsraten berechnet, die von der Keim- und Umgebungstemperatur abhängig sind. Es stellte sich heraus, dass sich die Nukleation sehr verlangsamt, sobald die Temperaturdifferenzen einige Kelvin betragen. Dies hat Auswirkung auf die möglichen Keimmaterialien. So können laut der Modellrechnungen Materialien mit hohem Eisanteil wie z.B. Fe_2O_3 als Nukleationskeim für leuchtende Nachtwolken ausgeschlossen werden.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Vorbetrachtungen	5
2.1. Der Ladungszustand der mittleren Atmosphäre	5
2.2. Meteorstaubpartikel	6
2.3. Nukleation	7
2.4. Mesosphärische Eiswolken	10
3. Die PHOCUS Raketenkampagne	13
3.1. Instrumentenbeschreibung	15
3.2. Ergebnisse der PHOCUS-Kampagne	20
3.2.1. Datenauswertung	20
3.2.2. Teilchenladungsdichte $N_d Z_d$	23
3.2.3. Vergleich mit In situ Messungen	26
3.2.4. Vergleich mit Fernerkundungsmessungen	31
3.3. Zusammenfassung PHOCUS	33
4. Modell zur Bestimmung der Gleichgewichtstemperatur von sphärischen Partikeln	35
4.1. Modellbeschreibung	35
4.2. Modellergebnisse	41
4.2.1. Validierung	41
4.2.2. Eispartikel	43
4.2.3. Meteorstaubpartikel MSP	46
4.2.4. Eisaerosol mit Meteorstaubkern	51
4.2.5. Zusammenfassung der Modellergebnisse	53
4.3. physikalische Interpretation	53
4.3.1. Nukleationsrate	53
4.3.2. Berechnung der Nukleationsrate in Abhängigkeit der Oberflächentemperatur des Nukleationskeims und Interpretation der Ergebnisse	56
5. Zusammenfassung und Ausblick	59
5.1. Zusammenfassung	59
5.2. Ausblick	60

Literaturverzeichnis	63
A. PHOCUS	69
B. Modell	73

Kapitel 1.

Einleitung

Täglich wird die Erdatmosphäre von Meteoren getroffen. Nur die wenigsten kann man mit dem bloßem Auge als Sternschnuppe am Nachthimmel sehen und noch weniger erreichen den Erdboden. Das bedeutet, dass die Meteore ihre Masse in der Atmosphäre deponieren. Dabei entsteht Meteorstaub im Nanometerbereich, der wiederum einen großen Einfluss auf die Physik in den Höhenbereichen hat, in denen er existiert. Zum Beispiel geht man davon aus, dass Meteorstaubpartikel Nukleationskeime für Eispartikel sind [Summers and Siskind, 1999, Rapp and Thomas, 2006], welche zu sichtbaren Partikel anwachsen und dann als leuchtende Nachtwolken am Abendhimmel beobachtet werden können. Es handelt sich hierbei um mesosphärische Eiswolken, die auf Grund der kalten Sommermesopause in den Polarregionen jeweils in den Sommermonaten, üblicherweise in einer Höhe von ca. 83 km, auftreten [Gadsden and Schröder, 1989, Fiedler, 2003]. Aus Häufigkeit und Höhe dieser Wolken kann man Aussagen über Entwicklungen und Trends in der Atmosphäre treffen. Was heutzutage, wo Klimaveränderungen im Bezug auf den anthropogenen Einfluss mit äußerstem Interesse verfolgt wird, essentiell wichtig ist. Um jedoch fundierte Aussagen treffen zu können, müssen unzählige physikalische Prozesse untersucht und verstanden werden. Diese Arbeit soll einen Beitrag dazu leisten, Lösungsansätze für einige der noch vielen offenen Fragen zu finden.

Abbildung 1.1 zeigt den typischen Aufbau der Atmosphäre mit den einzelnen Schichten, eingeteilt durch das Temperaturprofil der Atmosphäre. Die Schichten sind die Troposphäre, die Stratosphäre, die Mesosphäre und die Thermosphäre. Getrennt werden Sie durch die jeweiligen Pausen (gekennzeichnet durch die vertikalen Striche, von unten: Tropo-, Strato- und Mesopause), welche ihre jeweiligen oberen Grenzen darstellen und deren Höhen durch die lokalen Temperaturextrema bzw. durch die Umkehr der

Temperaturgradienten bestimmt werden. Die mittlere Atmosphäre umfasst die Strato-

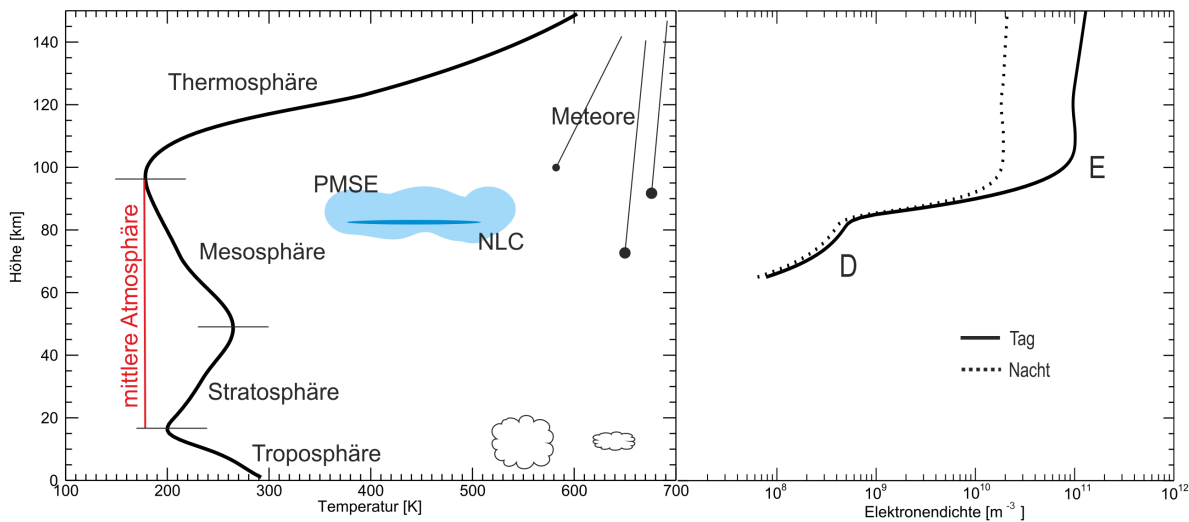


Abbildung 1.1.: Schematische Darstellung des Aufbaus der Atmosphäre. Beispielhaft sind Daten für Mitte Juli 2007 für 69°N, 16°O für Temperatur (links) und Elektronendichte (rechts) gezeigt (Daten für den 21.7.2009, 12 h LT, 69° N und 16°E von *Community Coordinated Modeling Center* [2012]).

sphäre und Mesosphäre, deren oberer Bereich eine Atmosphärenschicht mit extremen Bedingungen ist. Es herrschen niedriger Druck, niedrige Dichte und gerade im Sommer in den Polarregionen die tiefsten Temperaturen auf der Erde mit teilweise unter 130 K [Lübken et al., 1990, Lübken F.-J., 1999]. Gerade diese Bedingungen ermöglichen die Bildung der oben erwähnten mesosphärischen Eiswolken. Die erste Erwähnung in einer populärwissenschaftlichen Zeitschrift der sogenannten leuchtenden Nachtwolken, auch Noctilucent Clouds (NLC) erschien 1885 [Leslie, 1885]. Die Untersuchung und Beobachtung dieser Wolken blickt also auf eine lange Geschichte zurück und dies macht nur noch einmal mehr deutlich, wie wichtig und komplex das Verständnis dieses Phänomens ist. Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen einen Beitrag dazu leisten, Entstehungsprozesse von mesosphärischen Eiswolken besser zu verstehen. Offene Fragen befinden sich u.a. im Bereich der Nukleation der Eispartikel, der Zusammenhang der Nukleation mit der Mesosphärenchemie (Wasserdampf), der Eigenschaften der Nukleationskeime und Eispartikel als solche. Eine der wichtigsten Fragen, ist die nach der Art des Nukleationskeims. Es wird vermutet, dass Meteorstaub ein guter Kandidat als Nukleationskeim für Eispartikel in der Sommermesopause ist. Für die Untersuchung der Eigenschaften und der Klärung der Frage nach der Art der Nukleationskeime, gab es in den letzten Jahren zwei wichtige Projekte in Europa. Zum einen waren dies das große ECOMA-Projekt (Existence and Charge state Of Meteoric smoke particles in

the middle Atmosphere), das ein deutsch-norwegisches Projekt war und auf Andøya (69°N, 16°O) stattfand. Hauptinstrument des Leibniz Instituts für Atmosphärenphysik (IAP) bei diesen Kampagnen stellte der ECOMA-Partikeldetektor dar. Dieser basiert auf dem Prinzip eines klassischen Faradaycups welcher jedoch zusätzlich eine Xenonblitzlampe besitzt, die zur Photoionisierung von Meteorstaubpartikeln (MSP) dient. Einige Ergebnisse dieser Messungen und der Kampagne können u.a. bei *Rapp and Strelnikova* [2009], *Strelnikova et al.* [2009], *Rapp et al.* [2011] nachgelesen werden. Nach der erfolgreichen ECOMA-Kampagne startete 2011 das schwedische Projekt PHOCUS (Particles, Hydrogen and Oxygen Chemistry in the Upper Summer mesosphere), mit einem weiteren jedoch einfacheren Partikeldetektor des IAP. Die Auswertung dieser Daten soll Teil dieser Arbeit sein und im Vergleich mit anderen In situ Messungen dieser Kampagne verglichen und in den geophysikalischen Zusammenhang eingeordnet werden.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut. Zunächst werden einige relevante atmosphärenphysikalische Grundlagen gelegt (Kapitel 2). Dann sollen Messdaten eines neuen, am IAP entwickelten Sensors für In situ Raketenmessungen, vorgestellt, analysiert und mit Daten anderer Instrumente verglichen werden (Kapitel 3). Das darauffolgende Kapitel wird theoretischer Natur sein und sich mit der Frage beschäftigen, inwiefern sich Temperaturdifferenzen zwischen dem Aerosolpartikel als Nukleationskeim und der Umgebung auf die Nukleation von mesosphärischen Eisteilchen auswirken (Kapitel 4). Zum Schluss sollen noch einmal die Ergebnisse aus Kapitel 3 und Kapitel 4 zusammengefasst und ein Ausblick für eventuelle weitere Untersuchungen gegeben und Verbesserungsmöglichkeiten aufgezeigt werden.

Kapitel 2.

Vorbetrachtungen

2.1. Der Ladungszustand der mittleren Atmosphäre

Wie in der Einleitung bereits erwähnt, umfasst die mittlere Atmosphäre die Stratosphäre und die Mesosphäre. Begrenzt wird sie von unten durch die Tropo- und von oben durch die Mesopause. Besonders interessant ist der obere Teil der mittleren Atmosphäre, da hier durch Ionisation von hauptsächlich Stickstoffmonoxid (NO) ein dünnes Plasma vorhanden ist (selbst der relative Ionisationsgrad ist bei dem F-Peak nur ca. 10^{-4}). Diese Ionisation ist tageszeitabhängig, da z.B. die Lyman- α Linie im Spektrum des Sonnenlichtes ($\lambda_{\alpha}=121,6$ nm) hauptverantwortlich für die Ionisation von NO ist und somit auch für die Ausprägung der D-Schicht (60-90 km) in der Mesosphäre. Außerdem können kosmische Strahlung und hochenergetische Teilchen zur Ionisation beitragen. Die relativ kurzen Rekombinationszeiten sorgen dafür, dass D- und E-Schicht (E-Schicht 90-150 km) ohne erneute Ionisation durch UV-Strahlung aus dem Sonnenlicht einen erheblich niedrigeren Ionisationsgrad aufweisen. Die F Schicht (ab 150 km) befindet sich oberhalb der E-Schicht und kann hier durch wachsende Lebensdauer der geladenen Teilchen ihren Ionisationsgrad auch nachts aufrecht halten, sie ist jedoch in Abbildung 1.1 nicht dargestellt. Durch die sich ändernde Zusammensetzung der Atmosphäre in diesen Höhen und der Filterung des Sonnenlichtes durch Absorption, bilden sich Schichten mit erhöhten Ionisationsgraden. Dabei handelt es sich um die im rechten Teil der Abbildung 1.1 dargestellte D- und E-Schicht. Die D- und E-Schichten sind schwach ionisierte Bereiche und haben Auswirkungen auf chemische und mikrophysikalische Prozesse in diesen Höhen. Interessant ist hierbei die Wechselwirkung mit Aerosolen. Der geladene Anteil der Aerosole ist Bestandteil des Plasmas und beeinflusst dessen Eigenschaften. Dies ist jedoch noch wenig untersucht und bedarf weiterer Analysen.

Die in dieser Arbeit betrachteten Aerosole in der oberen mittleren Atmosphäre sind Meteorstaubpartikel (MSP). Woher diese kommen, soll im folgendem Abschnitt erläutert werden.

2.2. Meteorstaubpartikel

Es gibt verschiedene Angaben über den Masseneintrag auf die Erde durch Meteore. *Hunten et al.* [1980] nahmen einen Masseneintrag für die ganze Erde von 44 t pro Tag an und postulierten die Existenz von Meteorstaub in der Mesosphäre. Dieser Wert schwankt in der Literatur jedoch stark, je nach dem wie die Massenverteilung der Meteore behandelt wurde [*Ceplecha et al.*, 1998]. Dabei schwanken die Annahmen zwischen 10-100 t pro Tag. Es gibt verschiedene Quellen für Meteorschauer die kurzzeitig den Masseneintrag erhöhen. Diese Meteorschauer haben spezifische Geschwindigkeiten und Zeitfenster. Desweiteren gibt es auch noch einen relativ konstanten Fluss von sporadischen Meteoriten. Je nach Tageszeit und Quelle variieren die Geschwindigkeiten der Meteore von 10-70 km/s ausgehend von einem Standpunkt auf der Erde [*Elford et al.*, 1995].

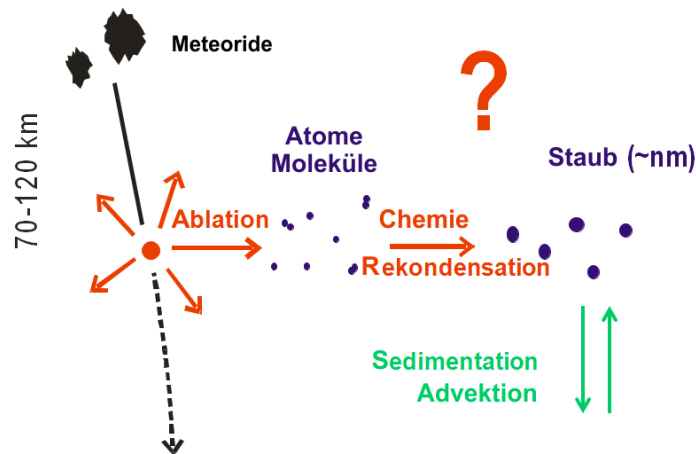


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der Entstehung von Meteorstaub in der Mesosphäre. Abbildung nach *Megner et al.* [2006].

Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Vorgänge für die Bildung von Meteorstaub. Es beginnt mit dem Eintreten des Meteors in die obere Atmosphäre (~120 km). Auf Grund der anwachsenden Dichte der Atmosphäre erhöht sich die Stoßfrequenz zwischen den Molekülen der Atmosphäre und dem Meteor. Die Oberflächentemperatur des Meteors erhöht sich und seine Geschwindigkeit nimmt ab, dabei verliert der Meteor

Masse. Dieser Vorgang wird auch Ablation genannt [Ceplecha et al., 1998]. Die meisten Meteoriten verlieren auf diese Weise in der Mesosphäre ihre gesamte Masse und gelangen nicht auf den Erdboden. Da die Meteore aus verschiedenen Materialien bestehen, werden die einzelnen Bestandteile auf Grund ihrer chemischen Eigenschaften in unterschiedlichen Höhen abgetragen [Vondrak et al., 2008]. Die meisten Meteore gehören zu der Gruppe der Chondrite, welche wiederum in verschiedene Unterklassen unterteilt werden kann [Unsöld et al., 2002]. Bestandteile sind Metalloxide (z.B. Fe_2O_3) und Silicate, aber auch Kohlenstoffverbindungen. Dominierende Metalle sind hierbei Eisen und Magnesium, aber auch Kalium, Natrium und Calcium. Sie treten u.a. auch in Verbindung mit SiO_x als Olivin auf [Saunders et al., 2010]. Das ablatierte Material setzt sich durch chemische Prozesse, Rekondensation sowie Koagulation wieder zu Meteorstaubpartikeln zusammen. Typische Radien befinden sich im Subnanometer-Bereich bis hin zu wenigen Nanometern [Hunten et al., 1980, Ceplecha et al., 1998, Rapp and Thomas, 2006]. Außerdem können die Partikel Ladungen aufnehmen, z.B. durch Elektronenaufnahme oder -abgabe, was wiederum durch Stöße mit Elektronen und Ionen aus dem umgebenden Plasma geschieht [Reid, 1997, Havnes, 2003]. Die Ladungszahl der Partikel ist dann eine Funktion des Radius. In Kombination mit der Größenverteilung stellt sich heraus, dass die meisten Partikel eine Ladung von $-1e$ besitzen [Rapp and Lübken, 2001] deren Existenz mehrfach experimentell nachgewiesen wurde [Havnes et al., 1996, Strelnikova et al., 2009]. Es wird angenommen, dass diese geladenen Meteorstaubpartikel in der Mesosphäre eine wichtige Rolle in physikalischen Prozessen spielen, wie z. B. bei der Nukleation von Eisteilchen. Diese Prozesse sind jedoch noch wenig verstanden und untersucht. Deshalb ist es für das Verständnis der Vorgänge in der Mesopausenregion umso wichtiger, dies näher zu betrachten und zu analysieren, wie z.B. die Nukleation von Eisteilchen in der Mesosphäre.

2.3. Nukleation

Für die Bildung von Wolken in der Atmosphäre, also dem Übergang von Wasser aus seiner Gasphase in die flüssige oder feste Phase, ist die Nukleation verantwortlich. Obwohl die Nukleation teilweise auf molekularen Skalen abläuft, wird auf Grund fehlender Kenntnisse über Vielteilchenwellenfunktionen aus der Quantenmechanik die Nukleation meistens klassisch betrachtet. Trotzdem gibt es auch Rechnungen für mesosphärische Aerosole, die quantenmechanisch betrachtet wurden (siehe Plane [2000]). In dieser Arbeit soll der Vereinfachung halber nur auf die klassische Beschreibung eingegangen

werden. Dabei wird zwischen homogener und heterogener Nukleation unterschieden. Homogene Nukleation tritt immer dann auf, wenn Cluster der neuen Phase nur in Kontakt mit der alten Phase sind [Kashchiev, 2000]. Anders ausgedrückt, ist die homogene Nukleation das Anwachsen einer neuen Phase einer Spezies in Abstinenz eines fremdartigen Nukleationskeims. Für das homogene Anwachsen pro Einheitsvolumen auf einem Cluster der neuen Phase mit einem kritischen Radius r_{crit} kann eine Rate J zunächst beschrieben werden mit [Fletcher N. H., 1958]

$$J = B \exp(-\Delta G_{crit}/k_b T). \quad (2.1)$$

Wobei B eine kinetische Konstante ist und ΔG_{crit} ist die kritische Gibbssche freie Energie, die zur Formung des Clusters der neuen Phase aufgebracht werden muss. ΔG_{crit} lässt sich bestimmen, indem man das Maximum bezüglich r von [Fletcher N. H., 1958]

$$\Delta G = \frac{4}{3}\pi r^3 \Delta G_\nu + 4\pi r^2 \sigma \quad (2.2)$$

bestimmt. Dabei ist in Gleichung 2.2 σ die freie Energie der Oberfläche der Grenzschicht und ΔG_ν die Differenz der freien Energie pro Einheitsvolumen zwischen alter und neuer Phase. Diese wird definiert als

$$\Delta G_\nu = -\frac{\rho k_b T}{m_w} \ln S \quad (2.3)$$

mit der Dichte ρ des Clusters, der Masse m_w eines Wassermoleküls und dem Sättigungsverhältnis $S = p_{H_2O}/p_{sat}$ mit den Wasserdampfpartialdruck p_{H_2O} und dem Sättigungsdampfdruck p_{sat} . Damit ergibt sich für den kritischen Radius r_{crit}

$$r_{crit} = -\frac{2\sigma}{\Delta G_\nu} \quad (2.4)$$

sowie für die kritische freie Energie

$$\Delta G_{crit} = \frac{16\pi\sigma^3}{3(\Delta G_\nu)^2}. \quad (2.5)$$

Im Gegensatz zur homogenen Nukleation existiert bei der heterogenen Nukleation in der Atmosphäre ein fremdartiger Nukleationskeim, wie z.B. Aerosole aus Meersalz, Staub oder aber auch Aerosole meteorischen Ursprungs [Wallace and Hobbs, 1977]. Dabei werden in dieser Arbeit nur die Meteorstaubpartikel betrachtet, da Meersalz

und Staub von den Landflächen nicht bis in die mittlere Atmosphäre transportiert werden. *Kashchiev* [2000] sagt, dass heterogene Nukleation stattfindet, wenn die alte Phase Kontakt mit anderen Phasen bzw. Molekülen besitzt oder aber sie beinhaltet. Der Nukleationskeim funktioniert hier als Katalysator der Nukleation. Ein Maß für die Wechselwirkung eines Flüssigkeitstropfens mit der Oberfläche des Feststoffes ist der sogenannte Kontaktwinkel θ , welcher sich zwischen der Flüssigkeitsoberfläche und der Feststoffoberfläche ausbildet. *Fletcher N. H.* [1958] führt θ als Kontaktwinkel zwischen der neuen Phase 2 und dem Nukleationskeim 3 ein, welcher von der alten Phase 1 umgeben ist. Der Kosinus des Kontaktwinkels θ kann durch die freien Energien $\sigma_{i,j}$ der Oberflächen zwischen den Phasen (i,j) ausgedrückt werden.

$$m = \cos \theta = (\sigma_{13} - \sigma_{23})/\sigma_{12} \quad (2.6)$$

Unter Verwendung des Parameters m definiert sich die kritische freie Energie wie folgt,

$$\Delta G_{crit} = \frac{16\pi\sigma^3 f(m, x)}{3(\Delta G_v)^2} \quad (2.7)$$

mit dem geometrischen Korrekturparameter $f(m, x)$.

$$f(m, x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{1 - mx}{g} \right)^3 + \frac{1}{2} x^3 \left\{ 2 - 3 \left(\frac{x - m}{g} \right) + \left(\frac{x - m}{g} \right)^3 \right\} + \frac{3}{2} mx^2 \left\{ \frac{x - m}{g} - 1 \right\} \quad (2.8)$$

Wobei hier $x = r_N/r_{crit}$ (r_N Keimradius) und $g = \sqrt{1 + x^2 - 2mx}$ [*Fletcher N. H.*, 1958] ist. *Rapp and Thomas* [2006] berechneten mit einer Temperatur von 130 K, einen Atmosphärendruck von 0,3 Pa, einer Wasserdampfmischungsrate von 2 ppmv, einer Dichte für Eis von 930 kg/m³ und eine freien Oberflächenenergie für Eis von $\sigma=0.122$ J/m², die freie Gibbsche Energie. Diese ist eine Funktion des Radius für verschiedene Sättigungsgrade S . Abbildung 2.2 zeigt die Ergebnisse für die Gibbschen Energien.

Die in Abbildung 2.2 gezeigten Verläufe der Gibbschen Energie für verschiedene Sättigungsgrade S werden später in Kapitel 4 wichtig für die Interpretation physikalisch sinnvoller Partikelradien sein.

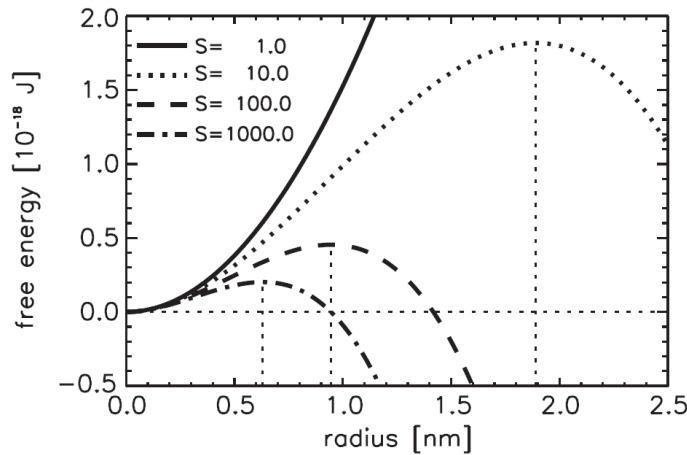


Abbildung 2.2.: Aus Rapp and Thomas [2006]: Gibbssche Energien für verschiedene Sättigungen S als Funktion des Radius r . Deutlich zu sehen sind die Barrieren, deren Maxima durch r_{crit} definiert sind (senkrechte gestrichelte Linien).

2.4. Mesosphärische Eiswolken

Im Zuge der Beobachtungen der Mesosphäre entdeckte man mit RADAR-Messungen im polaren Sommer starke Echos [Czechowsky *et al.*, 1979, Ecklund and Balsley, 1981, Röttger *et al.*, 1988, Hoppe *et al.*, 1988]. Diese sogenannten Polar Mesospheric Summer Echos (PMSE) entstehen durch Rückstreuungen des RADAR-Signals an Brechungsindexänderungen. Diese Änderungen korrelieren in der Mesospaunenregion mit Fluktuationen in der Elektronendichte. Wegen der geringen Plasmadichte in diesen Höhenbereichen wird die Plasmadynamik von der Neutralgasdynamik dominiert. Deshalb werden Elektronendichtefluktuationen durch Turbulenzen im Neutralgas erzeugt [Rapp and Lübken, 2004]. Verantwortlich für diese Turbulenzen sind brechende Schwerewellen oder aber horizontale Windscherungen. Sehr wichtig ist außerdem die Wechselwirkung zwischen geladenen Eisteilchen und Elektronen, da allein mit der Neutralgasturbulenz das Auftreten der PMSE und ihre räumlichen Skalen nicht erklärt werden können [Kelley and Ulwick, 1988, Cho *et al.*, 1992, Rapp *et al.*, 2003a, Rapp *M.*, 2004]. Die Skalen der auftretenden Dichteschwankungen konnten über die Kopplung zwischen Elektronen und geladenen Eisteilchen und der damit verbundenen Erniedrigung des Elektronendiffusionskoeffizienten begründet werden. Die Wechselwirkung von geladenen Eisteilchen mit Turbulenzen wurde auch experimentell nachgewiesen [Strelnikov *et al.*, 2009, 2006]. Für die Formation von Eisteilchen in diesen Höhen sind extrem geringe Temperaturen nötig, da die Mesosphäre einen sehr geringen Wasseranteil besitzt (im Sommer üblicherweise 1-10 ppmv [Seele and Hartogh, 1999]). Diese niedrigen

Temperaturen werden während der Sommermonate in der Mesopause mit teilweise unter 130 K [Lübken *et al.*, 1990, Lübken F.-J., 1999] erreicht. Entscheidend hierfür ist das adiabatische Abkühlen aufsteigender Luftmassen getrieben durch eine Pol zu Pol Zirkulation [Brasseur and Solomon, 2005].

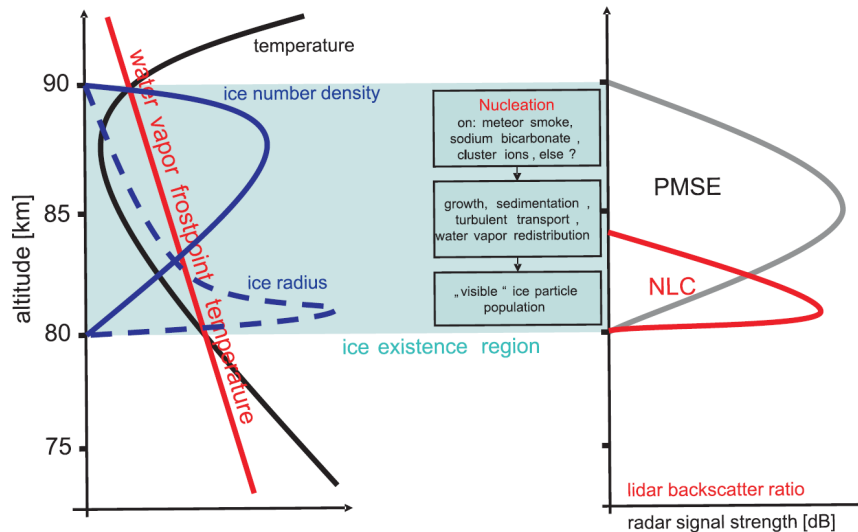


Abbildung 2.3.: Aus Rapp and Thomas [2006]: Übersicht über die Zusammenhänge für die Bildung mesosphärischer Eiswolken mit den wichtigsten Profilen (links) und typischen Messsignalformen (rechts) für LIDAR (rot) und RADAR (grau).

Die Eisteilchen können in ausreichender Anzahl und Größe die NLC bilden, welche auch PMC (Polar Mesospheric Cloud) genannt werden. Sie treten häufig im Zusammenhang mit PMSE auf [Kaifler *et al.*, 2011] und diese Beobachtungen sind simultan nur an Orten möglich, an denen Raketen, RADAR und LIDAR-Messungen gleichzeitig durchgeführt werden können (z.B. auf Andøya in Nordnorwegen). Abbildung 2.3 zeigt eine Übersicht über die wichtigsten Faktoren für die Bildung einer mesosphärischen Eiswolke. Links als Höhenprofile gezeigt, sind die Temperatur, die Wasserdampfmischungsrate, die Eisteilchenanzahldichte sowie der Eisteilchenradius. Eispartikel können nur dort existieren, wo die Temperatur unterhalb der Frostpunktttemperatur liegt (blau eingefärbte Region). Die Anzahl der Eisteilchen nimmt von oben nach unten ab, dabei wird jedoch der Radius größer was auf Koagulation und Sedimentation der Eisteilchen zurückzuführen ist. Am unteren Ende der Existenzregion von Eis kommt es dann typischerweise zur Ansammlung großer Eispartikel, die als NLC beobachtet werden können. Rechts sind schematisch die über Fernerkundung zugänglichen Messsignale zu sehen (hier von LIDAR (rot) und RADAR (grau)) [Rapp and Thomas, 2006].

Um die leuchtenden Nachtwolken mit bloßem Auge zu beobachten, müssen bestimm-

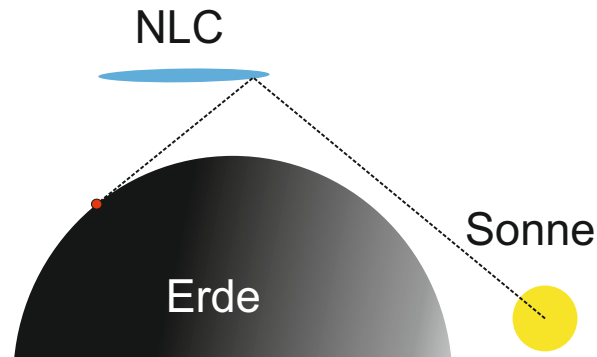


Abbildung 2.4.: Gezeigt ist eine anschauliche Darstellung der geometrischen Voraussetzung für die Beobachtung mit dem bloßen Auge.

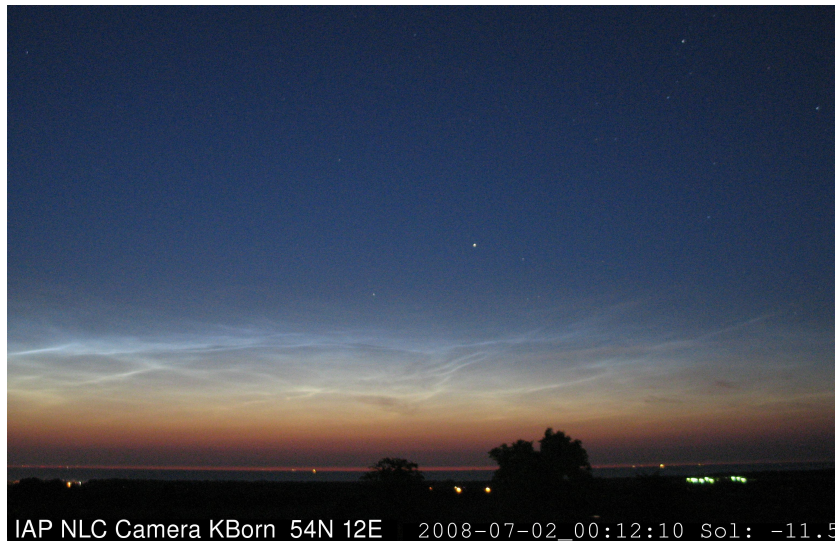


Abbildung 2.5.: Dargestellt ist ein Foto einer NLC, aufgenommen von einer NLC-Kamera in Kühlungsborn.

te Voraussetzungen gegeben sein. Abbildung 2.4 zeigt eine einfache anschauliche Darstellung dieser Voraussetzungen. Die Sonne muss bereits hinter dem Horizont verschwunden sein, damit sie die NLC von unten bestrahlt und wir als Beobachter (roter Punkt) das reflektierte Licht sehen. Abbildung 2.5 zeigt ein Foto mit NLC, aufgenommen von einer IAP NLC Kamera in Kühlungsborn.

Kapitel 3.

Die PHOCUS Raketenkampagne

Durch das hohe wissenschaftliche Interesse an der Physik von Eiswolken in der mittleren Atmosphäre startete 2011 das schwedische Projekt PHOCUS mit norwegischer, österreichischer, amerikanischer und deutscher Beteiligung. Die PHOCUS-Raketenkampagne fand vom 27. Juni bis 21. Juli auf der Esrange bei Kiruna ($67^{\circ} 51''$ N, $20^{\circ} 13''$ O) in Nordschweden statt.

Ziel der Kampagne ist das bessere Verständnis der Physik von leuchtenden Nachtwolken sowie von chemischen und mikrophysikalischen Prozessen in der polaren Sommermesopausenregion. Dazu wurden 18 verschiedene Instrumente eingesetzt, die jeweils unterschiedliche Parameter bestimmten. Es wurden Eispartikel sowie Wasserstoff und Sauerstoffchemie untersucht und die Bedingungen der Atmosphäre während des Fluges bestimmt. Darunter fallen Temperatur- und Dichteprofile sowie das Messen geladener Konstituenten.

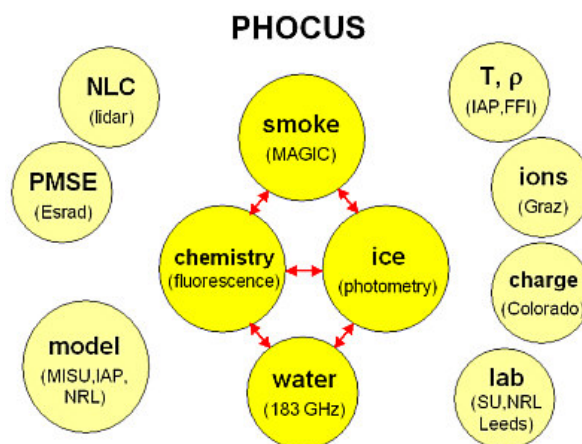


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der verschiedenen Bereiche der Kampagne mit den zugehörigen verantwortlichen Instituten. [Gumbel, 2007].

Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der verschiedenen Bereiche des PHOCUS-Projekts mit den verantwortlichen Instituten. Das IAP beteiligte sich mit zwei Instrumenten an der Kampagne. Zum einen war dies CONE (COMbined sensor for Neutrals and Electrons) für die vorrangige Messung der Neutralatmosphäre (Dichte und Temperatur). Dieser besitzt eine so gute Auflösung, dass aus Dichtefluktuationen Rückschlüsse auf Turbulenz gewonnen werden können. Zum anderen kam ein am IAP entwickelter Partikeldetektor oder auch Impact-Detector (ID) zum Einsatz. Nun soll kurz auf den oberen Teil der Raketennutzlast eingegangen werden, auf dem sich der ID befand.

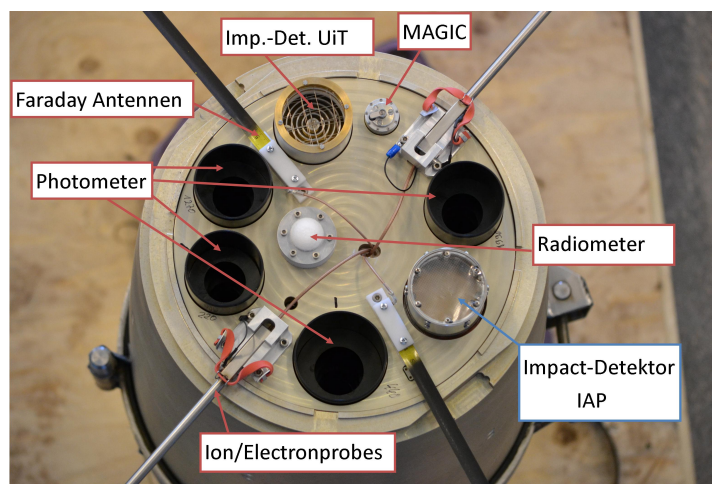


Abbildung 3.2.: Foto der oberen Seite der Nutzlast mit den verschiedenen Instrumenten.

Das Foto in der Abbildung 3.2 zeigt die obere Seite der Raketennutzlast. Zu sehen sind die Photometer für die Messung des von NLC Eisteilchen gestreuten Lichtes bzw. Detektion von Lichtemission durch Airglow von Sauerstoff- und Wasserstoffverbindungen. Für die raketengetragene Messung von Wasserdampf stand Mikrowellentechnologie (Radiometer) zu Verfügung. Desweiteren wurden für Ionen- und Elektronendichten Langmuirsonden und Faradayantennen benutzt. MAGIC ist ein Instrument, welches Staub sammelt, um ihn am Erdboden labortechnisch untersuchen zu können. Außerdem wurden geladene Teilchen mit drei Arten von ID oder Partikeldetektoren gemessen. Dies waren der Detektor der Universität Tromsø, zwei seitlich angebrachte Detektoren von der Universität Colorado (nicht auf Abb. 3.2 zu sehen) und der ID des IAP. Nicht zu sehen sind u.a. der CONE Sensor des IAP, da alle anderen Instrumente auf der unteren Seite bzw. an der Seite der Nutzlast angebracht waren.

In dieser Arbeit soll der ID des IAP vorgestellt, seine Messergebnisse gezeigt und mit einigen anderen Instrumenten der PHOCUS-Kampagne verglichen werden. Um das

Zustandekommen der Messwerte zu verstehen, wird im Folgenden näher auf den Aufbau und die Funktionsweise des Detektors eingegangen.

3.1. Instrumentenbeschreibung

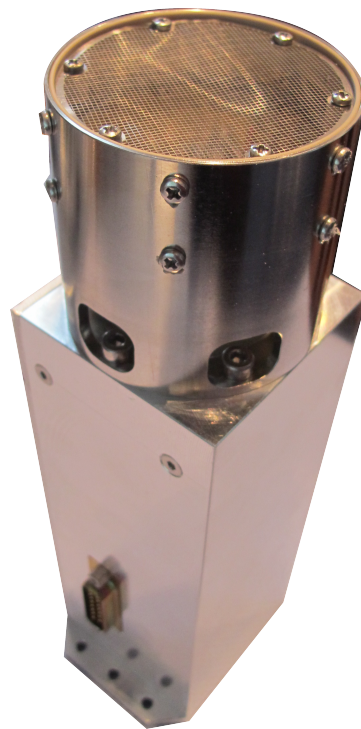


Abbildung 3.3.: Foto des Impact-Detectors (ID) des IAP.

Die obige Abbildung 3.3 zeigt ein Foto des IDs mit dem Detektor (Zylinder mit Gitter oben) und der Elektronikbox (Quader unten). Bei dem Detektor handelt es sich um ein klassisches Faradaycup, der es ermöglicht kleinste Ströme (pA), verursacht durch das Detektieren geladener Aerosolpartikel zu messen. Bei diesen geladenen Aerosolpartikeln handelt es sich um Meteorstaubpartikel, Eisteilchen und schwere Ionen. Wie es zu den Ladungszuständen kommt, wurde in Kapitel 1 geklärt.

Abbildung 3.4 zeigt ein Prinzipschaltbild des Detektors. Querschnittszeichnungen von dem Sensor (links) und Elektronikbox (rechts) befinden sich in Abbildung 3.5. Der Detektor (Sensor und Elektronik) ist über eine RS 422 Schnittstelle (auch auf Abbildung 3.3 an der Seite der Elektronikbox zu sehen) mit der Housekeepingmodul oder Serviceeinheit der Rakete verbunden. Außerdem in der Zeichnung separiert dargestellt, wird über diese Schnittstelle die Versorgungsspannung von 28 V geschickt. Das Stromsignal

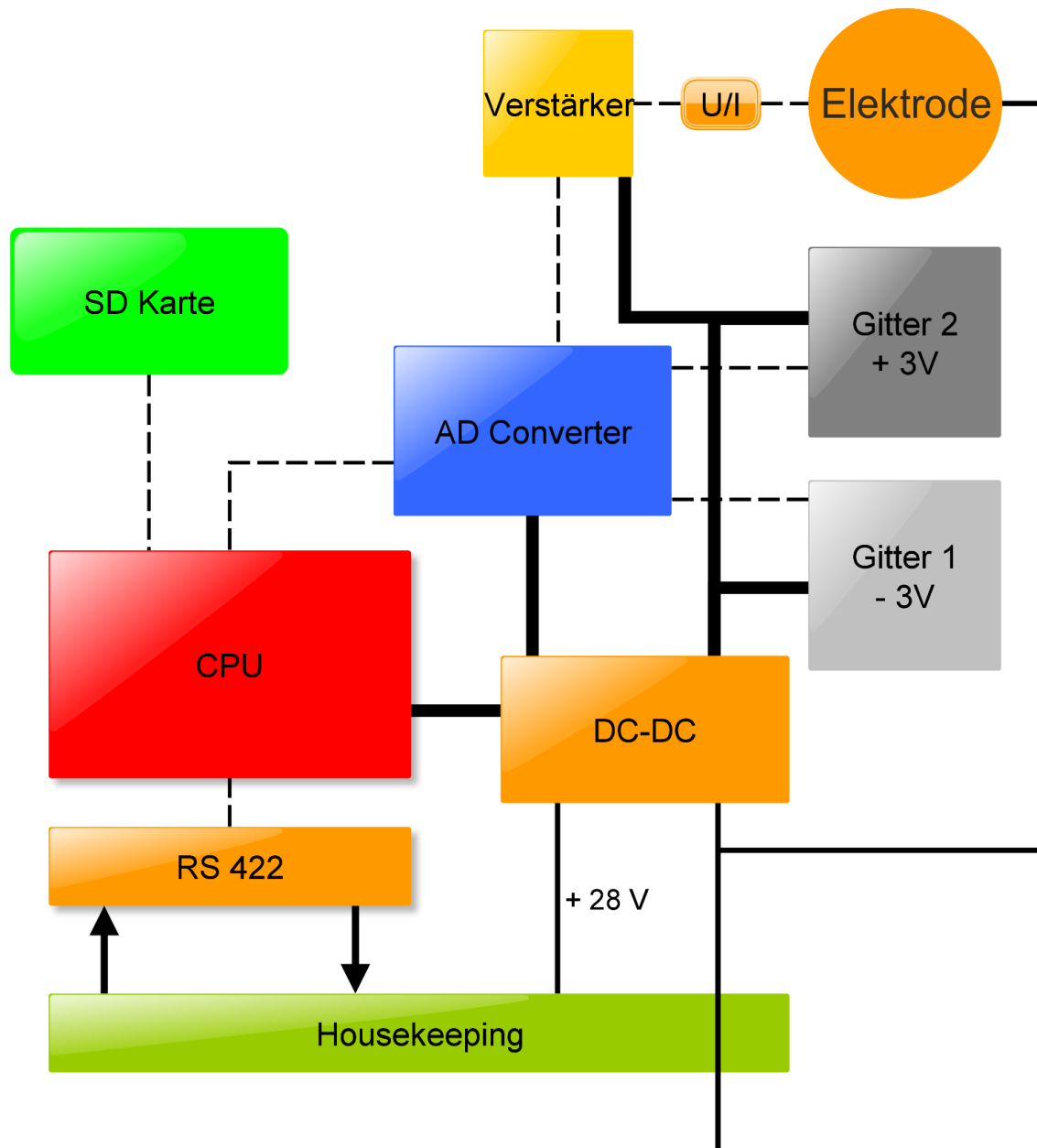


Abbildung 3.4.: Schematisches Prinzipschaltbild des Detektors mit den wichtigsten Komponenten.

des Sensors wird zunächst in eine Spannung umgewandelt und dann verstärkt. Die analogen Messsignale werden durch einen Analog-Digitalwandler (blau) digitalisiert, in der CPU (rot) verarbeitet und dann elektronikintern auf der SD-Karte (hellgrün) gespeichert sowie über die RS 422 Schnittstelle an das Servicemodul geschickt.

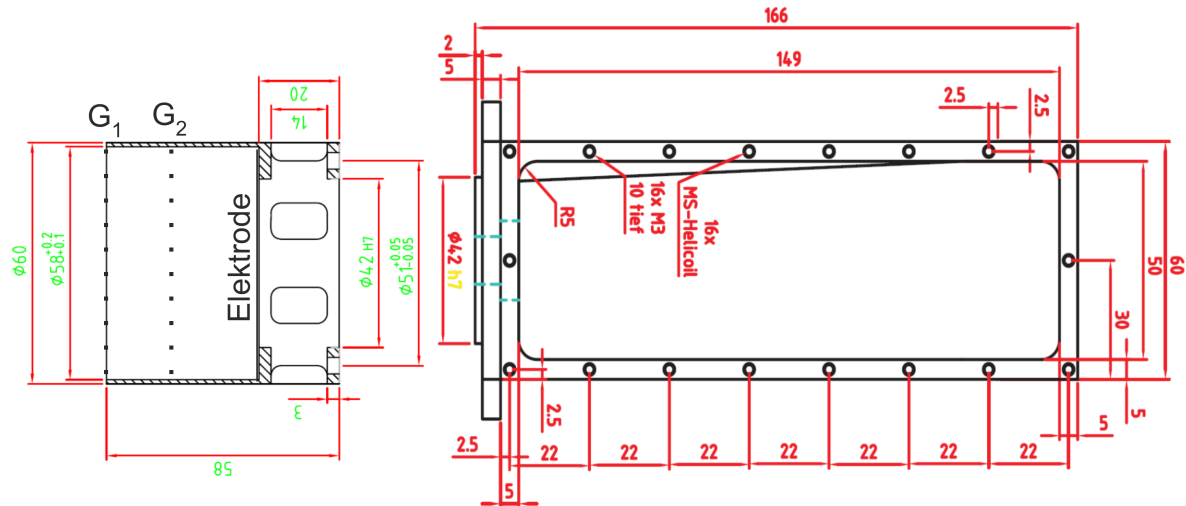


Abbildung 3.5.: Gezeigt ist eine technische Zeichnung des Detektors im seitlichen Querschnitt mit nachträglicher Markierung der Gitter und der Elektrode.

Abbildung 3.5 zeigt Zeichnungen des Sensors und der Elektronikbox im Durchschnitt, mit Bemaßungen um einen Eindruck für die Dimensionen des Detektors zu bekommen. Alle Bemaßungen sind in mm angegeben. Wie oben erwähnt werden mit dem Detektor geladene Aerosole als Strom gemessen. In der folgenden Abbildung 3.6 ist schematisch das Prinzip des Instrumentes zu sehen. Der Sensor ist mit seiner Elektronik an der Raketennutzlast (Payload) befestigt. In dem Sensor befinden sich die Elektrode (gelb) und die zwei Gitter G_1 (rot) und G_2 (blau) mit entgegengesetzten Potentialen. Die verschieden großen Kreise sollen die Aerosolpartikel (Eispartikel (blau), Meteorstaubpartikel (schwarz)) darstellen. Die Buchstaben a bis c kennzeichnen die noch zu erläuternden Fälle der Wechselwirkung zwischen Detektor und Partikel. Im Folgenden soll auf die beiden Gitter und deren Funktion eingegangen werden. Da die gemessenen Ladungsmengen sehr gering sind, muss versucht werden alle unerwünschten Ladungsträger und auch elektrische Felder aus dem Innern des Detektors fern zu halten. Unerwünschte Ladungsträger sind im Falle der Aerosolmessung freie Elektronen und Ionen. Da die kinetische Energie der Elektronen und Ionen auf Grund ihrer Temperatur relativ gering ist (einige meV), werden die Ladungsträger durch die jeweils gleichen elektrischen Potentiale der Gitter abgestoßen. Dies führt dazu, dass freie Elektronen an G_1 und Ionen an G_2 reflektiert werden. Haben Elektronen oder Ionen jedoch eine

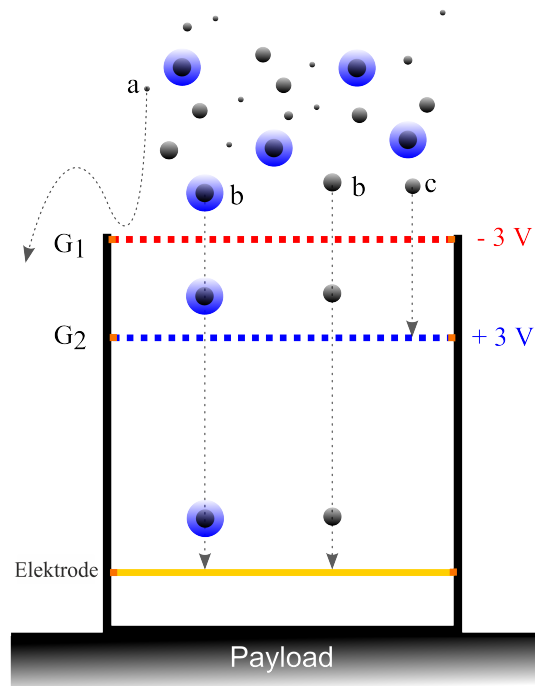


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Detektors im seitlichen Querschnitt.

höhere kinetische Energie als die Potentiale der Gitter, so können sie eindringen und detektiert werden, dies muss bei der Auswertung der Ergebnisse mit berücksichtigt werden. Außerdem können sie noch auf die Gitter treffen und somit kann ihre Anzahldichte bestimmt werden. Die Gitter und der Körper des Sensors funktionieren zusätzlich wie ein Faradaycup und verhindern somit das Eindringen von unerwünschten elektrischen Feldern in den Sensor, welche die Messung verfälschen könnten. Wie oben erwähnt gibt es drei Arten (a, b, c) der Wechselwirkung der Aerosole mit dem Instrument, welche von Elektrostatik und Aerodynamik dominiert sind. Diese sollen im Folgenden näher erläutert werden.

- a) Die Rakete bewegt sich die meiste Zeit mit Überschallgeschwindigkeit, dadurch kommt es an der Spitze der Rakete zur Ausprägung eines Machschen Kegels oder der sogenannten Schockfront. Die durch die Rakete verdrängte Luft erzeugt Schallwellen, also Dichteschwankungen, welche die Rakete in Flugrichtung nicht mehr verlassen können, da sich die Rakete auch mit mindestens der Schallgeschwindigkeit bewegt. Durch die Überlagerung der Schallwellen an der Spitze der Rakete kommt es hier zu einer Erhöhung der Dichte. Diese Dichterhöhung stellt eine Barriere für

die Aerosolteilchen dar. Die Partikel befinden sich im Bezug auf die Rakete in Ruhe. Ist die Masse eines Partikels unterhalb einer spezifischen kritischen Masse, so wird das Partikel, da es nicht träge genug ist von der Schockfront an dem Sensor vorbeigeführt und kann somit nicht mehr gemessen werden. Was bedeutet, dass alle Teilchen unterhalb dieser Masse nicht mehr gemessen werden können und im Messspektrum fehlen. Geht man von einer bestimmten Dichte der Partikel aus, so kann man in Monte Carlo Simulationen den kritischen Radius, korrespondierend zur kritischen Masse der Teilchen, theoretisch bestimmen. So haben z.B. *Hedin et al.* [2005] einen kritischen Radius von 2 nm für Teilchen mit einer Dichte von $3 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ für den ECOMA Partikeldetektor in einer Höhe von 85 km und einer Geschwindigkeit von 470 m/s berechnet. Das Vorbeiführen der Teilchen durch die Schockfront ist in Abbildung 3.6 durch die gestrichelte Linie bei Teilchen a dargestellt. Desweiteren können die geladenen Partikel durch gleiche elektrische Ladung auf den Gittern abgestoßen und von dem Sensor abgelenkt werden. Hierbei muss die kinetische Energie geringer sein als das elektrostatische Potential und das geladene Teilchen kann nicht in den Detektor eindringen.

- b) Bei dem Fall b in Abbildung 3.6 kommt es zu einer Detektion des Aerosolteilchens durch die Elektrode. In der Abbildung ist dieser Fall einmal für Eisteilchen (blau mit schwarz) und für Staubpartikel (schwarz) gezeigt. Voraussetzung für diesen Fall ist die ausreichend große Masse der Partikel, dass sie geladen sind und G_1 und G_2 passieren können. Ist dies der Fall, können die Teilchen in den Sensor eindringen und an der Elektrode als Strom gemessen werden. Dies gilt sowohl für positiv als auch für negativ geladene Aerosole. Der so gemessene Strom ist ein Nettostrom, d.h. die Differenz aus positiven und negativen Ladungsträgern.
- c) Eine dritte Möglichkeit der Wechselwirkung ist im Fall c in der Abbildung 3.6 zu sehen. Dabei besitzt das Teilchen genügend Masse um die Schockfront zu überwinden, trifft dort jedoch auf eines der Gitter. Wenn es seine Ladung bei dem Zusammenstoß an das jeweilige Gitter verliert, kann es nicht mehr an der Elektrode gemessen werden, somit fehlen auch diese Teilchen im Messspektrum.

Die Schockfront vor der Nutzlast ist auf Grund der stumpfen Geometrie der Instrumente relativ weit von der Oberfläche der Rakete entfernt. Bei Geschwindigkeiten von ca. 1000 m/s ergibt sich laut *Rapp* [1996] ein Abstand der Schockfront zur Raketenspitze von einem Raketendurchmesser d . Dies bedeutet bei einem Durchmesser von 50 cm, dass die Schockfront ebenfalls 50 cm von der Raketenspitze entfernt ist. Je weiter die Schockfront entfernt oder je ausgedehnter sie ist, um so stärker werden die Staubparti-

kel relativ zur Rakete abgebremst und nur die sehr schweren Teilchen können detektiert werden. Nun da der Aufbau und die Funktionsweise des Detektors erläutert wurde, soll im Folgenden auf die Ergebnisse der PHOCUS-Kampagne eingegangen werden.

3.2. Ergebnisse der PHOCUS-Kampagne

In folgendem Abschnitt wird zunächst die Datenauswertung für den ID beschrieben. Nach der Beschreibung der Messdatengewinnung, sollen die Ergebnisse dargestellt diskutiert und anschließend mit Messdaten anderer Instrumente der PHOCUS-Kampagne verglichen werden.

3.2.1. Datenauswertung

Die Daten des IDs wurden auf zwei Wegen gespeichert. Zum einen werden sie per Telemetrie an die Bodenstation gesendet und dort aufgenommen und zum anderen werden sie separat auf einer SD-Karte gespeichert, welche auf der Elektronik des Detektors sitzt. Das binäre Datenformat wurde für die Sendung per Telemetrie schon im Servicemodul in Zeiten, Spannungen und Ströme umgerechnet. Diese Umrechnung musste dann nach dem Auslesen der SD-Karte für die dort gespeicherten Daten wiederholt werden. Eine Darstellung des Elektrodenstromes als Funktion der Flugzeit, ist in der folgenden Abbildung 3.7 zu sehen. Die Flugbahn wurde mittels GPS gemessen. Die Trajektorie wurde durch ein Polynom vierten Grades geglättet, dann konnten mit Hilfe der Polynomkoeffizienten c_n die Flugzeiten über folgende Beziehung in eine Höhe umgerechnet werden.

$$z = \sum_n c_n (t - t_0)^n$$

wobei c_n die Polynom-Koeffizienten (Werte siehe Anhang A) sind, t ist die Flugzeit, t_0 ist die Flugzeit beim Erreichen des Apogäums, also des Scheitelpunktes des Raketenfluges und n steht für die Ordnung des Polynoms. Danach ließ sich die Höhe über den Strom auftragen und es ergab sich somit ein Stromprofil, welches für den aufsteigenden (links) und den absteigenden (rechts) Ast des Raketenfluges in Abbildung 3.8 gezeigt ist. Der negative Ausschlag bei ~ 60 km, ist auf die Separation der Raketennasenspitze zurückzuführen. Für die Überprüfung der richtigen Umrechnung der, auf der SD-Karte gespeicherten Daten, wurden Telemetriedaten und die Daten der SD-Karte für den

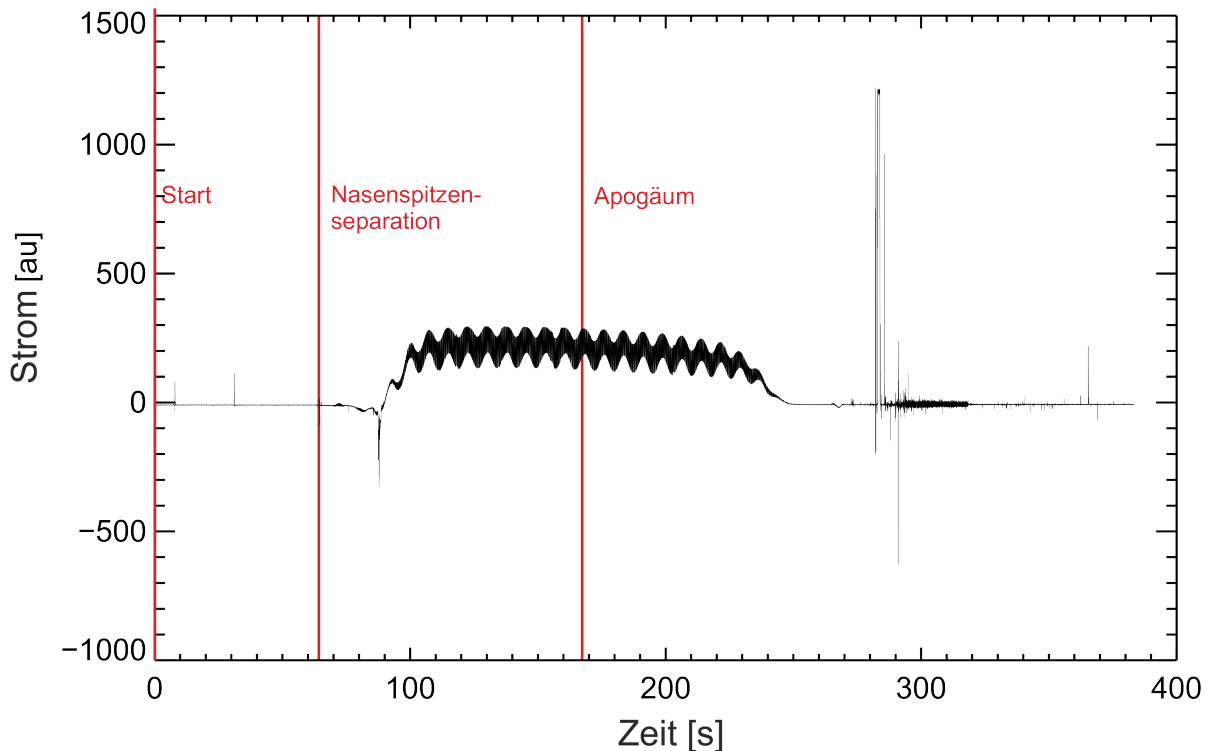


Abbildung 3.7.: Gemessener Elektrodenstrom in Abhängigkeit von der Flugzeit. Der höchste Punkt (Apogäum) wurde nach $t = t_0 = 162,8$ s Flugzeit erreicht.

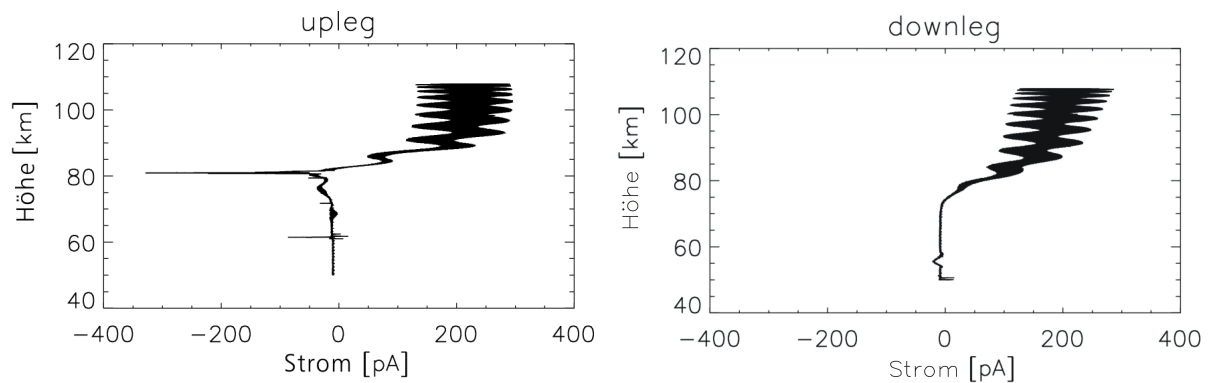


Abbildung 3.8.: Flughöhe aufgetragen über dem Elektrodenstrom für den aufsteigenden Ast (links, upleg) und des fallenden Astes (rechts, downleg) des Raketenfluges. Deutlich zu erkennen ist bei dem Upleg der negative Peak bei ca. 81 km.

Upleg übereinander gelegt. Obwohl die Daten von der SD-Karte und der Telemetrie gut übereinstimmen, gibt es Abweichungen (siehe Abbildung 3.9). Vergleicht man die Höhen der Stromminima, so ergibt sich einen Höhenunterschied von 94 m. Dieser Unterschied ist auf fehlende oder fehlerhafte Datenframes auf der SD-Karte zurückzuführen. Die Differenz der beiden Minimaströme beträgt 0,09 pA und ist damit kleiner als die

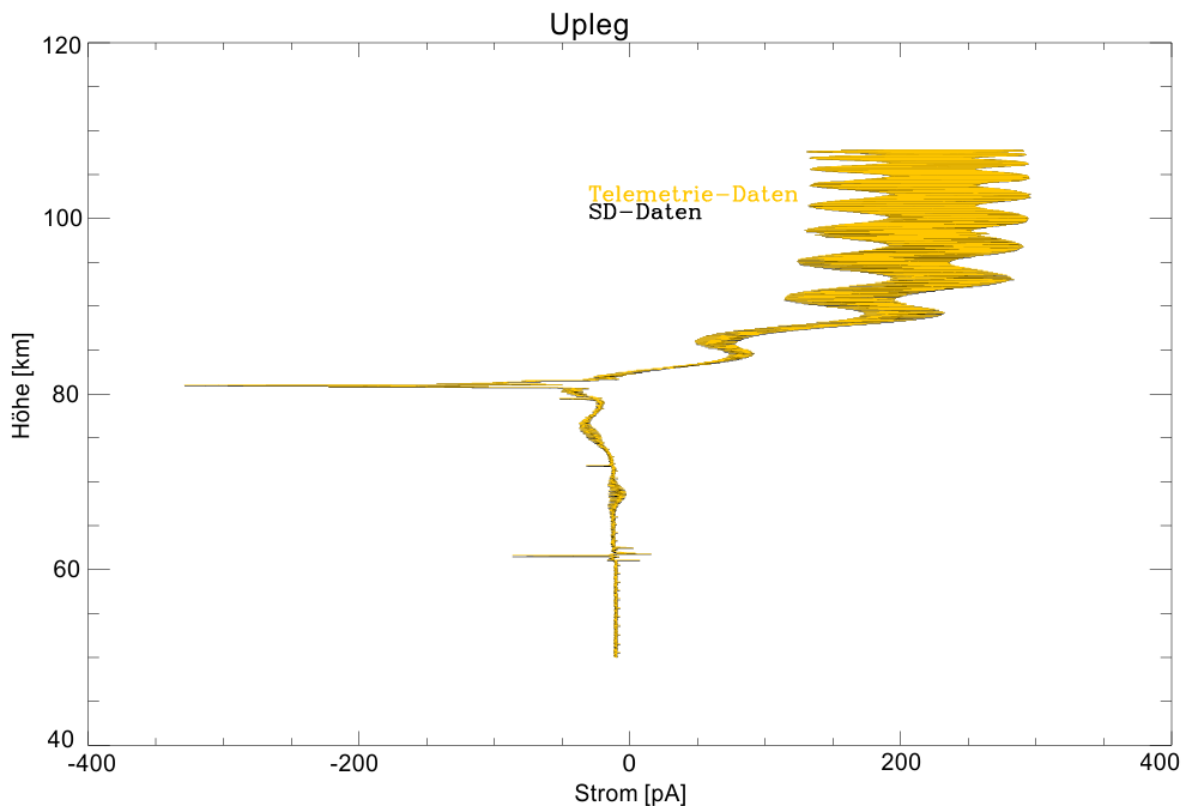


Abbildung 3.9.: Umrechnungsergebnisse für die Telemetriedaten (gelb) und die Daten der SD-Karte (schwarz). Die Ergebnisse passen gut überein, dennoch gibt es minimale Abweichungen bezüglich der Höhe (in der Abbildung schlecht zu erkennen).

Messgenauigkeit des Sensors. Auf Grund dieses Unterschieds wurde für die weiteren Betrachtungen das Telemetriesignal verwendet. Die auffällige Oszillation oberhalb von 80 km ist darauf zurückzuführen, dass die Rakete langsam um die Spinachse rotiert (mit ca. 0,1 Hz). Diese Bewegung wirkt sich auf die hochempfindliche Messelektronik aus und moduliert das Messsignal. Schaut man sich die Waveletanalyse von 65 bis 107 km an (siehe Abbildung 3.10), so findet man bei höheren Frequenzen zusätzlich erhöhte spektrale Leistungsdichte. Die Frequenz mit der höchsten spektralen Leistungsdichte ist ca. 3.5 Hz, welche ziemlich genau der Spinfrequenz, also der Frequenz der Flugstabilisierungsdrehung, der Rakete entspricht. Zusätzlich sind noch die höheren Harmonischen der Spinfrequenz mit erhöhter spektraler Leistungsdichte zu erkennen (~ 9 und ~ 18 Hz). Auch hier beeinflusst die Raketenbewegung die Messung, jedoch im Vergleich zur Rotation um die Spinachse im geringeren Maße. Außerdem erkennt man in Abbildung 3.10 bei etwa 81 km, die Signatur des negativen Strompeaks. Dieser beinhaltet eine Vielzahl an Frequenzen mit hoher spektraler Leistungsdichte. Auch die kleinen Ausschläge zeigen sich im Spektrum als Auftreten von vielen Frequenzen mit

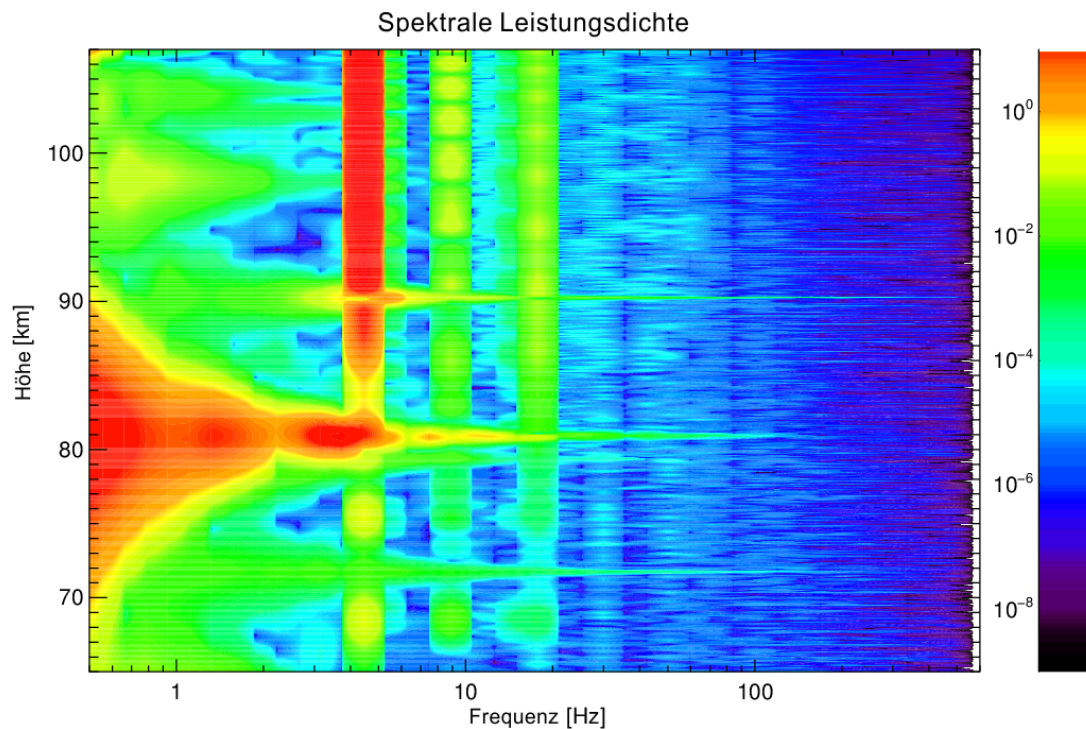


Abbildung 3.10.: Gezeigt ist die farblich codierte spektrale Leistungsdichte (PSD) als Funktion der Flughöhe und der Frequenz. Ausgewählt wurde der Datenbereich von 65 bis 107 km (der untere Frequenzbereich wird hier für eine deutlichere Farbskalierung nicht gezeigt).

erhöhter spektraler Leistungsdichte. Die Kenntnis über die Frequenzen der Rotation um die Spinachse und des Spins der Rakete sowie die jeweiligen Oberwellen, ermöglicht die digitale Filterung der Daten. Die folgenden Berechnungen wurden mit den gefilterten Daten durchgeführt.

3.2.2. Teilchenladungsdichte $N_d Z_d$

Um physikalische Aussagen aus den Messdaten zu gewinnen und den Vergleich mit anderen Messinstrumenten zu vereinfachen, ist es von Vorteil aus dem gemessenen Strom eine geophysikalische Größe abzuleiten. Da der Strom proportional zur Ladungsdichte ist, wäre die Ableitung einer absoluten Teilchendichte hieraus wünschenswert. Dies setzt jedoch voraus, dass der Ladungszustand der Teilchen bekannt ist. Dieser Ladungszustand ist definiert durch eine Ladungsverteilung von Aerosolpartikel in ei-

nem umgebenen Plasma, welche von der Aerosolgröße und -dichte, Produktions- und Rekombinationskoeffizienten und den Plasmabedingungen abhängt (siehe *Rapp and Lübken* [2001]). Es ist jedoch keine genaue Kenntnis über den Ladungszustand der Aerosole gegeben und somit lässt sich aus dem Strom nur die sogenannte Teilchenladungsdichte $N_d Z_d$ bestimmen, also das Produkt aus Teilchenzahl und Ladungsdichte. Für die Bestimmung der Teilchenladungsdichte muss beachtet werden, dass der auf die Elektrode treffende Teilchenstrom zuvor die Gitter G_1 und G_2 passieren muss. Diese Gitter besitzen eine gewisse Transmissivität $1 - \sigma$ oder eine Art Wirkungsquerschnitt σ , mit dem sie den Teilchenstrom passieren lassen. σ beträgt konstruktionsbedingt für beide Gitter 0,2.

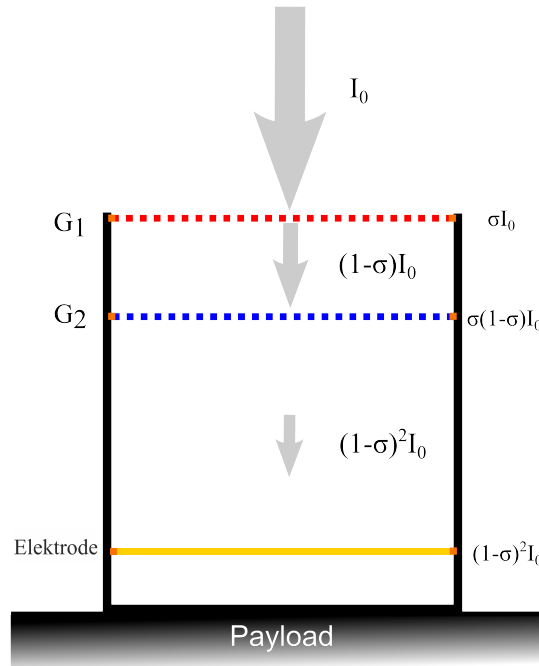


Abbildung 3.11.: Schema des Detektors mit den Stromverlusten an den Gittern und den daraus resultierenden Elektrodenstrom $I_S = (1 - \sigma)^2 I_0$.

Abbildung 3.11 zeigt eine schematische Darstellung des Sensors mit den jeweiligen Stromverlusten an den Gittern (rechts). An jedem der beiden Gitter gibt es einen Verlust von $(1 - \sigma)I_0$, daraus resultiert der Elektrodenstrom mit $I_S = (1 - \sigma)^2 I_0$. Unter Vernachlässigung von sekundären Ladungseffekten lässt sich $N_d Z_d$ nach *Havnes et al.* [1996] durch

$$N_d Z_d = \frac{I_S}{e\pi R^2 V_R (1 - \sigma)^2} \quad (3.1)$$

bestimmen. Dabei ist I_S der gemessene Elektrodenstrom, e die Elementarladung, R der Sensorradius, V_R die Raketengeschwindigkeit und σ der oben erwähnte Wirkungsquerschnitt eines Gitters. Die Strommessungen an den Gittern lieferten keine brauchbaren Ergebnisse und konnten somit nicht in die Auswertung und Interpretation der gesamten Messung einfließen. Die Teilchenladungsdichte $N_d Z_d$ als Höhenprofil ist in Abbildung

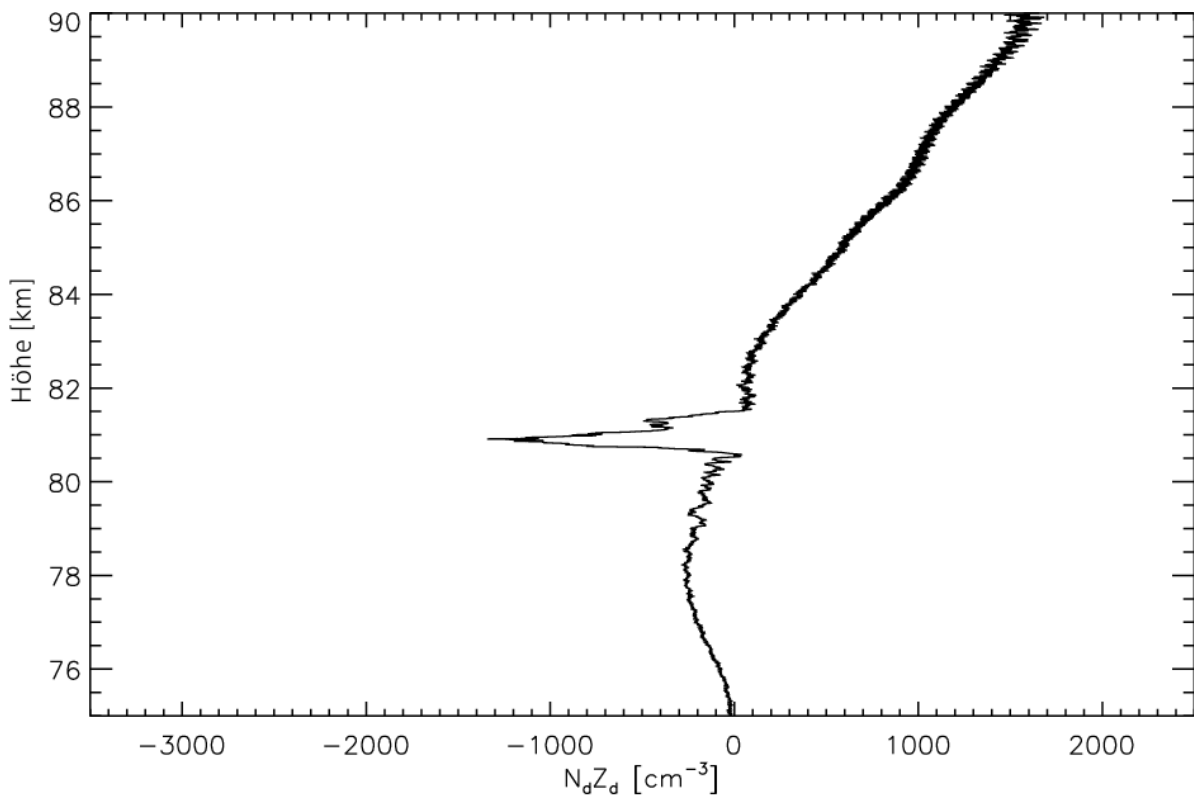


Abbildung 3.12.: Dargestellt ist die Höhe in Abhängigkeit von der Teilchenladungsdichte. Das Stromsignal wurde zuvor digital gefiltert, um störende Modulationen durch Rotation um die Spinachse oder Spin der Rakete zu verringern.

3.12 zu sehen. Deutlich zu erkennen ist die Verringerung der durch Rotation um die Spinachse und Spin verursachten Signalmodulation. Desweiteren ist immer noch der deutlich negative Peak bei ca. 81 km zu sehen, was darauf schließen lässt, dass dieser Peak kein Fehlsignal durch Rotation um die Spinachse oder Spinbewegung ist. Negative Werte für $N_d Z_d$ in Abbildung 3.12 bedeuten, dass Teilchen mit negativer Ladung gemessen wurden. Da freie Elektronen durch das Gitter G_1 weitestgehend abgeschirmt werden, ist das gemessene negative Signal überwiegend den schweren Aerosolpartikeln zuzuschreiben. Der negative Peak kann also damit erklärt werden, dass der ID eine Schicht passiert hat, welche aus überwiegend negativ geladenen Aerosolpartikeln besteht, die alle die Bedingung b erfüllt haben. Die Höhe mit der maximalen Teilchen-

ladungsdichte lag bei ca. 81 km. Die Schichtdicke betrug ca. 1 km und erstreckte sich von ca. 80,5 bis 81,5 km. Die zu größeren Höhen wachsende positive Teilchenladungsdichte ist auf schwere positive Ionen zurückzuführen, die ebenfalls die Bedingung b erfüllten. Hierbei könnte es sich z.B. bis zu der sogenannten Übergangshöhe um große Proton-Wasser-Cluster $H^+(H_2O)_n$ handeln [Johannessen and Krankowsky, 1972, Rapp and Lübken, 2001]. Oberhalb dieser Übergangshöhe existieren mehr molekulare Ionen als große Proton-Wasser-Cluster [Rapp and Lübken, 2001]. Dabei kann die Höhe des Übergangs zwischen 75 und 92 km stark variieren [Friedrich and Torkar, 1988]. Die Rakete lädt sich während des Fluges auf das sogenannte Floatingpotential auf, das Potential, bei dem der Nettostromfluss zum Leiter im Plasma null ist. Hierbei war zu beachten, dass die Elektrode mit Masse über einen Kondensator auf dem Raketenpotential lag. Änderungen des Raketenpotentials können also Auswirkungen auf das Messergebnis haben. Dabei wird der Gleichspannungsanteil der Änderung durch den hochohmigen Widerstand für Gleichspannung des Kondensators stark unterdrückt. Nutzlastaufladung wurden daher vernachlässigt. In den folgenden Abschnitten sollen diese Ergebnisse mit anderen Instrumenten der PHOCUS-Kampagne verglichen werden. Als erstes beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit anderen In situ Messungen.

3.2.3. Vergleich mit In situ Messungen

Die in der vorliegenden Arbeit zum Vergleich betrachteten In situ Messinstrumente sind ein Photometer, der CONE-Sensor, die Elektronen- und Ionensonden sowie die Faradayantennen. Als erstes soll nun das Photometer betrachtet.

Photometer

Auf dem vorderen Teil der Nutzlast (siehe Abbildung 3.2) befanden sich u.a. auch mehrere Photometer. Diese Photometer haben mit verschiedenen Konfigurationen gemessen. Das bedeutet, dass sie z.B. durch einen schmalbandigen Filter das durch NLC-Eisteilchen gestreute Licht betrachteten (z.B. die Lyman- α Linie bei 121,6 nm [Hedin J., 2009]). Neben den in Flugrichtung parallel zur Spinachse ausgerichteten Photometern, gab es außerdem ein Photometer, das seitlich nach oben in einem Winkel von 30 ° zur Spinachse angebracht war. Die Messdaten dieses Photometers wurden für den Vergleich mit dem ID benutzt. Abbildung 3.13 zeigt die Gegenüberstellung der Daten beider Instrumente. Gezeigt ist zum einen die aus dem gemessenen Elektrodenstrom

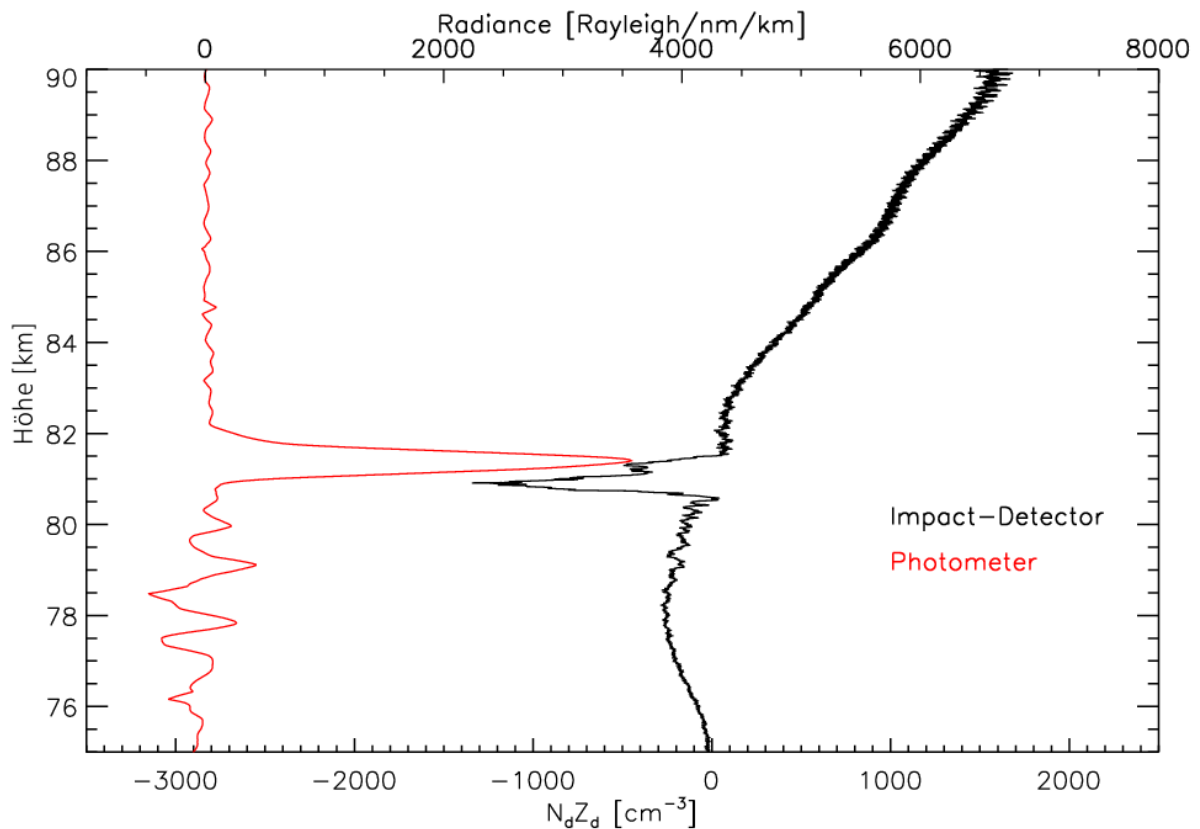


Abbildung 3.13.: Die empfangene Strahlung des seitlichen Photometers (rot) im Vergleich zu der Teilchenladungsdichte $N_d Z_d$ (schwarz). Es ist ein deutlicher Überlapp der beiden Messsignale bei ca. 81,5 km zu erkennen. (Photometerdaten: Jonas Hedin, MISU, private Kommunikation)

des IDs abgeleitete Teilchenladungsdichte $N_d Z_d$ (schwarz) sowie die nach der Höhe differenzierte empfangene Strahlung von dem seitlich ausgerichteten Photometer (rot). Dabei ist die Strahlung auf der oberen Abszisse in $\frac{\text{Rayleigh}}{\text{nm km}}$ angegeben. Ein Rayleigh sind $10^{10} \frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2 \text{s}}$ [Hunten et al., 1956]. Also hat das Photometer Photonenraten gemessen und das bedeutet, dass nach etwa 81,5 km signifikant weniger Photonen in das Photometer gestreut wurden. Somit konnte durch Differenzieren nach der Höhe hier die NLC-Schicht identifiziert werden. Das Strahlungsprofil zeigt, bis auf vereinzelte Schwankungen zwischen 76 und 80 km, eine signifikante Struktur. Der Peak hat sein Maximum bei 81,5 km. Vergleicht man nun die beiden Datenkurven, fällt auf, dass die Minima (ID) bzw. Maxima (Photometer) ziemlich genau bei der gleichen Höhe auftreten. Daraus kann geschlossen werden, dass der ID geladene Partikel gemessen hat, deren Anzahldichte groß genug ist, um im signifikantem Maße auch Licht zu streuen. Jedoch sind die Extrema in der Höhe etwas versetzt. Eine Interpretationsmöglichkeit wäre, dass der ID auf Grund der Aerodynamik vermehrt die größeren Partikel detektiert

hat und deshalb den unteren Rand der NLC sieht. Dies könnte wiederum auf Grund ihrer höheren Sedimentationsgeschwindigkeit geschehen sein, weshalb die großen und schwereren Eispartikel sich tiefer befinden als die kleinen leichten Eispartikel der NLC, wie im Fall b im Abschnitt 3.1 beschrieben.

Im Folgenden soll nun auf Messung des CONE-Sensors eingegangen werden.

CONE-Temperaturprofil

Wie bereits erwähnt, ist es möglich mit dem CONE-Sensor die Dichte und damit die Temperatur zu bestimmen. Dabei funktioniert der Sensor wie ein klassisches Ionisationsmanometer. Abbildung 3.14 zeigt den Sensor schematisch im Querschnitt, zu

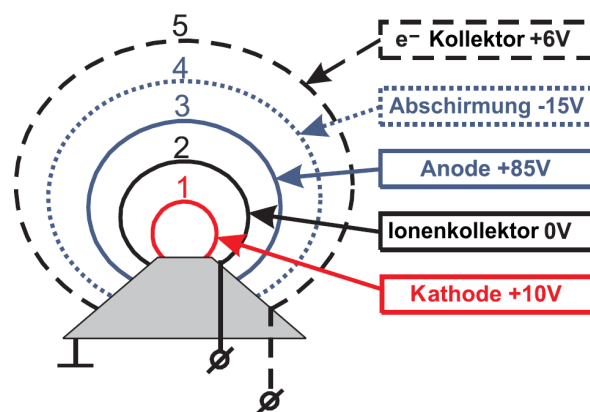


Abbildung 3.14.: Schematischer Querschnitt durch den CONE-Sensor mit den verschiedenen Gittern: 1 Kathode, 2 Ionenkollektor, 3 Anode, 4 Abschirmung positiver Teilchen, 5 Langmuirsonde mit festem Potential/Abschirmung.

sehen sind die verschiedenen Gitter. Die Ionisationsröhre wird gebildet aus Gitter 1, 2 und 3. Hier werden aus der Kathode (1) durch Glühemission Elektronen herausgelöst. Diese werden durch die Potentialdifferenz zwischen Anode (3) und Kathode in Richtung der Anode beschleunigt. Diese schnellen Elektronen können auf ihrem Weg zur Anode auf Gasmolekülen stoßen und sie durch Stoßionisation ionisieren. Da der Ionenkollektor (2) relativ zu Anode und Kathode ein negatives Potential besitzt, werden die positiven Ionen von dem Kollektor angezogen und können als Strom gemessen werden. Dieser Strom ist proportional zur Neutralgasdichte. Gitter 4 und 5 dienen als Abschirmung gegen die geladenen Konstituenten, so dass nur Neutralgas in das Innere der Ionisationsröhre eintreten kann. Dabei kann Gitter 5 als eine Langmuirsonde mit festem Potential eingesetzt werden. Aus dem gemessenen Strom von Gitter 5 kann die Elektronendichte abgeleitet werden, wichtig für das Temperaturprofil ist

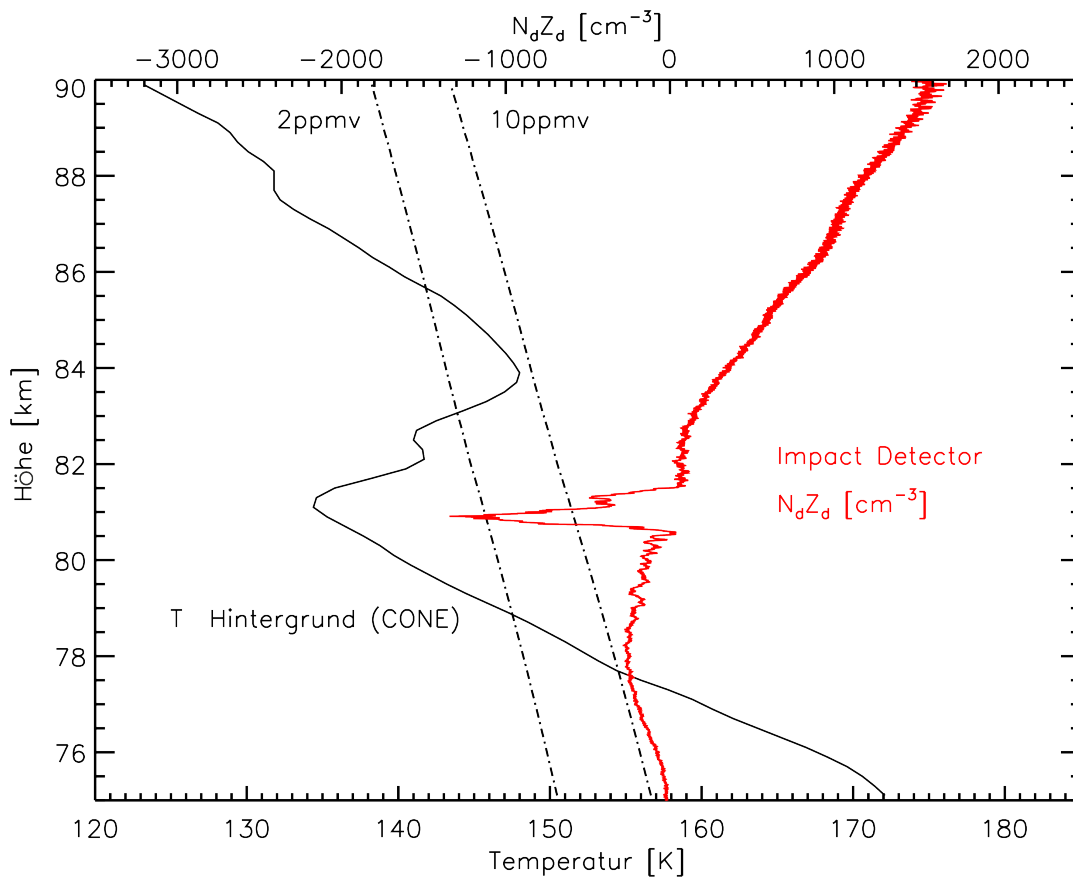


Abbildung 3.15.: CONE-Temperaturprofil (schwarz) im Vergleich mit der Teilchenladungsdichte (rot) des Impact-Detectors. (CONE-Daten: Artur Szewczyk, IAP, private Kommunikation)

jedoch die Neutralgasdichte. Unter Annahme des hydrostatischen Gleichgewichts und mit Hilfe des idealem Gasgesetzes, kann mittels der gemessenen Dichte die Temperatur berechnet werden. Das Temperaturprofil in Abbildung 3.15 zeigt ein lokales Temperaturminimum von 134 K bei ca. 81,5 km. Danach steigt die Temperatur auf ein lokales Maximum von 148 K bei ca. 84 km und sinkt dann bis unterhalb von 125 K ab. Das bedeutet, dass die Mesopause in einer Höhe größer als 90 km existierte. Im Vergleich mit der Teilchenladungsdichte (rot, Skalierung obere Abszisse) fällt auf, dass das lokale Temperaturminimum bei 81,5 km gut mit dem Maximum negativer Teilchenladungsdichte übereinstimmt. Dies lässt vermuten, dass es sich bei den gemessenen Teilchen um negativ geladene Eisteilchen handelt. Außerdem sind die Frostpunkttemperaturen für zwei für die Mesopausenregion typische Wasserdampf-mischungs-raten eingezeichnet (gestrichelte Linien, 2 und 10 ppmv) [Seele and Hartogh, 1999]. Die Frostpunkttemperatur markiert die Temperatur, bei der unter den gegebenen Bedingungen, der Sättigungsgrad für Wasser S gleich 1 ist. Unterhalb dieser Grenztem-

peratur Eisbildung ist möglich. Die Bestimmung des Sättigungsdampfdruckes erfolgte mit Hilfe der Clausius-Clapeyron-Gleichung, die Parameter hierfür wurden aus *Marti and Mauersberger* [1993] entnommen. Zu erkennen ist, dass in dem Höhenbereich, der vom ID detektierten Schicht, selbst für die geringere Wasserdampfmischungsrate von 2 ppmv, die Hintergrundtemperatur unterhalb der Frostpunkttemperatur lag. Erste Ergebnisse des Wasserdampfspektrometers zeigten Wasserdampfmischungsraten von 7-8 ppmv in den betrachteten Höhenbereichen (Donal Murtagh, Chalmers, private Kommunikation, PHOCUS-Datameeting, Stockholm, 6.9.2012). Diese Ergebnisse sowie die Schlussfolgerungen aus Abbildung 3.15 bestätigen die Existenz von Eisteilchen ebenso wie das bisherige Verständnis der Bildung dieser ungeachtet der Frage nach den Nukleationskeimen.

Für den Vergleich mit Plasmaparametern wie der Elektronendichte, soll nun auf die Messungen mit der Elektronen- bzw. Ionensonde sowie der Faradayrotationsmethode eingegangen werden.

Faraday-Antennen sowie Elektronen- und Ionensonde

Für die Messung von Ionen- und Elektronendichten kamen bei der PHOCUS Kampagne zwei Messprinzipien zum Einsatz. Zum einen die Messung mittels Ionen- und Elektronensonden und zum anderen für die Elektronendichte die Faradayrotationsmethode. Bei den Ionen- und Elektronensonden handelt es sich um Langmuirsonden mit je einem festen Potential. Die freien Ladungsträger werden von dem jeweils entgegengesetzten Potential angezogen und der gemessene Strom ist proportional zur Ladungsdichte [*Friedrich et al.*, 2006, *Hedin J.*, 2009]. Diese Methode hat eine hohe räumliche Auflösung, muss jedoch absolut kalibriert werden. Dies geschieht über die absolute Elektronendichte, welche über die Faradayrotation bestimmt werden kann. Hierbei wird ausgenutzt, dass der geladene Teil der Atmosphäre auf Grund des Erdmagnetfeldes für elektromagnetische Wellen doppelbrechend ist [*Friedrich et al.*, 2006]. Das bedeutet, dass sich die lineare Polarisierung einer elektromagnetischen Welle zu zirkularen Polarisierung ändert. Die Phase und Amplitude ist abhängig von dem elektronischen Zustand zwischen Sender und Empfänger und kann durch sich drehende Antennen bestimmt werden. Dies verwirklicht man, indem man Antennen (siehe Abbildung 3.2) an der Raketennutzlast befestigt. Dabei wurde das Signal vom Erdboden gesendet. Da die Rakete zur Stabilisierung einer Eigendrehung unterworfen wird, drehen sich auch die Antennen. Die Elektronendichten lassen sich aus der Ableitung des empfangenen Signals nach der Höhe bestimmen und das unabhängig von eventuellen

Aufladung der Nutzlast und aber aerodynamischen Effekten.

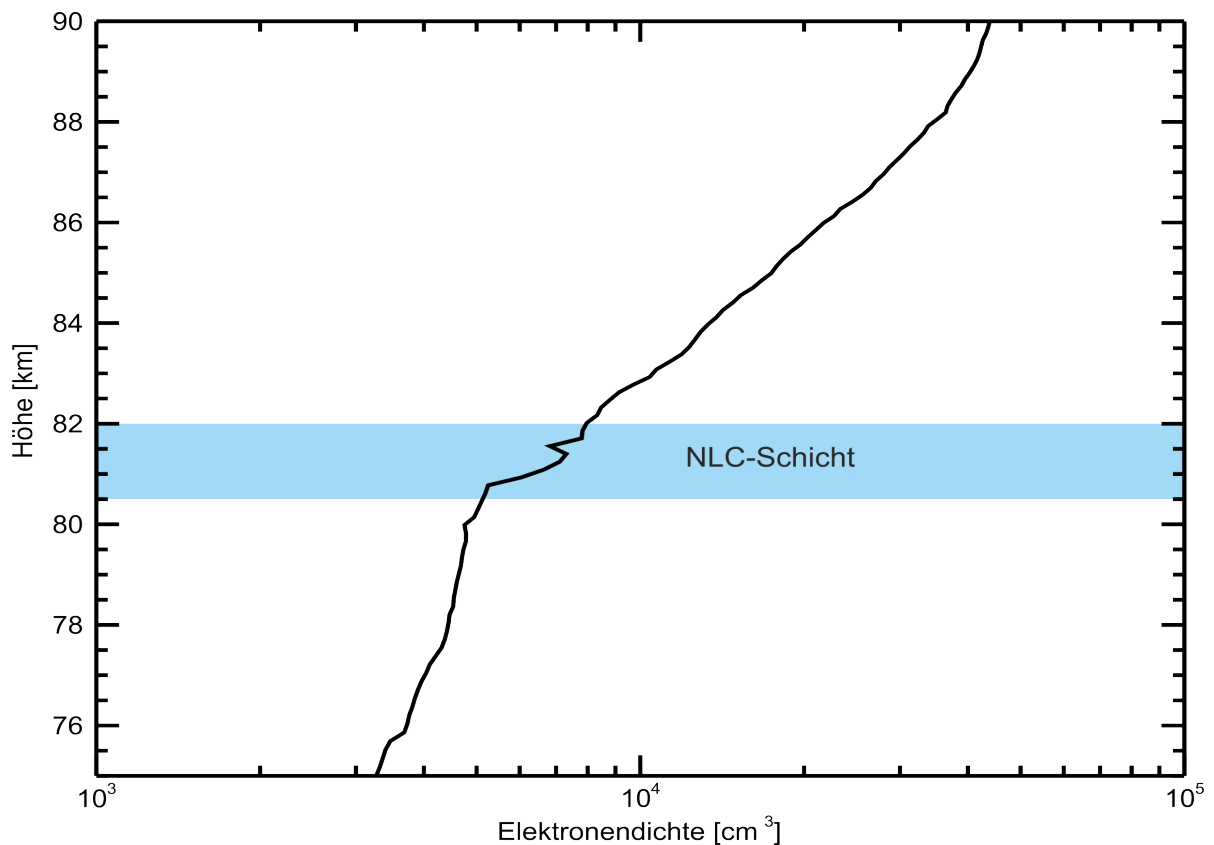


Abbildung 3.16.: Gezeigt sind die Daten der Elektronensonden als Funktion der Höhe, welche auf die absoluten Elektronendichten der Faradayrotationsmethode normiert wurden. (Daten: Martin Friedrich, TU Graz, private Kommunikation)

Abbildung 3.16 zeigt die Elektronendichte als Funktion der Höhe. Hierzu wurden die Daten der Elektronensonden auf die absolute Elektronendichte der Faradayrotationsmethode normiert. Die Elektronendichte zeigt bei ca. 81,5 km ein kurzes Einbrechen ihres positiven Gradienten. Dies könnte als sogenannter Elektronen-Biteout interpretiert werden, welcher häufig im Zusammenhang mit mesosphärischen Eiswolken beobachtet wurde [Reid, 1990, Rapp et al., 2003b]. Dieses Einbrechen der Elektronendichte lässt sich damit erklären, dass die Eisteilchen Elektronen adsorbieren, welche dann im Ensemble der freien Elektronen fehlen [Rapp and Lübken, 2001]. Die fehlende Elektronendichte von ca. $1 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ entspricht der gleichen Größenordnung wie jene vom ID-Signal abgeleitete Teilchenladungsdichte. Möglicherweise handelt es sich bei dieser Übereinstimmung auf Grund der Normierung auch um einen Zufall.

Nachdem die In situ Messungen gezeigt wurden, werden im Folgenden die Fernerkundungsmessungen vorgestellt.

3.2.4. Vergleich mit Fernerkundungsmessungen

Während der PHOCUS-Kampagne wurde die Atmosphäre über Kiruna zusätzlich mit Fernerkundungsmessungen überwacht. Diese sollten helfen, einen günstigen Zeitpunkt für den Raketenstart zu wählen, d.h. starke PMSE und NLC-Signale von RADAR und LIDAR. Im Folgenden soll kurz auf die Daten des RADARs eingegangen werden.

ESRAD

ESRAD steht für Erange Mesosphere-Stratosphere-Troposphere Radar und ist ein Radar für die Untersuchung der Atmosphäre auf der Esrange in Kiruna in Nordschweden. Es arbeitet auf einer Frequenz von 52 MHz. Rückstreusignale aus der Atmosphäre erhält man unter anderem von Fluktuationen in der Elektronendichte mit Skalen im Bereich der Braggwellenlänge des Radars (ca. 3 m für 52 MHz). Abbildung 3.17

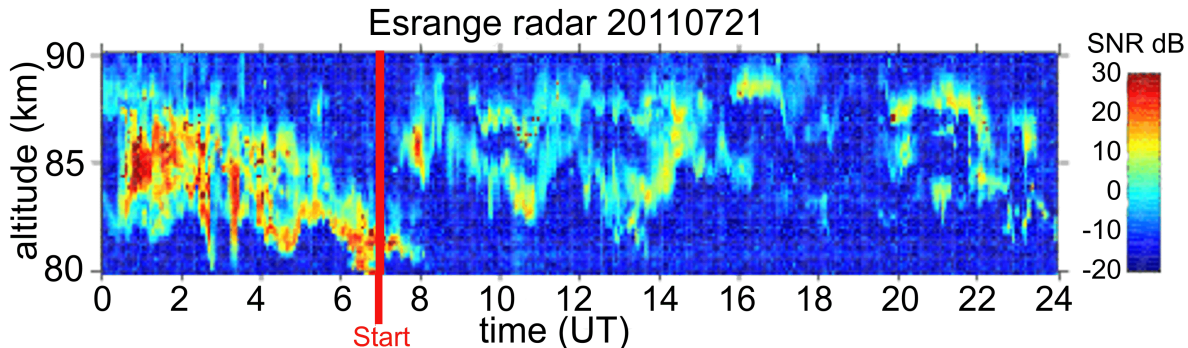


Abbildung 3.17.: Gezeigt ist das Signal zu Rauschverhältnis farblich codiert als Funktion der Zeit und der Höhe am Tag des Raketenstartes der PHOCUS-Kampagne. Die rote Linie markiert den Start der Rakete um 7 Uhr UT nach dem Absinken der PMSE (Daten: [Kirkwood, 2011]).

zeigt das Rückstreuverhältnis oder auch Signal zu Rauschverhältnis als Funktion der Zeit und der Höhe. Die Daten zeigen einen Höhenbereich von 80 bis 90 km für den Tag an dem der Raketenstart durchgeführt wurde. Die Startzeit ist durch die rote Linie in Abbildung 3.17 gekennzeichnet. Auffällig ist das starke Signal von ca. 00:30 Uhr bis 08:00 Uhr, hierbei handelt es sich um starke PMSEs. Im Zeitverlauf sinkt das Maximum der Echos von 85 auf 81 km. Was hier beobachtet wird, ist das Absinken der Brechungsindexänderungen, hervorgerufen durch das Absinken der Eisteilchen. Zum Zeitpunkt des Raketenstarts konnte man daher davon ausgehen, dass große Eisteilchen

in ca. 81 km existierten. Der Vergleich mit Abbildung 3.13 oder 3.15 bestätigt diese Vermutung.

3.3. Zusammenfassung PHOCUS

Nach der Auswertung der Messergebnisse des Impact-Detectors und dem Vergleich mit einigen anderen Instrumenten kann man sagen, dass der Detektor erfolgreich funktioniert hat. Es wurde eine Struktur aus negativ geladenen Eisteilchen in einer Höhe von ca. 81 km detektiert. Im Vergleich mit den anderen Messdaten kann man davon ausgehen, dass es sich bei diesen geladenen Teilchen um große Eispartikel handelt. Es konnte eine maximale Teilchenladungsdichte von ca. 1400 geladenen Teilchen pro cm^3 bestimmt werden. Hierbei ist jedoch noch einmal zu erwähnen, dass kleinere Eisteilchen auf Grund der stumpfen Geometrie der Raketenspitze und der daraus resultierenden schlechten Aerodynamik, nicht detektiert werden konnten. Um bessere Ergebnisse zu erzielen, sollte darüber nachgedacht werden, ob man den Detektor bei zukünftigen Flügen nicht in einer aerodynamisch günstigere Position auf der Raketennutzlast anbringt. Im Vergleich lässt sich außerdem das aktuelle Verständnis für die Bildung von leuchtenden Nachtwolken bestätigen. Kleinere Eispartikel bilden sich zwischen 85 und 90 km Höhe und führen in Wechselwirkung mit dem dünnen Plasma zu den starken RADAR-Echos, den PMSEs (siehe Abbildung 3.17). Durch Wachstum und Koagulation werden die Eispartikel größer und schwerer und sedimentieren so tiefer (siehe Abbildung 3.17) bis sie eine signifikante Größe und Anzahldichte besitzen um eine NLC zu bilden (siehe Abbildung 3.13 und Abbildung 3.12). Die Existenzhöhe korreliert dabei stark mit dem Temperaturprofil. Im Zusammenhang mit der Wasserdampfmischungsrate und den resultierenden Frostpunkttemperaturen ergibt sich ein beschränkter Höhenbereich, in welchem die großen Eisteilchen existieren können (siehe Abbildung 3.15). Bei weiterem Absinken verlassen diese auf Grund der steigenden Temperatur ihren Existenzbereich und verdampfen wieder. Sehr interessant wäre hier die Feinstruktur der Daten des Wasserdampfspektrometers. Die Vermutung liegt nahe, dass die Wasserdampfmischungsrate im Verdampfungshöhenbereich auf Grund von fre werdendem Wasserdampf einen Anstieg verzeichnet.

Kapitel 4.

Modell zur Bestimmung der Gleichgewichtstemperatur von sphärischen Partikeln

Die Bildung von NLCs ist ein stark diskutiertes Thema in der heutigen Physik der mittleren Atmosphäre. Da noch nicht vollständig geklärt ist, wie die Nukleation der Eisteilchen funktioniert und welche Nukleationskeime in Frage kommen, wurde für den zweiten Teil dieser Arbeit ein theoretischer Versuch unternommen Temperaturen einiger dieser möglichen Keime, den MSP, zu berechnen. Dies soll Aussagen darüber zulassen, ob mögliche Temperaturdifferenzen zwischen Nukleationskeim und Hintergrundtemperatur Auswirkungen auf die Nukleation haben. Denn die Temperatur ist essentiell für die Nukleation (siehe Kapitel 2 Abschnitt 2.3). Im Folgenden soll nun dieses Modell vorgestellt, einige Ergebnisse gezeigt und anschließend physikalisch interpretiert werden.

4.1. Modellbeschreibung

Ziel des Modells ist die Bestimmung einer Gleichgewichtstemperatur eines sphärischen Partikels mit dem Radius r . In Abbildung 4.1 ist eine schematische Darstellung des Partikels, der Sonne und der Erde zu sehen. Die Pfeile in der Abbildung sollen die Energietransporte verdeutlichen. Es wird angenommen, dass dem Partikel durch die Absorption der Strahlung im VIS-UV-Bereich der Sonne (P_{sol}) und im IR-Bereich der Erde (P_{ter}) Energie zugeführt wird. Dadurch besitzt das Teilchen eine gewisse Temperatur

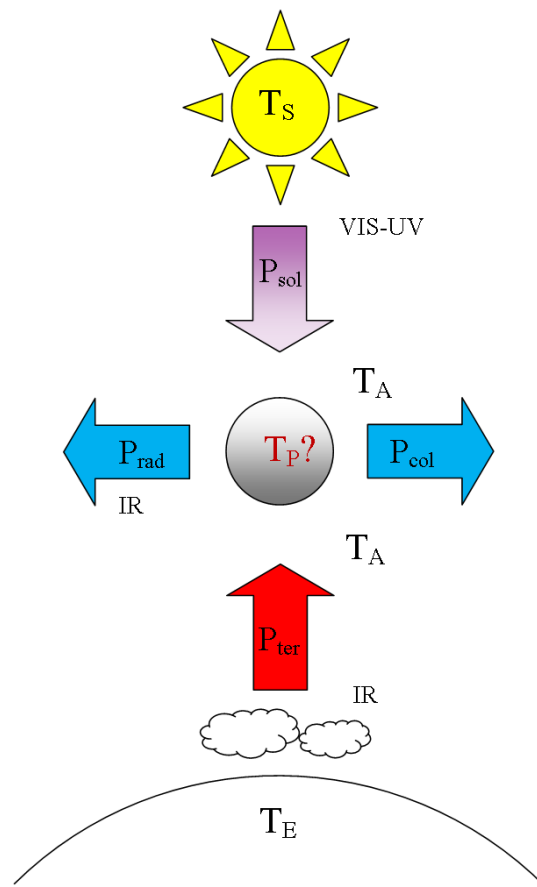


Abbildung 4.1.: Modelldarstellung des Teilchens in der Atmosphäre mit den Haupteinflüssen auf die Teilchentemperatur.

und strahlt im IR-Bereich wieder ab (P_{rad}). Außerdem wird dem Partikel durch Stöße mit den Gasmolekülen der Umgebungsatmosphäre thermische Energie entzogen oder hinzugeführt (P_{col}), je nach dem ob die Umgebung kälter oder wärmer als das Teilchen ist. Umwandlungen von Energie in latente Wärme durch Phasenübergänge werden in diesem Modell vernachlässigt. Um einen Gleichgewichtszustand zu erreichen muss die Nettogleistung gleich null sein. Hieraus lässt sich die folgende Balancegleichung ableiten,

$$P_{sol} + P_{ter} - P_{rad} + P_{col} = 0. \quad (4.1)$$

Ist diese Gleichung erfüllt, hat das Partikel seine Gleichgewichtstemperatur T_P erreicht. Die Strahlungsleistung der Sonne P_{sol} lässt sich wie folgt ausdrücken [Fiocco et al., 1975],

$$P_{sol} = \pi r^2 \epsilon (1 + 2A \cos \chi) \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, r, n) F_\lambda(T_\odot) d\lambda, \quad (4.2)$$

wobei r der Radius des Partikels ist. ϵ entspricht $(R_\odot/R_0)^2$ mit dem Sonnenradius $R_\odot$ sowie dem Abstand Sonne-Erde R_0 . Dieser Faktor wertet den großen Sonne-Erde Abstand und wird auch „Verdünnungsfaktor“ genannt [Fiocco et al., 1975]. Die Leistung, die das Teilchen durch die Sonne erhält besteht aus zwei Teilen $(1 + 2A \cos \chi)$. Zunächst trifft das Teilchen die volle Strahlungsleistung der Sonne, dann wird jedoch von der Erdoberfläche in Abhängigkeit von der Albedo A und dem Sonnenzenitwinkel χ ein Teil der Sonnenstrahlung reflektiert und kann so wieder zu dem Teilchen gelangen. Die Albedo wurde als wellenlängenunabhängig angenommen. Zur Vereinfachung wurde außerdem die Absorption von dem reflektierten Sonnenlicht durch die Erdatmosphäre vernachlässigt. Desweiteren stehen in Gleichung 4.2 im Integral über alle Wellenlängen zwei Größen, Q_{abs} und $F_\lambda(T_S)$, welche nun erläutert werden sollen. Q_{abs} ist der Absorptionskoeffizient welcher definiert ist durch

$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca}. \quad (4.3)$$

Q_{abs} kommt aus der Mie-Theorie für sphärische Partikel und gibt an, wie stark Licht absorbiert wird [Bohren and Huffman, 1983, van de Hulst, 1981]. Q_{ext} und Q_{sca} sind Extinktions- und Streukoeffizienten. Alle drei Koeffizienten sind Funktionen der Wellenlänge λ , des Radius r und des Brechungsindex $n = m + ik$. In Rayleighnäherung, d.h. für $r \geq \lambda$ vereinfacht sich Q_{abs} nach Eidhammer and Havnes [2001] zu

$$Q_{abs} = \frac{8\pi r}{\lambda} \frac{6mk}{(m^2 - k^2 + 2)^2 + (2mk)^2}. \quad (4.4)$$

Für das Modell wurde jedoch die Miestreuung mit berücksichtigt. Für die Berechnung der Streuamplitudenmatrixelemente und der Extinktionseffizienzen wurde der Programmcode *bhmie* aus Bohren and Huffman [1983] verwendet. Gegeben waren hierfür

die Partikelgröße, der Brechungsindex sowie die Wellenlänge. F_λ wird der Einfachheit halber durch die Planckstrahlung beschrieben und ist damit wie folgt definiert

$$F(\lambda, T_i) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_b T_i}\right) - 1}. \quad (4.5)$$

Hier steht T_i für die jeweilige Oberflächentemperatur des Objektes, λ für die Wellenlänge, h für das Plancksche Wirkungsquantum, c für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und k_b für die Boltzmannkonstante. Für die Sonnenoberflächentemperatur wurde ein Wert von $T_\odot = 5780$ K angenommen. Zu Beachten ist hier, dass aus Vereinfachung die Sonne, die Erde und die Partikel als schwarze Strahler angesehen werden, es aber in Wirklichkeit nicht sind. Effekte, wie etwa die Absorption der UV-Strahlung der Sonne durch die Erdatmosphäre werden nicht berücksichtigt. Der zweite Term aus Gleichung 4.1 für die Strahlungsleistung der Erde ist definiert als

$$P_{ter} = \pi r^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, r, n) F_\lambda(T_E) d\lambda. \quad (4.6)$$

Wobei die Temperatur T_E mit der Temperatur der Stratopause des benutzten Atmosphärenprofils abgeschätzt wurde. Zum einen war dies, das aus fallenden Kugel-Messungen abgeleitete MAC-SINE Temperatur- und Dichteprofil auf 69° N [Lübken *et al.*, 1990]. Zum anderen das gemessene Temperatur- und Dichteprofil von CONE, während der PHOCUS Kampagne (siehe Kapitel 3). Es wurde damit angenommen, dass die warme Stratopause den Hauptbestandteil der Strahlung von der Erde ausmacht. Das Maximum des Planckspektrums liegt hier im Infrarotbereich bei einer Wellenlänge von etwa 10 μm . Das Aerosol strahlt auf Grund seiner Temperatur T_P eine gewisse Leistung P_{rad} ab, diese Leistung lässt sich auch mit Hilfe der Planckstrahlung beschreiben.

$$P_{rad} = 4\pi r^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda, r, n) F_\lambda(T_P) d\lambda \quad (4.7)$$

Dabei strahlt das Partikel in dieser Annahme über seine gesamte Oberfläche $4\pi r^2$ isotrop ab und verliert damit Energie.

Als letzter Teil der Balancegleichung 4.1 soll nun der Kollisionsterm P_{col} beschrieben werden. Es wurde sich zunächst nach der Arbeit von *Espy and Jutt* [2002] gerichtet und eine Formulierung für den Wärmefluss pro Einheitsfläche durch Kollision nach *Gombosi* [1994] verwendet und einige Annahmen zur Vereinfachung gemacht, die nachfolgend erläutert werden. Dem Partikel wird Energie zu- oder abgeführt, mit einer Rate $\Delta\Phi^{(E)}$, die wie folgt definiert ist [*Gombosi*, 1994]

$$\Delta\Phi^{(E)} = \frac{\alpha}{4} n \bar{v} k_b T_A \left\{ e^{-s_3^2} \left[s^2 + \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} - \frac{(\gamma + 1)T_P}{2(\gamma - 1)T_A} \right] + s_3 \sqrt{\pi} \left[1 + \operatorname{erf}(s_3) \right] \right. \quad (4.8)$$

$$\left. \cdot \left[s^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} - \frac{(\gamma + 1)T_P}{2(\gamma - 1)T_A} \right] \right\}.$$

Hierbei ist α der Akkomodatonskoeffizient und gibt die Effizienz der Wärmeenergieübertragung zwischen zwei unterschiedlich warmen Körpern an. n ist die Dichte des umgebenen Gases, $\bar{v}$ ist die gemittelte thermische Geschwindigkeit des Gases und kann mit $\bar{v} = \sqrt{\frac{3k_b T_A}{\bar{m}}}$ berechnet werden. Mit der Boltzmannkonstante k_b , der Temperatur des Gases T_A und der mittleren Molekülmasse $\bar{m}$.

Die weiteren Komponenten der Gleichung 4.8 sind wiederum die Boltzmannkonstante k_b und die Gastemperatur T_A , die Partikeltemperatur T_P , der Isentropenexponent γ sowie die dimensionslose Gasströmungsgeschwindigkeit s relativ zur Partikeloberfläche und die Komponente senkrecht zur Oberfläche des Partikels s_3 . Die Gasströmungsgeschwindigkeit lässt sich berechnen aus $s = \sqrt{\frac{\bar{m}u^2}{2k_b T_A}}$, wobei u die Strömungsgeschwindigkeit ist. Winde und Fallgeschwindigkeiten wurden in diesem Modell vernachlässigt, da in erster Näherung Wind- und Fallgeschwindigkeiten gegenüber zu thermischen Geschwindigkeiten klein sind ($u = 0$). Damit vereinfacht sich Gleichung 4.8 zu

$$\Delta\Phi^{(E)} = \frac{\alpha}{4} n \bar{v} k_b \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} (T_A - T_P). \quad (4.9)$$

Für die Bestimmung der durch Kollision erbrachten Leistung durch Wärmeaustausch muss $\Delta\Phi^{(E)}$ noch über die Oberfläche des Partikels integriert werden.

$$P_{col} = \oint_{surface} dA \Delta \Phi^{(E)}(T_A, T_P) \quad (4.10)$$

Wie bereits erwähnt werden Leistungen, die bei Phasenübergängen erbracht werden nicht betrachtet. Wie man aus Gleichung 4.1 nun die Teilchentemperatur T_P berechnet, soll nun erläutert werden.

Zunächst lassen sich P_{sol} , P_{ter} und P_{rad} bestimmen. Für das Teilchen wird zuerst angenommen, dass es die gleiche Temperatur besitzt wie seine Umgebung, deshalb ist die Starttemperatur für T_P gleich T_A . Sind also die drei Leistungen bekannt, lässt sich Gleichung 4.1 nach P_{col} umstellen und die Leistung, welche durch Kollision erbracht wird, kann wie folgt berechnet werden

$$P_{col} = -P_{sol} - P_{ter} + P_{rad}. \quad (4.11)$$

Stellt man nun Gleichung 4.10 nach T_P um, lässt sich T_P bestimmen. Dabei ergibt das Integral über die Oberfläche $4\pi r^2$.

$$T_P = T_A - \frac{P_{col}}{\alpha \pi r^2 n k_b \bar{v}^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \quad (4.12)$$

Das neu berechnete T_P kann dann erneut in P_{rad} eingesetzt werden. Wiederholt man dann die obigen Schritte bis T_P konvergiert, hat man die Gleichgewichtstemperatur des Teilchens bestimmt. Als Konvergenzkriterium wurde eine Differenz von 10^{-3} K zwischen T_P^j und T_P^{j-1} gewählt, wobei j hier für die Anzahl der Iterationsschritte steht. Abbildung 4.2 zeigt das Konvergieren der Gleichgewichtstemperatur eines Silicateilchens ($r=40$ nm, $z=90$ km). Hier sind die einzelnen Schritte gut zu erkennen, zunächst wird angenommen, dass das Teilchen die gleiche Temperatur wie die Umgebung besitzt, hier ca. 130 K. Aus Darstellungsgründen sind nur die Schritte ab der zweiten Iteration gezeigt. Nach der ersten Berechnung ergibt sich eine Partikeltemperatur von ca. 325 K. Nachdem diese wieder eingesetzt wurde konvergiert die Temperatur recht schnell gegen die Gleichgewichtstemperatur von ca. 282,5 K. Dies ist deutlich in Abbildung 4.2 zu sehen.

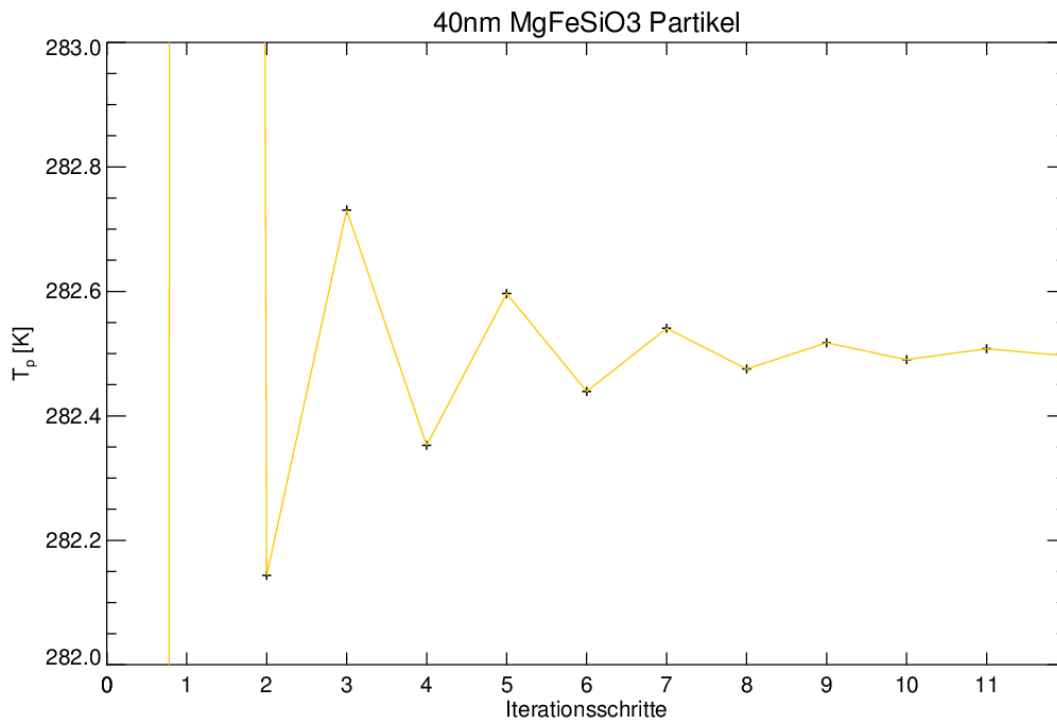


Abbildung 4.2.: Gezeigt ist die Gleichgewichtstemperatur als Funktion der Iterationsschritte für ein 40 nm großes Silicateilchen. Um das Konvergenzverhalten zu verdeutlichen wurde der Ordinatenbereich eingeschränkt. Die Starttemperatur betrug 130 K und die Partikeltemperatur des ersten Schrittes betrug ~ 325 K.

4.2. Modellergebnisse

Der komplette Modellcode wurde in IDL (Interactive Data Language) geschrieben [Exelis Visual Information Solutions, 2012]. Für die Integration über die Wellenlängen wurde die erweiterte Simpson-Methode aus Press [1992] genutzt (Gleichung 4.1.13). Im nachfolgenden Unterabschnitt soll mit einem bestehenden Modell verglichen werden, um zu zeigen, dass das Modell in seiner vereinfachten Form genutzt werden kann.

4.2.1. Validierung

Um das in Abschnitt 4.1 vorgestellte Modell zu validieren, wurde versucht Ergebnisse aus der Arbeit von Espy and Jutt [2002] zu reproduzieren, um zu zeigen, dass die Schwarzkörperapproximation hinreichend genau ist und angewendet werden kann.

Espy and Jutt [2002] verwendeten statt der Approximation durch Schwarzkörper für die Leistungsterme der Sonne und der Erde, Spektren aus dem MODTRAN Strahlungstransfermodell von *Spectral Science Inc and US Air Force Research Laboratory* [2012] und sollten damit genauer die Leistungsterme P_{sol} und P_{ter} bestimmt haben. In Tabelle 4.1 sind die Parameter aus der Arbeit von *Espy and Jutt* [2002] und aus dem Modell der vorliegenden Arbeit für die Validierung gegenübergestellt. Unterschiede gibt es in den Spektren, bei der Berechnung des Absorptionskoeffizienten, Brechungsindizes und der Winde.

Tabelle 4.1.: Gegenüberstellung der Modellparameter.

	<i>Espy and Jutt</i> [2002]	Modell
Dichte-u. Temp.-Profil	<i>Lübken et al.</i> [1990]	<i>Lübken et al.</i> [1990]
Spektren	MODTRAN	Schwarzkörper
Absorptionskoeff. Q_{abs}	<i>van de Hulst</i> [1981]	<i>Bohren and Huffman</i> [1983]
Brechungsindex Eis	<i>Warren S.G.</i> [1984], REFICE	<i>Warren S.G.</i> [1984]
Akkommodationskoeff. α	0.5	0.5
Partikelradien [nm]	50,100,300	50,100,300
Albedo A	0.30	0.30
Wind, Fallwind	$s \neq 0$	$s = 0$

Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich eins der Ergebnisse aus *Espy and Jutt* [2002] mit einem der Ergebnisse des Modells dieser Arbeit mit den in Tabelle 4.1 aufgezeigten Parametern. Dargestellt sind Temperaturprofile für die MAC-SINE Hintergrundtemperatur (schwarz) sowie Gleichgewichtstemperaturprofile für Eisteilchen mit Radien von 50 nm (grün), 100 nm (blau) und 300 nm (gelb) sowie die zugehörigen Ergebnisse von *Espy and Jutt* [2002] für die jeweiligen Radien (rot). Es fällt auf, dass die Ergebnisse gut übereinstimmen, jedoch scheint so, dass die Gleichgewichtstemperaturen von Partikeln mit größeren Radien auch größere Abweichungen zu den Ergebnissen von *Espy and Jutt* [2002] aufzeigen. Bei einem Partikelradius von 300 nm und einer Höhe von 90 km beträgt die Differenz 4 K, während bei Partikeln mit 50 nm die Diskrepanz weniger als 0.5 K beträgt und damit vernachlässigbar klein ist. Dies kann daran liegen, dass Q_{abs} , P_{sol} , P_{rad} und P_{col} anders berechnet wurden. Das vereinfachte Modell wird trotz der geringen Abweichungen, als hinreichend genau betrachtet und kann somit verwendet werden. Nachdem das Modell validiert wurde, soll im nächsten Abschnitt zunächst die Abbildung 4.3 noch einmal unter physikalischen Gesichtspunkten be-

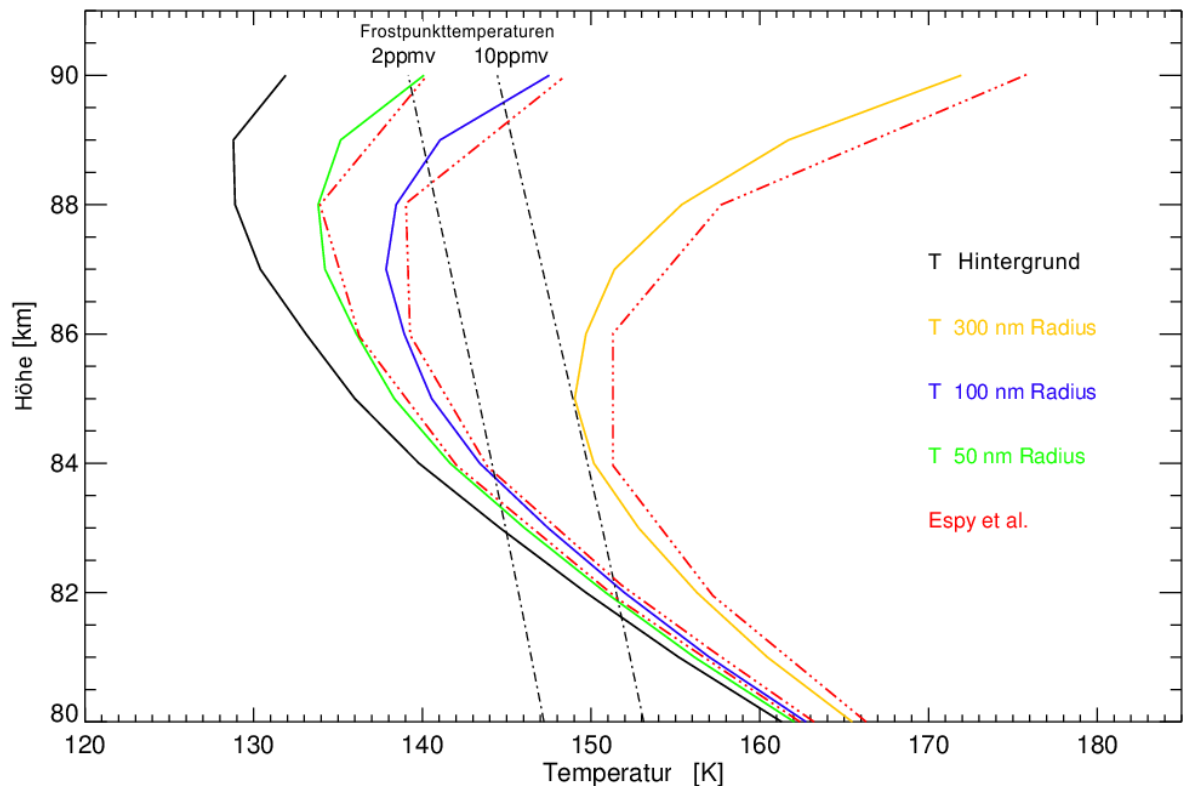


Abbildung 4.3.: Dargestellt ist der Vergleich der Ergebnisse für Eispartikel mit $r = 50, 100, 300$ nm aus *Espy and Jutt* [2002] (rot) und dem Modell aus der vorliegenden Arbeit (grün, blau, gelb) sowie den Frostpunktttemperaturen für Wasserdampfmischungsverhältnisse von 2 bzw. 10 ppmv.

schrieben werden. Dann folgt die Vorstellung einer weiteren Rechnung für eine andere Hintergrundatmosphäre.

4.2.2. Eispartikel

Neben den Temperaturprofilen von *Espy and Jutt* [2002] und des Modells der vorliegenden Untersuchung sind in Abbildung 4.3 außerdem noch zwei schwarz gestrichelte Geraden eingezeichnet, welche die Frostpunktttemperaturen für zwei Wasserdampfmischungsverhältnisse zeigen (2 und 10 ppmv). Für den Bereich unterhalb dieser Temperaturen, ist für den jeweiligen Wasseranteil das Sättigungsverhältnis S größer gleich eins (siehe Kapitel 1). Damit ist Nukleation und somit auch Eisbildung möglich. Unter diesem Gesichtspunkt kann man darauf schließen, dass die Teilchen mit dem Radius von 300 nm für die betrachteten atmosphärischen Bedingungen nicht existieren können, da sie sofort wieder verdampfen würden. Und tatsächlich sind Eispartikel

dieser Größe nicht oder nur selten zu beobachten [Cossart *et al.*, 1999]. Die Partikel mit kleineren Radien unterschreiten ab ca. 82 km für 10 ppmv und ab ca. 83 km für 2 ppmv die Frostpunkttemperatur und können somit existieren und wachsen. Dieses Wachstum erfolgt so solange, bis die Partikel auf Grund ihrer Größe wieder zu warm sind oder zu tief sedimentiert sind. Dort ist es damit wiederum zu warm und sie verdampfen dann wieder. Da bei der PHOCUS-Kampagne (siehe Kapitel 3) mit dem Impact-Detektor auch NLC-Teilchen, also Eisteilchen gemessen wurden, ist es sehr interessant wie die Abbildung 4.3 mit PHOCUS-Bedingungen aussehen würde. Dazu wurde das gemessene Dichte- und das daraus abgeleitete Temperaturprofil des CONE Sensors als Hintergrundtemperatur benutzt. Das Ergebnis aus der Modellrechnung kann man in Abbildung 4.4 sehen.

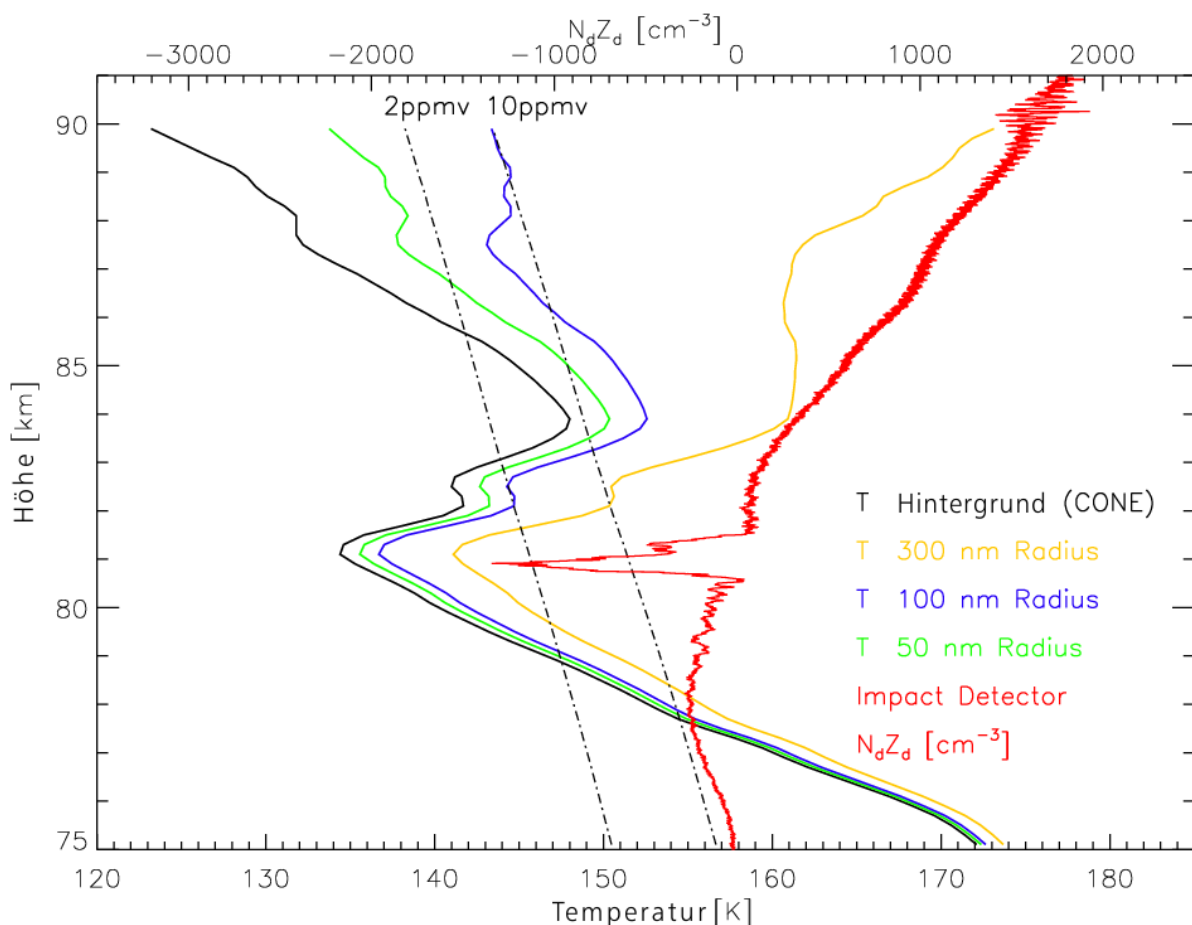


Abbildung 4.4.: Gezeigt sind die Temperaturprofile für Eispartikel mit $r = 50, 100, 300$ nm für die PHOCUS-Bedingungen. Außerdem die Teilchenladungszahl $N_d Z_d$ (rot), die aus dem gemessenen Strom des IDs berechnet wurde (Skalierung obere Abszisse).

In Abbildung 4.4 sind die Temperaturprofile für die aus den CONE-Dichtemessungen

abgeleitete Hintergrundtemperatur (schwarz) und für die Eisteilchen mit den Radien 50 nm (grün), 100 nm (blau) und 300 nm (gelb) gezeigt. Außerdem ist noch zusätzlich die Teilchenladungsdichte $N_d Z_d$, berechnet aus den Strommessungen des IDs gezeigt (rot, Skalierung obere Abszisse). Alle Temperaturprofile zeigen ein deutliches lokales Minimum bei ca. 81.5 km und liegen hier unterhalb der Frostpunkttemperatur, selbst für ein Wasserdampfmischungsverhältnis von 2 ppmv. Sogar überdimensionierte Eisteilchen mit Radien von 300 nm können damit nach den Modellergebnissen existieren. Es ist daher nicht verwunderlich, dass der ID gerade in dieser Höhe das Maximum an negativ geladenen Eisteilchen gemessen hat, da hier die Voraussetzungen für den Fall b (siehe Abbildung 3.6 und Abschnitt 3.1), auch nach dem Modell, am wahrscheinlichsten erfüllt sind.

Nachdem nun das Modell zunächst validiert wurde und andere Bedingungen für die Eisteilchen getestet wurden, soll nun auf die Ergebnisse für mögliche Nukleationskeime dieser Eispartikel eingegangen werden. Die hier gewählten Materialien sind Olivin ($\text{Mg}_{1.9}\text{Fe}_{0.1}\text{SiO}_4$), Hämatit (Fe_2O_3) und ein weiteres Silicat (MgFeSiO_3). Die Entstehung und Zusammensetzung dieser Aerosole wurde bereits in Abschnitt 2.2 erläutert. Für die Berechnung der Gleichgewichtstemperatur dieser Partikel wurden Datensätze für den wellenlängenabhängigen Brechungsindex $n = m + ik$ von *AIU Jena* [2012], *Greenberg* [1996], *Henning et al.* [1995], *Fabian et al.* [2001] und *Zeidler et al.* [2011] genutzt. Unterschiede bei den Brechungsindizes sollten auch Auswirkungen in der Gleichgewichtstemperatur haben, da der Absorptionskoeffizient Q_{abs} eine Funktion der Brechungsindexanteile m und k ist. Wie gravierend teilweise die Unterschiede in den Brechungsindizes zwischen den einzelnen Materialien sind, sollen die Abbildungen 4.5 und 4.6 verdeutlichen.

Der Realteil des Brechungsindex für Olivin (schwarz), Silicat (grün), Hämatit (rot) und Eis (cyan), ist in Abbildung 4.5 als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Dabei sind die Unterschiede zwischen den Materialien relativ gering. Große Schwankungen von m sind vor allem im Wellenlängenbereich von 10 bis 100 μm zu erkennen. Deutlich größere Unterschiede zwischen den Materialien gibt es beim Imaginärteil des Brechungsindex k in der Abbildung 4.6, auch hier sind die einzelnen Materialien dargestellt. Der deutlichste Unterschied ist hier zwischen Eis und Hämatit im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichtes mit mehr als acht Größenordnungen zu erkennen. Dieser große Unterschied sollte sich auch in den Gleichgewichtstemperaturen der Partikel aus den jeweiligen Materialien widerspiegeln. Vergleicht man die Imaginäranteile des Brechungsindex in Abbildung 4.6 von Olivin ($\text{Mg}_{1.9}\text{Fe}_{0.1}\text{SiO}_4$), dem Silicat ($\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{SiO}_3$) und Häma-

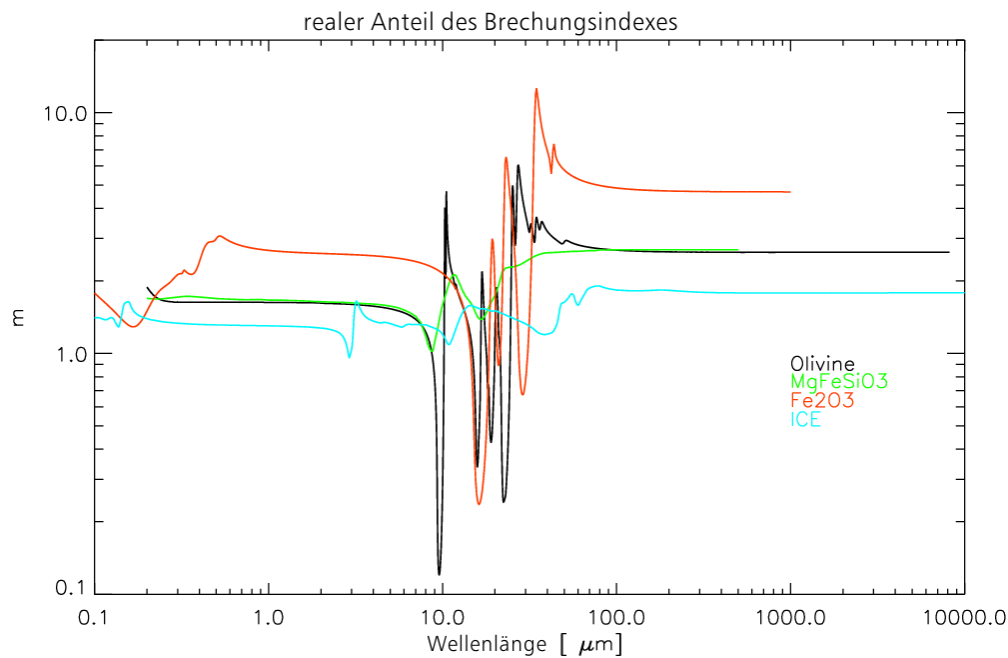


Abbildung 4.5.: Dargestellt ist der Realteil des Brechungsindex m als Funktion der Wellenlänge für die verschiedenen Materialien (Olivin ($\text{Mg}_{1.9}\text{Fe}_{0.1}\text{SiO}_4$), Silicat ($\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{SiO}_3$), Hämatit (Fe_2O_3 und Eis (H_2O)).

tit (Fe_2O_3), so sieht man, dass das Material mit dem höchsten Eisenvolumenanteil pro Molekül (Fe_2O_3) den größten imaginären Anteil im Wellenbereich von 200 bis 2000 nm besitzt. Die Vermutung liegt daher nahe, dass Fe_2O_3 die größte Temperaturdifferenz aufweisen wird, da das Spektrum der Sonne einen hohen Anteil im sichtbarem Spektralbereich besitzt und somit P_{sol} größer sein wird als bei den anderen Materialien wie z.B. Eis oder Olivin.

4.2.3. Meteorstaubpartikel MSP

Olivin

Als erstes wurde Olivin (hier $\text{Mg}_{1.9}\text{Fe}_{0.1}\text{SiO}_4$) betrachtet. Dazu wurden wieder die Parameter bis auf den Brechungsindex aus Tabelle 4.1 für das Modell genutzt. Der Datensatz für die Brechungsindizes m und k sind bei *AIU Jena* [2012] verfügbar und wurden aus *Fabian et al.* [2001] und *Zeidler et al.* [2011] entnommen. Es wurden Gleichgewichtstemperaturen für Radien von 1 bis 100 nm in 1 nm Intervallen berechnet. Dieser Bereich wurde auf Grund der Abbildung 2.2 gewählt, um möglichst auch für geringe Wasserdampfmischungsraten die kritischen Radien r_{crit} zu berücksichtigen. Abbildung

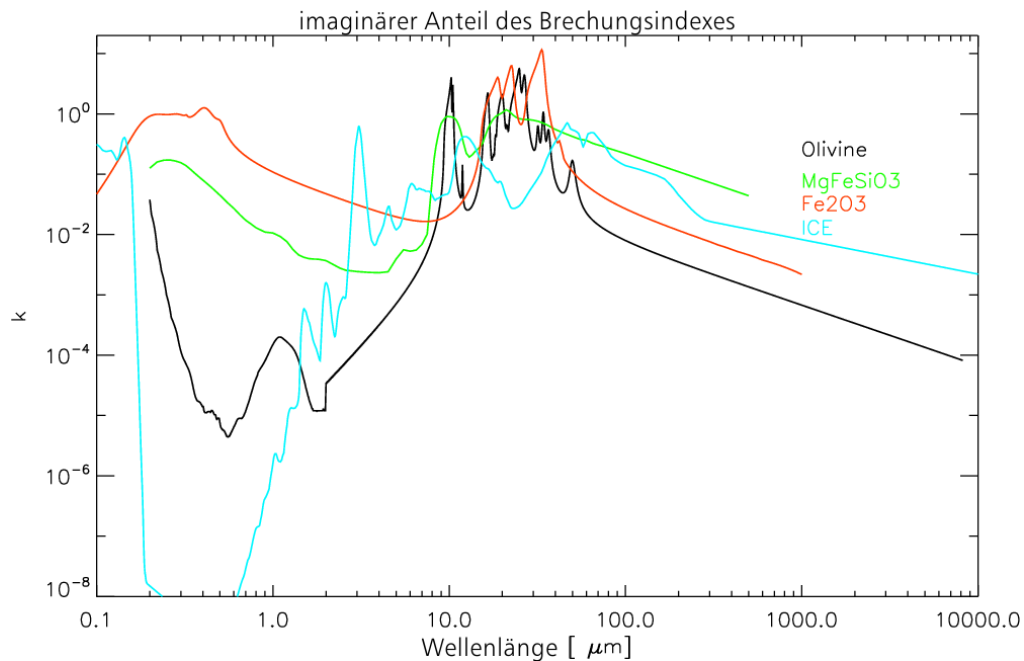


Abbildung 4.6.: Gezeigt ist der Imaginärteil des Brechungsindex k als Funktion der Wellenlänge für die verschiedenen Materialien (Olivin ($\text{Mg}_{1.9}\text{Fe}_{0.1}\text{SiO}_4$), Silicat ($\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{SiO}_3$), Hämatit (Fe_2O_3 und Eis (H_2O)).

4.7 zeigt die Temperaturdifferenz ΔT zwischen der Gleichgewichtstemperatur eines sphärischen Olivinpartikels mit dem Radius r und der MAC-SINE Hintergrundtemperatur. Die Temperaturdifferenzen an den Konturlinien sind in Kelvin angegeben. Deutlich zu erkennen ist der positive Temperaturgradient von kleinen Partikelradien und geringeren Höhen zu großen Radien und Höhen. So beträgt der Temperaturunterschied für ein Olivinaerosol mit einem Radius von 3 nm in 81 km Höhe gerade einmal 0.1 K. In 90 km Höhe sind es immerhin schon ca. 1 K. Es besteht also ein Unterschied von einer Größenordnung. Die Höhenabhängigkeit der Gleichgewichtspartikeltemperatur T_p ist auf die Höhenabhängigkeit der durch Kollision erbrachten Leistung P_{col} zurückzuführen. Diese ist proportional zur Dichte, welche wiederum von der Höhe abhängt. Durch die Dichteunterschiede gibt es verschiedene Stoßfrequenzen zwischen dem Gas und dem Aerosol und somit wird unterschiedlich viel Energie abgegeben. Je geringer die Dichte, desto weniger Energie verliert das Aerosol durch Stöße. Die Tatsache, dass der Sonnenstrahlungsfluss in 90 km höher ist als in 80 km, wird hier durch die Approximation mit der Schwarzkörperstrahlung vernachlässigt. Wenn man den Vergleich mit der Aerosolgröße anstellt, sieht man das z.B. ein Aerosol mit einem Radius von 30 nm in 81 km Höhe ebenfalls eine Temperaturdifferenz zur Hintergrundtemperatur von ca. 1 K aufweist. Die Abhängigkeit der Größe des Partikels spiegelt sich in allen

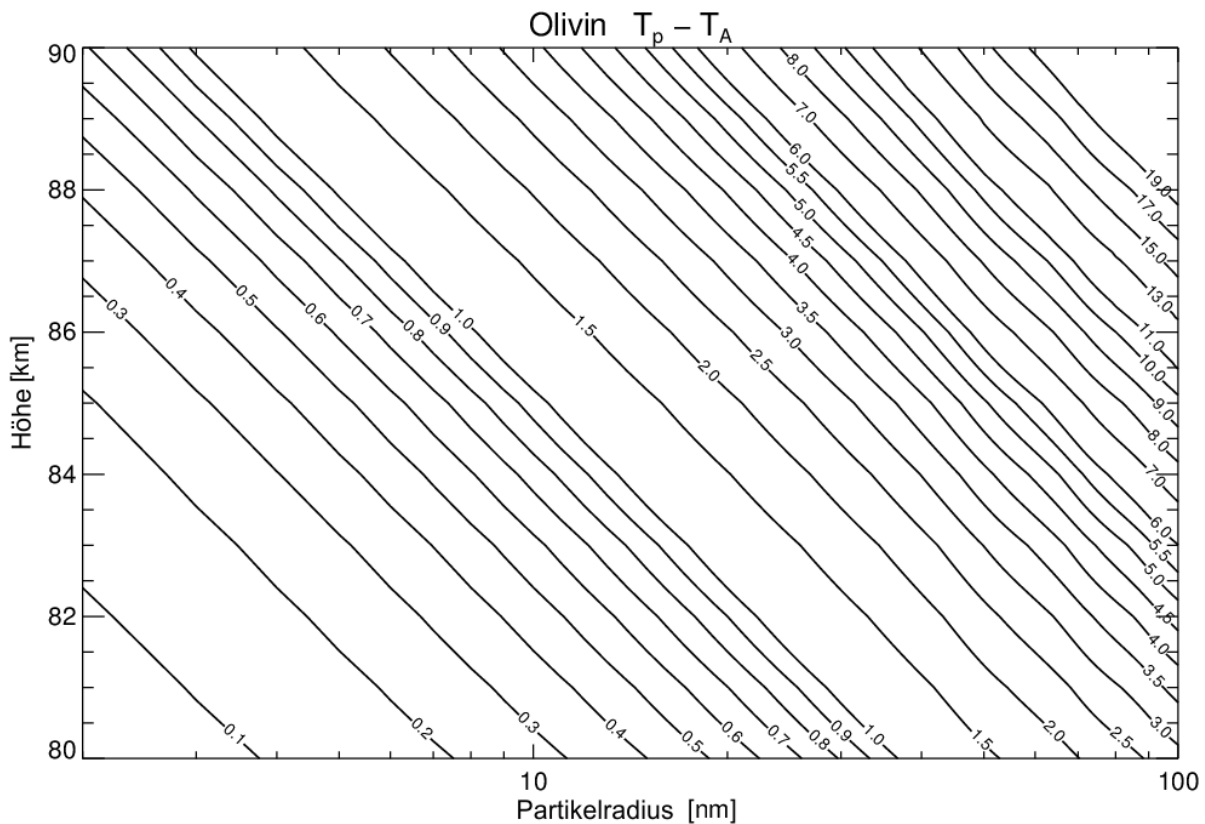


Abbildung 4.7.: Gezeigt ist die Temperaturdifferenz zwischen Partikelgleichgewichtstemperatur T_P und Hintergrundtemperatur T_A (MAC-SINE) als Funktion des Partikelradius und der Höhe.

Leistungstermen wieder. So nimmt ein größeres Aerosol durch seine größere Querschnittsfläche mehr Strahlung auf, gibt jedoch auch mehr Strahlung ab und kann auf mehr Gasmolekülen stoßen. Jedoch wird netto mehr Energie hinzugefügt. Vergleicht man noch einmal die Anteile des Brechungsindex von Eis und Olivin (Abb. 4.5 und 4.6), so fällt auf, dass sie vor allem im Imaginärteil weniger von einander abweichen als die anderen Materialien im Vergleich zu Eis. Daraus lässt sich schließen, dass Hämatit und das andere Silicat dramatischere Temperaturdifferenzen aufweisen sollten. Dies soll im Folgenden überprüft werden.

Hämatit

Als nächstes soll nun Hämatit (Fe_2O_3) behandelt werden. Es gelten wieder die gleichen Parameter wie in Tabelle 4.1, jedoch mit den wellenlängenabhängigen Brechungsindizes für Hämatit [AIU Jena, 2012]. Wie erwartet, sind die Temperaturdifferenzen allein auf

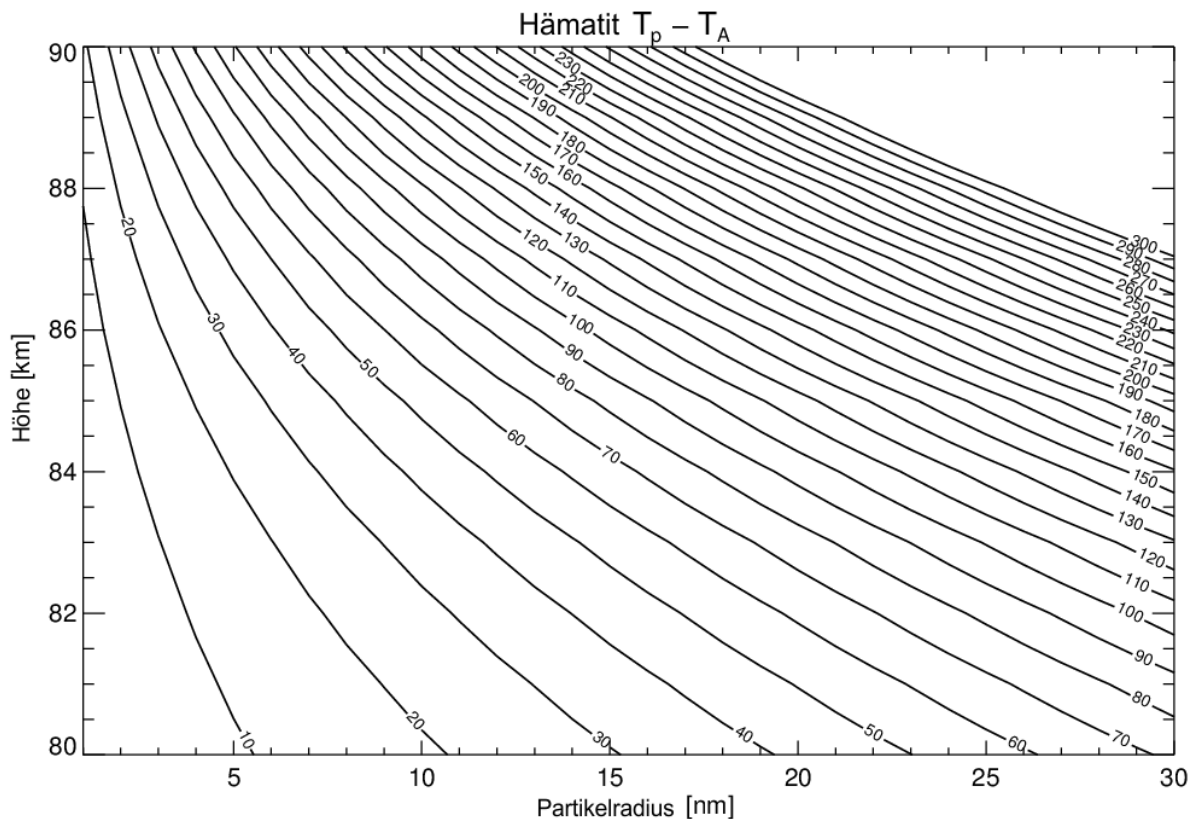


Abbildung 4.8.: Dargestellt ist die Temperaturdifferenz zwischen Partikelgleichgewichtstemperatur T_P und Hintergrundtemperatur T_A (MAC-SINE) als Funktion des Partikelradius und der Höhe für Fe_2O_3 .

Grund der Materialeigenschaften dramatisch höher, also auf Grund des Brechungsindex, dies wird aus Abbildung 4.8 deutlich. Gezeigt sind wieder die Temperaturdifferenz zwischen Hintergrundtemperatur und Partikeltemperatur als Funktion des Radius und der Höhe. Der Partikelgrößenbereich wurde auf 30 nm beschränkt, da die Temperatur bei größeren Radien und niedrigeren Dichten nicht mehr konvergierte. Nimmt man ein 3 nm großes Teilchen, so ist seine Temperatur in 84 km Höhe um 10 K höher als die Temperatur der Umgebung. In 86 km sind es bereits 20 K, was ein enormer Temperaturunterschied ist.

Silicat

Ähnliche Ergebnisse erhält man bei der Betrachtung von $\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{SiO}_3$, einem Silicat mit gleichen Anteilen von Magnesium und Eisen. Die Werte für die wellenlängenabhängigen Brechungsindizes wurden von *AIU Jena* [2012] sowie aus *Jaeger et al.* [1994] und *Dorschner et al.* [1995] entnommen. Abbildung 4.9 zeigt die Gleichgewichtstemperatur

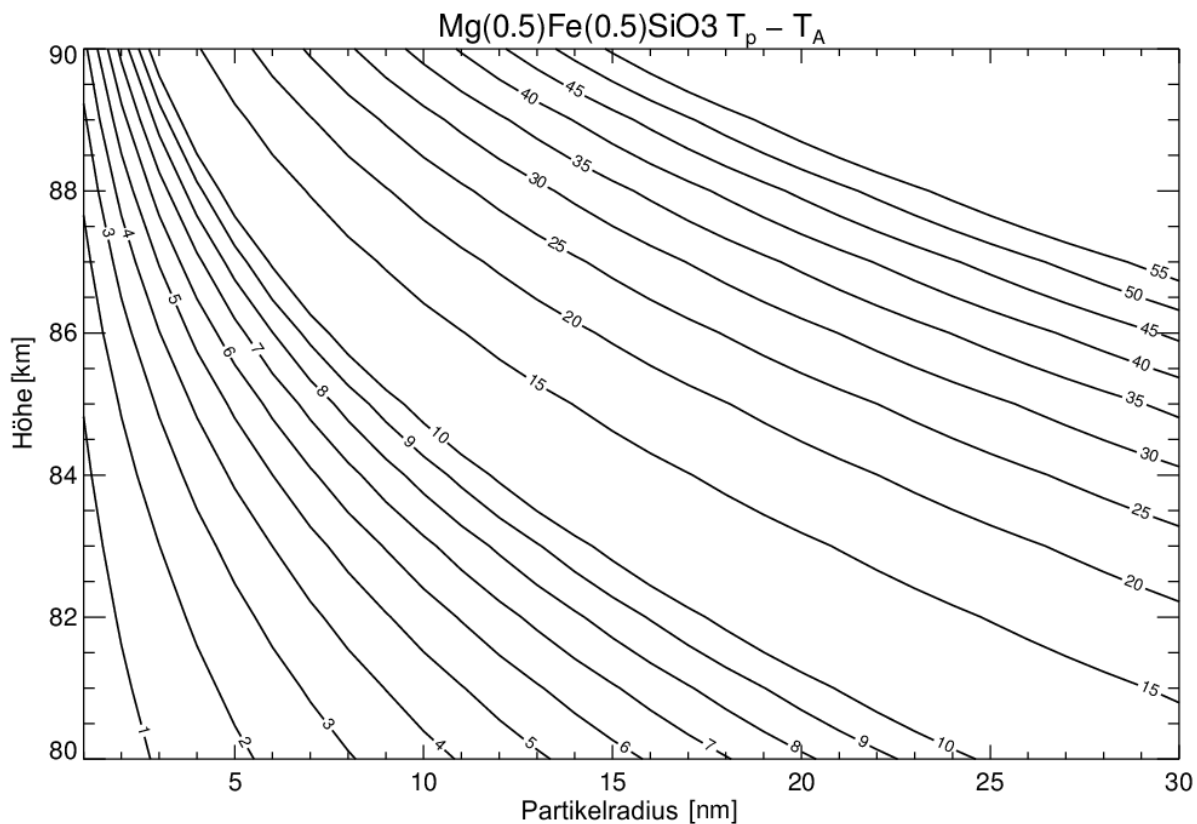


Abbildung 4.9.: Gezeigt ist die Temperaturdifferenz zwischen Partikelgleichgewichtstemperatur T_P und Hintergrundtemperatur T_A (MAC-SINE) als Funktion des Partikelradius und der Höhe für Silicat ($\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{SiO}_3$).

für ein Silicateilchen ($\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{SiO}_3$) in Abhängigkeit von dem Radius und der Höhe. Im Vergleich zu den Abbildungen 4.8 und 4.7 fällt auf, dass die Temperaturdifferenz nicht so dramatisch ausfällt, wie bei Hämatit, jedoch größer ist als bei Olivin. So ist die Oberfläche eines Silicataerosols mit der betrachteten Zusammensetzung und einem Radius von 4 nm in 82 km, um 2 K wärmer als die Hintergrundtemperatur T_A .

Um den Einfluss des Eisenanteils im Silicat zu untersuchen, wurde für ein Staubpartikel mit einem Radius r von 10 nm die Gleichgewichtstemperatur in einer Höhe von 80 km für verschiedene relative Anteile Y von Eisen berechnet. Der relative Magnesiumanteil X ist hierbei $1 - Y$. In Abbildung 4.10 ist das Ergebnis dieser Berechnungen zu sehen. Die Gleichgewichtstemperatur wurde für relative Eisenanteile von 0.05, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 und 0.6 durchgeführt. Die Datensätze für die wellenlängenabhängigen Brechungsindizes wurden von *AIU Jena* [2012] sowie aus *Jaeger et al.* [1994] und *Dorschner et al.* [1995] entnommen. Es zeigt sich deutlich, dass mit steigendem Eisenanteil im Silicat auch die Gleichgewichtstemperatur steigt. Ein Unterschied im relativen

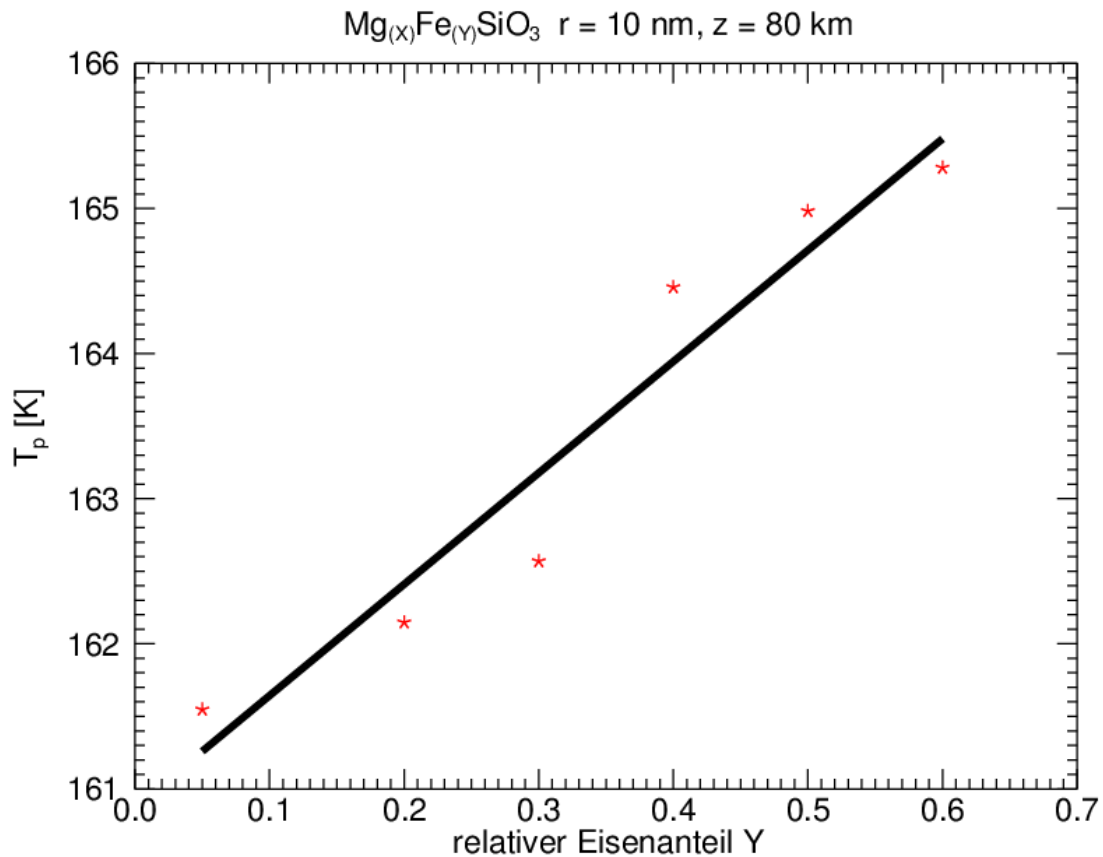


Abbildung 4.10.: Dargestellt ist die Gleichgewichtstemperatur als Funktion des relativen Eisenanteils Y von einem Silikatteilchen ($\text{Mg}_X\text{Fe}_Y\text{SiO}_3$) mit einem Radius von 10 nm in einer Höhe von 80 km.

Eisenanteil von 0.2, bewirkt immerhin schon ein Temperaturunterschied von fast 2 K. Dies zeigt einmal mehr die Abhängigkeit von der Materialzusammensetzung und man kann sagen, dass Staubteilchen aus Materialien mit relativ hohem Eisenanteil eine größere Temperaturdifferenz zur Umgebung haben, als Staubpartikel mit höherem Magnesiumanteil.

Nachdem die Gleichgewichtstemperatur für verschiedene Materialien berechnet wurde, soll im Folgenden kurz auf Aerosole aus Meteorstaub und Eis eingegangen werden.

4.2.4. Eisaerosol mit Meteorstaubkern

Wenn ein Eisteilchen in der Mesopausenregion durch heterogene Nukleation entsteht, so wird angenommen, dass der wachsende Eiskörper auch seinen Nukleationskeim enthält. Im Folgenden soll nun ein solches Eisteilchen betrachtet werden. Es wird wieder angenommen, dass das Teilchen sphärisch ist. Zusätzlich besitzt das Teilchen einen Kern, der aus einem sphärischen Meteorstaubpartikel besteht. Das Teilchen besitzt also einen Kern mit dem Radius r_{core} und einen Eismantel mit dem Radius r_{coat} . Der Gesamtradius des Teilchens ist $r = r_{core} + r_{coat}$. Für die Berechnung des Absorptionskoeffizienten Q_{abs} wurde der Programmcode *bhcoat* aus *Bohren and Huffman* [1983] genutzt. Für den Radius des Meteorstaubkerns wurden 2 nm angenommen, was nach *Hunten et al.* [1980], *Berger and Zahn* [2002] und *Rapp and Thomas* [2006] innerhalb der Größenverteilung für Meteorstaubpartikel für die Sommermesopausenregion liegt und oberhalb des kritischen Radius für typische Bedingungen der polaren Sommermesopause [*Rapp and Thomas*, 2006]. Für die Beispielrechnung wurde Hämatit (Fe_2O_3) als Kernmaterial gewählt, das Ergebnis der Rechnung ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Hier wurde wieder die Temperaturdifferenz $T_P - T_A$ als Funktion des Radius und der Höhe dargestellt. In Anlehnung an die Validierung in Abschnitt 4.2.1, wurde hier die Gleichgewichtstemperatur für Partikel bis zu einer Größe von 300 nm berechnet. Das Modell zeigt bei kleineren Radien bis ca. 15 nm einen weniger großen Gradienten der Isothermen. Zu höheren Radien bleibt der Verlauf ungestört. Dieses Verhalten ist auf den Meteorstaubkern zurückzuführen, denn je dünner der Eismantel ist, desto mehr Strahlung kann den Kern erreichen und von ihm absorbiert werden. Mit zunehmender Dicke des Mantels kann jedoch diese Strahlung immer weniger in das Teilchen eindringen und es erwärmt sich auf Grund der optischen Eigenschaften von Eis nicht mehr so stark.

4.2.5. Zusammenfassung der Modellergebnisse

Aus den Modellergebnissen geht hervor, dass die optischen Eigenschaften der Materialien durch die Absorptionskoeffizienten einen großen Einfluss auf die Gleichgewichtstemperaturen haben. Dabei heizen sich Materialien mit hohem Eisenanteil, wie z.B. Hämatit stärker auf als Materialien mit weniger Eisen wie z.B. Olivin. Bei allen Materialien ist gleich, dass mit zunehmenden Radius und zunehmender Höhe die Gleichgewichtstemperatur steigt. Die größten Temperaturdifferenzen ergaben sich bei

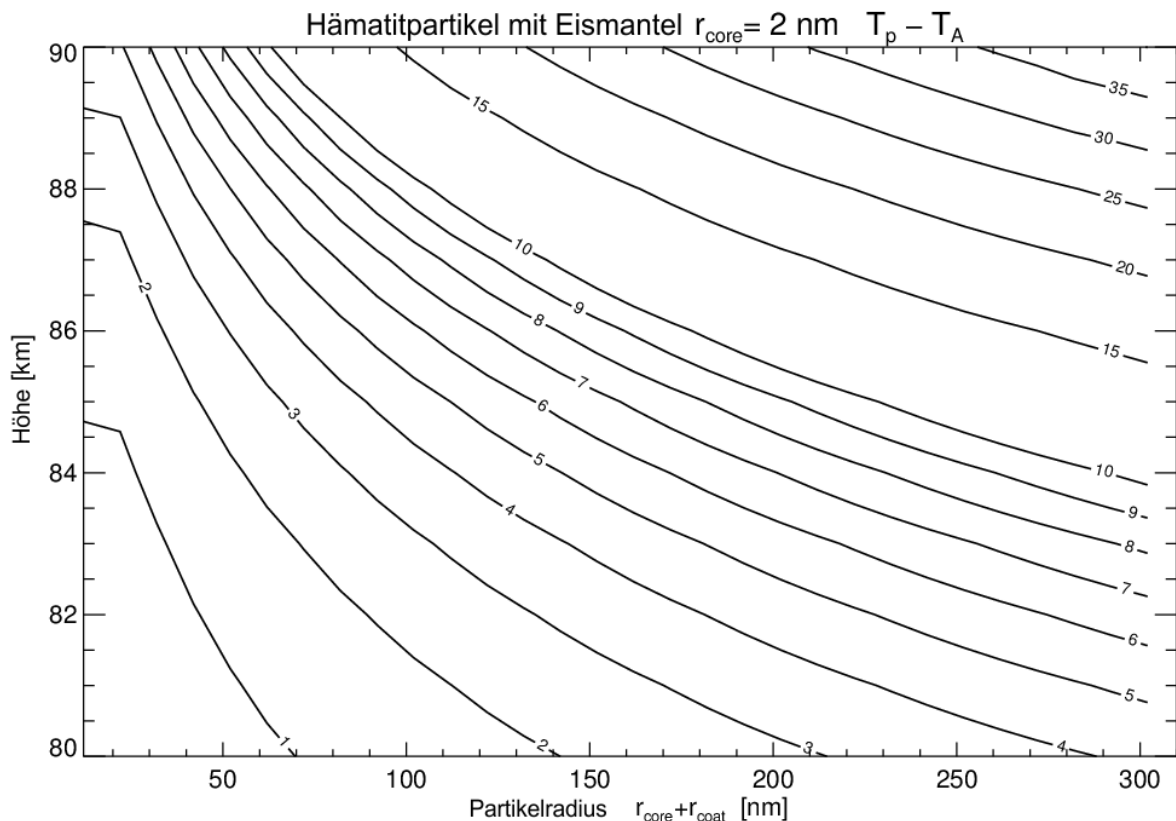


Abbildung 4.11.: Gezeigt ist die Temperaturdifferenz zwischen Partikelgleichgewichtstemperatur T_P und Hintergrundtemperatur T_A (MAC-SINE) als Funktion des Partikelradius und der Höhe für einen Kern aus Fe_2O_3 mit dem Radius $r_{\text{core}} = 2 \text{ nm}$.

Hämatit. Olivin hingegen zeigt nur eine geringe Temperaturerhöhung bei den kritischen Radien um 2 nm. Was darauf schließen lässt, dass Olivin ein möglicher Nukleationskeim für NLC-Eispartikel sein kann.

4.3. physikalische Interpretation

Aus den Modellergebnissen aus Kapitel 4 geht hervor, dass die Nukleationskeime wärmer sind, als die Umgebung, dies hat einen Einfluss auf die Nukleation. Die Nukleationsrate J ist ein Maß dafür, wie viele Tropfen oder Eisteilchen pro Sekunde entstehen und ist somit eine Funktion der Umgebungs- und Keimtemperatur. Dieser Zusammenhang soll nun genauer erläutert werden.

4.3.1. Nukleationsrate

Für die Beschreibung der Nukleation sollen die Ausführungen aus *Pruppacher and Klett* [1997] genutzt werden, da hier die Herleitung der Rate sehr beschrieben wurde. Als erstes sollen die Flüsse definiert werden, die zum Keim und von ihm weg führen. Nach *Pruppacher and Klett* [1997] gilt für den Fluss auf eine planare Oberfläche

$$w^\downarrow = c\bar{v}/4. \quad (4.13)$$

Mit der idealen Gasapproximation $p = ck_bT$ und der Beziehung $\bar{v} = \left(\frac{8k_bT}{\pi m}\right)^{1/2}$ ergibt sich

$$w^\downarrow = p/(2m_w k_b T_g)^{1/2} \quad (4.14)$$

mit dem Dampfpartialdruck p , der Molekülmasse von Wasser m_w und der Gastemperatur T_g . Die Gastemperatur soll gleich der Dampftemperatur sein. Unter Gleichgewichtsbedingungen gilt

$$w^\uparrow = \alpha_d w^\downarrow. \quad (4.15)$$

Wobei α_d der Massenakkomodationskoeffizient für Eis ist und für die betrachteten Temperaturen als 1 angenommen wird [*Pruppacher and Klett*, 1997]. Der ausgehende Fluss ist dann wie folgt definiert

$$w^\uparrow = \alpha_d p_{sat}/(2m_w k_b T_p)^{1/2}. \quad (4.16)$$

Im Gleichgewichtsfall ist $p_{sat} = p$. Die Temperatur ist hier die Partikeloberflächentemperatur. Im Gegensatz zu *Pruppacher and Klett* [1997] wird in den nachfolgenden Berechnungen jedoch nicht angenommen, dass die Temperaturen T_p und T_g gleich sind, um eine Nukleationsrate zu erhalten, welche eine Funktion von T_p als auch T_g ist. Der allgemeine Ausdruck der Nukleationsrate ist nach *Pruppacher and Klett* [1997]

$$J' = Z c_g w^\downarrow \Omega_g. \quad (4.17)$$

mit dem sogenannten *Zeldovich factor* Z welcher definiert ist als

$$Z = [\Delta G_{g,crit}/3g^2\pi k_b T_g]^{1/2}.$$

Dabei ist $\Delta G_{g,crit}$ die Gibbsche freie Energie für Partikelformation (siehe Kapitel 2 Abschnitt 2.3) und g ist die Keimdichte.

Ω_g in Gleichung 4.17 ist angenommene Oberfläche des Keims mit πr_{crit}^2 . Die Keimkonzentration c_g ist definiert als

$$c_g = c_1 \exp[-\Delta G_{g,crit}/k_b T_g], \quad (4.18)$$

mit der Gleichgewichtskonzentration c_1 , welche durch den ausgehenden Fluss $w^\uparrow$ beschrieben werden kann durch

$$c_1 = \frac{w^\uparrow}{\nu \exp[-\Delta G_{des}/k_b T_p]} = \frac{p}{(2\pi m_w k_b T_p)^{1/2} \nu} \exp[\Delta G_{des}/k_b T_p]. \quad (4.19)$$

ν ($\approx 10^{13} \text{s}^{-1}$) ist die Vibrationsfrequenz eines adsorbierten Moleküls und ΔG_{des} die Desorptionsenergie pro Molekül. Wenn man annimmt, dass die Oberflächendiffusion von Wassermolekülen auf der Keimoberfläche der Primärprozess beim Wachstum einer neuen Phase ist, dann kann man $w^\uparrow \Omega_g$ als ein Produkt von einer durchschnittlichen Diffusionslänge $\bar{\delta}$ der Gleichgewichtskonzentration c_1 , des Umfangs des Keims $2\pi r_{crit} \sin \theta$ und der Vibrationsfrequenz $\nu \exp[-\Delta G_{sd}/k_b T_p]$ beschreiben *Pruppacher and Klett* [1997].

$$w^\uparrow \Omega_g = 2\pi \bar{\delta} c_1 \nu r_{crit} \sin \theta \exp[-\Delta G_{sd}/k_b T_p] \quad (4.20)$$

mit der freien Energie der Diffusion ΔG_{sd} . Kombiniert man die Gleichungen 4.17, 4.18, 4.19 und 4.20 so erhält man

$$J' = \frac{Z \bar{\delta} p^2 r_{crit} \sin \theta}{m_w k_b T_p \nu} \exp \left[\frac{2\Delta G_{des} - \Delta G_{sd}}{k_b T_p} - \frac{\Delta G_{g,crit}}{k_b T_g} \right] \quad (4.21)$$

Berücksichtigt man die geometrischen Betrachtungen von *Fletcher N. H.* [1958, 1959] so erweitert sich $\Delta G_{g,crit}$ zu $f \Delta G_{g,crit}$ (siehe Kapitel 2 Abschnitt 2.3). Die Nukleationsrate pro Partikel $J = 4\pi r_N^2 J'$ ist dann

$$J(T_p, T_g) = \frac{4\pi r_N^2 Z \bar{\delta} p^2 r_{crit} \sin \theta}{f m_w k_b T_p \nu} \exp \left[\frac{2\Delta G_{des} - \Delta G_{sd}}{k_b T_p} - \frac{f \Delta G_{g,crit}}{k_b T_g} \right]. \quad (4.22)$$

Nachdem nun ein Ausdruck für die Nukleationsrate vorliegt, kann diese für verschiedene Temperaturdifferenzen $\delta T = T_p - T_g$ berechnet werden, um Aussagen über die Effektivität der Nukleation machen zu können.

4.3.2. Berechnung der Nukleationsrate in Abhängigkeit der Oberflächentemperatur des Nukleationskeims und Interpretation der Ergebnisse

Um die Nukleationsraten zu berechnen, müssen zunächst einige Parameter angegeben werden, die Werte dieser Parameter wurden aus *Rapp and Thomas* [2006] entnommen. Demnach ist die Umgebungstemperatur T_g ist 130 K, σ ist die Oberflächenenergie und beträgt 0.122 J/m^2 , der atmosphärische Druck ist 0.3 Pa, die Massendichte von Eis ρ ist 930 kg/m^3 sowie die Wasserdampfmischungsrate W ist gleich 2 ppmv. Für den Kosinus des Kontaktwinkels θ ($m = \cos \theta$) wurde 0.9, für die mittlere Diffusionslänge $\bar{\delta}$ wurde 0.1 nm und die Vibrationsfrequenz ν wurde mit 10^{13} s^{-1} gewählt. Die freie Diffusionsenergie ΔG_{sd} ist $0.1 \cdot \Delta G_{des}$ und es wurden die Werte benutzt, die ursprünglich von *Seki and Hasegawa* [1983] eingeführt wurden, ΔG_{des} beträgt $2.9 \cdot 10^{-20} \text{ J}$ und ΔG_{sd} $2.9 \cdot 10^{-21} \text{ J}$. Für die Berechnung des Sättigungsverhältnisses S , welches z.B. für die Berechnung der kritischen Energie benötigt wird, muss der Sättigungsdampfdruck berechnet werden (siehe Kapitel 2 Abschnitt 2.3). Hierfür benötigt man noch die gegebene Wasserdampfmischungsrate W und den gegebenen Atmosphärendruck p_{tot} . Für den Sättigungsdampfdruck über dem Nukleationskeim wurde der Ausdruck von *Murphy and Koop* [2005] benutzt. Dabei wurde die Temperatur gleich der Keimtemperatur gesetzt, um den maximalen Einfluss der Keimtemperatur abzuschätzen zu können. So ergibt sich

$$p_{sat} = \exp\{9.550426 - 5723.265/T_p + 3.53068 \cdot \ln(T_p) - 0.00728332 \cdot T_p\}.$$

In der folgenden Abbildung 4.12 sind die Ergebnisse der Berechnung gezeigt. Dargestellt sind hier die Nukleationsraten als Funktion des Keimradius für verschiedene Temperaturdifferenzen $\delta T = T_p - T_g$ im unteren Teil der Abbildung und im oberen die Quotienten der Raten $J(T_i)/J(T_0)$ wobei $T_0 = 130 \text{ K}$ ist.

Es wird ersichtlich, dass die Temperaturerhöhung des Keims gegenüber seiner Umgebung, wie erwartet zu einer Erniedrigung der Nukleationsrate führt. Dies hat gerade bei kleinen Radien eine große Auswirkung, denn eine Temperaturdifferenz von 3 K bei einer Partikelgröße von 3 nm bedeutet eine Verringerung der Nukleationsrate um fünf Größenordnungen.

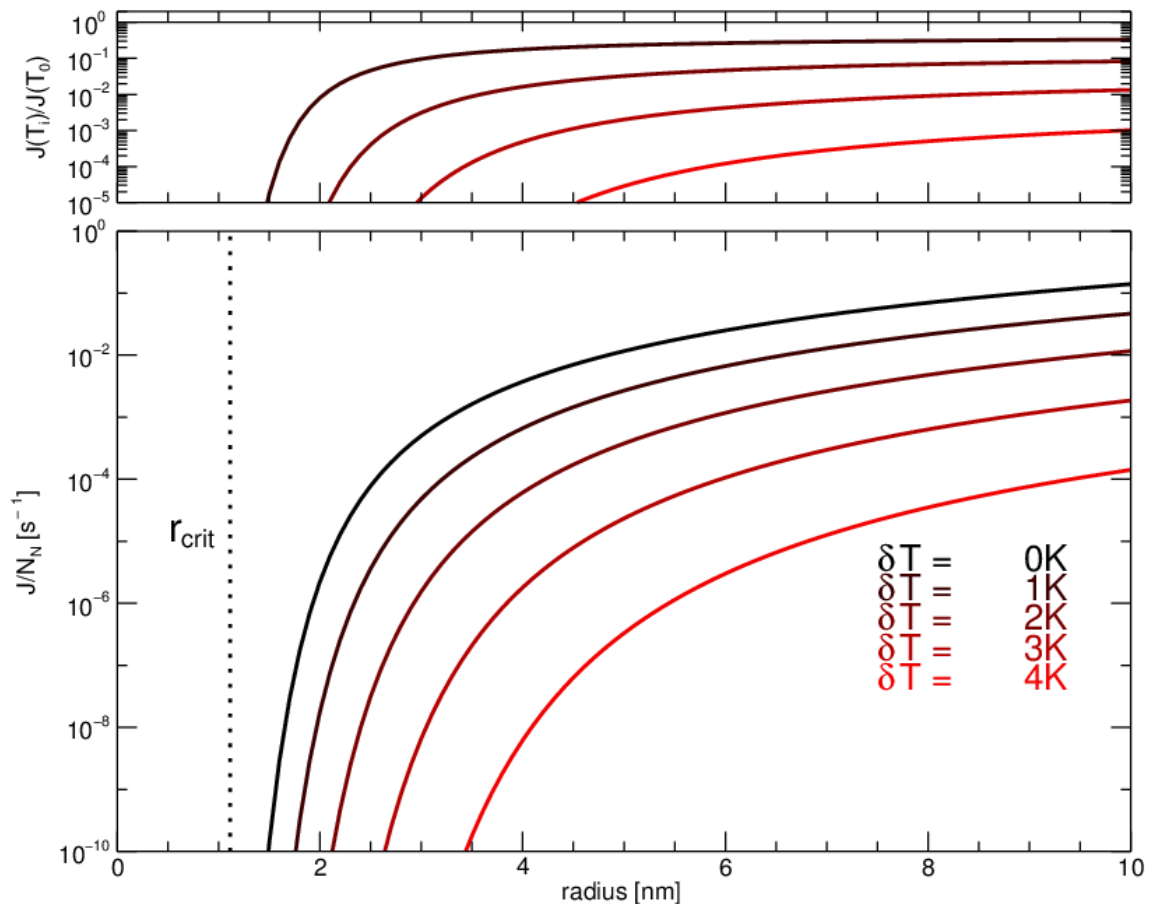


Abbildung 4.12.: Gezeigt ist die Nukleationsrate für heterogene Nukleation (unten) und die relative Abweichungen zu $J(T_0)$ (oben) als eine Funktion des Keimradius für verschiedene Temperaturdifferenzen $\delta T = T_p - T_g$.

Die Bedeutung dieser Resultate wird im Vergleich mit den Ergebnissen des Modells zur Berechnung der Gleichgewichtstemperaturen klar. Meteorstaubpartikel, welche z.B. aus Hämatit bestehen, eignen sich deutlich schlechter als Nukleationskeim als z.B. Olivin. Dies ist der Grund, da die Temperaturdifferenzen zur Umgebung laut den Ergebnissen des Modells zur Berechnung der Gleichgewichtstemperatur für Hämatit weit aus höher sind als bei Olivin und somit die Nukleationsrate bei Keimen aus Hämatit viel kleiner sind als bei Olivinpartikel. Hämatit-Partikel sollten also eine geringere Rolle bei der Bildung von mesosphärischen Eisteilchen spielen und es liegt die Vermutung liegt nahe, dass dies auch für alle Materialien gilt welche einen hohen Eisenanteil besitzen. Daher kann man sagen, dass Meteorstaubpartikel mit hohem Eisenanteil als Kandidaten für Nukleationskeime der mesosphärischen Eiswolken ausgeschlossen werden können.

Kapitel 5.

Zusammenfassung und Ausblick

5.1. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Daten von der PHOCUS-Raketenkampagne eines neuen Partikeldetektors analysiert und mit denen eines Photometers, eines CONE-Sensors sowie den Plasmamessungen und dem ESRAD verglichen. Dabei stellte sich heraus, dass das Gerät erfolgreich gemessen hat. Es konnte eine Schicht geladener mesosphärischer Teilchen detektiert werden, die als NLC-Schicht interpretiert wurde. Die abgeleitete Teilchenladungsdichte ist jedoch auf Grund aerodynamischer Effekte nicht repräsentativ, da die kleineren Eisteilchen im Messspektrum fehlten. Trotzdem kann der Partikeldetektor zur Detektion von Eisteilchen in der Mesosphäre eingesetzt werden um Aussagen über die vertikale Position der NLC zu machen. Unter Betrachtung dieser Resultate, stellt sich die PHOCUS-Kampagne also als Erfolg dar. Die Analyse und die Interpretation der Messdaten unterstützt das aktuelle Verständnis der Bildung von leuchtenden Nachtwolken. So können die Eispartikel nur existieren, wenn die Umgebungstemperatur unterhalb der Frostpunkttemperatur liegt.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde ein Modell zur Ermittlung der Gleichgewichtstemperatur von sphärischen Partikeln entwickelt und vorgestellt. Dieses Modell sollte klären, ob Nukleationskeime mesosphärischer Eisteilchen aus meteorischem Staub im Strahlungsgleichgewicht eine höhere Temperatur als ihre Umgebung besitzen. Dabei stellte sich heraus, dass genau dies der Fall ist und die Gleichgewichtstemperatur sehr stark davon abhängt, aus welchem Material die Meteorstaubpartikel bestehen. Das Material Hämatit wies die größten Temperaturdifferenzen auf. Daher stellte sich die Frage nach der Auswirkung auf die Nukleation der mesosphärischen Eisteilchen. Für

ein Maß der Nukleation wurde die Auswirkung der Temperaturdifferenz zwischen Umgebung und Nukleationskeim auf die Nukleationsrate für heterogene Nukleation untersucht. Wenn der Nukleationskeim wärmer als seine Umgebung ist, stellte sich heraus, dass die Nukleationsrate sinkt und somit Materialien, welche zu hohen Gleichgewichtstemperaturen gegenüber der Umgebungstemperatur neigen, eine untergeordnete Rolle in der Nukleation von mesosphärischen Eisteilchen haben müssen. Solche Materialien müssen z.B. hohem Eisenanteil aufweisen. Laut den Ergebnissen des Modells können MSP, welche aus Hämatit bestehen, als mögliche Nukleationskeime für mesosphärische Eispartikel ausgeschlossen werden, da die Nukleation an ihnen zu ineffizient ist. Weitere ungeeignete Materialien sind Silikate mit hohem Eisenanteil, da auch sie eine hohe Temperaturdifferenz zur Umgebung aufweisen. Olivin hingegen, sollte auf Grund des geringeren Eisenanteils und den daraus resultierenden geringeren Temperaturunterschiede als Nukleationskeimmateriale geeignet sein.

5.2. Ausblick

Die Erkenntnisse des Detektors wurden in dieser Arbeit nur mit einigen der Ergebnisse der PHOCUS-Kampagne verglichen. Andere Analysen, wie die mit dem Wasserdampfspektrometer stehen noch aus. Desweiteren sollen die Resultate des IDs mit den Ergebnissen der anderen Partikeldetektoren in verglichen werden. Der ID wird bei der Raketenkampagne WADIS (WAVE propagation and DISSIPATION in the middle atmosphere) zu anderen atmosphärischen Bedingungen eingesetzt, bei denen keine großen Eisteilchen existieren können. Um trotzdem die geladenen Meteorstaubpartikel zu messen, soll die Sensitivität des Detektors erhöht werden. Es sollen hier zwei Versionen des Detektors fliegen. Die alte Version und eine neue mit höherer Sensitivität. Um bessere Messergebnisse zu erzielen, wäre ein aerodynamisch besserer Standpunkt auf der Rakete von Vorteil. Die Messung von geladenem Meteorstaub, werden hier zu den Plasmamessungen beitragen und somit in Verbindung mit Elektronen- und Ionendichtemessungen ein hochaufgelöstes Gesamtbild der Plasmabedingungen liefern.

Um ein realistischeres Ergebnis zu erzielen, sollte die Approximation der Strahlungsterme über die Schwarzkörperstrahlung zum Beispiel durch Strahlungstransfermodelle wie LIBRADTRAN oder MODTRAN ersetzt werden. Bei der Berechnung der Nukleationsrate wurde bisher die klassische physikalische Betrachtung verwendet, inwiefern dies bei den untersuchten Partikelgrößen noch anwendbar ist, bleibt eine offene Frage

und sollte weiter analysiert werden. Es müsste theoretisch eine quantenmechanische Betrachtung des Problems unternommen werden. Die Theorie, dass Material mit hohem Eisenanteil, wie z.B. Hämatit, Nukleationskeime darstellen, an denen Nukleation langsamer vonstatten geht als bei Keimen aus eisenarmen Material, müsste experimentell im Labor überprüft werden. In dieser Arbeit wurden Phasenübergänge und somit latente Wärme zur Gleichgewichtstemperatur nicht berücksichtigt. Dieser Anteil könnte jedoch einen signifikanten Beitrag zur Leistungsbilanz darstellen und wäre daher nicht zu vernachlässigen (siehe *Olivei* [1974]). Auch dies sollte weiter untersucht werden.

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Franz-Josef Lübken dafür bedanken, dass ich meine Masterarbeit am Leibniz Institut für Atmosphärenphysik, in solch einer angenehmen Atmosphäre anfertigen durfte.

Natürlich möchte ich mich bei meinen Betreuern Prof. Dr. Markus Rapp und Dr. Boris Strelnikov für ihre Hilfe, Geduld und stets konstruktive Kritik bedanken.

Ohne Torsten Köpnik und Hans Jürgen Heckl wäre der Impact-Detector nur eine Idee, vielen Dank für die technische Umsetzung und die freundliche Hilfe bei technischen Fragen.

Ein großer Dank geht auch an meine ehemaligen Zimmergenossen Dr. Gunter Stober und Dr. Marius Zecha sowie meinen Kollegen Carsten Schult, welche mir bei physikalischen und auch technischen Fragen immer sehr geholfen konnten.

Für die Bereitstellung der Daten von der PHOCUS-Kampagne, möchte ich mich bei Prof. Dr. Martin Friedrich (TU Graz), Dr. Jonas Hedin (MISU), Dr. Joel Arnault (IRF) sowie Artur Szewczyk (IAP) bedanken.

Zum Schluss möchte ich meiner Frau, Maria Asmus einen großen Dank aussprechen, sie hat mich während meiner gesamten Studienzeit geduldig unterstützt.

Literaturverzeichnis

- AIU Jena (2012). Optical data: <http://www.astro.uni-jena.de/Laboratory/OCDB/index.html>.
- Berger, U. and Zahn, U. v. (2002). Icy particles in the summer mesopause region: Three-dimensional modeling of their environment and two-dimensional modeling of their transport. *Journal of Geophysical Research*, 107(A11).
- Bohren, C. F. and Huffman, D. R. (1983). *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, New York [etc.].
- Brasseur, G. and Solomon, S. (2005). *Aeronomy of the middle atmosphere: Chemistry and physics of the stratosphere and mesosphere*. Springer, Dordrecht, 3 edition.
- Cepelcha, Z., Borovička, J., Elford, W. G., ReVelle, D. O., Hawkes, R. L., Porubčan, V., and Šimek, M. (1998). Meteor Phenomena and Bodies. *Space Science Reviews*, 84(3/4):327–471.
- Cho, J. Y. N., Hall, T. M., and Kelley, M. C. (1992). On the Role of Charged Aerosols in Polar Mesosphere Summer Echoes. *Journal of Geophysical Research*, 97(D1):875.
- Community Coordinated Modeling Center (21.01.2012). CCMC - ModelWeb: Geophysical Models: <http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/>.
- Cossart, G. v., Fiedler, J., and Zahn, U. v. (1999). Size distributions of NLC particles as determined from 3–color observations of NLC by ground–based lidar. *Geophysical Research Letters*, 26(11):1513.
- Czechowsky, P., Rüster, R., and Schmidt, G. (1979). Variations of mesospheric structures in different seasons. *Geophysical Research Letters*, 6(6):459.
- Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., and Mutschke, H. (1995). Steps toward interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 300:503.
- Ecklund, W. L. and Balsley, B. B. (1981). Long-Term Observations of the Arctic Mesosphere with the MST Radar at Poker Flat, Alaska. *Journal of Geophysical Research*, 86(A9):7775–7780.
- Eidhammer, T. and Havnes, O. (2001). Size dependence of the mesospheric dust temperature And its influence on the noctilucent clouds and polar mesosphere summer echo phenomena. *Journal of Geophysical Research*, 106(A11):24831–24841.

- Elford, W. G., Cervera, M. A., and Steel, D. I. (1995). Meteor velocities: A new look at an old problem. *Earth, Moon, and Planets*, 68(1-3):257–266.
- Espy, P. and Jutt, H. (2002). Equilibrium temperature of water–ice aerosols in the high-latitude summer mesosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64(17):1823–1832.
- Exelis Visual Information Solutions (2012). IDL | Scientific Data Visualization Software from Exelis.
- Fabian, D., Henning, T., Jäger, C., Mutschke, H., Dorschner, J., and Wehrhan, O. (2001). Steps toward interstellar silicate mineralogy. *Astronomy and Astrophysics*, 378(1):228–238.
- Fiedler, J. (2003). Noctilucent clouds above ALOMAR between 1997 and 2001: Occurrence and properties. *Journal of Geophysical Research*, 108(D8).
- Fiocco, G., Grams, G., and Visconti, G. (1975). Equilibrium temperatures of small particles in the Earth’s upper atmosphere (50–110 km). *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(10):1327–1337.
- Fletcher N. H. (1958). Size Effect in Heterogeneous Nucleation. *Journal of Chemical Physics*, 29(3):572–576.
- Fletcher N. H. (1959). On ice-crystal production by aerosol particles. *Journal of Meteorology*, 16(2):173–180.
- Friedrich, M. and Torkar, K. (1988). Empirical transition heights of cluster ions. *Advances in Space Research*, 8(4):235–238.
- Friedrich, M., Torkar, K. M., Lehmacher, G. A., Croskey, C. L., Mitchell, J. D., Kudeki, E., and Milla, M. (2006). Rocket and incoherent scatter radar common-volume electron measurements of the equatorial lower ionosphere. *Geophysical Research Letters*, 33(8).
- Gadsden, M. and Schröder, W. (op. 1989). *Noctilucent clouds*. Springer-Verlag, Berlin and New York.
- Gombosi, T. I. (1994). *Gaskinetic Theory*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Greenberg, J. (1996). *The cosmic dust connection: Optical data of glassy pyroxenes and olivines*. Kluwer, Dordrecht.
- Gumbel, J. (07.06.2007). Department of Meteorology at Stockholm University (MISU).
- Havnes, O. (2003). First observations of the PMSE overshoot effect and its use for investigating the conditions in the summer mesosphere. *Geophysical Research Letters*, 30(23).
- Havnes, O., Trøim, J., Blix, T., Mortensen, W., Næsheim, L. I., Thrane, E., and Tønnesen, T. (1996). First detection of charged dust particles in the Earth’s mesosphere. *Journal*

- of Geophysical Research*, 101(A5):10839–10847.
- Hedin, J., Gumbel, J., and Rapp, M. (2005). *17th ESA symposium on European rocket and balloon programmes and related research: The aerodynamics of smoke particle sampling*. ESA, Noordwijk.
- Hedin J. (2009). *Rocket-borne in situ measurements in the middle atmosphere*. Dissertation, Stockholm University, Stockholm.
- Henning, T., Begemann, B., Mutschke, H., and Dorschner, J. (1995). Optical properties of oxide dust grains. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, (112):143–149.
- Hoppe, U.-P., Hall, C., and Röttger, J. (1988). First observations of summer polar mesospheric backscatter with a 224 MHz radar. *Geophysical Research Letters*, 15(1):28.
- Hunten, D., Roach, F., and Chamberlain, J. (1956). A photometric unit for the airglow and aurora. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 8(6):345–346.
- Hunten, D. M., Turco, R. P., and Toon, O. B. (1980). Smoke and Dust Particles of Meteoric Origin in the Mesosphere and Stratosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37(6):1342–1357.
- Jaeger, C., Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J., and Henning, T. (1994). Steps toward interstellar silicate mineralogy. 1: Laboratory results of a silicate glass of mean cosmic composition. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 292(2):641–655.
- Johannessen, A. and Krankowsky, D. (1972). Positive-Ion Composition Measurement in the Upper Mesosphere and Lower Thermosphere at a High Latitude during Summer. *Journal of Geophysical Research*, 77(16):2888–2901.
- Kaifler, N., Baumgarten, G., Fiedler, J., Latteck, R., Lübken, F.-J., and Rapp, M. (2011). Coincident measurements of PMSE and NLC above ALOMAR (69° N, 16° E) by radar and lidar from 1999–2008. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11(4):1355–1366.
- Kashchiev, D. (2000). *Nucleation: Basic theory with applications*. Butterworth-Heinemann, Oxford.
- Kelley, M. C. and Ulwick, J. C. (1988). Large- and Small-Scale Organization of Electrons in the High-Latitude Mesosphere: Implications of the STATE Data. *Journal of Geophysical Research*, 93(D6):7001–7008.
- Kirkwood, S. (2011). MST-radar Data: [http://www.irf.se//program/paf/mst/?link\[Data\]=Archive](http://www.irf.se//program/paf/mst/?link[Data]=Archive).
- Leslie, R. C. (1885). Sky Glows. *Nature*, 32(820):245.
- Lübken, F.-J., Zahn, U. v., Manson, A., Meek, C., Hoppe, U.-P., Schmidlin, F., Stegman, J., Murtagh, D., Rüster, R., Schmidt, G., Widdel, H.-U., and Espy, P. (1990). Mean state densities, temperatures and winds during the MAC/SINE and MAC/EPSILON campaigns. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 52(10-11):955–970.

- Lübken F.-J. (1999). Thermal structure of the Arctic summer mesosphere. *JGR*, 104:9135–9149.
- Marti, J. and Mauersberger, K. (1993). A survey and new measurements of ice vapor pressure at temperatures between 170 and 250K. *Geophysical Research Letters*, 20(5):363.
- Megner, L., Rapp, M., and Gumbel, J. (2006). Distribution of meteoric smoke: sensitivity to microphysical properties and atmospheric conditions. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6(12):4415–4426.
- Murphy, D. M. and Koop, T. (2005). Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131(608):1539–1565.
- Olivei, A. (1974). Non-isothermal nucleation and growth of embryos on a substrate from the vapor phase. *Journal of Crystal Growth*, 22(2):69–79.
- Plane, J. M. C. (2000). The role of sodium bicarbonate in the nucleation of noctilucent clouds. *Annales Geophysicae*, 18(7):807–814.
- Press, W. H. (1992). *Numerical recipes in FORTRAN: The art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge [England] and New York [USA], 2 edition.
- Pruppacher, H. R. and Klett, J. D. (1997). *Microphysics of clouds and precipitation*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht and Boston, 2 edition.
- Rapp, M. (1996). *Kalibrierung des raketengetragenen Diodenlaser-Absorptionsspektrometers MASERATI*. Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn.
- Rapp, M. and Lübken, F.-J. (2001). Modelling of particle charging in the polar summer mesosphere: Part 1—General results. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63(8):759–770.
- Rapp, M. and Lübken, F.-J. (2004). Polar mesosphere summer echoes (PMSE): Review of observations and current understanding. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4(11/12):2601–2633.
- Rapp, M., Lübken, F.-J., and Blix, T. (2003a). The role of charged ice particles for the creation of PMSE: A review of recent developments. *Advances in Space Research*, 31(9):2033–2043.
- Rapp, M., Lübken, F.-J., and Blix, T. A. (2003b). Small scale density variations of electrons and charged particles in the vicinity of polar mesosphere summer echoes. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 3(4):3469–3491.
- Rapp, M. and Strelnikova, I. (2009). Measurements of meteor smoke particles during the ECOMA-2006 campaign: 1. Particle detection by active photoionization. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71(3-4):477–485.

- Rapp, M., Strelnikova, I., Strelnikov, B., Friedrich, M., Gumbel, J., Hoppe, U.-P., Blix, T., Havnes, O., Bracikowski, P., Lynch, K., and Knappmiller, S. (2011). Microphysical Properties of Mesospheric Aerosols: An Overview of In Situ-Results from the ECOMA Project. In Abdu, M. A. and Pancheva, D., editors, *Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere*, pages 67–74. Springer Netherlands, Dordrecht.
- Rapp, M. and Thomas, G. E. (2006). Modeling the microphysics of mesospheric ice particles: Assessment of current capabilities and basic sensitivities. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68(7):715–744.
- Rapp M. (04.05.2004). *On the physics of polar mesospheric summer echos*. Habilitationsschrift, Universität Rostock.
- Reid, G. C. (1990). Ice Particles and Electron “Bite-Outs” at the Summer Polar Mesopause. *Journal of Geophysical Research*, 95(D9):13891–13896.
- Reid, G. C. (1997). On the influence of electrostatic charging on coagulation of dust and ice particles in the upper mesosphere. *Geophysical Research Letters*, 24(9):1095.
- Röttger, J., La Hoz, C., Kelley, M. C., Hoppe, U.-P., and Hall, C. (1988). The structure and dynamics of polar mesosphere summer echoes observed with the EISCAT 224 MHz radar. *Geophysical Research Letters*, 15(12):1353.
- Saunders, R. W., Möhler, O., Schnaiter, M., Benz, S., Wagner, R., Saathoff, H., Connolly, P. J., Burgess, R., Murray, B. J., Gallagher, M., Wills, R., and Plane, J. M. C. (2010). An aerosol chamber investigation of the heterogeneous ice nucleating potential of refractory nanoparticles. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(3):1227–1247.
- Seele, C. and Hartogh, P. (1999). Water vapor of the polar middle atmosphere: Annual variation and summer mesosphere Conditions as observed by ground-based microwave spectroscopy. *Geophysical Research Letters*, 26(11):1517.
- Seki, J. and Hasegawa, H. (1983). The heterogeneous condensation of interstellar ice grains. *Astrophysics and Space Science*, 94(1):177–189.
- Spectral Science Inc and US Air Force Research Laboratory (2012). MODTRAN®5: Narrow band model atmospheric radiative transfer code.
- Strelnikov, B., Rapp, M., Blix, T., Engler, N., Höffner, J., Lautenbach, J., Lübken, F.-J., Smiley, B., and Friedrich, M. (2006). In situ observations of small scale neutral and plasma dynamics in the mesosphere/lower thermosphere at 79°N. *Advances in Space Research*, 38(11):2388–2393.
- Strelnikov, B., Rapp, M., Strelnikova, I., Engler, N., and Latteck, R. (2009). Small-scale structures in neutrals and charged aerosol particles as observed during the ECOMA/MASS rocket campaign. *Annales Geophysicae*, 27(4):1449–1456.
- Strelnikova, I., Rapp, M., Strelnikov, B., Baumgarten, G., Brattli, A., Svenes, K., Hoppe, U.-P., Friedrich, M., Gumbel, J., and Williams, B. P. (2009). Measurements of meteor

- smoke particles during the ECOMA-2006 campaign: 2. Results. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71(3-4):486–496.
- Summers, M. E. and Siskind, D. E. (1999). Surface recombination of O and H₂ on meteoric dust as a source of mesospheric water vapor. *Geophysical Research Letters*, 26(13):1837.
- Unsöld, A., Baschek, B., and Brewer, W. D. (c2002). *The new cosmos: An introduction to astronomy and astrophysics*. Springer, Berlin, 5 edition.
- van de Hulst, H. C. (1981). *Light scattering by small particles*. Dover Publications, New York.
- Vondrak, T., Plane, J. M. C., Broadley, S., and Janches, D. (2008). A chemical model of meteoric ablation. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8(23):7015–7031.
- Wallace, J. M. and Hobbs, P. V. (1977). *Atmospheric science: An introductory survey*. Academic Press, San Diego.
- Warren S.G. (1984). Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Applied Optics*, (23):1206–1225.
- Zeidler, S., Posch, T., Mutschke, H., Richter, H., and Wehrhan, O. (2011). Near-infrared absorption properties of oxygen-rich stardust analogs. *Astronomy & Astrophysics*, 526:A68.

Anhang A.

PHOCUS

Startdaten

- Dauer der Kampagne: 27. Juni bis 21. Juli 2011
- Raketenstart: 21. Juli 07.00.56.1 UT zu PMSE/NLC Bedingungen
- Ort: auf der Esrange bei Kiruna (67° 51" N, 20° 13" O)
- Apogäum nach 162.8 s in 107.75 km
- Gleichzeitige Messungen mit ESRAD und EISCAT VHF Tromsø

Tabelle A.1.: Instrumentenliste PHOCUS-Raketenkampagne [*Hedin J.*, 2009]

Instrument	Verantwortlicher	Ziel
O-Probe	MISU	atomic oxygen density
H-Probe	MISU	atomic hydrogen density
2x IR photometers	MISU	oxygen and hydrogen related airglow
MAGIC	MISU/NRL	smoke particle properties
2x polarisation photometers	MISU	NLC particle properties
phase function photometer	MISU	NLC particle properties
2x microwave radiometer	Chalmers	water vapour density
2x Faraday cups	IAP and UiT	charged dust particles
CDD	LASP	charged dust particles
CONE	IAP/FFI	temperature,density, turbulence
Faraday, ion probe	TU Graz	electron and ion densities

Bahnkurvenfitparameter c_n

Höhenparameter (Altitude)

$$c_0 = 1,077544340396233 \cdot 10^2 \quad (\text{A.1})$$

$$c_1 = 5,628654944568538 \cdot 10^{-5} \quad (\text{A.2})$$

$$c_2 = -4,753836207949640 \cdot 10^{-3} \quad (\text{A.3})$$

$$c_3 = 1,814499310454766 \cdot 10^{-8} \quad (\text{A.4})$$

$$c_4 = -7,483019022438224 \cdot 10^{-10} \quad (\text{A.5})$$

Breitenparameter (Latitude)

$$c_0 = 6.806127479302221 \cdot 10^1 \quad (\text{A.6})$$

$$c_1 = 1.110194902759948 \cdot 10^{-3} \quad (\text{A.7})$$

$$c_2 = 3.137837729613514 \cdot 10^{-8} \quad (\text{A.8})$$

$$c_3 = 4.925238507019574 \cdot 10^{-10} \quad (\text{A.9})$$

$$c_4 = -3.533810463237364 \cdot 10^{-13} \quad (\text{A.10})$$

Längenparameter (Longitude)

$$c_0 = 2.087118372821775 \cdot 10^1 \quad (\text{A.11})$$

$$c_1 = -1.600020480137057 \cdot 10^{-3} \quad (\text{A.12})$$

$$c_2 = 1.028794396397407 \cdot 10^{-7} \quad (\text{A.13})$$

$$c_3 = 1.454495477012859 \cdot 10^{-9} \quad (\text{A.14})$$

$$c_4 = 2.880446477628740 \cdot 10^{-12} \quad (\text{A.15})$$

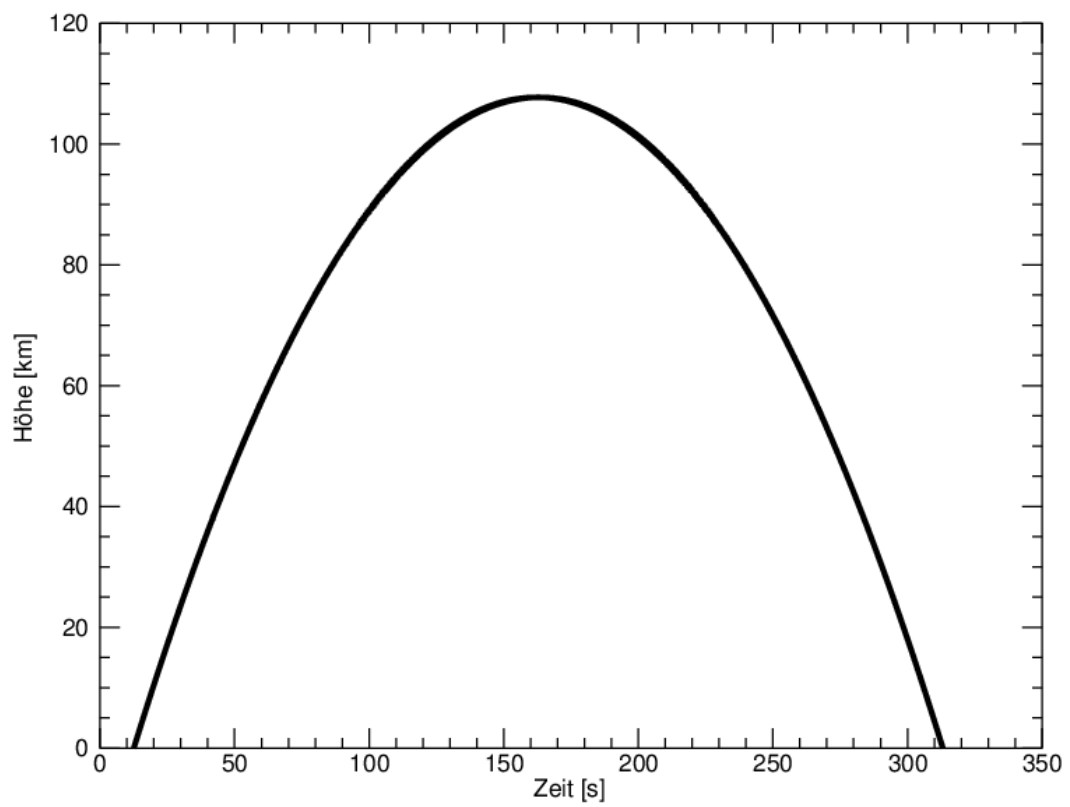


Abbildung A.1.: Höhe als Funktion der Messzeit.

Anhang B.

Modell

Modellcode

```

function equ_temp, r, lambda, m, k, T_A, T_E, rho, para

; purpose:
; function "equ_temp.pro" computes the equilibrium temperatures of an
; spherical particle of radius r.
; text message: radius (r) and counts of iteration steps (it)
;
; author:
; Heiner Asmus
; Leibniz Institute of Atmospheric Physics
; 18225 Kühlungsborn, Germany
;
; asmus@iap-kborn.de
;
;
; input parameters:
;   parameter - description [unit]
;
;   particle parameters:
;   r          - scalar or array determining the particle radius [m]
;   lambda     - array of spectra wavelength of the material under consideration
;               [m]
;   m          - array with the real part of the refractive index of the material
;               under consideration (same dimension as lambda!) []
;   k          - array with the imaginary part of the refractive index of the
;               material under consideration (same dimension as lambda!) []
;
;   atmospheric conditions:
;   T_A        - scalar or array with the atmospheric gas temperature [K]
;   T_E        - scalar determining the earth temperatur ( usually the
;               temperature of the stratopause) [K]
;   rho        - scalar or array with the atmospheric gas bulk density (same
;               dimension as T_A!) [kg/mÅ³]
;   para       - 3 element array consisting of:
;   alb        - scalar determing the earths albedo 0..1 []
;   chi        - scalar determing the solar zenith angle [Å°]
;   alpha      - scalar determing the accomodation coefficient 0..1 []
;
; output parameter:
;
;   T_P        - scalar or array equilibrium particle temperature for each radius
;               ( same dimension as T_A) [K]
;
;
;   | T_P(r1,T_A1) T_P(r2,T_A1) ... T_P(rn,T_A1) |
;   | T_P(r1,T_A2)                .              |
; T_P = | .                .                :      |
;   | :                .                .      |
;   | T_P(r1,T_An) T_P(r2,T_An) ... T_P(rn,T_An) |
;
;
;
; modification history:
;   created      28.06.2012   HA
;
;
; #####
; #####

```

```

; input paramter check

if n_elements(lambda) ne n_elements(m) then begin
message, 'lambda, m and k must have the same dimensions!'
endif
if n_elements(lambda) ne n_elements(k) then begin
message, 'lambda, m and k must have the same dimensions!'
endif
if n_elements(T_A) ne n_elements(rho) then begin
message, 'T_A and rho must have the same dimensions!'
endif

if n_elements(para) ne 3 then begin
message, 'determine para = [alb,chi,alpha]!'
endif

lambda_orig=lambda
!EXCEPT = 0

; SI System
;constants
pi      = !DPI
k_b     = 1.3806488e-23      ; boltzman
N_A     = 6.022141e23       ; avogadro
h       = 6.62606957E-34    ; planck
c       = 2.99792458E8      ; speed of light

; constants for planck function
c1      = 2*pi*h*c^2
c2      = h*c/k_b

; radii
R_E     = 6.371e6           ; earthradius m
R_se    = 1.5e11            ; distance earth <-> sun m
R_S     = 7e8               ; solar radius m

;Albedo
Alb     = para(0)
;solar zenith angle
chi     = para(1)*pi/180 ;midday condition 7. 8.2011          (45.4 @ 7.7.)
; accomodation coefficient
alpha   = para(2)
; specific heat ratio (c_p/c_v)
gamma   = 1.401

;atmospheric conditions
; Temperatures
T_S     = 5780 ; suntemp    Â°K
T_E     = T_E
T_A     = T_A
m_n     = 28.8e-3/N_A      ; mass [kg] of one air molecule
n_n     = rho/m_n

;=====
=====

```

```

c_ter = dblarr(n_elements(r))
c_sol = dblarr(n_elements(r))
c_rad = dblarr(n_elements(r))
T_p    = dblarr(n_elements(r),n_elements(T_A))
T_verg = dblarr(n_elements(r),n_elements(T_A),n_elements(r))
T_diff = make_array(n_elements(r),n_elements(T_A), value = 10)

for j = 0, n_elements(r)-1 do begin

lambda = lambda_orig; wavelenght [m]

nang = 90
REFRE = m ;real part of refractive index
REFIM = k ;imaginary part of refractive index
REFMED = 1.0 ;refractive index of medium
REFREL = dcomplex(REFRE,REFIM)/REFMED
x = double((2.*pi*r(j))/lambda)
QABS = dblarr(n_elements(x))
for n = 0, n_elements(x)-1 do begin
bhmie, x(n), REFREL(n), nang, S1, S2, QEXT, QSCA, QBACK
QABS(n) = QEXT - QSCA
endfor
QABS = interpol(QABS, 1E5, /spline)
lambda = interpol(lambda, 100001)

n = n_elements(Lambda(1:*)-2)
c_ter(j) = pi*r(j)^2*c1
c_sol(j) = pi*r(j)^2*c1*(R_S/R_se)^2*(1+2*Alb*cos(chi)) ; -> Eidhammer et al.
c_rad(j) = pi*r(j)^2*4*c1
lambda2 = shift(lambda,1)
dlambda = lambda(1:*) - lambda2(1:*)
lambda = lambda(1:n)

; constants for Simpson rule (1,4,2,4,2,4...2,4,1) from numerical recipes
cons1 = reform(make_array(n_elements(lambda)/2,value=1)##[2,4],
n_elements(lambda))
cons1(0) = 1
cons1(n_elements(cons1)-1) = 1

for i = 0, n_elements(T_A)-1 do begin

P_ter =
c_ter(j)*total(cons1*QABS*dlambda/3*(1/(lambda^5*(exp(c2/lambda/T_E)-1))))
P_sol =
c_sol(j)*total(cons1*QABS*dlambda/3*(1/(lambda^5*(exp(c2/lambda/T_S)-1))))

P_rad =
c_rad(j)*total(cons1*QABS*dlambda/3*(1/(lambda^5*(exp(c2/lambda/T_A(i))-1))))

P_col = -P_ter - P_sol + P_rad

a = alpha/4*n_n(i)*k_b*sqrt(3*k_b*T_A(i)/m_n)*(gamma+1)/(2*(gamma-1))
T_p(j,i) = T_A(i) - P_col/(a*4*pi*r(j)^2)
; Espy et al. u=0

```

```

count = 0
repeat begin

T_verg(j,i) = T_p(j,i)
P_rad      =
c_rad(j)*total(cons1*QABS*dlambda/3*(1/(lambda^5*(exp(c2/lambda/T_p(j,i))-
1))))

P_col      = -P_ter - P_sol + P_rad
count = count +1

T_p(j,i)   = T_A(i) - P_col/(a*4*pi*r(j)^2)

T_diff(j,i) = abs(double(T_verg(j,i) - T_p(j,i)))

endrep until T_diff(j,i) lt 0.001 or count gt 500

endfor; i
print, 'radius =', string(r(j)*1E9), 'nm      ', 'it='+string(count)
endfor; j

return, T_p

END

```