

(c) 2006-2007 Dipl.-Ing. (RWTH) Jan Thimo Grundmann
e : janthimogrundmann (at) yahoo.de
Betr.: Diplomarbeit v.1.0.0.5 pdf

Diplomarbeit

**Betrachtung des Missionsszenarios zur Verhinderung
von Einschlägen von Asteroiden auf die Erde unter
Berücksichtigung des Bedrohungspotentials und der
technischen Möglichkeiten**

Verfasser: Jan Thimo Grundmann
Betreuer: Dipl.-Ing. Johannes Lux

Wiss. Leitung: Univ.-Prof. Dr.-Ing. W. Koschel

Lfd. Nr.: D 2006-03

2007 durchgesehene Fassung

Diplomarbeit

für Herrn cand. ing. Jan Thimo Grundmann
Matr.-Nr. 192335

**Betrachtung des Missionsszenarios
zur Verhinderung von Einschlägen von Asteroiden auf die Erde
unter Berücksichtigung des Bedrohungspotentials
und der technischen Möglichkeiten**

Kleinkörper des Sonnensystems können durch ihre natürlichen Einschläge auf der Erde Katastrophen in einer für die menschliche Zivilisation relevanten Kombination aus Häufigkeit und Ausmaß auslösen, deren Auswirkungen mit der Erschließung der Erde ansteigen. Die astronomische Suche nach erdnahen Kleinkörpern ergab bisher eine unerwartet hohe und ansteigende Zahl potentieller Impaktoren.

Neue Technologien, mediengeneriertes öffentliches Interesse und der forschungspolitische Wettbewerb führten zu vielen verschiedenen, oft sehr aufwendigen Konzepten zur Minderung der Bedrohung. Meist verhindern hohe Kosten ihre Ausführung, so daß bisher kaum praktische Erfahrung gesammelt werden konnte. Die wissenschaftliche Erforschung beschränkt sich dagegen auf länger bekannte oder leicht erreichbare Körper, die daher in bahnmehchanisch unkritischen Regionen auf einer genau bekannten Bahn umlaufen, was bei einem erst zu entdeckenden Impaktor nicht notwendigerweise der Fall sein wird. Die Erfahrung mit umstrittener Technologie lehrt, daß Investitionen erst nach dem Auftreten einer öffentlich wahrgenommenen, unabwendbaren Notwendigkeit erfolgen, abgesehen von freiwilligen privaten Beiträgen fachlich interessierter Personenkreise. Mit dem breiten öffentlichen Interesse verging die Investitionsbereitschaft, ohne daß sich die Wissenschaft bisher auf ein umfassendes Konzept zur Bedrohungsminderung einigte.

Es stellt sich also die Frage, ob eine Verteidigung gegen ein bedrohliches Objekt gänzlich ohne zweckgebundene Aufwendungen möglich ist, und falls dies nicht der Fall ist, in welchen Bereichen zusätzliche Anstrengungen zwingend nötig sind, welches Ausmaß diese mindestens haben müssen, und ob sie mit geeigneten existierenden Einrichtungen synergetisch kombiniert werden können.

Hierfür sind u.a. folgende Aufgaben zu bearbeiten:

- Gefahrenanalyse von einschlagenden Asterioden in der Literatur
- Übersicht über Kleinkörper im Sonnensystem mit Klassifizierung
- Analyse der verfügbaren Raumflugsysteme und deren Verfügbarkeit
- Berechnung und Diskussion der Missionsszenarien
- Grenzen der technischen Möglichkeiten
- Kosten-Nutzen-Betrachtung
- Auswahl kosteneffektiver Methoden
- Dokumentation der Ergebnisse

Inhaltsverzeichnis

	Aufgabenstellung	i
	Inhaltsverzeichnis	ii
	Verzeichnis der Tabellen	iv
	Nomenklatur	vi
1.	Einleitung	1
1.1.	Historische Entwicklung	4
1.1.1.	Entdeckung der kleinen Planeten	4
1.1.2.	Entdeckung der erdbahnkreuzenden Kleinkörper	8
1.1.3.	Entwicklung der defensiven Ballistik	12
1.2.	Konvergenz der historischen Entwicklung	14
1.3.	Folgerungen aus der historischen Entwicklung	15
2.	Bedrohungslage	16
2.1.	Art und Anzahl der kleinen Körper des Sonnensystems	18
2.2.	Erdkollisionswahrscheinlichkeit der kleinen Körper des Sonnensystems	36
2.3.	Auswirkungen des Einschlags eines kleinen Körpers auf der Erde	47
2.4.	Komplikation der Lage durch Kommunikation und Entscheidungsprozesse	61
3.	Technische Möglichkeiten	63
3.1.	Beobachtungs- und Frühwarnmittel	63
3.1.1.	Fehlerquellen in der Bahnvorhersage	72
3.1.2.	Schwer beobachtbare Objekte	78
3.2.	Anforderungen an Marschflug und Zielflug	84
3.3.	Wirkmethoden	89
3.3.1.	Radiative Ablation	89
3.3.2.	Kinetische Energie	100
3.3.3.	Technischer Rückstoßantrieb	102
3.3.4.	Solarthermische Verdampfung	103
3.3.5.	Vergleich der Wirkmethoden	105
3.4.	Zur Verfügung stehende Träger	106
4.	Missionsszenarien	116
5.	Zusammenfassung	129
6.	Literatur	132

A.	Anhänge	151
A.1.	SI-fremde Einheiten	151
A.2.	Bezeichnungssysteme für kleine Körper des Sonnensystems	152
A.3.	Transitbeobachtungen vor Sonne und Mond, und nahe Erdpassagen	154
A.3.1.	Untere Grenze des Durchmessers eines Objektes in Transitbeobachtung	155
A.4.	Sämtliche offiziellen Informationen über das Teller-Ulam-Prinzip	157
A.5.	(136199) Eris = 2003 UB313 »Xena« = Planet Lila = Planet X?	158

Verzeichnis der Tabellen

1.1 - Zeitskalen des frühen Sonnensystemes	3
1.2 - Auswahl einiger in geschichtlicher Zeit entdeckter Planeten des Sonnensystems	6
1.3 - Auswahl einiger Planetenmonde	7
1.4 - Auswahl erdnaheer Kleinplaneten des Sonnensystems im Kontext ferner Objekte	11
2.1 - Spezifische Energie handelsüblicher Substanzen und meteoritischer Massen	18
2.2 - Gruppen erdnaheer Asteroiden (NEA)	20
2.3 - Gruppen von Kometen	21
2.4 - Vergleich beobachteter und errechneter NEA-Populationen zum gleichen Zeitpunkt	22
2.5 - Entwicklung der photometrischen Größenschätzung von großen NEA über die Zeit	24
2.6 - Radarmessungen von PHA, $\varnothing > \text{ca. } 0.4 \text{ km}$ nach photometrischer Größenschätzung	26
2.7 - Radarmessungen von NEA, $\varnothing < \text{ca. } 0.4 \text{ km}$ nach photometrischer Größenschätzung	27
2.8 - Direkt vermessene Körper des Sonnensystems mit vorherigen Größenschätzungen	28
2.9 - Albedo direkt und radarvermessener Kleinkörper und vergleichbarer Objektklassen	29
2.10 - Entwicklung der bekannten und geschätzten Menge der erdnaheer Kleinkörper	31
2.11 - Entwicklung der bekannten und geschätzten Größe der erdnaheer Kleinkörpergruppen	34
2.12 - Abhängigkeit der NEA-Population $\geq 1 \text{ km}$ von der angenommenen mittleren Albedo	36
2.13 - Effektiver Einfangradius der Erde bei verschiedenen NEO-Relativgeschwindigkeiten	39
2.14 - Schätzungen der mittleren Einschlagsintervalle von Kleinkörpern bestimmter Größe	41
2.15 - Mittlere Einschlagsintervalle von Kleinkörpern verschiedener Größen	42
2.16 - Mittlere Einschlagsintervalle für bestimmte Energiefreisetzen	44
2.17 - Vergleich natürlicher Explosionen in moderner Zeit mit technischen Explosionen	48
2.18 - Bersthöhen für typische Meteoroidmaterialien in der Erdatmosphäre	54
2.19 - Opferzahlen für typische Einschlagssimulationen abgebildet auf das 20. Jahrhundert	56
2.20 - Opfer, Verletzte und Sachschäden durch Meteorite und Luftdetonationen	57
2.21 - Persönliches Risiko durch Einschläge im Vergleich mit Alltagsrisiken	59
3.1 - Ausgewählte Objekte mit großer synodischer Periode	65
3.2 - Im Jahre 2006 aktive Beobachtungsprogramme	66
3.3 - Leistungsfähigkeit von Großteleskopen in der Kleinkörperbeobachtung	68
3.4 - Ortsauflösung bei verschiedenen Winkelauflösungen und Erddistanzen	69
3.5 - Störeinflüsse auf Kleinkörper und die Vorhersagbarkeit der Bahnbewegung	73
3.6 - Referenzbahnbezogene Positionsfehlerentwicklung für (29075) 1950 DA	75
3.7 - Entwicklung der Bestimmung des nahen Erdvorbeifluges von (99942) Apophis	76
3.8 - Bahnabweichungen mit und ohne Verstärkung durch nahe Erdvorbeigänge	77
3.9 - Planetarische Diskriminante und Stern-Levinson-Parameter der 11 größten Planeten	79
3.10 - Massen, Manövrier- und Leistungsfähigkeit interplanetarer Sonden nach 1985	85
3.11 - Massenverteilung der Instrumente nach Untersuchungsgegenstand	86
3.12 - Massenaufteilung von Landegeräten	88
3.13 - Abmessung und Energieinhalt kerntechnischer Geräte	91
3.14 - Wege, Effizienz und Reichweite des Wirkenergietransportes ins Ziel	94
3.15 - Schmelz- und Verdampfungseigenschaften von Mineralen der Kleinkörper	95
3.16 - Sicher erzielbare Geschwindigkeitsänderung mit einem nuklearen Sprengkörper	99
3.17 - Höchste erzielbare Geschwindigkeitsänderung mit einem nuklearen Sprengkörper	100

3.18 - Mit kinetischer Energie erzielbare Geschwindigkeitsänderung	101
3.19 - Mit techischem Rückstoßantrieb erzielbare Geschwindigkeitsänderung	103
3.20 - Mit solarthermischer Verdampfung erzielbare Geschwindigkeitsänderung	105
3.21 - Vergleich der Wirkmethoden nach ihrer spezifischen Umlenkung	106
3.22 - Verfügbare Träger mit kommerzieller GTO-Fähigkeit oder interplanetaren Flügen	107
3.23 - Stufenparameter für hohe Endgeschwindigkeiten	109
3.24 - Verfügbare Oberstufen mit lagerfähigen Flüssigtreibstoffen	110
3.24a - Verfügbare Oberstufen mit kryogenen Flüssigtreibstoffen	110
3.25 - Verfügbare Oberstufen und Kickmotoren mit festem Treibstoff	111
3.26 - Nutzlastverkleidungen der Trägerraketen und ihr Innenraum	111
3.27 - Interplanetare Endgeschwindigkeit für Schwerlastträger mit zusätzlichen Oberstufen	114
3.28 - Spanne der interplanetaren Endgeschwindigkeit für alle Schwerlastträger	115
4.1 - Erreichbare Entfernungen im Sonnensystem	120
4.2 - Erreichbare Entfernungen im Sonnensystem bei maximaler Ortsradiusrate	122
A.2.1 - Buchstabencode in den vorläufigen Bezeichnungen für Asteroiden	153
A.3.1 - Beobachtete nahe Erdvorbeigänge von Kleinkörpern	154

Nomenklatur

Physikalische Größen

a	große Halbachse einer Umlaufbahn
A	Albedo, reflektierter Anteil des auf einen Himmelskörper treffenden Lichtes, $0 \leq A \leq 1$
c	Lichtgeschwindigkeit, 299792458 m/s
d	allgemeiner Abstand, allgemeine Abmessung
e	Exzentrizität einer Umlaufbahn
E	Energie
h	Höhe
H	absolute Helligkeit eines Himmelskörpers, bei Kleinplaneten in je 1 AE Sonnen- und Erdentfernung, in Größenklassen mag [A.1.]
i	Inklination einer Umlaufbahn
I	Intensität bzw. Flächenleistungsdichte einer Strahlung
k	Gauß-Konstante der Gravitation, 0.01720209895; entspricht $\sqrt{\Gamma}$ ausgedrückt in astronomischen Einheiten von Entfernung, Masse und Zeit; AE, M_{\odot} , bzw. d
m	Masse, allgemein oder eines kleineren Körpers
M	Masse, des zentralen oder eines größeren Körpers
MAG	Magnitude eines seismischen Ereignisses
n	allgemeine Anzahl
N	Impuls
p	Druck
p	Semilatus Rectum oder Halbparameter einer Umlaufbahn
P	Umlaufperiode eines Himmelskörpers auf einer Bahn um einen anderen
q	Perizentrumsdistanz einer Umlaufbahn
Q	Apozentrumsdistanz einer Umlaufbahn
r	Radius einer Distanz
r	Stufenmassenverhältnis einer Stufe einer mehrstufigen Rakete
R	Radius eines Körpers
R	Gesamtmassenverhältnis einer mehrstufigen Rakete
\mathfrak{R}	Gaskonstante
T	Temperatur
U	spezifische Umlenkung
v	Geschwindigkeit
β	Phasenwinkel eines von außen betrachteten, sonnenbeschienenen Kleinkörpers
ε	Strukturfaktor einer Raketenstufe
Γ	Gravitationskonstante, $6.672E-11 \text{ m}^3 / \text{kg s}^2$
ρ	Dichte
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante, $5.669E-8 \text{ J} / \text{m}^2 \text{ s K}^4$

- \emptyset Durchmesser
 \oplus , \oplus , \oplus , \oplus Erde, erdbezogener Parameter
 \odot , \odot , \odot , \odot Sonne, sonnenbezogener Parameter

Abkürzungen

<i>An</i>	Aggregat - Bezeichnung für Flugkörper der Heeresversuchsstelle Peenemünde, z.B. A4
AAA	Anti-Aircraft Artillery, Flugabwehrgeschütze (»triple-A«)
ABM	Anti-Ballistic Missile, Anti-Raketen-Rakete zum Abfangen ballistischer Flugkörper
ACS	Advanced Camera for Surveys, Kamera des Hubble Weltraumteleskops
BMDO	Ballistic Missile Defense Organisation, Raketenabwehrorganisation der USA
BMEWS	Ballistic Missile Early Warning Satellite(s), Frühwarnsatelliten gegen Raketenangriffe
CAI	Calcium-Aluminium-rich Inclusion, Ca-Al-reiche Einschlüsse in Meteoriten vom Typ der kohligen Chondriten; älteste Materie des Sonnensystems
CCD	Charge Coupled Device, eigentl. ladungsgekoppeltes Bauteil - Festkörper-Bildaufnehmer mit Integrations- und Speichereigenschaften für Photoelektronen
CFHT	Canada-France-Hawaii Telescope, Kooperationsteleskop auf Hawaii
CONICA	COudé Near-Infrared CAmera, Nahinfrarotkamera für den Coudé-Fokus des VLT
CSS	Catalina Sky Survey, automatisiertes Asteroidenbeobachtungsprogramm (USA)
Cubewano	alternative Bezeichnung transneptunischer Objekte, engl. nach den Halbmonats- und Zählbuchstaben des ersten beobachteten TNO (15760) 1992 QB1 (Qu-Bee-one)
DSP- <i>n</i>	Defense Support Program, Verteidigungsunterstützungsprogramm, Sammelbezeichnung für diverse militärische Raumfahrtprogramme der U.S.A., u.a. BMEWS
ECA	Earth-Crossing Asteroid, Asteroid, der die Erdbahn bzw. den Raum in 0.983...1.017 AE heliozentrischem Abstand in auf die Erdbahn projizier- oder rotierbarer Weise quert
ECC	Earth-Crossing Comet, Komet sinngemäß wie ECA
ECO	Earth-Crossing Object, Objekt sinngemäß wie ECA, allgemein für ECA, ECC
EMoid	Earth Minimal Orbital Intersection Distance, minimaler Abstand zwischen Erd- und Objektumlaufbahn
Flak	Flugabwehrkanone(n)
FOC	Faint Object Camera, Kamera für leuchtschwache Objekte des Hubble-Teleskops
GEO	Geostationary Earth Orbit, geostationäre oder äquatoriale Synchron-Erdumlaufbahn
GMT	Greenwich Mean Time
haNEC	Halley-type Near Earth Comet, erdnahe Komet vom 1P/Halley-Typ ($10 \text{ a} < P < 200 \text{ a}$)
HST	Hubble Space Telescope, Hubble Weltraumteleskop
IAU	Internationale Astronomische Union, offizielle Instanz u.a. für Benennung der Himmelskörper und ihrer Oberflächenmerkmale
ICBM	InterContinental Ballistic Missile, militärische Interkontinentalrakete
ICE	International Cometary Explorer, ehemals ISEE-3
IEA	Intra-Earth Asteroid, vollständig innerhalb der Erdbahn umlaufender Asteroid
IEO	Intra-Earth Object, vollständig innerhalb der Erdbahn umlaufendes Objekt
ISEE-3	International Sun-Earth Explorer 3, Sonnenwindsonde, flog später zu einem Kometen
jfNEC	Jupiter Near Earth Comet, erdnahe Komet der Jupiter-Familie ($5 < P < 11 \text{ a}$)
KBO	Kuiper Belt Object, Transneptunobjekt im Leonard/Edgeworth/Kuiper/Whipple-Gürtel

LD	Lunar Distance, (mittlere) Mondentfernung
lpNEC	Long Period Near Earth Comet, erdnahe Komet mit langer Umlaufzeit ($P > 200$ a)
LONEOS	Lowell Observatory Near-Earth-Object Search, automatisiertes Asteroidenbeobachtungsprogramm (USA)
<i>M</i>	Platzhalter für einen Halbmonatsbuchstaben in Katalognummern von Asteroiden, A,B, .. I=J, .. Y entsprechend 01.-15.01., 16.-31.01., .. 01.-15.05., .. 16.-31.12. d.J.
MOID	Minimal Orbital Intersection Distance, minimaler Abstand zwischen Planeten- und Objektumlaufbahn
MPC	Minor Planet Center, Kleinplanetenzentrum, Zentralstelle für die Registrierung, Klassifizierung, Nummerierung und Benennung von Kleinplaneten(-beobachtungen)
<i>n</i>	Platzhalter für eine Zahl, z.B. in Katalog- oder Typenbezeichnungen, ggf. m. Suffix
<i>N</i>	Platzhalter für eine Zahl in Katalognummern von Asteroiden als Suffix für die mehrfache Durchzählung mit Buchstaben (s. auch <i>M</i> und <i>Z</i>); lfd. Nr. = $N * 25 + Z$
NACO	NAOS-CONICA, Kombination beider Einrichtungen am VLT Yepun
NAOS	Nasmyth Adaptive Optics System, adaptive Optik im Nasmyth-Fokus des VLT
NASA	National Aeronautics and Space Administration, nationale Luft- und Raumfahrtbehörde der Vereinigten Staaten von Amerika
NEA	Near Earth Asteroid, erdnahe Asteroid
NEAT	Near-Earth Asteroid Tracking, automatisiertes Asteroidenbeobachtungsprogramm (USA)
NEC	Near Earth Comet, erdnahe Komet
NEO	Near Earth Object, erdnahe Objekt, allgemein für NEA und NEC
NIC	Nearly Isotropic Comet, Kometen mit nahezu zufälliger Verteilung der Bahnlage
PANSTARRS	PANoramic Survey Telescope And Rapid Response System, Panoramisches Durchmusterungsteleskop und Schnellreaktionssystem, automatisiertes Asteroidenbeobachtungsprogramm (Hawaii, USA)
PHA	Potentially Hazardous Asteroid, potentiell gefährlicher Asteroid, immer auch NEA
PHC	Potentially Hazardous Comet, potentiell gefährlicher Komet, immer auch NEC
PHO	Potentially Hazardous Object, potentiell gefährliches Objekt, immer auch NEO, allgemein für PHA und PHC; für alle gilt: $EMoid \leq 0.05 AE = 7.48E9 \text{ m} = 19.45 LD$
Planemo	PLANetary Mass Object, sternähnlich entstandenes, freies Objekt, $m_{Obj} < 13 m_{Jupiter}$
RDS- <i>n</i>	Reaktivnyi Dvigatel Stalina oder Rossiya Delayet Sama, Stalin-Raketentriebwerk bzw. Rußland tut es selbst, Tarnbezeichnung für sowjetische Test-Atomsprengkörper
SDO	Scattered Disc Object, Objekt der gestreuten Scheibenpopulation des Kuipergürtels
sKBO	Scattered (disc) KBO, Objekt der gestreuten Scheibenpopulation des Kuipergürtels
SNR	Signal-to-Noise Ratio, Signal-Rausch-Verhältnis bei Messungen, besonders Radar
spNEC	Short Period Near Earth Comet, erdnahe Komet mit kurzer Umlaufzeit ($P < 200$ a)
SSS	Siding Springs Sky Survey, automatisiertes Asteroidenbeobachtungsprogramm (Austr.)
TNO	Trans-Neptunian Object, Transneptunobjekt
VLT	Very Large Telescope, europäische Teleskopanlage in Chile
WFPC(2)	Wide Field and Planetary Camera (2), (zweite) Weitfeld- und Planetenkamera des Hubble-Weltraumteleskops
UA	Unusual Asteroid, Asteroid auf ungewöhnlicher oder einzigartiger Bahn
USAF	United States Air Force, Luftwaffe der Vereinigten Staaten von Amerika

UTC	Universal Time Coordinated, in etwa GMT
X, x	Platzhalter für einen Groß- bzw. Kleinbuchstaben in Serien-Typenbezeichnungen
$YY(YY)$	Platzhalter für zwei(vier)stellige Jahreszahlen in astronomischen Katalogbezeichnungen
Z	Platzhalter für einen Zählbuchstaben in Katalognummern von Asteroiden, A .. I=J .. Z entsprechend 1 .. 8 .. 25

Notation

Es wird ein Punkt (.) zur Trennung des Dezimalbruches von der Ganzzahl verwendet, es werden Zehnerpotenzen bei langen Zahlen durch ein E symbolisiert, z.B. 7070.7 oder 7.0707E3, und es wird die traditionelle astronomische Notation von Winkelgraden verwendet, z.B. $0^{\circ}.25$ für ein Viertel Grad, entsprechend $0^{\circ} 15' 0''.00$ - Winkelgrad, Bogenminuten, Bogensekunden. Werden in einer Quelle SI-fremde Einheiten verwendet, wird diese Angabe der Größe gemacht und die Umrechnung in eine SI-Einheit angegeben, damit durch die Umrechnung nicht eine höhere Genauigkeit suggeriert wird, obwohl die ursprüngliche Angabe weniger signifikante Stellen hat, z.B. wenn 55000 ft in 16764 m umgerechnet werden. Eine nicht näher erläuterte oder aus anderen Quellen verdeutlichte Angabe in Meilen wird gegebenenfalls nach statute miles und internationalen Seemeilen umgerechnet. [A.1.]

Die Rechtschreibung orientiert sich weitgehend an der 20. Auflage des Duden und der natürlichen Fortentwicklung der Sprache. Begriffe anderer, insbesondere englischer Herkunft werden jedoch in der jeweils in dieser Sprache üblichen Form geschrieben, soweit es die verfügbaren Sonderzeichensätze eben erlauben. Ansonsten wird die englische Transkription verwendet, solange nicht eine andere Schreibweise allgemein üblich ist.

Um eine kurze Literaturliste zu erhalten, wird jede verwendete Quelle nur einmal in der Liste aufgeführt. Auf Quellenstellen wird wie folgt verwiesen:

[laufende Quellenummer - Seite wie in der Quelle notiert , ggf. weitere Seiten] oder

[laufende Quellenummer - Band, römische Ziffer bei mehrbandigen Büchern, arabische bei Zeitschriften - Seite wie in der Quelle notiert , ggf. weitere Seiten]

Auf Anhänge der vorliegenden Arbeit wird über ihre Nummer n wie folgt verwiesen: [A. n]

Einige oder alle verwendeten Gestaltungselemente und Warenzeichen können den möglicherweise jeweils verschiedenen Rechten der jeweils entsprechenden Rechteinhaber unterliegen, die an ihnen diese Rechte oder Teile davon zum Zeitpunkt der Betrachtung oder Erstellung dieser Arbeit innehaben oder innehalten. Einige oder alle verwendeten Gestaltungselemente und Warenzeichen sind Eigentum ihrer jeweiligen Eigentümer oder Inhaber; ihre Verwendung erfolgt nur beispielhaft zum Zwecke der Erläuterung und nicht zur gewerblichen Nutzung.

Der Verfasser behält sich alle Rechte am für diese Arbeit geschaffenen geistigen Eigentum vor, gleich ob es in ihrer veröffentlichten Fassung tatsächlich genutzt wurde oder nicht. Insbesondere eingeschlossen darin sind alle Ideen, Verfahren und Methoden und ihre Zusammenstellung und Übertragung auf Rechenanlagen und Informationswege jeder Art, sowie die kommerzielle Nutzung und die private Nutzung aller dieser Sachen und des veröffentlichten Inhalts der vorliegenden Arbeit zu allen anderen Zwecken als der unentgeltlichen und freien Lehre und des privaten Studiums.

1. Einleitung

Zur Zeit sind in unserer Galaxis knapp zweihundert Planetensysteme in mehr oder weniger groben Zügen bekannt. Sie wurden mit der Relativgeschwindigkeitsmethode spektroskopisch, oder photometrisch mit der Transitmethode oder der Mikrogravitationslinsenmethode nachgewiesen. Hinzu kommen einige Sonderfälle wie Pulsarplaneten, sowie als solche erkannte Vorstufen von Planetensystemen in ihrer Entstehung. Dabei handelt es sich meist um sehr junge Sterne, die sich in der Nähe von Sternentstehungsgebieten befinden und von Staubscheiben umgeben sind, die sich im reflektierten Licht des Zentralsternes, im Hintergrundlicht von Gasnebeln oder in ihrer eigenen Infrarotstrahlung abzeichnen, und manchmal so auch aufgelöst abgebildet werden können. Die Gesamtheit der bisher entdeckten Systeme ermöglicht bereits heute, von systematischen Einschränkungen der jeweils angewandten Beobachtungsmethoden begrenzt, einen gewissen Überblick über die vielfältigen Arten und zeitlichen Entwicklungsstufen der Planetensysteme. Wohl die überwiegende Mehrheit der einfachen und mehrfachen Sterne und substellaren Objekte - Braune Zwerge und Planemos - unserer Galaxis ist von Planetensystemen oder ihren Vorstufen umgeben.

Nach heutigem Wissen entstehen Planetensysteme wie unser Sonnensystem aus einer Staubscheibe, die den sich bildenden Stern umgibt, und mit ihm aus einer interstellaren Gaswolke durch gravitativen Kollaps und anschließende Fraktionierung in Protosterne hervorgegangen ist. [1] Der Staub in dieser zirkumstellaren Scheibe bewegt sich, durch Reibung mit dem Gasanteil der Scheibe gedämpft und teils vom Druck der Gaskomponente getragen, auf Kreisbahnen, in denen sich die Staubpartikel bei sehr kleinen Relativgeschwindigkeiten aneinander anlagern können. Hierbei spielen unter anderem zwischenmolekulare, elektrostatische, magnetische und gravitative Kräfte eine wesentliche Rolle. Aus diesem bisher nicht völlig verstandenen Prozeß gehen meter- bis kilometergroße, lockere Konglomerate hervor, die groß genug sind, daß sich ihre Bewegung mindestens zum Teil vom Gas entkoppeln kann. [2] Mit dem steigenden Masse-Querschnitts-Verhältnis kann der Gasdruck der Scheibe immer weniger auf die jeweilige angesammelte Masse wirken, so daß ihre Bahn in eine reine Keplerbahn übergeht. Mit der dann gegenüber dem Gas, Staub und den leichteren Körpern einsetzenden Relativbewegung und der mitwachsenden eigenen Schwerkraft sammeln größere Körper auch immer mehr Masse ein. Durch den Massenvorsprung der größeren Körper, die durch eben jenen selbst auch immer schneller wachsen können, wird die protoplanetare Scheibe in kürzester Zeit ausgeräumt. Aus unzähligen kleinen Objekten wird eine zählbare Menge großer Körper, die mit wachsender Größe den uns geläufigen Planeten oder Monden immer ähnlicher werden. Unter den so herangewachsenen Planetesimalen von bis zu Mond- oder gar Marsgröße tritt nun die gegenseitige Beeinflussung durch die jeweilige Schwerkraft in den Vordergrund. Die nahezu kreisförmigen, koplanaren Bahnen werden durch den gegenseitigen Impulsaustausch im n-Körper-System bei nahen Begegnungen zunehmend elliptischer und geneigter, bis es unter den Planetesimalen schließlich zu Kollisionen kommt. Auch hier sammeln die massereicheren eher Masse ein, als sie durch Zertrümmerung und Beschleunigung der Trümmer über die gemeinsame Fluchtgeschwindigkeit der Kollisionspartner hinaus zu verlieren. Für die Art der Kollisionspartner ist jedoch das Element des Kollisionszufalls im deterministischen Chaos der sich verändernden Bahnen bestimmend.

Diese kurze, aber heftige Phase der Akkretion hält an, bis fast das gesamte feste Material in den Stern oder ins freie All geschleudert wurde, und nur wenige, aus der relativ kleinen Restmasse

gewachsene Planeten verbleiben. Da sich bei den quasiplastischen Kollisionsstößen die Exzentrizität und die Inklination der Bahnen der beteiligten Kollisionspartner mitteln, und daher die jeweiligen Beträge tendenziell sinken, bleiben eher Planeten übrig, die auf in sehr langer Zeit stabilen Bahnen umlaufen. Diese Bahnen müssen nicht notwendigerweise kreisähnlich sein. Es gibt auch Systeme mit Bahnen hoher, aber ähnlicher Exzentrizität und ähnlicher räumlicher Ausrichtung. Während der Kollisionen wird ein gewisser Teil des Trümmersmaterials über die Fluchtgeschwindigkeit der verschmelzenden Planetesimale hinaus beschleunigt. Die Trümmerstücke umlaufen dann den Stern auf eigenen Bahnen, die meist exzentrischer und geneigter sind, und den Gravitationseinflüssen der wachsenden Planetesimale unterliegen, sich also entsprechend schnell verändern. Nach einer ruhigeren Zwischenphase beendet der Absturz dieser verhältnismäßig kleinen Trümmer auf die verbleibenden großen Planeten ihre Entstehung.

In unserem Sonnensystem war dies spätestens der Fall, als die letzten großen Marebecken auf dem Mond geschlagen wurden. [3] Die genaue radiometrische Datierung der ausgewählten und kontextdokumentierten Mondbodenproben ist die einzige vorhandene Eichung für die Zeitskalen der Frühzeit des Sonnensystems, verbunden mit der Datierung des Anfangs durch das Alter der Kalzium-Aluminium-reichen Einschlüsse (CAI) in kohligen Chondriten, den thermisch primitivsten der Meteoriten.

Die Bahnen der acht in unserem Sonnensystem verbliebenen großen Planeten sind auf Milliarden von Jahren stabil, obwohl die wesentlichsten Prozesse zu ihrer Entstehung in wenigen bis einigen zehn Millionen Jahren abliefen. Die graduelle Veränderung ihrer Bahnen durch ihre gegenseitigen gravitativen Einflüsse führt während der zu erwartenden Lebensdauer der Sonne weder zu Kollisionen oder nahen Begegnungen der großen Planeten untereinander noch zu starken Annäherungen oder gar Überschneidungen ihrer Bahnen. Dies gilt nicht für alle anderen Körper, also Zwergplaneten und Kleinkörper. Letztere umfassen vor allem Kleinplaneten, Meteoroiden, Kometen und Staubpartikel, die alle noch zusätzlichen und im allgemeinen in dieser Reihenfolge ansteigenden Einflüssen der Sonnenstrahlung unterliegen. [4]

Alter, Ma	Zeit, Ma	Objekt
>4563	~ < -10	präsolare Körner des interstellaren Staubes in der Matrix kohligter Chondrite
4559 ±4	0	Ca-Al-reiche Einschlüsse (CAI) im kohligem Chondriten Allende - *)
4555 ±8	4 -4/+12	Minerale der gewöhnlichen Chondrite
4551 ±2	8 ±6	Achondrit Angra dos Reis, erstarrte Schmelze
4539 ±4	20 ±8	verschiedene Eukrite, erstarrte Schmelze, wahrscheinlich von (4) Vesta
4400	159	Bildung der Mondhochlandkruste beginnt, nach ca. 0.2 Ga abgeschlossen ¹⁾
4200	359	älteste erhaltene Minerale der Erde; wahrscheinlich kontinentaler Kruste ³⁾ entstammende Zirkonkristalle in jüngeren Sedimenten; Quarzit (3.6 Ga alter, metamorpher Sandstein), Mount Narryer, Westaustralien
3960	599	ältestes erhaltenes Gestein der Erde; Acasta-Gneis, Gr. Bärensee, Kanada ³⁾
3920	639	Mare Nectaris (Impakt)
3900	659	älteste erhaltene Sedimentgesteine der Erde; Akilia-Insel, Grönland ³⁾
3870	689	ältester erhaltener Graphit mit typischem, photosynthetisch biogenem Isotopenverhältnis; Einschluß in Apatit-Kristallen, Isua-Gneis, Grönland ³⁾
3870	689	Mare Serenitatis (Impakt)
3850	709	Mare Imbrium (Impakt)
3840	719	älteste Marebasalte, Appenninbank ²⁾
3800	759	Mare Orientale (Impakt)
3760	799	biogener Kohlenstoff in Carbonaten und Mikrofossil <i>Isuasphaera isua</i> ; nahezu älteste Sedimente, Isua-Quarzit, Grönland ³⁾
3520	1039	älteste erhaltene Festlandoberfläche der Erde; Pilbara, Australien ³⁾
3500	1059	älteste strukturierte Mikro- und Makrofossilien; Pilbara-Block, Australien ³⁾
3200	1359	1. Hauptwachstumsschub kontinentaler Kruste beginnt; hält ca. 0.6 Ga an ³⁾
3160	1399	jüngste Marebasalte, im Mare Procellarum bei Flamsteed ²⁾

Präsolare [5], Meteoriten [6-110][7-88], Mond [8-367,373], Erde [9][10][11][12][13] - *) [7-88]: älteste CAI 4566±2 Ma, relative Datierung ähnlich - ¹⁾ primäre Kruste, 12% des Mondvolumens, gebildet in wenigen Ma aus hochschmelzenden, leichten, auf dem Magmaozean aufschwimmenden Mineralen; auf der Erde verloren - ²⁾ sekundäre Kruste, 0.1% des Mondvolumens, gebildet in über 1 Ga aus niedrighschmelzenden basaltischen Magmafraktionen; ähnlich den Erdozeanböden, Venus, Mars - ³⁾ tertiäre Kruste, 0.5% der Erdmasse, gebildet über mehrere Ga, 75% davon in vier Hauptschüben vor 3.2...2.6, 2.0...1.7, 1.3...1.1, 0.5...0.3 Ga, durch fortwährende fraktionierte magmatische Destillation des Erdmantels; dadurch sehr stark an wirtschaftlich wichtigen, seltenen Elementen angereichert; wahrscheinlich einzige derartige Kruste im Sonnensystem.

Tabelle 1.1 - Zeitskalen des frühen Sonnensystemes

1.1. Historische Entwicklung

Während der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts konvergierten die wissenschaftlichen Entdeckungen der Astronomie und die technischen Fortschritte der Astronautik, auch in ihren militärischen Varianten, in einer gemeinhin auch in Fachkreisen wenig wahrgenommenen Weise. Im Fokus dieser Entwicklung finden sich die kleinen Körper der uns umgebenden interplanetaren Umwelt, des Sonnensystems.

Die drei Hauptstoßrichtungen auf dieses Ziel seien im Folgenden kurz umrissen:

1.1.1. Entdeckung der kleinen Planeten

In der Anfangsnacht des 19. Jahrhunderts, am 01.01.1801, entdeckte Pater Guiseppe Piazzi von Palermo in Sizilien aus den acht Planeten des Sonnensystems; nach späterer Konvention den nummerierten Kleinen Planeten, nach heutiger Konvention den Zwergplaneten (1) Ceres.

Wie die Auffindung des Uranus und die Suchvorhaben nach Neptun und Pluto war auch die Suche nach dem vermuteten achten Planeten zwischen Mars und Jupiter eine organisierte und planvolle. Begonnen wurde sie am Ende des 18. Jahrhunderts; formell, als sich im Herbst 1800 beim Privatsternwarten-Astronomen Johann Hieronymus Schröter in Lilienthal bei Bremen die Himmelspolizey konstituierte. Ihre selbstgestellte Aufgabe war die Auffindung des nach der Titius-Bode-Reihe bei 2.8 AE vermuteten achten Planeten. Diese empirische Reihe der Planetenbahnradien schien 19 Jahre zuvor durch die Entdeckung des Uranus in einer ihrer Vorhersage entsprechenden Distanz bestätigt. Der Himmel wurde von der Himmelspolizey in 24 je einem Beobachter zugewiesene Bereiche aufgeteilt. Teilnehmer waren unter anderen der Bremer Arzt und Amateurastronom Dr. Wilhelm Olbers, Schröters Hauslehrer und Mitarbeiter Karl Ludwig Harding, sowie Baron Franz Xaver von Zach, Hofastronom des Herzogs Ernst von Sachsen-Gotha und Herausgeber der *Monatlichen Correspondenz zur Beförderung der Erd- und Himmelskunde*, der damals bedeutendsten astronomischen Fachzeitschrift. In ihr wurde kurz darauf die an Johann Elert Bode in Berlin gemeldete Entdeckung des an der Himmelspolizey unbeteiligten Piazzi veröffentlicht. Da Piazzi durch Unbillen von Wetter und Krankheit gezwungen war, die Beobachtung zu unterbrechen, und seine Meldung obendrein erst nach zwei Monaten eintraf, war nur ein kurzer Bahnbogen der Ceres aufgezeichnet worden. Carl Friedrich Gauß entwickelte daraufhin die noch heute genutzte Methode zur Bahnbestimmung aus einer geringen Anzahl von Beobachtungen. Olbers und von Zach gelang die Wiederauffindung ein Jahr nach der Entdeckung, und während der Verfolgung von (1) Ceres entdeckte ersterer noch (2) Pallas, und wiederum zwei Jahre später (4) Vesta, zwischen denen Harding noch (3) Juno beisteuerte.

Da nach mehrjähriger Suche keine weiteren Planeten gefunden wurden, ging man in Fachkreisen davon aus, daß damit alle Planeten gefunden worden wären. Auch die auf (1) Ceres folgenden Entdeckungen, von (2) Pallas bis (5) Astraea, wurden ganz selbstverständlich als vollwertige Planeten betrachtet. Der als nächstes nach unabhängigen Bahnrechnungen von Adams und Le Verrier in weniger als einer Stunde Teleskopzeit von Galle und d'Arrest aufgefundene große Planet Neptun wurde zwar nicht in die spätere Zählreihe der nummerierten Kleinen Planeten

aufgenommen, aber alle diese Planeten wurden bis ins zwanzigste Jahrhundert allgemein nach ihrer Entdeckungsfolge gezählt, oder auch nach ihrer Entfernung von der Sonne. Damit war Neptun dann in allen Fällen der dreizehnte Planet, und die bis dahin gefundenen größten der Kleinen Planeten entweder die Nummern acht bis zwölf oder fünf bis neun. [14][15][16][17][18][19][20]

Bis zur nächsten Entdeckung nach (4) Vesta, der von (5) Astraea durch den in der Kreisstadt Friedeberg (Neumark) in Brandenburg wirkenden und aus dem benachbarten Driesen (heute Strzelce Krajenkie bzw. Drezdenko im gleichnamigen Kreis, Woiwodschaft Lebus) stammenden Amateurastronomen und Postbeamten Karl Ludwig Hencke, vergingen dann über 38 Jahre. Hencke hatte sich von der etablierten Auffassung in seiner zwanzigjährigen Suche nicht entmutigen lassen.

Im Folgejahr wurde Neptun gefunden wie berechnet, und im Jahr darauf gleich drei neue Kleine Planeten, darunter Henckes zweiter Fund (6) Hebe, für den er vom König von Preußen mit einem jährlichen Ehrensold von 1200 Goldmark ausgezeichnet wurde - mit der späteren Umrechnung in 0.43 kg Feingold nach dem heutigen Goldwert zwar nur etwa 6500 €, aber damals das fünffache des mittleren jährlichen Volkseinkommens in Preußen 1849 von ca. 250 Mark, oder nach den damaligen Löhnen fast zweienhalb mittlere Jahreseinkommen. Das eines vollbeschäftigten Arbeiters lag 1849 bei 168 Talern oder 504 Mark, bei den durchschnittlichen 82.5 Wochenstunden über 52 Wochen pro Jahr - oder bei den im Textilgewerbe üblichen 90 in der Fabrik, oder bei bis zu 125 Wochenstunden in kombinierter Werkstatt- und Heimarbeit, d.h. Sonntags nur 17 Stunden statt den 18 werktäglichen - ohne jeglichen Urlaubsanspruch. Der Mindestbedarf einer fünfköpfigen Arbeiterfamilie wurde im selben Jahr zu 215 Taler oder 645 Mark errechnet. Ein gut bestellter Lehrer erhielt mit zwei Nebenverdienststellen in den 1840er Jahren gut 180 Taler oder 540 Mark ausschließlich (!) in Form landwirtschaftlicher Sachleistungen und Gartenflächennutzungsrechte; daher die anfängliche Redewendung.

Nach der Arbeitszeit und den heutigen Gepflogenheiten bei 37.5 Arbeitswochenstunden über effektiv gut 31 Jahresarbeitswochen entspräche der Ehrensold also einer steuerfreien jährlichen Prämie von mindestens 180000 €, die Hencke, als Freiwilliger in den Befreiungskriegen am 02.05.1813 bei Großgörschen schwer verwundet und seit 1837 im Ruhestand, noch über 19 Jahre bis zu seinem Tode 1866 erhielt. [21][22][23][24]

Nach dem Fund von (6) Hebe und den ihr unmittelbar folgenden Entdeckungen schlug Alexander von Humboldt 1851 vor, die mittlerweile 23 Planeten in acht große und die wachsende Anzahl der kleinen Planeten aufzuteilen, die er Asteroiden nannte. [25][26] Bald folgten zahlreiche weitere Entdeckungen, über deren Umfang die folgenden Tabellen einen Überblick geben. Die scheinbare Helligkeit der Planeten und Monde mag einen Eindruck von der Empfindlichkeit der astronomischen Mittel für eher zufällige Entdeckungen bzw. bei gezielter Suche geben. Bedeutend ist der Übergang von der visuellen zu photographischen Beobachtung durch Max Wolf in Heidelberg ab 1891, obwohl versierte visuelle Beobachter weiterhin bei ihrer Methode blieben. Johann Palisa beobachtete ausschließlich visuell bis 1923, zwei Jahre vor seinem Tod. Wolf entdeckte bis 1932 selbst 228 Kleinplaneten, davon 20 Mitentdeckungen, Palisa fand 122 Kleinplaneten seit 1874.

lfd. Nr.	moderne Bezeichnung	Datum	beobachtende Entdecker - Bemerkungen - Oppositionshelligkeit
1 .. 6	Merkur bis Saturn	vorgesch.	Menschen - einschließlich der Erde im vorsokratischen stellar-/heliozentrischen Weltbild des Demokrit %))
7	Uranus	13.03.1781	Organist Friedrich Wilhelm Herschel und Lucretia Karoline Herschel °) #) §) - ≥ 27 Monde - 5.7 mag
8	(1) Ceres	01.01.1801	Astronom Pater Guiseppe Piazzi ¹⁾ ²⁾ - 8.0 mag
9	(2) Pallas	28.03.1802	Arzt Dr. Wilhelm Olbers °) *) #) - 8.0 mag
10	(3) Juno	01.09.1804	Assistent Karl Ludwig Harding °) *) ') - 8.2 mag
11	(4) Vesta	29.03.1807	Arzt Dr. Wilhelm Olbers °) *) #) - mit 5.5 mag hellster
12	(5) Astraea	08.12.1845	Postbeamter Karl Ludwig Hencke ¹⁾ #) - 11.9 mag
13	Neptun	23.09.1846	Astron. Assistent Johann Gottfried Galle u. Astronomiestudent Heinrich d'Arrest ²⁾ §) - ≥ 13 Monde - 7.5 mag
14	(6) Hebe	01.07.1847	Postbeamter Karl Ludwig Hencke ¹⁾ #) - 9.2 mag
15	(7) Iris	13.08.1847	J.R. Hind - 8.1 mag
16	(8) Flora	18.10.1847	J.R. Hind - 8.7 mag
23	(15) Eunomia	29.07.1851	De Gasparis
45	(37) Fides	05.05.1855	R. Luther
163	(155) Scylla	09.11.1875	Johann Palisa
205	(197) Arete	21.05.1879	Johann Palisa - ermögliche Massenbestimmung von (4)
258	(250) Bettina	03.09.1885	Johann Palisa - ') nach Bettina Baroness v. Rothschild
331	(323) Brucia	20.12.1891	Maximilian Franz Joseph Cornelius 'Max' Wolf ') !)
441	(433) Eros	13.08.1898	Georg Witt - 1. Marskreuzer, NEA u. Amor-Asteroid
596	(588) Achilles	22.02.1906	Max Wolf (tw. ') !) - 1906 TG ³⁾
712	(704) Interamnia	02.10.1910	Cerulli - letzter großer Hauptgürtel-Asteroid, Ø 338 km
952	(944) Hidalgo	31.10.1920	Walter Baade - 1. Saturnkreuzer, q = 1.96, Q = 9.56 AE
1008	(1000) Piazzia	12.08.1923	Reinmuth; (999) Zachia, (1001) Gaußia, (1002) Olbersia
1152	(1144) Oda	28.01.1930	Dr. Karl Reinmuth - 1930 BJ
~1190	(134340) Pluto	18.02.1930	Clyde W. Tombaugh °) ') - Ø 2306±20 km, 14.7 mag
1192	(1183) Jutta	22.02.1930	Dr. Karl Reinmuth - 1930 DC
~110000 ~130000	(136199) Eris	21.10.2003 05.01.2005	Michael E. Brown, Chad A. Trujillo, David L. Rabino-witz - sKBO > Pluto - Ø 2400 ± 100 km, 18.8 mag °)&)

Anmerkungen s. folgende Seite

Tabelle 1.2 - Auswahl einiger in geschichtlicher Zeit entdeckter Planeten des Sonnensystems

Lfd. Nr. *kursiv*: gemittelt nach den das Entdeckungsdatum bzw. die provisorische Bezeichnung umgebenden nummerierten Kleinplaneten - °) bei planmäßiger Durchmusterung oder koordinierter Suche - ¹⁾ unabhängig von koordinierter Suche - ²⁾ (Wieder-)Auffindung nach bahnmmechanischer Rechnung - ³⁾ Trojaner oder besondere Bahnmechanik - %) s. Kap. 1.1.2. - §) Uranus kann mit dem bloßen Auge sichtbar sein und war möglicherweise einigen Pazifikvölkern bekannt; Neptun wurde von Galilei 1612/13 in der Nähe des Jupiter aufgezeichnet, Uranus 1690 von Flamsteed als 34 Tau katalogisiert und 1750-71 oft von Lemonnier gesehen, aber nicht als Planet erkannt [27] - *) Mitglied der Himmelspolizey von 1800 - #) AmateurastronomIn - ') an Privatsternwarte tätig - !) photographisch vor 1910 - &) s. Text.

zu Tabelle 1.2 - Auswahl einiger in geschichtlicher Zeit entdeckter Planeten des Sonnensystems

Planet	Monde	Datum	Entdecker - Bemerkungen; mittlere GröÙte Elongation in Opposition; Oppositionshelligkeit
Jupiter	Galileische 4	1610	Galileo Galilei - 1. teleskopisch; 138...617"; 4.6...5.7 mag
Saturn	Titan	25.03.1655	Ch. Huygens - massive Atmosphäre; 211"; 8.3 mag
Saturn	Cassinische 4	1671..1684	G. Cassini - 45".2...547"; 9.9...11.9 mag
Uranus	Titania, Oberon	1787	F.W. Herschel - 34".9...46".7; 13.9...14.1 mag
Neptun	Triton	1846	W. Lassell - vermutlich Pluto ähnlich, dünne Atmosphäre, retrograd, $i = 20^\circ$, $\varnothing 2706$ km; 16".8; 13.6 mag
Saturn	Hyperion	1848	W.C., G.P. Bond; W. Lassell - irregulär; 227"; 14 mag
Uranus	Ariel, Umbriel	1851	W. Lassell - 15".3...21".3; 14.3...15.1 mag
Mars	Phobos	1877	Asaph Hall - ab 1972 als asteroidenähnlich erkannt; mttl. $\varnothing 22.2$ km, $A = 0.05$; 34".3; 11.5 mag
Mars	Deimos	1877	Asaph Hall - ab 1972 als asteroidenähnlich erkannt; mttl. $\varnothing 12.6$ km, $A = 0.05$; 85".8; 12.7 mag
Uranus	Miranda	1948	Gerard Kuiper - $\varnothing 471$ km; 10".4; 16.8 mag
Neptun	Nereid	1949	Gerard Kuiper - $P = 359.4$ d, $e = 0.75$, 1 : 4 Ellipsoid oder Albedoschwankung, $\varnothing 340$ km; 66".3...459"; 19 mag
Pluto	Charon	Juni 1978	J.W. Christy - $\varnothing 1207 \pm 3$ km; 0".7; 16.4 mag
Pluto	Nix, Hydra	2005	Alan S. Stern et al. - $\varnothing 44...130$ km; 1".75...2".33; 24 mag
Eris	Dysnomia	11.09.2005	Michael E. Brown, Chad A. Trujillo, David L. Rabinowitz - \varnothing ca. 280...580 km; 0".53; 23.14 ± 0.3 mag

Tabelle 1.3 - Auswahl einiger Planetenmonde

Für die folgenden Betrachtungen bedeutsam unter den frühen Entdeckungen von Kleinen Planeten waren die von (433) Eros, (1221) Amor, und (1862) Apollo und (69230) Hermes durch Witt, Delporte, bzw. Reinmuth. Sie waren die Bestätigung einer bis in die frühe Antike zurückreichenden wissenschaftlichen Vermutung, die auf direkten Beobachtungen des Himmels und auf den unmittelbaren Erfahrungen mit aus ihm herabfallenden Steinen und Eisen beruhte.

1.1.2. Entdeckung der erdbahnkreuzenden Kleinkörper

Demokrit von Abdera, ca. 470 bis um 380 v.u.Z., ist heute meist nur bekannt für sein Postulat des Atoms. Er entwickelte aber auch frühe Vorstufen zur Evolutionstheorie und beschrieb die Wahrnehmung als rein materiellen Vorgang, ebenso wie das Denken und Fühlen; Vorgänge die er durch den komplexen Aufbau des Körpers ohne einen metaphysischen Götterfunken oder Odem ermöglicht sah. Er erreichte die Schwelle zur Differential- und Integralrechnung in seiner Beschreibung des Grenzwertproblems bei der Berechnung der Volumina von Kegeln und Pyramiden durch die Addition dünnerer Scheibenquerschnitte - vor Eudoxos von Knidos, lange vor Archimedes, und gut 2100 Jahre vor Isaac Newton. Er erkannte über 2000 Jahre vor Galileo Galilei die Milchstraße als ein Band vom Auge nicht aufgelöster Sterne und entwarf ein stellar-heliozentrisches Weltbild, aus dem er eine Vielzahl teils auch belebter Himmelskörper folgerte. Einige sollten allein durchs All wandern, andere begleitet von mehreren Monden oder mehreren Sonnen. Diese Welten sollten sich spontan aus diffuser Materie im All formen, sich entwickeln und wieder zerfallen - und sie konnten Demokrits Auffassung nach gelegentlich auch katastrophal miteinander kollidieren. Dies war seine am weitesten vorausgreifende Idee - 2400 Jahre vor Luis und Walter Alvarez' Studien zur Kreide-Tertiär-Wende, dem Untergang der Dinosaurier durch einen großen Impakt, [28] dessen wohl über 200 km weiter Krater inzwischen bei Chicxulub im heutigen Yucatán lokalisiert wurde.

Für Demokrits Bücher empfahlen die Mystiker - von Plato, 400 Jahre vor der Zeitenwende, bis Kyrillus, dem christlichen Erzbischof von Alexandria und anstiftenden Brandschatzer der Alexandrinischen Bibliothek, 400 Jahre nach der Zeitenwende - die Verbrennung. [29-40,202ff.,212,365ff.][30] Trotzdem ordnete Apollonius von Myndos, nach Seneca, in dieser Zeit sogar die Kometen unter die Planeten ein, zu deren sieben großen dann auch Sonne und Mond zählten, nicht mehr aber die Erde. [16]

Die moderne, meist unabhängige Wiederentdeckung der antiken Gedanken beginnt mit Kants Hypothese der Planetenbildung aus einer zirkumstellaren Staubwolke mit einheitlichem Drehimpuls. Gegen Ende des 18. Jahrhunderts begann sich nach einigen wissenschaftlich untersuchten Meteoritenfällen die Einsicht wider die Nachwirkungen der über zweitausendjährigen mystizistisch-kirchlichen Lehre vom perfekten Himmel durchzusetzen, daß doch ganz irdisch anmutende Stein- und Eisenmassen vom Himmel fallen können. Vorreiter war der Jurist und Physiker Ernst Florens Friedrich Chladni aus Wittenberg, der zwar nie selbst einen Meteoritenfall sah, und nur spät eine Probe des Pallas'schen Eisens erhielt, aber den physikalisch begründeten Indizienbeweis der Realität der Meteoriten anhand von Zeugenaussagen und Materialproben führte. [31] Der Fall von Meteoriten aus dem All auf die Erde war zur Mitte des 19. Jahrhunderts allgemein anerkannt, und damit auch - neben der verbreitetsten Theorie, daß sie Auswürfe irdischer

oder der Mondvulkane seien, deren Krater man teleskopisch zu sehen meinte - ihre grundsätzlich interplanetare Herkunft. Kleinste Massen akzeptierte man also durchaus auf mit höchster Geschwindigkeit durchheilten Bahnen im Raum, welche die der Erde kreuzen. Die Flughöhe der Sternschnuppen war bereits ab Oktober 1798 von Johann Friedrich Benzenberg und Heinrich Wilhelm Brandes durch visuelle Beobachtungen mit dem freien Auge und hervorragende Himmelskenntnis ermittelt worden. Sie triangulierten parallaktisch vor dem Himmelshintergrund den Endpunkt der sichtbaren Flugbahnen von einer 27000 Pariser Fuß, also etwa 10 km langen Standlinie aus, quer über das Leinetal zwischen Niklausberg und Ellershausen bei Göttingen, die dann wegen der geringen Parallaxen vieler Sternschnuppen auf 43000 Fuß bzw. 16 km verlängert wurde bis zur Ostflanke des Sesebühl bei Dransfeld. (Rezensionen sprechen auch von 27050 bzw. 46200 Fuß.) Beide führten Lampen mit sich, möglicherweise als Nachrichtenverbindung. Sie ermittelten, daß die Endhöhen mit Sicherheit nicht unter eineinhalb bis zwei, wahrscheinlich nie unter fünf, gelegentlich über 30, und in einem Fall bis 40 Meilen hoch lagen, also 11 bis 15, 37, 223, bzw. 297 (!) km. Die projizierten Geschwindigkeiten entlang der 7½ bis 10 Meilen bzw. 56 bis 75 km langen Spuren lagen meist um vier bis fünf, gelegentlich auch sechs Meilen pro Sekunde, also 30 bis 37 bzw. 45 km/s. Da auch aufsteigende Bahnen gesehen wurden, ordnete der mit beiden verbundene Georg Christoph Lichtenberg die Sternschnuppen zunächst in wissenschaftlicher Kommunikation noch der Meteorologie zu, vermerkte aber zuvor schon, mit dem Gedanken an eine Schneelinie der Sternschnuppen nach Art der des ewigen Eises, in einem Brief an Benzenberg: »Es ist doch allerdings merkwürdig, daß sie nicht an der Erde entstehen. Gott bewahre, daß an unserer Erde je solche Feuer fliegen sollten, die in jeder Sekunde 5 Meilen zurücklegen, wenigstens wünschte ich nicht, daß mir je so etwas an den Kopf flöge, es möchte nun die abgeschiedene Seele eines Göttingers oder unverdauter Frosch-Stoff sein...« [32][33][34][35][36]

Wenig später sah man Sternschnuppen dann als die sichtbare Masse des Eisbergs, als dessen vormals verborgene Spitze man die seltenen, schwereren, gefallenen Meteoriten annahm. Meteoritische Massen bis zu einigen Tonnen waren bis dahin bereits bekannt geworden. [37][38][39]

Von Kants Hypothese der protoplanetaren Scheibe bis zum Ende des 20. Jahrhunderts war man auf theoretische Überlegungen zu den Vorgängen der Planetenentstehung angewiesen. Diese konnten sich erst spät auf die Ergebnisse der gezielt geologisch ausgewählten Mondproben der bemannten Apollo-Missionen stützen, sowie auf die etwa gleichzeitig erkannten großen Meteoritenkrater auf der Erde. Noch während der Ende 1972 durchgeführten letzten bemannten Mondlandemission Apollo 17, mit Harrison Schmitt als dem einzigen Geologen auf dem Mond, ging man davon aus, daß Vulkanismus auf dem Mond verbreitet und in Relikten, z.B. Fumarolen, noch rezent vorhanden sei. Als Landeplatz war ein als jung vermutetes, eindeutig vulkanisch geprägtes Gebiet ausgewählt worden, dessen frisch aussehender Orange Soil tatsächlich auch vulkanischen Ursprungs war - allerdings mehrere Milliarden Jahre alt, und erst kürzlich, d.h. vor Millionen von Jahren, durch Einschläge wieder freigelegt. Erst durch die nach ihrem potentiellen wissenschaftlichen Informationsgehalt von geschulten Feldarbeitern ausgewählten Proben der Apollo-Landungen wurde gezeigt, daß praktisch alle Mondkrater Einschlagskrater waren. Die photogeologisch erarbeitete Stratigraphie des Mondes und die radioisotopische Datierung der Regolith-Proben ergab, daß die Umwälzung des Mondbodens durch kleinere und große Einschläge bis in die unmittelbare geologische und historische Gegenwart anhält.

Damit war gezeigt, daß die seit 1898 entdeckten erdnahen Asteroiden, und auch Kometen, tatsächlich immer noch auf die großen Planeten einschlagen können, und nicht lediglich diejenigen sind, die auf stabilen, nahen, aber nie wirklich die großen Planeten selbst kreuzenden Bahnen verblieben sind. Die Annahme solcher Einschläge lag nahe, spätestens seit der Entdeckung der regelmäßig tief in die Einflußsphäre der Erde einfliegenden Asteroiden (1221) Amor, (1862) Apollo und (69230) Hermes. Sie wurde weiter unterstützt durch die Identifizierung einiger rätselhafter, vermeintlich kryptovulkanischer Calderen wie des Nördlinger Rieses als geologisch junge große Einschlagskrater. Ermöglicht wurde diese Erkenntnis durch die Entdeckung von Hochdruckmineralien, die nur bei Drücken größer als die des Erdkernzentrums, und damit nur dynamisch entstehen können. Sie waren erstmals in den 1950er/60er Jahren mit Atomexplosionen an, knapp über, und knapp unter der Erdoberfläche künstlich dargestellt worden. Bei diesen Explosionen konnte zwischen 1945 und 1962 auch die Kraterbildung und die Wirkung von extrem energiereichen Luftdetonationen auf natürliche wie auch auf von Menschenhand hergestellte Gegenstände studiert werden. Der zuständige Geologe des amerikanischen Testgeländes in Nevada war Eugene Shoemaker, der in Umkehr dieses Erkenntnisweges zuerst Geologe im Apollo-Programm, dann Planetargeologe, und schließlich wie seine Gattin Carolyn, eine Lehrerin, auch Astronom wurde.

Die spätere Entdeckung der indirekten und fernen Wirkungen des massiven Einsatzes von Atomsprengsätzen, z.B. des Nuklearen Winters durch eine Arbeitsgruppe um Carl Sagan, ermöglichte die Neubewertung einiger bis dahin rätselhafter geologischer und paläontologischer Puzzlestücke. Nach einigen früheren, über etwa hundert Jahre hin immer wieder vorgebrachten, doch von der Mehrheit der Fachwelt seinerzeit abgelehnten Ansätzen fand im Laufe der 1980er Jahre auch in der Wissenschaft die Erkenntnis wachsende Zustimmung, daß Kleinkörper des Sonnensystems durch ihre Einschläge auf der Erde auch heute noch Katastrophen auslösen können, die in einer für die menschliche Zivilisation relevanten Kombination aus Häufigkeit und Ausmaß auftreten.

Der Einschlag des von Carolyn Shoemaker, Eugene Shoemaker und David Levy entdeckten Kometen P/Shoemaker-Levy 9 auf Jupiter im Jahre 1994 verhalf dieser Auffassung zum Durchbruch und machte gleichzeitig diese Entwicklung der breiteren Öffentlichkeit rasch zugänglich. [40][41]

Die Phase der Akkretion, und somit die Planetenentstehung, ist in unserem Sonnensystem also auch 4.559 Milliarden Jahre nach seiner Entstehung noch nicht vollständig abgeschlossen. Die großen Planeten sammeln weiter Masse an, die von Kleinkörpern und den Trümmern ihrer Kollisionen geliefert werden - durch Einschläge.

Die solche Einschläge verursachenden Objekte gehören zu den lichtschwächsten beobachtbaren Körpern des Sonnensystems. Ihre Entdeckung erfolgte eher zufällig, oft bei der Suche nach wesentlich weiter entfernten Körpern im äußeren Sonnensystem oder bei der Beobachtung galaktischer oder extragalaktischer Objekte, und meist infolge von Fortschritten in der Teleskop- und Detektortechnologie.

lfd. Nr.	moderne Bezeichnung	Datum	beobachtende Entdecker - Bemerkungen
1230	(1221) Amor	12.03.1932	E. Delporte - NEA ^o) - min. Erddistanz von 1.6E10 m
1574	(1566) Ikarus	26.06.1949	Walter Baade - 1949 MA, NEA ¹⁾) - $q < 0.2$ AE, erste Abfangstudie 1967 am MIT als Studentenworkshop
1871	(1862) Apollo 1932 HA	24.04.1932 28.03.1973	Karl Reinmuth - 1. PHA ¹⁾) - min.Distanz b.Entdeckung 5E9 m, EMoid 3E9 m < 0.05 AE; 1. NEA $q < 1$ AE
2069	(2060) Chiron	18.10.1977	C.T. Kowal - 1. Uranuskreuzer ³⁾), $Q = 18.9$ AE
2071	(2062) Aten	07.01.1976	erster NEA ²⁾) mit $a < 1$ AE und $Q > 0.983$ AE
5154	(5145) Pholus	09.01.1992	Spacewatch - 1. Neptunkreuzer ³⁾), $Q = 32.1$ AE
15769	(15760) 1992 QB1	30.08.1992	D.C. Jewitt, J.X. Luu - 1. TNO, $q > 25.9$, $Q > 36.5$ AE
15797	(15788) 1993 SB	16.09.1993	Williams,Fitzsimmons,O'Ceallaigh - 1. Plutokreuzer ³⁾)
29084	(29075) 1950 DA = 2000 YK66	22.02.1950 31.12.2000	C. Wirtanen - z.Zt. gefährlichster PHA ¹⁾) - ≤ 0.33 % Kollisionswahrscheinlichkeit am 16.03.2880, 20:11UT
~14000	1996 JA1	14.05.1996	T.B. Spahr - größter-nahester gesehener PHA ¹⁾) [42]
~85000	1998 DK36	23.02.1998	D.J. Tholen - 1. IEA ²⁾) mit q , $Q < 0.983$ AE
~50000	1999 XS35	02.12.1999	LONEOS - 1. Erd-Neptun-Kreuzer, NEA ¹⁾) - $q < 1$, $Q > 29$ AE
69239	(69230) Hermes 1937 UB	28.10.1937 15.10.2003	Dr. Karl Reinmuth - lange verlorener, großer PHA ¹⁾) - min. Dist. b. Entd. 7.7E8 m, EMoid 5.4E8 m; binär
99951	(99942) Apophis 2004 MN4	19.06.2004	R.A. Tucker, D.J. Tholen, F. Bernardi - PHA ²⁾) - z.Zt. nächster absehbarer Vorbeiflug in 3.4E7 m Erdabstand $< h_{GEO}$ am 13.04.2029, sichtbar u.a. von Europa, 3 mag
129243	(129234) Silly	08.08.2005	B. Christophe, 2005 PS5
134308	(134299) 2006 DN73	23.02.2006	Spacewatch, Kitt Peak
134348	(134339) 5628 T-3	16.10.1977	C.J. van Houten, I. van Houten-Groeneveld, T. Gehrels

Lfd. Nr. *kursiv*: gemittelt nach den die provisorische Bezeichnung umgebenden nummerierten Kleinplaneten - Asteroidenklasse: ^o) Amor - ¹⁾) Apollo - ²⁾) Aten - ³⁾) Centauren

Tabelle 1.4 - Auswahl erdnaheer Kleinplaneten des Sonnensystems im Kontext ferner Objekte

1.1.3. Entwicklung der defensiven Ballistik

Das Bewerfen gefährlicher Objekte, Lebewesen und Individuen mit Wurfgeschossen ist eine vielen Primaten eigene, besondere Verhaltensweise. Der Mensch zeichnet sich aus durch die Auswahl besonders geeigneter Geschosse und ihren Einsatz auch in offensiver Weise gegen seine Jagdbeute oder Artgenossen. [43] Im defensiven Einsatz folgte auf Steine, Holzprügel oder Knochen der Speer als ein durch die Formgebung aerodynamisch besonders widerstandsarmes Geschöß hoher Stirnflächendichte und Penetrationsfähigkeit. Seine potentielle Energie- und Impulsaufnahmefähigkeit wurde durch die Speerschleuder erheblich verbessert. Sie vergrößert die wirksamen Radien der kraftschlüssigen Strecke Standfuß-Körperschwerpunkt-Arm-Griffhand, womit durch eine bessere Leistungsanpassung des Bewegungsapparates an das Geschöß höhere Wurfgeschwindigkeiten und eine bessere Ausnutzung des Arbeitsvermögens der Wurf- und Gesamtmuskulatur ermöglicht werden. Weiter verbessert wurde die Anpassung der relativ langsamen Muskulatur an das Projektil durch den Bogen, der die dem Geschöß zuzuführende Energie zunächst langsam und unter Umgehung der bremsenden Massenträgheit der bewegten Körperteile aufnimmt, in seiner Struktur speichert, und sie dann schnell ohne wesentliche Beschleunigung von Körperteilen dem Pfeil zuführt - mit Wirkungsgraden bis weit über 70 %. Von der Holz-/Steinzeit bis zu den englischen Langbögen und asiatischen Compoundbögen des Hochmittelalters und der Moderne wurde so die Reichweite eines muskelbetriebenen one-shot-killers in etwa ver Hundertfacht, auf weit über 300 m für artilleristisches, und weit über 100 m für punktgezieltes Schießen in gestrecketer Flugbahn mit taktisch wirksamen Projektilen. Leichte Flugpfeile erreichen eine jeweils wesentlich größere Schußweite. Ein taktisch wirksamer Pfeil von 0.07 kg Masse und 150 J Anfangsenergieinhalt ist ausreichend, über diese Distanzen einen gerüsteten Ritter von bis zu 200 kg Gesamtmasse taktisch erfolgreich abzufangen.

Zum defensiven Einsatz benötigt wird ein Bogen von knapp 800 N Zuggewicht und wenigen kg Masse mit Zubehör und Munition, auf der Seite des Angreifers ein gerüsteter Kaltblüter von bis zu 1000 kg Masse, der für den Pfeil noch weniger ein Hindernis darstellt als sein Reiter, sondern eher einen größeren nutzbaren Zielquerschnitt. Hinzu kommt neben zusätzlichem Logistikpersonal noch der dauernde Aufwand zur Ernährung und Unterhaltung. Im Vergleich dazu entspricht die Anfangsenergie des Pfeils unter Berücksichtigung des Bogenwirkungsgrades dem Brennwert von etwa 5 mg Erdölderivat oder reinem Speisefett, einem Tropfen von 2.3 mm Durchmesser.

Bis zu diesem Punkt sind geeignet ausgewählte und geschickt bearbeitete Naturmaterialien für die defensive Ballistik völlig ausreichend, während der Schutz gegen ihre Projektile bereits einen hohen technischen Aufwand erfordert, insbesondere fortgeschrittene Fähigkeiten zur Erzverhüttung und Metallverarbeitung. [44][45]

Der Schuß auf artilleristischen, also stark gekrümmten Bahnen großer Reichweite, ging in der praktischen Anwendung von nur offensiv eingesetzten Belagerungs- und Bombardiermaschinen wie Trébouchets und Katapulten, und den auch defensiv weil gezielt einsetzbaren Bögen auf Feuerwaffen über, als diese die jeweiligen Reichweiten von einigen hundert Metern bei vergleichbarem Trefferbild überbieten konnten. Der in beiden Fällen um mindestens eine Größenordnung höhere in einer entsprechenden Pulverladung speicherbare Energieinhalt machte jeweils schwerere Geschosse und Geschütze möglich, die wiederum eine weitere Steigerung der Schußweiten nach sich zogen. In der Verteidigung, besonders zum Präventivschlag, war dieser

Reichweitenvorteil entscheidend, da nur so das gegnerische Artilleriebombardement - mit einem Gegenbombardement durch die Artillerie der Verteidiger - derart an der Wurzel gebrochen werden konnte wie eine gepanzerte berittene Attacke durch Bogenschützen und ihren artilleristischen Pfeilhagel.

Als die Entwicklung der Luftfahrt ab etwa 1911 das Bombardement aus der Luft ermöglichte, war die Verwendung der Artillerie als Verteidigungsmittel die logische Fortführung dieser Praxis. Der englische Begriff anti-aircraft artillery für Flugabwehrkanonen (Flak) zeugt noch direkt davon. Wie am Boden war zunächst die Barrage die übliche Einsatzform, die jedoch an den wenig Raumvolumen einnehmenden und immer schwerere Lasten tragenden Bombern einen hohen Aufwand erforderte, um überhaupt Wirkung zu erzielen. Dies ist die direkte Folge der Verteilung der in Zielweite transportierten Energie auf ein offenes Raumvolumen, das von den Geschöwwirkradien in drei Dimensionen gefüllt werden muß. Eine Zielfläche auf der Erdoberfläche muß lediglich in zwei Dimensionen abgedeckt werden; das mit Wirkenergie ausgefüllte Volumen ergibt sich dann aus der Fläche und dem Wirkradius als Höhe über Grund. Die strategische Annahme der Zeit war daher, daß der Bomber immer durchkommt.

Zum Zweiten Weltkrieg hin wurde mit mechanischen Vorhalterechnern und Zeitzündern, etwas später dann mit Funkmeßgeräten und Annäherungszündern, der Wirkungsgrad der Flugabwehrartillerie so weit erhöht, daß mit ihr eine ernstzunehmende Wirkung erzielt werden konnte. Voraussetzung dafür war, daß die Vorwarnzeit hoch genug war, um in Stellung zu gehen, was bei Tieffliegern selten der Fall war, oder daß unter Bindung großer Ressourcen eine entsprechend massive Stationierung erfolgte. Abwehr mit im eigentlichen Sinne gezielten Schüssen in gestreckter Flugbahn war nur vom Jagdflugzeug aus möglich, das aber nur leichte Rohrwaffen tragen kann und durch deren beschränkte Reichweite den Piloten in den Bereich der zieleigenen Abwehrwaffen bringt. Mit der eingeschränkten Nutzlast des Jagdflugzeuges verbieten sich ineffiziente Lösungen wie ungezieltes Barragefeuer von selbst. Der Ausweg aus diesem Dilemma lag in selbststeuernden, zielsuchenden Flugkörpern, die als Verlustgerät nur die unbedingt zur Lenkung der Wirkenergie ins Ziel nötigen Komponenten beinhalteten, und durch die Zielansteuerung den Bedarf dieser Wirkenergie und der mit ihr verbundenen Masse minimierten. Flugzeugähnliche Lösungen aus der einschlägigen Industrie erwiesen sich als zu ineffizient. Die Form der heutigen Flugabwehrrakete, die, egal ob vom Boden oder vom Trägerflugzeug aus gestartet, der einer Geschöwwirkung oder eines Speeres mit den mindestens benötigten aerodynamischen Steuerflächen entspricht, stammt aus den in der Artillerie begonnenen Entwicklungslinien. Deren erste war Wasserfall, eine verkleinerte und mit lagerfähigen Brennstoffen betriebene Version des unter von Braun an der Heeresversuchsanstalt Peenemünde entwickelten A4. Weitere Entwicklungen in ähnlicher, oft sehr unabhängig von den deutschen Vorlagen gefundener Form folgten in der Sowjetunion und den westlichen Ländern. Durch ihre Geschwindigkeit und geringe Größe sind Lenkraketen praktisch extrem schwer durch eine Zielwirkungsmethode abzufangen. Daher wird zu ihrer Abwehr meist auf die Täuschung der automatischen Lenkeinrichtungen gesetzt. Eine bemerkenswerte Ausnahme ist das zur Verteidigung von Flugzeugträgern und anderen großen Schiffen der Marine angewandte Barragefeuer einer Hochgeschwindigkeitskanone auf Anti-Schiffsraketen im geraden Zielendflug.

Die andere Peenemünder Entwicklungslinie, zur ballistischen Fernrakete A4, wurde ebenfalls in ähnlicher Form weiterverfolgt wie die Flugabwehrrakete, in der Sowjetunion zunächst intensiver als im Westen. Ziel war die kaum abfangbare Interkontinentalrakete, die durch eine atomare Bewaffnung besonders effizient sein konnte, da der Sprengkopf mehr Energie beinhaltet als das

Transportmittel aufwenden muß. Die enorme atomare Wirkenergie wird im Ziel durch den während des Zweiten Weltkrieges bei konventionellen Städtebombardierungen entdeckten Feuersturm nochmals erheblich verstärkt, indem die Energie bereits dort vorhandenen brennbaren Materials freigesetzt wird. Die besonderen Wirkungen starker Einzelexplosionen waren bereits aus Industrieunfällen und der Explosion von Munitionsfrachtern im Ersten Weltkrieg bekannt geworden, lange vor Hiroshima und Nagasaki.

Erstmals wurde ab 1956 in der Sowjetunion von vornherein parallel zur offensiven Waffe die Abwehrmaßnahme entwickelt, die antiballistische Lenkrakete (ABM). Die Indienststellung des ersten Raketenabwehrsystems System A mit dem konventionell bestückten Flugkörper V-1000 (westliche Bezeichnung ABM-1) erfolgte nur wenige Jahre nach der Stationierung der ersten militärisch nutzbaren strategischen Interkontinentalraketen, der R-16 (SS-7 Saddler), noch in den frühen 1960er Jahren. Im Westen dauerte es über ein Jahrzehnt nach der ohnehin späteren Stationierung der vergleichbaren Interkontinentalrakete LGM-25C Titan II, bis das nuklear bestückte, zweilagige ABM-System Safeguard 1975 am selben Tag in Dienst und aus politischen Gründen wieder außer Dienst gestellt wurde. Erst 1984 wurde im Westen ein experimentelles System demonstriert, das derartig schnelle Ziele präzise genug treffen kann, um ohne nukleare Bestückung wirksam zu sein - allerdings an vorhersagbareren Satelliten. Echte Raketenabwehr wird im Westen erst in jüngster Zeit ernsthaft verfolgt, während das heutige Rußland auf einen mittlerweile über 45-jährigen, praktischen Erfahrungsschatz zurückgreifen kann. Bisher muß sich der Westen allein auf seine Frühwarnrichtungen verlassen. Deren Warnmeldungen kann aber nicht die Wahl zwischen defensiven und verspäteten offensiven Maßnahmen folgen, da erstere nicht existieren, und an den Einsatz letzterer niemand zu denken wagt. Er würde das Ende der Welt wie wir sie kennen bedeuten.

1.2. Konvergenz der historischen Entwicklung

Die Entwicklung dieser Systeme, und besonders der mit ihnen verbundenen Frühwarnrichtungen und Spionagesatelliten, brachte allein im Westen zu wesentlichen Teilen die optoelektronische Sensorik hervor, die an vorhandenen Teleskopen eingesetzt, erst die Entdeckung der besonders kleinen und erdnahen Asteroiden und Kometen ermöglichte. CCDs und verwandte Sensoren, die die Photoplatte ersetzen, und dabei viel weitere Spektralbereiche mit um Größenordnungen höherer Empfindlichkeit als diese eröffnen, ermöglichen so die Frühwarnung vor potentiell gefährlichen Asteroiden (PHA) vom Boden aus. Der Bau kleiner, robuster und leistungsstarker Kameras, die für die Tiefraumnavigation von Raumsonden ebenso unverzichtbar sind wie für den terminalen Zielflug mit der geforderten Präzision, wurde durch diese Technik ebenfalls möglich. Neben der Übung im Umgang mit Einsatzsituationen, deren lange Ruhezeiten mit seltener, hoher Aktivität plötzlich enden, sind weitere Beiträge der militärischen Technikentwicklung des Kalten Krieges für Hochleistungsflugkörper die extrem miniaturisierten, wartungsfreien und robusten Steuerungsgeräte; lagerfähige flüssige und feste Treibstoffe und vielfältige, mit ihnen versorgte Antriebseinrichtungen; sowie die angesammelte praktische Erfahrung im Bau, der Integration und dem Einsatz aller dieser komplizierten Geräte mit ihrem für einen ungeübten Umgang geforderten Munitionscharakter.

Synthese dieser Entwicklungen war die 1994 zur Erprobung von Sensoren für die strategische Raketenabwehr von der Ballistic Missile Defense Organisation (BMDO) geflogene Sonde Clementine, die mit einer ausgemusterten Interkontinentalrakete Titan IIG der U.S. Air Force (USAF) gestartet wurde. Sie kartierte bei der Sensorerprobung als wissenschaftlich nützliche Nebenaufgabe den Mond erstmals komplett seit den Lunar Orbiter der 1960er Jahre, aber mit wesentlich höherer Auflösung und in mehreren Spektralbereichen, und flog dann weiter zum erdnahen Asteroiden (1620) Geographos 1951 RA, dem nach (1566) Icarus zweiten entdeckten Apollo-Asteroiden. Wegen eines einzelnen Triebwerksversagens und eines erst daraus folgendzutagegetretenen Steuerungsfehlers ging jedoch der für das eigentliche Beobachtungsprogramm vorgesehene Treibstoff verloren, obwohl die Sonde, und insbesondere ihre Sensorik, ansonsten einwandfrei funktionierten. Die für das Jahr 2000 geplante Nachfolgemission Clementine II, die ebenfalls der Technologie- und Sensorerprobung dienen, und dabei nebenbei drei erdnahe Asteroiden besuchen und mit 1.5 m messenden Penetratoren zur Oberflächenerforschung beschießen sollte, wurde 1997 von der Clinton-Administration als »zu aggressiv« gestrichen. [42-130f.]

1.3. Folgerungen aus der historischen Entwicklung

Somit erscheint die Abwehr von erdbedrohenden Asteroiden lediglich als ein weiterer logischer Schritt in der Fortentwicklung der für den Menschen charakteristischen Artillerie über die bereits erreichte und erprobte Stufe der Raketenabwehrflugkörper hinaus. Wie dies mit den vorhandenen Materialien und in besonders effizienter und effektiver Weise im Sinne einer tragbaren Verteidigungsanstrengung geschehen kann, soll im Folgenden untersucht werden.

2. Bedrohungslage

Die Erde ist einem ständigen Fluß kleiner Körper des Sonnensystems ausgesetzt. Die Größe dieser Körper reicht von unter hundert Mikrometern bis zu mehreren hundert Kilometern. Mit zunehmender Größe sinkt die Anzahl der sie erreichenden Körper rapide. So regnet ständig meteoritischer Staub auf die Erde herab, während die größten Körper nach der Bildung des Sonnensystems nurmehr in mittleren Abständen von vielen Milliarden von Jahren der Erde begegnen - effektiv also nicht mehr während ihrer zu erwartenden Lebensdauer. Staubpartikel dagegen werden wegen ihrer geringen Flächendichte wesentlich von Strahlungseffekten des Sonnenlichtes in ihrer Bahn bestimmt. Sehr feiner Staub wird vom Strahlungsdruck des Sonnenlichtes aus dem Sonnensystem geblasen. Etwas gröbere Partikel im Mikrometerbereich werden durch die der endlichen Lichtgeschwindigkeit wegen auftretende Lichtaberration, den Poynting-Robertson-Effekt, abgebremst, so daß sie sehr schnell zur Sonne spiralen. Ein $1 \mu\text{m}$ großes Partikel wird sich ihr aus 1 AE Sonnenentfernung in etwa 10000 Jahren bis zur Verdampfung annähern. (Nicht zu verwechseln mit dem Yarkovsky-Effekt, der die Umlaufbahnen von kilometergroßen Kleinplaneten auf Zeitskalen von Millionen Jahren verändert.) [36]

Zwischen diesen Partikeln und den Zwergplaneten liegen die Kleinkörper, die im wesentlichen auf Keplerbahnen die Sonne umlaufen. Ihre relative Geschwindigkeit zur Erde in großer Entfernung bzw. ohne ihre gravitativen Einflüsse kann im Bereich von

$$0 \leq v_{\text{rel},\infty} \leq v_{\text{max,Kollision}}(r_{\odot}) = v_{\text{FL},\odot}(r_{\odot}) + v_{\oplus}(r_{\odot})$$

liegen, wobei die maximal mögliche Geschwindigkeit bei einer Kollision vor dem Eintritt ins Erdschwerefeld der Summe der Fluchtgeschwindigkeit aus dem Sonnensystem vom Ort der Erde

$$v_{\text{FL},\odot}(r_{\odot}) = \sqrt{(2 \cdot \Gamma M_{\odot} / r_{\odot})}$$

und ihrer Bahngeschwindigkeit entspricht, welche sich mit der Masse der Sonne M_{\odot} für eine elliptische Umlaufbahn zu

$$v_{\oplus}(r_{\odot}) = \sqrt{(\Gamma M_{\odot} (2/r_{\odot} - 1/a))}$$

ergibt, wobei r_{\odot} der momentane Erdbestand von der Sonne ist, der durch den Zeitpunkt und die Raumlage Erdbahn mit einer großen Halbachse von $a = 1 \text{ AE}$, Exzentrizität von $e_{\oplus} = 0.0167$ und definitionsgemäßen Neigung von $i = 0^{\circ}$ bestimmt wird.

Nicht an die Sonne gebundene Körper könnten noch höhere Geschwindigkeiten erreichen, wurden aber bisher noch nicht am Ort der Erde nachgewiesen, wenn man von einigen sehr kleinen Körnern interstellaren Staubes absieht, die auf Detektoren von Sonden fern der Sonne einschlugen.

Beim Fall auf die Erde gewinnen alle Körper eine zusätzliche kinetische Energie aus ihrem Gravitationspotential, die der Fluchtgeschwindigkeit von der Erde an ihrem momentanen Ort entspricht, so daß sich ihre Geschwindigkeit im Abstand r vom Erdmittelpunkt zu

$$v(r) = \sqrt{(v_{\text{FL},\oplus}^2(r) + v_{\infty}^2)}$$

mit

$$v_{FL,\oplus}^2(r) = 2 \cdot \Gamma M_{\oplus} / r$$

ergibt, wobei für die leicht abgeplattete, mit der Masse M_{\oplus} behaftete Erde mit dem Breitengradabhängigen Radius r unter Berücksichtigung der effektiven Höhe ihrer Atmosphäre je nach deren Wirksamkeit auf den Flug des betreffenden Körpers [46] gilt

$$r = R_{\oplus} + h_{\text{Atmosphäre}} \approx 6371 \dots 6508 \text{ km ;}$$

$$h_{\text{Atmosphäre}} \leq 130 \text{ km.}$$

Die gegenwärtige Erdbahn mit einem Perihel von $q_{\oplus} = 0.983 \text{ AE}$ und einem Aphel von $Q_{\oplus} = 1.017 \text{ AE}$ definiert die Spanne der am momentanen Ort der Erde möglichen Bahn- und Fluchtgeschwindigkeiten. Somit kann die Geschwindigkeit eines die Erde treffenden Körpers des Sonnensystems nur im Bereich $11066 \dots 73635 \text{ m/s}$ liegen, wenn man von seltenen geeigneten Vorbeiflügen eines Körpers am Mond absieht, die die untere Schwelle noch etwas absenken können. Die daraus resultierende massenspezifische kinetische Energie eines Impaktors beträgt

$$E_{\text{kin,sp}} = \frac{1}{2} v^2 .$$

Es sind direkt gemessene Dichten ρ von unter 200 kg/m^3 für hochporöse Silikatstaubpartikel kometarischen Ursprungs bis zu etwa 7800 kg/m^3 für massive Nickeleisenmeteoriten bekannt, so daß sich die volumenspezifische kinetische Energie ebenfalls angeben läßt; zu

$$E_{\text{kin,sp,v}} = \frac{1}{2} v^2 \cdot \rho .$$

Die sich hieraus ergebende Spanne der spezifischen Energie sei in der folgenden Tabelle mit einigen handelsüblichen Stoffen verglichen:

energetragende Substanz	Dichte, kg/m ³	massen- spezifische Energie, MJ/kg	volumen- spezifische Energie, MJ/m ³	TNT- Äquivalent, kgTNT/kg °)	TNT- Äquivalent, kgTNT/m ³ °)
Trinitrotoluol (explosiv freisetzbar)	1654	4.6	7608	1.12	1844
Wasserstoff (flüssig, Heizwert)	70	119.9	8393	29.07	2035
Holz; Torf, Papier	800	15	12000	3.64	2909
meteoritische Masse, 11066 m/s	200	61.2	12246	14.84	2968
Erdgas (kälteverflüssigt)	460	39	17802	9.45	4316
Benzin (Heizwert)	720	43.5	31320	10.55	7593
meteoritische Masse, 11066 m/s	7800	61.2	477580	14.84	115777
meteoritische Masse, 73635 m/s	200	2711.1	542211	657.24	131445
meteoritische Masse, 73635 m/s	7800	2711.1	21146241	657.24	5126361
Uran, angereichert 3.5% U-235	18959	3150000	5.9722E10	763636	1.4477E10
Uran, angereichert 100% U-235	18731	90000000	1.6858E12	21818182	4.0867E11
Materie nach Einstein, $E_{sp} = c^2$		8.9876E10		2.1788E10	

°) hier 4.125 MJ/kgTNT, s. Anhang [A.1]

Tabelle 2.1 - Spezifische Energie handelsüblicher Substanzen und meteoritischer Massen

Bemerkenswert ist zum einen die enorme mögliche Spanne der spezifischen kinetischen Energien von Meteoroiden - 1 : 44 massenspezifisch, 1 : 1727 volumenspezifisch -, und zum anderen die im Vergleich zum Alltäglichen extremen, maximal möglichen spezifischen Energien. Im ungünstigsten Fall kann eine schnelle, auf Gegenkurs mit Sonnenfluchtgeschwindigkeit einschlagende Nickeleisenkugel von nur 1.65 m Durchmesser die selbe Energie freisetzen wie die Hiroshima-Bombe (Mk I, »Little Boy«), und ein solcher Würfel von nur ½ m Kantenlänge die einer typischen taktischen Atomwaffe wie den 1998 von Indien und Pakistan getesteten, oder die des beim Attentat vom 11.09.2001 auf das World Trade Center verbrannten Kerosins - 12.5 bzw. 0.6 ktTNT.

2.1. Art und Anzahl der kleinen Körper des Sonnensystems

Die genaue Verteilung der Kleinkörper im Sonnensystem, sowohl nach ihren Umlaufbahnen als auch nach ihren individuellen und mittleren Eigenschaften ist unbekannt.

Aus teleskopischen Beobachtungen läßt sich lediglich die scheinbare Helligkeit eines Objektes angeben. Liegen einige Beobachtungen für ein Objekt vor, kann seine Entfernung abgeschätzt werden, bei einer ausreichenden Menge an Beobachtungen auch seine Umlaufbahn. Die nun

abzuschätzende Größe des Objektes ist stark von seinem Reflektionsvermögen abhängig, und dieses wiederum von seinem Material und den physikalischen Eigenschaften der Oberfläche, insbesondere der Korngrößenverteilung. Da die Albedo, der Anteil des reflektierten Lichtes, bei Objekten des Sonnensystems zwischen unter 0.03 und etwa 0.99 liegen kann, kann der über die scheinbare Helligkeit und die Entfernung abgeschätzte Durchmesser um den Faktor 5.75, und mit ihm das Volumen um den Faktor 190 variieren. Hinzu kommt die oben erwähnte mögliche Variation der Dichte um einen Faktor von mindestens 1 : 39, die vom Material und der Porosität des Körpers abhängt. Somit kann die Masse bei gegebener scheinbarer Helligkeit und Entfernung bzw. Umlaufbahn um den Faktor 7400 variieren. Ihr folgt die kinetische Energie des Körpers entsprechend.

Eine genauere Abschätzung ist mit spektroskopischen Methoden möglich, die Aufschluß über das Material geben. Kann man dann geeignete Annahmen über die Albedo machen, und ist es möglich, mit Infrarotteleskopie die Wärmeabstrahlung des absorbierten Sonnenlichtanteiles zu messen, kann wenigstens der Durchmesser genauer eingegrenzt werden. Trotz des dann bekannten oder wahrscheinlichen Materials kann die Masse nur sehr ungenau abgeschätzt werden, da die Porosität des Körpers unbekannt bleibt. Nur durch einen den Körper umlaufenden Mond oder den engen Vorbeiflug einer Sonde kann die Masse genau ermittelt werden.

Naturgemäß besteht so eine gewisse, keinesfalls zu vernachlässigende Unsicherheit über die Abschätzung der Kleinkörperpopulationen des Sonnensystems. Bei näherer Betrachtung einzelner Körper und anhand von größeren Stichproben zeigt sich jedoch, daß die extremen Werte der betreffenden Parameter nur sehr selten gemeinsam erreicht werden. Dennoch beziehen sich Schätzungen der Population der für die Erde bedrohlichen Körper im Ansatz nur auf deren scheinbare Helligkeit, aus deren Verteilung mit gewissen Annahmen über Mittelwerte die größen- und massenabhängigen Populationen ermittelt werden. Zum Vergleich der Objekte eignet sich die absolute Helligkeit H , die der scheinbaren Helligkeit entspricht, die das Objekt aus je 1 AE Sonnen- und Erdabstand bei einem Phasenwinkel von 0° betrachtet aufwiese. Die absolute Helligkeit entspräche also der in einer praktisch unmöglichen Anordnung des beobachtenden Teleskopes im Zentrum der Sonne gemessenen scheinbaren Helligkeit des Objektes, wenn es in der Entfernung der Erde von der Sonne stünde. Sie läßt sich bei bekannter Entfernung und bekanntem Phasenwinkel bzw. bekannter Umlaufbahn aus der scheinbaren Helligkeit ermitteln.

Die Umlaufbahnen der beobachteten Kleinkörper sind das am sichersten bekannte ihrer Merkmale. Nach ihnen werden die Kleinplaneten, auch Asteroiden oder Planetoiden genannt, und die Kometen klassifiziert. Von Interesse sind alle Gruppen, von deren Mitgliedern einige in große Nähe zur Erde oder ihrer Umlaufbahn gelangen können, was für Kometen und Kleinplaneten gleichermaßen möglich ist.

Erdnahe Asteroiden (NEA) werden nach ihrem Abstand zur derzeitigen Erdumlaufbahn klassifiziert. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die offiziellen und anderen derzeit angewandten Klassifizierungen:

NEA-Gruppe	q, AE	Q, AE	a, AE	e, 1	i, °	Bemerkung, Ang. o. Einheit in AE
Amor I	≤ 1.300	1.000 ... 2.046	< 1.523	typisch < 0.17		$q \geq 1.000, Q \geq a \geq q$
Amor II	≤ 1.300	1.746 ... 3.24	< 2.12	typisch 0.17 ... 0.52		$q \geq 1.000, a \geq 1.523 \sim$ Mars
Amor III	≤ 1.300	2.94 ... 6.14	< 3.57	typisch 0.4 ... 0.6		$q \geq 1.000, a \geq 2.12 \sim$ innere mbA
Amor IV	≤ 1.300	5.84 ...	> 3.57	typisch 0.65 ... 0.75 < 0.9		$q \geq 1.000, a > 3.57 \sim$ äußere mbA
Amor NE/PHA	≤ 1.067	$II > 1.979, III > 3.173, IV > 6.07$	s. oben	s. oben		$Q_{\oplus} +$ max. Erdbahnabstand f. PHA
Apollo	≤ 1.000	≥ 1.000	≥ 1.000			$Q \geq a \geq q > 0.00465 = R_{\odot}$
Aten	< 1.000	< 1.996	< 1.000			$Q \geq a \geq q > 0.00465 = R_{\odot}$
PHA, PHO allg.	≤ 1.067	≥ 0.933	≥ 0.494			$EMoid = r_{K-\oplus} \leq 0.05$ & $H \leq 22$ mag
IEA Apohele *)	> 0.005	< 0.983	< 0.983			inoffiziell, auch $Q < r_{\oplus}$ am Q(IEA)
Arjuna			~ 1.0	$< \sim 0.1$	klein	inoffiziell, Gehrels [47][37-81f.]
Erde	0.983	1.017	$\equiv 1$	0.0167	$\equiv 0$	$q_{\oplus}, Q_{\oplus} \rightarrow q, Q$ der NEA-Gruppen
Erdbahnraum	0.942	1.058	~ 1	0.0579		Variation über ± 3 Ma [48-145ff.]

angewandte MPC-Def., implizit daraus mit R_{\odot} - *) Hawaiian. f. Umlaufbahn; D. Tholen [48-147]

Tabelle 2.2 - Gruppen erdnaheer Asteroiden (NEA)

Kometen bewegen sich überwiegend in Bahnen hoher Exzentrizität. Sie werden daher meist nach ihrer Umlaufzeit oder nach dem Aphelabstand klassifiziert. Da enge Vorbeiflüge an den äußeren Planeten den Hauptmechanismus für ihr Vordringen ins innere Sonnensystem darstellen, werden solche Kometen, bei denen vor allem die Apheldistanz und -position nahe bei einer der Planetenbahnen liegt, dem beeinflussenden äußeren Planeten als Familie zugeordnet. Ihre Bahnen liegen somit auch nahe der Ekliptik und haben geringe Inklinationen. Sie werden auch als kurzperiodische Kometen zusammengefaßt, da ihre Umlaufzeit unter etwa 200 Jahren liegt. Ein großer Anteil stammt vermutlich aus dem direkt außerhalb der Neptunbahn beginnenden Kuiper-Gürtel. In diese Gruppe fallen auch die erdnahen Kometen (NEC), die analog zu den NEA definiert sind durch $q < 1.3$ AE und $P < 200$ a bzw. $a < 34.1995$ AE. (Ältere Einteilungen auch $q < 1.1$ AE für NEC, PHC allgemein wie PHA $q < 1.067$ AE.) Langperiodische Kometen aus der bislang nicht direkt beobachtbaren Oortschen Wolke weisen dagegen eine zufällige Verteilung ihrer Raumlage zur Ekliptik auf und haben eine sehr hohe Umlaufzeit. Sie werden durch Einflüsse der interstellaren Umgebung ins innere Sonnensystem befördert, wo sich aus ihnen bei engen Begegnungen mit Planeten auch kurzperiodische Kometen entwickeln können. Auch wenn die allgemein verwendete Definition eines NEC sie nicht einschließt, können natürlich ebenso Kometen mit $P > 200$ a der Sonne näher kommen, d.h. Bahnen mit $q < 1.3$ AE folgen, die durchaus parabolisch oder hyperbolisch offen sein können, oder als PHC der Erdbahn sogar näher als 0.05 AE kommen. Dies stellt jedoch auch im Falle einer geschlossenen elliptischen Bahn bei so langen Umlaufzeiten, und auch wegen der speziellen Eigenschaften von Kometenkernen, nach praktischen Maßstäben ein für jeden Kometen einmaliges Ereignis dar. Eine offizielle Klassifizierung für Kometen gibt es nicht in der Art wie bei Kleinplaneten. Einige häufiger angewandte Klassen zeigt die folgende Tabelle:

Familie	Präfix für C, NEC	P, a	mittl. Q(C,NEC) bei $i \approx 0^\circ$, AE	Q(Planet), AE	Anzahl
Encke	ef	< 5			
Hauptgürtel	mbC	~ 7			3
Jupiter, bekannt 1989/95	jf	5 ... 11	5.5	5.45	70
Jupiter, bek. 06/2002 [48-823]	jfC	5 ... 11	5.5	5.45	200
Jupiter, 06/2002, $q < 1.1$ AE [~]	jfNEC	5 ... 11	5.5	5.45	19
Saturn	sf	11 ... 18	10.5	10.07	5
Uranus	uf	28 ... 40	19.8	20.07	3
Neptun	nf	61 ... 85	34.0	30.30	9
Pluto	pf	119 ... 164	53.5	49.30	5
»Transpluto«	tf	226 ... 372	88.4		11
kurzperiodische	sp	< 200			°) 130
langperiodische (NIC)	lp	> 200			°) 120

Die Pluto- und Transpluto-Familien wurden so benannt vor der Entdeckung weiterer TNO nach Pluto und Charon, nach [49-II-345ff.] (1989/95); mbC sind prinzipiell nicht erdnah [50] (06/2006) - °) insgesamt über 700 Kometen, aber nur etwa 250 Bahnen genauer bekannt; von geschätzten etwa 1000 kurzperiodischen Kometen (spC) sind 130 bekannt (1989/95).

Tabelle 2.3 - Gruppen von Kometen

Inaktive Kometenkerne aller Gruppen sind Bestandteil der beobachteten Asteroidenpopulationen, da sie nur durch ihre Umlaufbahnen erkannt werden können, wenn sie noch die typische, hochexzentrische Form haben. Dies ist bei sehr kurzperiodischen Kometen ohnehin selten der Fall. Eine Momentaufnahme der erdnahen Population von Objekten kleinplanetenartiger Umlaufbahn gibt Duncan Steel in [48-145ff.] an, wobei alle 1940 am 23.07.2002 bekannten Aten-, Apollo- und Amor-Asteroiden mit $q < 1.058$ AE nach der absoluten Helligkeit klassifiziert und auf ihre Einschlagswahrscheinlichkeit auf die Erde hin untersucht wurden. Dies erfolgte für die jetzige Erdbahn, sowie für die in Bahnrechnungen über ± 3 Ma erreichten Exzentrizitätsextreme $0 \leq e_{\oplus} \leq 0.0579$. Einbezogen wurden alle zum angegebenen Zeitpunkt bekannten Körper, die in den von der jeweiligen angenommenen Erdbahn überstrichenen Bereich vorstoßen, also lediglich die potentiellen Impaktoren. Die für den höchsten Wert von $e_{\oplus} = 0.0579$ berücksichtigte Population entspricht mit einem Abstand von 0.041 AE nahezu dem Kriterium für potentiell gefährliche Objekte (PHO), deren Bahn sich der gegenwärtigen Erdbahn definitionsgemäß auf ≤ 0.05 AE nähern kann. Diese Population wurde daher, um mit einer wirklich beobachteten Population zu arbeiten, in der folgenden Tabelle als stellvertretend für die PHO-Population angenommen und die Einschlagshäufigkeit für sie mit den für die gegenwärtige Erdbahn geltenden Mittelwerten aus [48-145ff.] hochgerechnet. Zum Vergleich der beobachteten mit verschiedenen errechneten Gesamtpopulationen wurde die selbe Hochrechnung auf eine mit den nach fast gleichzeitigen

Beobachtungen erstellten Populationsfunktionen $N(\leq H)$ nach Adrián Galád [48-821ff.] ermittelte, der tatsächlichen Population erdnahe Objekte angenäherte Population angewandt. Ihre Werte stimmen nach Anpassung an den für 1 km große NEA angegebenen Wert von Harris [51] mit anderen, weiter unten aufgeführten Abschätzungen der Populationen und mittleren Einschlagsintervallen einigermaßen überein. Mit der üblicherweise angegebenen Gleichsetzung von $H = 18$ mag mit einem mittleren Durchmesser von 1 km kann man den Durchmesser \emptyset über die sich ergebende mittlere Albedo $A = 0.1125$ und die Konversionstabelle des MPC [52] als Funktion von H ausdrücken.

H, mag	16	18	20	22	24	26	28	30
\emptyset , m $^{\circ}$)	2512	1000	398	158	63	25	10	4
bekannte erdbahnkreuzende NEA $\leq H$, $\geq \emptyset$ 1)	75	322	655	902	1023	1106	1130	1136
bekannte erdbahnkreuzende NEA $\leq H$, $\geq \emptyset$ 2)	79	355	728	1000	1151	1244	1268	1274
geschätzte Population NEA $\leq H$, $\geq \emptyset$ 3)	118	1090	1E4	9E4	9E5	8E6	8E7	7E8
bekannte erdbahnkreuzende NEA $(H-2) \leq H$ 1)	75	247	333	247	121	83	24	6
bekannte erdbahnkreuzende NEA $(H-2) \leq H$ 2)	79	276	373	272	151	93	24	6
geschätzte Population NEA $(H-2) \leq H$ 3)	118	972	9047	8E4	8E5	7E6	7E7	6E8
bekannter Anteil NEA $(H-2) \leq H$ 2) 3)	0.70	0.28	0.04	3E-3	2E-4	1E-5	3E-7	1E-8
mittl. Impaktintervall, bek. NEA $\leq H$, k_a 1)	4724	856	271	153	93	35	32	29
mittl. Impaktintervall, bek. NEA $\leq H$, k_a *)	4484	777	243	138	83	31	29	26
mittl. Impaktinterv., geschätzte Pop. $\leq H$, k_a 3)	3002	253	17.5	1.47	0.11	4.8 a	0.5 a	.05 a

$^{\circ}$) mit Albedo 0.1125 nach MPC-Standardkonversion [52], Objekte ≥ 22 mag sind im Mittel bis zu 1.5-fach größeren Durchmessers - 1) $Q \geq q_{\oplus} = 0.983$ AE, $q \leq Q_{\oplus} = 1.017$ AE, für gegenwärtige Erdbahn mit $e_{\oplus} = 0.0167$, $a = 1$ AE, $i = 0^{\circ}$ - 2) $Q \geq 0.942$ AE, $q \leq 1.058$ AE, für in ± 3 Ma zu heute maximal mögliche Erdbahnexzentrizität $e_{\oplus} = 0.0579$ und $a = 1$ AE, $i = 0^{\circ}$; entspricht in etwa heutiger PHA-Definition mit minimalem Erdbstand ≤ 0.05 AE; bei konstanter Volumendichte ist das Verhältnis der PHO-Population zu dieser Population = $(0.05 / 0.041)^2 = 1.4872 \approx 1.5$ - 3) nach [48-821ff.] für Juni 2002 mit $\log(N(\leq H)) = 0.4838 H - 5.6701$ an [51] und PHA-Kriterien (»NEA1.05«) angepaßt, Impaktintervall entsprechend hochgerechnet - *) entgegen [48-145f.] auf die für $e_{\oplus} = 0.0579$ als erdbahnkreuzend bekannte Population hochgerechnet

Tabelle 2.4 - Vergleich beobachteter und errechneter NEA-Populationen zum gleichen Zeitpunkt

Der Vergleich der beobachteten und errechneten Populationen zeigt mit sinkendem Durchmesser einen dramatischen Einbruch des beobachteten Anteils. Verdeutlicht wird dieser Einbruch dadurch, daß es für $H > 26$ mag keinen Unterschied in der beobachteten Population im Bereich der derzeitigen Erdbahn und dem Bereich bis in 0.041 AE = 16 LD Abstand zu ihr gibt - derart kleine Objekte können nur in unmittelbarer Nähe zur Erde gesehen werden, meist erst innerhalb der

Mondbahn (d.h. ≤ 1 LD Abstand). Erkennbar ist als Faustregel, daß sich die Population bei Absenkung der absoluten Helligkeit um zwei Größenklassen knapp verzehnfacht:

$$\begin{aligned} N(\leq(H+2)) &\approx 9.25 \cdot N(\leq H) \\ N(\geq\emptyset(H+2)) &\approx 9.25 \cdot N(\geq\emptyset(H)) \end{aligned}$$

Demnach sollte es in der Population nach den oben angenommenen Kriterien etwa ein Dutzend NEA mit $H \leq 14$ mag, $\emptyset \geq 6.3$ km geben, deren größter über 15 km messen könnte - die mindestens anzunehmende Größe des Chicxulub-Impaktors, der wohl zum Untergang der Dinosaurier führte.

Die angegebene Populationsfunktion $N(\emptyset(H))$ gilt jedoch nur bei Annahme einer konstanten Albedo. Die Albedo eines Objektes kann nur mit Kenntnis seiner Größe und Form angegeben werden. Derzeit gibt es zur Ermittlung beider für Objekte mit den angegebenen Durchmessern nur zwei Verfahren, die direkte Abbildung von einer Sonde aus und die Abbildung durch Radar mit der delay-Doppler-Methode. Durch letztere kann aus der für jeden Ort des Objektes verschiedenen Wertekombination der Signallaufzeit (delay), der rotationsbedingten Dopplerverschiebung und der zeitlichen Veränderung beider die Größe und Form des Objektes rekonstruiert werden. Bis jetzt ist dies mit verhältnismäßig wenigen Objekten gelungen. Die folgenden Tabellen geben eine Übersicht über die genau genug veressenen Objekte. Bisher sind nur für unter 1% der Asteroiden allgemein und insbesondere der NEA Werte für Durchmesser und Reflexionsvermögen bekannt, die genauer sind als an den physikalischen Grundlagen und der gemessenen scheinbaren Helligkeit orientierte Abschätzungen. Allein dieser geringe Anteil verdeutlicht schon die große Schwierigkeit der Ermittlung genauer Daten. Liegen diese dann endlich vor, wird an ihnen oft sogleich auch die große Schwierigkeit der korrekten Photometrie an beweglichen, kleinen Objekten unbekannter Form und daher schwer bestimmbarer effektiven Phasenwinkels deutlich.

Die erste Tabelle orientiert sich an der Aufstellung der 1977 bekannten erdbahnkreuzenden NEA, die damals als seltene Ausnahmen angesehen und als wahrscheinlich vollständig bekannte Population angenommen wurden. [14] Verglichen wird insbesondere der damals angegebene Durchmesser und die sich aus ihm mit der heute vom MPC katalogisierten Absoluten Helligkeit H ergebende Albedo mit dem nach der MPC-Konversionstabelle ermittelten Durchmesser und der Albedo, die sich aus der genauen Formbestimmung durch Radar ergibt. Der heutige Wert für H entstammt aus für diese Objekte recht genauen photometrischen Untersuchungen mit CCD-Bildsensoren, während die Durchmesser von 1977 mit photographischen Emulsionen gewonnen wurden. Der mittlere Durchmesser für die Umrechnung der Angabe der mittleren absoluten Helligkeit aus den Listen des MPC wurde je nach der Anzahl der verfügbaren Maßangaben $d_1 < d_2 < d_3$ ermittelt zu

$$\begin{aligned} \emptyset &= \sqrt[3]{(d_1 \cdot d_2 \cdot d_3)} \\ &\text{bzw.} \\ \emptyset &= \sqrt[3]{(d_1 \cdot d_2^2)} \end{aligned}$$

Dies entspricht der Annahme eines dreiachsigen Ellipsoides und einer Kugel gleichen Volumens, da der Rauminhalt, und mit der in fast allen Fällen noch zu ermittelnden Dichte, letzterenendes der Masseinhalt von besonderem Interesse ist. Weichen die Maße eines Körpers stark von der Kugelform ab, ist dies gesondert vermerkt.

NEO	Ekrutt, 1977 [14], Ø, m	MPC, H, mag	MPC Standard- konversion Ø(H) für angen. Albedo ½ - ¼ - 0.05, m	Ostro, Radar, Ø, m	Albedo nach H _{MPC} u. Ekrutt	Albedo nach H _{MPC} u. Radar-Ø	Typ
(1566) Ikarus 1949 MA	2000	16.90	788-1100- 2520		0.08		PHA
(1620) Geographos 1951 RA	2000	15.60	1440-2020- 4500	²⁾ 2506	0.26	²⁾ 0.17	PHA
(1685) Toro 1948 DA	2000	14.23	2724-3786- 7790		*) 0.93		Apo.
(1862) Apollo 1932 HA	1000	16.25	1070-1500- 3350		0.57		PHA
(1863) Antinous 1948 EA	2000	15.34	1476-2068- 4620		0.27		Apo.
(1864) Daedalus 1971 FA	2000	14.85	2050-2810- 6380		0.53		Apo.
(1865) Cerberus 1971 UA	1000	16.84	811-1130- 2592		0.33		Apo.
(1866) Sisyphus 1972 XA	5000	13.00	4700-6700-14900		0.44		Apo.
(1981) Midas 1973 EA	2000	15.50	1500-2100- 4700		0.28		PHA
(2062) Aten 1976 AA °)	500	16.80	826-1150- 2640		*) 1.36		Aten
(2101) Adonis 1936 CA	250	18.70	342- 486- 1096		*) 0.94		PHA
(2201) Oljato 1947 XC	3000	15.25	1700-2350- 5300		0.16		PHA
(2329) Orthos 1976 WA	1000	14.90	2000-2740- 6220		*) 2.00		Apo.
(2340) Hathor 1976 UA °)	200	19.20	280- 400- 860		*) 0.98		PHA
(4183) Cuno 1959 LM	5000	14.40	2520-3480- 7880		0.13		PHA
(5496) 1973 NA	3000	15.30	1660-2300- 5180		0.15		Apo.
(29075) 1950 DA	3000	17.00	750-1050- 2400	1100	0.03	0.23	PHA
(69230) Hermes 1937 UB	250	17.50	590- 840- 1900	³⁾ 421	*) 2.78	*) 0.98	PHA
1954 XA °)	¹⁾ 500						°) ¹⁾
(3200) Phaethon 1983 TB ')	¹⁾ 5100				¹⁾ 0.11		PHA
(5587) 1990 SB ')	¹⁾ 3600				¹⁾ 0.32		Amo
2P/Encke; wie Schnee [53]	1000				*) 1.00		efC
2P/Encke; H-Produkt. [53]	1200				0.69		efC
2P/Encke; Staubprod. [53]	2600				0.15		efC
2P/Encke, wie Mond [53]	3800				0.07		efC
2P/Encke, nach [53] 1977	2000		1414-2000- 4472		0.25		efC

Anmerkungen s. folgende Seite

Tabelle 2.5 - Entwicklung der photometrischen Größenschätzung von großen NEA über die Zeit

Typ Amo: Amor, Apo.: Apollo-NEA; alle PHA auch Apollo-NEA außer \circ) $a < 1$ AE, Aten-NEA -
1) Lewis, 1997 [37-77], $P < 1$ a, »prä-Aten«, verloren - 2) irreguläres Ellipsoid mit dem bisher
größten bekannten Länge-Breite-Verhältnis eines Himmelskörpers von ca. 2.7 aus ca. $5.1 \cdot 1.9$ km
größten Abmessungen [49-II-472], entsprechend ca. 1900...3113 m effektivem Durchmesser, je
nach Raumlage; Albedo damit 0.28...0.11 - 3) binär, sphärisch, doppelt synchron, 315 m und 280
m, $a = 1.2$ km, $P = 13.9$ h; Albedo 0.13 ohne weitere Angaben genannt - 4) mittl. \emptyset und Albedo
teleskopisch durch kombinierte IR- und visuelle Beobachtung, ab 1985 - *) physikalisch unmöglich
oder außerhalb der direkt gemessenen Albedo von Objekten des Sonnensystems von 0.03 bis 0.90,
in Flecken bis zu 0.007 bis 0.99

zu Tabelle 2.5 - Entwicklung der photometrischen Größenschätzung von großen NEA über die Zeit

Für größere NEA von einigen hundert Metern Durchmesser und mehr kann mit Radar die Form
genau genug für eine dreidimensionale Modellierung gemessen werden. Die nun folgende Tabelle
zeigt die mit dem Formmodell oder aus den angegebenen Maßen über den mittleren Durchmesser
ermittelte Albedo. Besonders intensiv beobachtet wurden die potentiell gefährlichen Objekte
(PHO), die nicht nur wegen dieser Klassifizierung den Hauptteil der so untersuchten darstellen,
sondern auch, weil sich Radarbeobachtungen auf sehr nahe Objekte beschränken, da die reflektierte
Strahlungsenergie mit der vierten Potenz der Entfernung abnimmt. Ein NEA von 1 km
Durchmesser ist mit dem besten gegenwärtig verfügbaren Radar, dem Arecibo-Radioteleskop,
höchstens über 0.5 AE Distanz nachweisbar und nur unter 0.1 AE Distanz mit einer brauchbaren
Auflösung, etwa um 20 m, abbildbar. PHO haben definitionsgemäß einen minimalen Bahnabstand
zur Erdbahn von unter 0.05 AE, weshalb sie einen großen Anteil der aufgelöst beobachteten Körper
darstellen, da sie häufiger in eine Entfernung von unter 0.1 AE vordringen.

NEO	MPC, H, mag	MPC Standard- konversion $\varnothing(H)$ für angen. Albedo $\frac{1}{2} - \frac{1}{4} - 0.05$, m	Ostro, Arecibo- Radar, \varnothing , m	Albedo nach H_{MPC} und Radar- \varnothing	Bemerkungen
(1620) Geographos 1951 RA	15.60	1440-2020-4500	2506	0.17	PHA, ')
(4179) Toutatis 1989 AC	15.30	1660-2300-5180	°) 2725	0.19	PHA, °)
(6178) 1986 DA	15.10	1820-2500-5660	2000	0.41	Amor, NiFe
(6489) Golevka 1991 JX	19.20	276- 384- 900	530	0.14	PHA
(25143) Itokawa 1998 SF36	19.20	276- 384- 900	1) 320	1) 0.53	PHA, 1)
(29075) 1950 DA	17.00	750-1050-2400	1100	0.23	PHA, ')
(33342) 1998 WT24	17.90	494- 804-1580	1000	0.12	PHA, 2)
(52760) 1998 ML14	17.50	590- 840-1900	1000	0.17	PHA, rund
(53319) 1999 JM8	15.30	1660-2300-5180	3500	0.11	PHA, 3)
(66391) 1999 KW4	16.50	940-1300-3000	*) 1265	0.28	PHA, *)
(69230) Hermes 1937 UB	17.50	590- 840-1900	421	') 0.13	PHA, ')
(99942) Apophis 2004 MN4	19.20	276- 384- 900	400	0.24	PHA, oval
(101955) 1999 RQ36	20.90	126- 278- 390	132	0.46	PHA, #)
1996 JG	19.50	240- 330- 740	600	0.08	PHA
1999 MN	21.40	100- 138- 314	200	0.13	PHA
2000 DP107	18.20	430- 614-1380	854	0.13	PHA, %)
2005 CR37	18.80	328- 464- 992	1010	0.05	Amor, &)

') s. Anmerkungen zu Tab. 2.5 - °) Ellipsoid, max. Abmessungen $1.92 \cdot 2.29 \cdot 4.60 \pm 0.10$ km, DEVEE $1.70 \cdot 2.03 \cdot 4.26 \pm 0.08$ km - 1) Radarmessung $594 \cdot 320 \cdot 288$ m, mittl. \varnothing 380 m, sowie mit $H = 18.96$ mag, Albedo 0.32; direkt beobachtet von der Sonde Hayabusa $535 \cdot 294 \cdot 209$ m, mittl. \varnothing 320 m, Albedo 0.53 [25] - 2) Euphrosina: sphärisch 410 m, bzw. 505 m aus RCS 0.02 km^2 mit Radar-Albedo ~ 0.1 - 3) mittlerer Durchmesser, größter mit Radar vermessener NEA - *) binär, $a \geq 2$ km, $\varnothing_1 = 1.2$ km, $r_1/r_2 = 3$, $P = 16$ h [54], kometenähnliche Bahn, aber spektral Silikate nachgewiesen [7-60] - #) binär, Ellipsoide ca. $100 \cdot 240$ m und ca. $30 \cdot 50$ m bei 19 m Auflösung - %) binär, 800 m und 300 m, $a = 2.6$ km - &) kontaktbinär, je 900 m sphärisch, $q = 1.014$ AE (fast Apollo)

Tabelle 2.6 - Radarmessungen von PHA, $\varnothing > \text{ca. } 0.4$ km nach photometrischer Größenschätzung

Für sehr kleine Objekte ist eine noch recht genaue Angabe der Größe durch Radarmessungen möglich, auch wenn selten ein Formmodell erstellt werden kann. Objekte dieser Art kommen jedoch auch viel häufiger in Erdnähe als NEA der km-Klasse, so daß auch von ihnen einige Messungen vorliegen, die in der folgenden Tabelle zusammengefaßt sind:

NEO	MPC, H, mag	MPC Standard- konversion $\varnothing(H)$ für angen. Albedo $\frac{1}{2} - \frac{1}{4} - 0.05$, m	Arecibo- Radar [55], \varnothing , m	Albedo nach H_{MPC} und Radar- \varnothing	Bemerkungen
(54509) 2000 PH5	22.60	54- 77-174	120	0.101	Apollo
2005 EU2	23.10	44- 62-144	~300	~0.011	Apollo
2003 MS2	21.10	115-122-356	380	0.046	PHA, Apollo
2002 FD6	22.30	66- 95-210	110	0.180	Apollo
2001 EC16	22.30	66- 95-210	150	0.097	Apollo
2001 CP36	23.70	36- 46-110	90	0.080	Aten
2000 YA	23.60	38- 48-115	120	0.050	Apollo
2000 UK11	25.30	16- 22- 54	< 60	> 0.035	Aten
2000 EW70	21.30	105-146-328	360	0.043	PHA
2000 EH26	21.70	87-122-276	120	0.263	PHA, Apollo
1999 FN19	22.50	60- 85-190	110	0.148	Amor
1998 KY26	25.50	15- 20- 50	°) 30	0.125	Apollo, °)

aktualisiert nach [55] - °) kleinster mit Radar vermessener NEA, nach Formmodell $26 \text{ m} / \cos \delta$; bei 19 m Auflösung $20 \text{ m} < \varnothing < 40 \text{ m}$ (delay-Doppler)

Tabelle 2.7 - Radarmessungen von NEA, $\varnothing < \text{ca. } 0.4 \text{ km}$ nach photometrischer Größenschätzung

Alle diese Albedowerte beinhalten noch die Unsicherheit der die absolute Helligkeit bestimmenden photometrischen Messungen und - in geringerem relativen Maße - der Bahnbestimmung. Diese Störfaktoren lassen sich nur durch eine direkte Beobachtung von einer Raumsonde aus umgehen. Eine gewisse Zahl von Kleinkörpern wurde bereits von Raumsonden besucht, jedoch handelt es sich gerade bei den erdnahen Objekten um einzelne Vertreter ihrer jeweiligen Klassen, so daß noch keine umfassenden Aussagen möglich sind. Allgemein zeigt aber auch hier der Vergleich mit den zuvor erwarteten Dimensionen der besuchten Körper, daß deren Albedo in der Regel über-, bzw. die Größe unterschätzt wurde. Erst in der jüngsten Zeit ist eine Umkehr in dem Sinne bemerkbar, daß Abweichungen der erwarteten von den tatsächlichen Abmessungen nach beiden Seiten vorkommen. Dies ist insofern bemerkenswert, da mit jeder dieser Raumsondenmissionen sehr intensive Beobachtungskampagnen mit den besten verfügbaren Teleskopen verbunden waren, um eine ausreichend präzise Bahnauslegung und Missionsplanung für die schwierige Erfassung dieser kleinen Objekte durch ferngesteuerte Geräte zu ermöglichen. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die bisher angeflogenen Objekte.

Körper	erwart. Größe, km	erwart. Albedo	(mittlerer Ø) tatsächliche Größe, km	tats. Albedo	ρ , g/cm ³	min. Dist., km	Δv , km/s	Datum	Sonde
Phobos			26.6 · 22.2 · 18.6 (22.2)	0.05	2	120		1972	Mari- ner 9
Deimos			15.0 · 12.4 · 10.8 (12.6)	0.05	2			1977	Viking u.a.
21P/Giacobini-Zinner	~2		Sonde ohne Kamera			7800		11.09.85	ICE ISEE-3
1P/Halley			15.3·7.2·7.2 (9.3)	0.04	¹⁾ 0.6	596	70	13.03.86	Giotto
(951) Gaspra	§) (12.5)		18.2 · 10.5 · 8.9 (12.2 ±0.8)			1600	8	29.10.91	Galileo
(243) Ida	§) (~30)		60 · 25 · 19 (30.5)	0.238	2.6 ±0.5	2391	12.4	28.08.93	Galileo
Dactyl S1/(243)	unbek.	unbek.	1.6 · 1.2 (1.4)	0.20	~Ida			28.08.93	Galileo
mögl. S2/(243)	unbek.	unbek.	(0.3)	<< 0.2				28.08.93	Galileo
(253) Mathilde	61	0.036	62 · 47 · 45 (52)	< 0.04	1.3	1200	10	27.06.97	NEAR
(9969) Braille	3		1 · 2			28.3		29.07.99	DS-1
(433) Eros	^{o)} 23.6		33 · 13 · 13	0.16	2.4	≥0	≥0	14.02.00	NEAR
Himalia &)	170		150 ±10 · 120 ±5	0.05		4E6	11.6	19.12.00	Cassini
19P/Borelly	~2.5		~8.0 · 4 · 4 (5.0)	¹⁾ 0.03		3417	16.5	22.09.01	DS-1
(5535) Annefrank			(6)			3300		02.11.02	Stardst
81P/Wild 2			(~5)	0.04	0.5	236	6.1	02.01.04	Stardst
9P/Tempel 1	~6		14 · ~5 · 5 (7.1)			[*]) 0	10.2	04.07.05	Deep I
(25143)Itokawa 1998 SF36	²⁾ 0.38	²⁾ 0.25	535 · 294 · 209 m (320 m)	0.53	2.3	≥0	≥0	12.09.05	Hayab.
2002 JF56 &)	3...5		(2.5)			1E5	19.4	11.06.06	N Hor

[41][7][56][57][58][59][60][32] - Sonde: Deep I: Deep Impact, Deep I': Deep Impact Bus, DS-1: Deep Space 1, Hayab.: Hayabusa (MUSES-C), NEAR: NEA Rendezvous (NEAR-Shoemaker), N Hor: New Horizon (Pluto-Kuiper-Express), Stardst: Stardust - ^{o)} Eros 27.06.1998, Phaethon 1985 - ¹⁾ mittlere Albedo, in Flecken bis herab zu 0.007 [61]; auch genannt 0.02 - ²⁾ Radarmessung 594 · 320 · 288 m, mittl. Ø 380 m, H = 18.96 mag nach MPC 306-429-961 m [25] - ³⁾ ±0.2 g/cm³ - ¹⁾ auch 0.2 g/cm³ [37-44] - §) Gaspra erwartet 18 · 11 · 10 km, Ida ca. 30 km mit Achsenverhältnis 2.2 : 1.8 : 1 - ^{*}) Impaktor, Trägersonde in 500 km, bei Impakt 8600 km; Impakt von 372 kg entspricht hier einem Energieäquivalent von 4.5 tTNT - &) nur wenige Pixel groß abgebildet

Tabelle 2.8 - Direkt vermessene Körper des Sonnensystems mit vorherigen Größenschätzungen

Der Vergleich der beobachteten Gruppen zeigt, daß die Albedo mit älteren Methoden durchweg zu hoch angenommen, d.h. bei gegebener Helligkeit die Größe der beobachteten Objekte systematisch unterschätzt wurde. Besonders stark ist dieser Effekt bei NEA unter etwa 400 m Durchmesser, deren mittlere Albedo nur etwa die Hälfte derer der größeren NEA beträgt. Mithin besteht zusätzlich zur geringen absoluten Helligkeit ein Selektionseffekt, der die Beobachtung und Zählung dieser Körper behindert. Die folgende Tabelle faßt die über direkte und Radarbeobachtungen ermittelten Albedo der bisher so untersuchten Kleinkörpergruppen zusammen und stellt sie in den Zusammenhang der bekannten Spektralklassen von Hauptgürtelasteroiden, die gewisse Rückschlüsse auf die Zusammensetzung erlauben, und gelegentlich auch den Vergleich mit Meteoritenproben.

Gruppe	hellste Albedo	Mittelwert	dunkelste Albedo	Bemerkungen
NEA, km-Klasse, photometrisch	0.573	0.269	0.031	18 / 18 NEA, Tab. 2.5 ¹⁾
NEA, km-Klasse, direkt u. Radar	0.530	0.210	0.053	17 / 17 NEA, Tab. 2.6
PHA, km-Klasse, photometrisch	0.573	0.216	0.031	10 / 18 NEA, Tab. 2.5 ¹⁾
PHA, km-Klasse, direkt u. Radar	0.530	0.208	0.080	15 / 17 NEA, Tab. 2.6
NEA < 400 m, Radarvermessung	0.263	0.104	0.011	11 / 12 NEA, Tab. 2.7
PHA < 400 m, Radarvermessung	0.263	0.117	0.043	3 / 12 NEA, Tab. 2.7
Asteroiden, als Raumsondenziel	0.530	0.159	0.040	8 aus Tab. 2.8
Kometenkern, Raumsondenziel	0.040	0.037	0.030	3 aus Tab. 2.8, *)
Kometenkerne, IR-photometrisch	0.050	0.034	0.020	[62] ±0.02;±0.01;±0.005
Spektralklasse C	0.100		0.040	[56]
Spektralklasse S	0.300		0.100	[56]
Spektralklasse M	0.250		0.120	[56]
Spektralklasse V	0.450		0.200	[56]
Spektralklasse E	0.600		0.400	[56]
kometarische NEA, UA °)		~0.040		[54], °)

Albedowerte: physikalisch unwahrscheinliche bzw. unmögliche, sowie noch nicht direkt im Sonnensystem nachgewiesene Albedo-Werte ausgeschlossen, nur $0.007 \leq \text{Albedo} \leq 0.9$ (nur Enceladus: 0.99) - *) Albedo bis herab zu 0.007 in Flecken bei Kometen beobachtet - °) vermutlich inaktive Kometenkerne; s. Text - ¹⁾ nur Liste nach Ekrutt, 1977 [14]

Tabelle 2.9 - Albedo direkt und radarvermessener Kleinkörper und vergleichbarer Objektklassen

Bemerkenswert ist die extrem niedrige Albedo von 0.007, die in einigen Bereichen des Kometenkerns 19P/Borely beobachtet wurde. Es sind kaum natürliche oder technische Materialien bekannt, die eine derart dunkle Oberfläche ermöglichen. Eine Albedo von etwa 0.03, wie sie die dunkelsten direkt beobachteten Kleinplaneten und alle direkt beobachteten Kometenkerne aufweisen, entspricht schwarzem Laserdrucker-Toner. Nach [54] weist ein erheblicher Anteil der NEA ebenfalls eine solch niedrige Albedo auf. Bei 11 von 48 untersuchten Objekten konnte eine Albedo um 0.04 festgestellt werden. Von denen auf kometenähnlichen Bahn hatten 90%, von denen auf allen anderen Bahnen nur 5% diese niedrige Albedo. Somit ist es möglich, daß etwa 10 % der NEA kometarischen Ursprungs sind oder von der sehr dunklen Spektralklasse C aus dem äußeren Hauptgürtel gestellt werden. In diesem Bereich finden sich auch die drei bisher entdeckten Hauptgürtelkometen, Objekte mit nicht von typischen Hauptgürtelkleinplaneten zu unterscheidender Bahn, aber mit kometenähnlicher Ausgasung und Staubfreisetzung über längere Zeit und häufiger, als es durch ein seltenes Kollisionsereignis erklärbar wäre. Es ist wahrscheinlich, daß der Anteil der dunklen NEA, und somit die Gesamtzahl aller NEA, wesentlich höher ist, als es sich aus den bisherigen Beobachtungen erschließt. Bei aktiven Kometen ist es wegen der geringen Albedo des Kerns im aktiven und inaktiven Zustand, und der Gas- und Staubfreisetzung im aktiven Zustand in Sonnen- und damit auch relativer Erdnähe in der Regel nicht möglich, die Größe des festen Kernes aus seiner Helligkeit abzuschätzen. In Sonnenferne sind für die Beobachtung eines inaktiven Kometenkernes selbst auf den besten Teleskopen stundenlange Belichtungszeiten nötig, während im inneren Sonnensystem die von der Kometenaktivität freigesetzten Stoffe im reflektierten und Linienstrahlung anregenden Sonnenlicht den Kern völlig überstrahlen, so daß die Helligkeit nur von der momentanen Aktivität bestimmt wird.

Auch für NEA gibt es deutliche Hinweise auf einen höheren Anteil dunklerer Körper. Aus den in den letzten Jahren entwickelten, räumlich aufgelösten thermophysikalischen Modellen (TPM) folgt ein oft doppelt so großer Durchmesser wie aus dem bisher angewandten Standardmodell STM. [7-43,60,70ff.][63-1ff.,10,19]

Mit diesen Erkenntnissen und den erwähnten Mittelwertannahmen kann man aus der scheinbaren Helligkeit und der Entfernung bei ungestört beobachtbaren Körpern unter den NEO geschätzte Populationen nach der Größen-, Massen- und Impaktenergieverteilung gewinnen. Diese Verteilungen sind naturgemäß stark abhängig von der zum jeweiligen Zeitpunkt beobachtbaren Population und den bis dahin bekannten einzelnen Körpern und Gruppen von NEO, die die einzige Basis für jede Extrapolation oder Schätzung darstellen. Einen bedeutenden Einfluß haben die jeweils angenommenen Werte der Korrekturfaktoren für systematische Beobachtungsfehler, die mittlere Albedo und die Anteile der Spektralklassen, die entsprechende Verteilung der Zusammensetzung, sowie die angenommene Porosität und damit Dichte.

Die folgenden Tabellen beinhalten einen Überblick über die Schätzungen erdnaheer Körper nach Anzahl und Größe oder Energieinhalt beim Einschlag auf die Erde. Zunächst ist die Abschätzung der gesamten Population erdnaheer Objekte (NEO) angegeben, wobei man sich meist unter Vernachlässigung der Kometenkerne (NEC) auf den Anteil der besser beobachtbaren Kleinplaneten (NEA) beschränkt. Ob dies zulässig ist, ist noch umstritten. Kometenkerne sind die Objekte mit der niedrigsten bekannten Albedo, bis herab zu 0.007, und sie neigen zur Fragmentierung. Wahrscheinlich zerbricht die überwiegende Mehrzahl von ihnen während der Bahnevolution, die sie vom äußeren ins innere Sonnensystem führt. [63-10f.] Die kleinsten dieser Fragmente kennen wir als Sternschnuppen, die oft in Schauern auftreten und auf Ströme von Kometen ausgestoßen

Staubes zurückzuführen sind, die die Erdbahn etwas außerhalb der Kometenbahn schneiden. Von Kometen ist bekannt, daß sie zumindest während der aktiven Phase im inneren Sonnensystem auch wesentlich größere Fragmente verlieren, die man aber nur als aktive Objekte durch die Gas- und Staubemission sehen kann. Ob sie schon staubartig zerfallen sind bei der Ablösung, rasch weiter zerfallen wenn sie unsichtbar werden, oder ob sie wegen ihrer dunklen Oberfläche meist unerkannt im inaktiven Zustand in den Sternschnuppenströmen mitschwimmen, ist unbekannt. Die Tunguska-Explosion 1908, der Bericht von Gervase of Canterbury von 1178 und einige der größten von den Apollo-Seismometern gemessenen Einschläge fielen mit dem Tauriden-Komplex zusammen, einer Gruppe von Meteorströmen, die mit dem Kometen Encke in Verbindung stehen. Von 80 deutlich nachweisbaren Meteorschauern sind über 20, und vor allem die aktivsten, an bekannte Kometen gekoppelt. Andere Schauer, bei denen kein Ursprungskomet bekannt ist, zeigen kometentypisch hohe Werte der Bahnexzentrizität und Inklination. Drei der Ströme stehen mit NEA in Verbindung: (1566) Icarus, (3200) Phaethon und (69230) Hermes; alle drei sind PHA, die ersten beiden haben hochexzentrische und stark geneigte Bahnen. Hinzu kommt als besonderes Risiko, daß es für Kometen keine prinzipiell so deutliche Größenobergrenze gibt wie für NEA. Man nimmt an, daß Kometenkerne aus dem Kuipergürtel stammen, und daß die Centauren die Übergangspopulation ins innere Sonnensystem sind; eine Asteroidengruppe, deren Bahnen durch den Bereich der Gasplaneten von 5 bis etwa 40 AE führen und dort großen chaotischen Veränderungen unterliegen. Etwa 1000 große Objekte dieser Art dürfte es geben, womit etwa einer in 1000 Jahren durch die Instabilität der Bahnen zu einem Erdbahnkreuzer wird. Der erste Vertreter der Gruppe ist (2060) Chiron, der etwa 200 km Durchmesser hat und in (relativer) Sonnennähe kometenartige Aktivität zeigt, und auch der Zwergplanet (136199) Eris wird in diese Klasse eingeordnet, die damit zur Zeit etwa 175 bekannte Objekte mit $H = -1.2 \dots 14.3$ mag umfaßt. Es gibt vermutlich keine NEA mit erheblich mehr als 10 km Durchmesser bzw. $H < 13$ mag. [37-42]

Quelle	Datum	min.	typ./ist	max.	Objektart	über Ø, m	Bemerkung
[64-127f.]	1975		5		NEA	~ km	bekannt, keine Gefahr
Ekrutt [14]	1977		18		NEA	250	bekannt, NEA = PHA
Heide [39-55]	1988		1000		NEA	500	
[39-149]	1988	750		1000	NEA	200	bis 8 km, ~30 bekannt
Shoemaker [38-150]	1988		56		NEA		beobachtete Aten, Apollo; dazu erdbahnkr. Amor (sic!)
Shoemaker [38-150]	1988		1300		NEA		NEA mit erdbahnkreuzenden Amor (sic!)
Cox, Chestek [65-30]	1996		1		NEA	10000	Gehrels, ed., Hazards of Comets and Asteroids, 1994
Cox, Chestek [65-33]	1996		~1E6		NEO	46	> 50 yds, ohne Meteorströme und -komplexe

Tabelle 2.10 - Entwicklung der bekannten und geschätzten Menge der erdnahen Kleinkörper (1/2)

Quelle	Datum	min.	typ./ist	max.	Objektart	über Ø, m	Bemerkung
Gehrels [47]	1996		10		NEA	10000	Text
Gehrels [47]	1996	1135	1461	1738	NEA	1131	Graphik S.95 (Ø in Meilen)
Gehrels [47]	1996	1000		2000	NEA	1000	Text
Gehrels [47]	1996		100000		NEA	100	Text
Gehrels [47]	1996		40-fach		NEA	10	über Erwartung gefunden
Lewis [37]	1997		>1E9		NEA	1...10	metre sized
Lewis [37]	1997	5E5		6E5	NEA	100	
Lewis [37]	1997		200		NEA	1000	bekannt
Lewis [37]	1997		x00		NEC	1000	track several 100 nuclei
Lewis [37]	1997		2000		NEA	1000	n. Wiederentdeckungsrate
[37-80f.]	1997		1-fach		NEA	100	wie erwartet gefunden °)
[37-80f.]	1997		2-fach		NEA	30	über Erwartung gefunden °)
[37-80f.]	1997		10-fach		NEA	10	über Erwartung gefunden °)
[37-80f.]	1997		30-fach		NEA	3	über Erwartung gefunden °)
? [66]	2000		900		NEA	1000	NEAT-, Spacewatch-basiert
Werner [56]	2000		>900		NEA		bekannt; dito
Werner [56]	2000	470	700	930	NEA	1000	entspr. Albedo = 0.19, damit bekannt 250 NEA ≥ 1 km
MPC [19]	2001		1413		NEA		bekannt, 01.08.2001
MPC [19]	2001		311		PHA		bekannt, 01.08.2001
Stuart [66]	2001		657		NEA		von LINEAR entdeckt
Stuart [66]	2001	1137	1227	1397	NEA	H < 18 (ca. 1000)	viele mit hohen i von NEAT, Spacewatch übersehen
Bottke [63-14]	2002	840	960	1080	NEO	H < 18	Zahl normiert (!); a < 7.4 AE
Hahn [7-23]	2003		>2000		NEA		bekannt, meist seit 1998
Spaceg. [67]	2004		~600		PHA	1000	aufgespürt, Jan. 2004
Spaceguard [67]	2004	870	1100	1330	PHA	1000	geschätzt
Spaceg. [67]	2004		≤ 5E5		PHA	50...100	geschätzt; Tunguskagröße
MPC	2006		6		IEA		bekannt im Juli 2006

°) nach der Wiederentdeckungsrate zur Erwartung aus linearer Extrapolation größerer Körper

Tabelle 2.10 - Entwicklung der bekannten und geschätzten Menge der erdnahen Kleinkörper (2/2)

Bemerkenswert ist der starke Anstieg der erwarteten Zahl von NEA nach der Abschätzung von Stuart, die auf den Beobachtungen des Programmes LINEAR basiert, das leichter Objekte erkennt, die auf Bahnen mit hoher Inklination umlaufen. Die Schätzungen des Vorjahres, die auf den weniger ertragreichen und umfassenden Programmen NEAT und Spacewatch basierten, lagen noch um über ein Viertel bzw. ein Drittel niedriger, und das bei einer dreifach höheren relativen Unsicherheit. Dies zeigt den Einfluß systematischer Fehler bei technisch oder im nächtlich abtastbaren Gesichtsfeld eingeschränkten Beobachtungsprogrammen. LINEAR sucht permanent den gesamten Himmel ab und beobachtet so über 160000 °²/a oder 450 °²/Nacht. [66]

Für einige Schätzungen liegen nach den anerkannten und inoffiziellen NEA-Gruppen aufgeschlüsselte Werte vor, sowie die Anzahlen der zum jeweiligen Zeitpunkt bekannten Mitglieder dieser NEA-Gruppen. Dies ermöglicht einen Vergleich des Beobachtungsfortschrittes mit der Entwicklung der Populationsabschätzungen. Lewis teilt in [37] zudem noch eine Unterpopulation ab, die vom Antriebsbedarf her leichter als die Mondoberfläche zu erreichen ist.

Quelle	Datum	Aten beob.	Apollo beob.	Amor beob.	Aten ges.	Apollo gesamt	Amor gesamt	Amor NEA	Arjuna (10 m)	IEA	Anm.
Ekrutt [14]	1977	2	16								
Heide [39-149]	1988		~30			750 ...1000					
Spektrum [49]	1989	4	>30	~40			~500				>2 km
Spektrum [49]	1989				inkl.	1000					>1 km
Shoemaker [38-106ff.,151]	?1988 <1992	7	49	52	100	700	2000	500			
Spektrum [49]	1995	inkl.	>150		inkl.	~2000					>1 km
Gehrels [47]	1996								40fach		
Lewis [37-90]	°) 1997	14	113	89					>1E9	0	alle
Lewis [37-90]	°) 1997				150	1100	750				1 km
Lewis [37-209]	°) 1997				inkl.	200000					250 m
Lewis [37-90]	°) 1997				45k	300k	220k				100m
Lewis [37-211]	°) 1997				inkl.	~2E7		inkl.			25 m
Lewis [37-90]	°) 1997	3	9	11						0	alle ¹⁾
Lewis [37-90]	°) 1997				30	200	150	150			¹⁾ ³⁾
Lewis [37-90]	°) 1997				9000	60000	45000	4.5E3			¹⁾ ²⁾
Werner [56] ¹⁾	2000	inkl.	900	inkl.							NEA
Werner [56] ¹⁾	2000				inkl.	inkl.		700			1 km
MPC [19]	2001	111	644	658							alle
Hahn [7-23]	2003	~170	>1000	~1000						1	alle
Harris [51] [*])	2003				inkl.	inkl.		1090			1 km
MPC	2006									6	alle

Amor NEA: $1.017 \text{ AE} < q < 1.067 \text{ AE}$; inkl.: im Nebeneintrag enthalten als ECA - °) Shoemaker 1983, Lewis 1993, Stand beob. 10/1992 - ¹⁾ leichter als Mond erreichbar (LEO 600km + Δv 6 km/s) - ²⁾ 100 m - ³⁾ 1 km - ¹⁾ [56] nach Rabinowitz et al., 2000: $700 \pm 230 \text{ NEA} \geq 1 \text{ km}$ - ^{*}) $1090 \pm 180 \text{ NEA/PHA} \geq 1 \text{ km}$ und 1 Einschlag pro 600 ka [51]

Tabelle 2.11 - Entwicklung der bekannten und geschätzten Größe der erdnahen Kleinkörpergruppen

Generell ist bei allen Schätzungen über die Zeit eine Zunahme der geschätzten mittleren Population über der jeweiligen Schwellgröße und eine Zunahme des Bereiches der Unsicherheit gegeben. Da die geschätzte Menge sehr stark von der angenommenen Albedo abhängig ist, sind neuere Schätzungen, die niedriger ausfallen als frühere, oft mit einer höheren mittleren Albedo angesetzt. Der Zusammenhang von Durchmesser \varnothing und absoluter Helligkeit H gilt für alle Schätzungen gleichermaßen, und ist im wesentlichen eine Funktion der beleuchteten Fläche. Er ist neben der Albedo des Oberflächenmaterials auch von den Reflektions- und Streueigenschaften, und somit den mikro- und makroskopischen Eigenschaften der Oberfläche abhängig, die wiederum lokal für ein Element der Oberfläche abhängig sind vom Beleuchtungs- und Betrachtungswinkel. Für diese lokal variierenden Oberflächeneigenschaften werden in der Regel Mittelwerte angenommen, die aus einer Scheibenhelligkeitsfunktion ermittelt werden, so daß zur beleuchteten Fläche nur eine effektive Albedo A angegeben werden muß. So gilt bei gleicher absoluter Helligkeit $H_1 = H_2$ für das Verhältnis der Durchmesser zweier als kugelförmig angenommener Körper mit unterschiedlicher Albedo nurmehr

$$\varnothing_1^2 / \varnothing_2^2 = A_2 / A_1 ,$$

womit aus der nach der MPC-Konversionstabelle errechneten Standardannahme

$$H = 18 \text{ mag} \equiv \varnothing = 1 \text{ km} \Leftrightarrow A = 0.1125$$

alle weiteren Werte ermittelt werden können. Den Umfang des Einflusses der mittleren Albedo auf die anzunehmende Anzahl der Körper über einer Schwellgröße in einer gegebenen Helligkeitspopulation zeigt die folgende Tabelle, die allgemein zur Orientierung dienen kann, aber speziell für die Schätzung von Rabinowitz et al. aus dem Jahre 2000 gilt. Aus dieser stammt der in Tabelle 2.10 und 2.11 angegebene, von Werner und Harris in [56] gewählte Wert von 700 ± 230 NEA ≥ 1 km. Dies entspricht einer mittleren Albedo von $A = 0.19 (+0.08/-0.04)$ auf der logarithmischen Populationsfunktion. Dies stimmt mit dem durch Radarbeobachtungen größerer NEA festgestellten Mittelwert von $A = 0.21$ überein, falls in der Auswahl dieser Gruppe nicht bereits systematische Beobachtungsfehler durch den Wegfall dunklerer NEA enthalten sind, z.B. weil diese wegen ihrer geringeren absoluten Helligkeit H als zu klein für aufgelöste Radarbeobachtungen angesehen wurden.

Angegeben ist ebenfalls die zum Zeitpunkt der Schätzung bekannte Population, die keine logarithmische Funktion darstellt. Diese angenommene Menge der bekannten NEA, die mit einer gewählten mittleren Albedo als NEA ≥ 1 km anzusehen wären, weist als Funktion dieser mittleren Albedo Sprünge auf. Sie deuten auf Sprünge in der Albedoverteilung hin, die aber ohne eine die gesamte Population oder wenigstens eine große Stichprobe umfassende, direkte oder Radarbeobachtung nicht bestimmten Werten der Albedo zugeordnet werden können. Eine solche Zuordnung könnte Rückschlüsse auf die Verteilung der Spektralklassen, und mit ihnen auf Material und auch Dichte der NEA erlauben. Auch wären wesentlich präzisere Populationsschätzungen möglich, da mit definierten Albedoschwellen entsprechende Beobachtungseffekte an beobachteten Populationen korrigiert werden könnten. Zum Vergleich sind die $\varnothing(H)$ für verschiedene typische Albedowerte angegeben. Von einer Gruppe mit bekannter mittlerer Albedo, z.B. Vertretern einer Spektralklasse, läßt sich dann abhängig vom Durchmesser abschätzen, wie viele Objekte dieser

Gruppe erfasst wurden. Das selbe ist möglich für eine Gruppe gleicher absoluter Helligkeit bei unbekannter Albedo bzw. unbekanntem Durchmesser.

angenommene mittl. Albedo A	0.01	0.03	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.45	0.60
H(A) für $\varnothing = 1$ km, mag	20.6	19.4	18.9	18.1	17.7	17.4	17.1	16.9	16.5	16.2
damit beobachtete NEA ≥ 1 km	665	540	430	345	275	255	230	195	140	120
extrapolierte Pop. NEA ≥ 1 km	$\gg 10000$	10000	4050	1640	1000	675	510	400	240	165
beobachtete / extrapolierte Pop.	$\ll 0.05$	0.05	0.11	0.21	0.28	0.38	0.45	0.49	0.58	0.73
$\varnothing(H)$ für A = 0.53, km	0.14	0.24	0.31	0.43	0.53	0.61	0.69	0.75	0.92	1.06
$\varnothing(H)$ für A = 0.19, km	0.23	0.40	0.51	0.73	0.79	1.03	1.32	1.26	1.54	1.78
$\varnothing(H)$ für A = 0.1125, km	0.30	0.52	0.67	0.94	1.15	1.33	1.49	1.63	2.00	2.31
$\varnothing(H)$ für A = 0.05, km	0.45	0.77	1.00	1.41	1.73	2.00	2.24	2.45	3.00	3.46

Tabelle 2.12 - Abhängigkeit der NEA-Population ≥ 1 km von der angenommenen mittleren Albedo

Somit wären zum Zeitpunkt dieser Schätzung zwar 73 % der 1-km-NEA mit der hohen Albedo von (25143) Itokawa bekannt gewesen, aber nur 11 % der dunkleren kometaren oder der Spektralklasse C angehörenden 1-km-NEA. In Umkehr kann der bei einem gegebenen H beobachtete Anteil der extrapolierten Population als Orientierung für die Abdeckung dieser Größenpopulation angesehen werden, unabhängig von der Konversion von H zum tatsächlichen Durchmesser.

2.2. Erdkollisionswahrscheinlichkeit der kleinen Körper des Sonnensystems

Nach [42-94] ist die absolute Untergrenze der Kollisionswahrscheinlichkeit für ein beliebiges erdnahe Objekte pro Umlauf, entsprechend zwei Passagen durch eine Sphäre von 1 AE Radius, das Verhältnis des wirksamen Erdquerschnitts zur Oberfläche dieser Sphäre

$$W_{\text{Kollision}} = 2 / (4\pi (1 \text{ AE})^2 / \pi R_{\oplus}^2) = \frac{1}{2} R_{\oplus}^2 / (1 \text{ AE})^2$$

Es ergeben sich damit Werte dieser Wahrscheinlichkeit von

$$W_{\text{Kollision}} = 1 / 1100254804 = 9.0888\text{E-}10 \cong 1 / 1.1\text{E}9 \quad \text{für } R_{\oplus} = 6378 \text{ km}$$

$$W_{\text{Kollision,Atm}} = 1 / 1056738632 = 9.4631\text{E-}10 \cong 1 / 1.0\text{E}9 \quad \text{für } R_{\oplus,\text{Atm}} = 6508 \text{ km,}$$

je nach der wirksamen Einfanghöhe der Atmosphäre, die von der Querschnittsdichte, Festigkeit und Bahn des kollidierenden Kleinkörpers abhängt. Es handelt sich um eine Untergrenze, weil im Mittel die in Frage kommenden NEO stärker zur Ekliptik konzentriert sind als eine Zufallsverteilung, und weil ein nicht-senkrechtes Passieren der 1-AE-Sphäre die Regel ist. Der Radius des Kleinkörpers

wird vernachlässigt, da er klein (meist $\ll 10$ km) gegenüber dem Erdradius ist. Mit der Anzahl und durchschnittlichen Umlaufzeit läßt sich so eine minimale Kollisionsfrequenz für jede Gruppe der NEO abschätzen. Für PHO, die per Definiton der Erdbahn näher kommen können als $EMoid = 0.05$ AE, oder für jede andere $EMoid \ll 1$ AE, kann die Gleichung unter Annahme einer Ringfläche für Bahnen mit geringer Inklination oder zwei Passagen pro Umlauf modifiziert werden zu

$$W_{\text{Kollision,PHO}} = 2 / (2\pi \cdot 1 \text{ AE} \cdot 0.05 \text{ AE} / \pi R_{\oplus}^2) = R_{\oplus}^2 / 0.05 (\text{AE})^2$$

$$W_{\text{Kollision,PHO}} = 1 / 27506370 = 3.6355\text{E-}8 \cong 1 / 2.7\text{E}7 \text{ für } R_{\oplus} = 6378 \text{ km}$$

$$W_{\text{Kollision,PHO,Atm}} = 1 / 26418466 = 3.7852\text{E-}8 \cong 1 / 2.6\text{E}7 \text{ für } R_{\oplus,\text{Atm}} = 6508 \text{ km,}$$

und für eine geneigte Bahn mit nur einer Passage durch die Ringfläche ergibt sich entsprechend die Hälfte der Kollisionswahrscheinlichkeit. Damit trägt eine Menge als PHO klassifizierter Körper bei jeweils gleicher Umlaufzeitenverteilung das 20- bzw. 40-fache Kollisionsrisiko einer entsprechenden Menge NEO mit zufällig verteilter Bahnlage. Erfolgt die Erdbahnpassage in 1 LD oder weniger, wächst das Risiko auf das 195- bzw. 390-fache. Schneiden sich die Bahnen, wird $W_{\text{Kollision,EMoid}=0} = R_{\oplus} / 1 \text{ AE} = 1 / 23455$ bzw. $1 / 22986$ maximal zum 45973- bzw. 46909-fachen.

In Umkehr dieser Abschätzung läßt sich für jeden beobachteten Vorbeigang ein gewichtetes Risiko angeben, das sich zur Ermittlung einer minimalen Kollisionsfrequenz auf eine geschätzte Population extrapolieren läßt. Dies ist zulässig für eine solche Abschätzung, da sekulare Störungen der Bahnen durch die großen Planeten überwiegend die Inklination und Exzentrizität verändern, und weniger die große Halbachse, also eher den bzw. die Durchgangspunkte durch die betrachtete Fläche verschieben als die Frequenz dieser Durchgänge. Eine typische Apollo-Bahn kommt alle 5000 Jahre zur Überschneidung mit der Erdbahn, womit pro NEA eine Kollision in 200 Ma zu erwarten ist. [39-149] Detailliertere Abschätzungen geben für den durchschnittlichen NEA eine Querung der Erdbahn- oder Ekliptikebene pro Jahr, und pro Jahrmillion eine Passage eines erdähnlichen Planeten in 100000 km oder weniger an. Dies ermöglicht kaum eine Lebensdauer über 100 Ma im Bereich der Erdbahn vor einer katastrophalen Begegnung mit einem erdähnlichen Planeten. [37-43]

Tritt nun der Einfluß der Erdschwerkraft hinzu, wird das NEO bei einer nahen Begegnung zur Erde hingezogen und es vergrößert sich der effektive Erdradius dementsprechend. Das NEO bewegt sich im Bezugssystem der Erde auf einer hyperbolischen Bahn. Ist deren Perizentrumsradius kleiner als der fangwirksame Radius der Erde, so kommt es zur Kollision. Außerhalb der Einflußsphäre der Erde ist die Wirkung ihrer Gravitation meist zu vernachlässigen. Der Übergang von der sonnendominierten zur erddominierten Region ist an sich fließend. Man kann jedoch eine Einflußsphäre nach Tisserand definieren als

$$r'_{\oplus} \cong r_{\odot} \cdot (m_{\oplus} / M_{\odot})^{2/5} ,$$

deren Radius sich mit der Entfernung der Erde von der Sonne $r_{\odot} \cong a_{\oplus} = 1 \text{ AE}$ und dem Massenverhältnis von Erde und Sonne m_{\oplus} / M_{\odot} zu ungefähr $r'_{\oplus} = 0.00618 \text{ AE} = 2.405 \text{ LD} = 9.246\text{E}8 \text{ m} \approx 1\text{E}9 \text{ m}$ ergibt. In ihr ist der gravitative Einfluß der Erde bestimmend. Oft nimmt man an diesem Ort einen sofortigen Übergang von der elliptischen Umlaufbahn eines NEO um die Sonne zur hyperbolischen Bahn um die Erde an, um Umlaufbahnen grob zu berechnen. Es läßt sich

innerhalb dieser Sphäre ein effektiver Einfangradius der Erde angeben. Fliegt das NEO durch diese zu seinem Relativgeschwindigkeitsvektor senkrecht stehend und in großem Abstand von der Erde gedachte Kreisfläche ein, deren Zentrum mit dem Erdschwerpunkt auf einer relativgeschwindigkeitsvektorparallelen Linie liegt, so wird es von seiner ungestörten Bahn weit genug zur Erde hingezogen werden um mit ihr zu kollidieren. Geozentrisch betrachtet müssen die Summe der kinetischen und potentiellen Energie und der Bahndrehimpuls erhalten bleiben, und insbesondere in großer Entfernung und am Kollisionspunkt gleich sein. Der so ermittelte Rand dieser Fläche entspricht dabei einer tangentialen Kollision an dem der relativen geozentrischen Anflugrichtung gegenüberliegenden Punkt der Erde, und hat den Radius

$$r_{\text{eff},\oplus} = R_{\oplus} \cdot \sqrt{1 + (v_{\text{FL},\oplus}^2 / v_{\text{rel},\infty}^2)} ,$$

der bei geringen Relativgeschwindigkeiten gegen Unendlich, bei hohen gegen den Erdradius strebt. Die Erdfluchtgeschwindigkeit $v_{\text{FL},\oplus}$ ist eine Funktion des angenommenen fangwirksamen Erdradius' R_{\oplus} , und daher geringfügig vom betrachteten Objekt und seinem Verhalten beim Atmosphärendurchflug abhängig. Für koplanar-konzentrische Bahnen um die Sonne, also solche, auf denen sich Objekte mit den geringsten Relativgeschwindigkeiten bewegen, ergibt sich als Grenzfall der größtmögliche effektive Einfangradius. Ein hinreichend langsamer Kleinkörper, der diese Sphäre passiert, kann sich langfristig nicht der Erdkollision entziehen. Ihr Radius ergibt sich mindestens zu

$$r_{\text{eff},k-k\oplus} = \sqrt{-\frac{1}{2} R_{\oplus}^2 + \sqrt{((R_{\oplus}^4 / 4) + (2 m_{\oplus} R_{\oplus} r_{\oplus}^3 / M_{\odot}))}} ,$$

und ist nur vom Massenverhältnis Planet-Sonne, dem Planetenradius und dem Planetenabstand von der Sonne abhängig, der für die Erde $r_{\oplus} = 1 \text{ AE}$ beträgt, wenn $m_{\oplus} \ll M_{\odot}$, $R_{\oplus} \ll r_{\oplus}$ gilt. Er beträgt $r_{\text{eff},k-k\oplus} = 0.0040 \text{ AE} = 1.5568 \text{ LD} = 5.984\text{E}8 \text{ m} \approx 0.6\text{E}9 \text{ m}$. Für sehr lange Zeiträume, z.B. in der Akkretion der Planeten oder für die Kollision mit vorangehender Beeinflussung der Umlaufbahnen wird auch

$$r_{\text{eff},k-k\oplus'} = R_{\oplus} \cdot (8 \cdot (m_{\oplus} / M_{\odot}) \cdot (r_{\oplus} / R_{\oplus})^3)^{1/4}$$

für einen höheren Wert von $r_{\text{eff},k-k\oplus'} = 0.0057 \text{ AE} = 2.2017 \text{ LD} = 8.463\text{E}8 \text{ m} \approx 0.85\text{E}9 \text{ m}$ angegeben. Dieser Radius liegt ebenso wie der der Einflußsphäre nach Tisserand in der Größenordnung der Abmessungen der Hill- bzw. Roche-Sphäre, welche definiert ist durch die Orte, an denen ein Gleichgewicht der Gezeitenkräfte und der gegenseitigen Anziehungskräfte im zirkularen restringierten Dreikörperproblem besteht. Zu diesen Orten gehören auch die Lagrange-Punkte L1 und L2 inner- und außerhalb der Erdbahn. Der Radius der Hill-Sphäre beträgt

$$r_{\text{Hill},\oplus} = r_{\oplus} \cdot \sqrt[3]{(m_{\oplus} / 3 M_{\odot})}$$

und beträgt $r_{\text{Hill},\oplus} = 0.0100 \text{ AE} = 3.8932 \text{ LD} = 1.4966\text{E}9 \text{ m} \approx 1.5\text{E}9 \text{ m}$. [68-115ff.] Die Erdentfernung des Gleichgewichtszustandes der Anziehungskräfte als Maß für die Gleichwertigkeit der gravitativen Störungen liegt bei

$$r_{\text{equi},\oplus\odot} = r_{\oplus} \cdot \sqrt[3]{(m_{\oplus} / 2 M_{\odot})}$$

und beträgt $r_{\text{equi},\oplus\odot} = 0.01145 \text{ AE} = 4.4566 \text{ LD} = 1.713\text{E}9 \text{ m} \approx 1.7\text{E}9 \text{ m}$, womit also für die Erde in etwa gilt

$$r_{\text{eff},k-k\oplus} \approx 0.4 r_{\text{Hill},\oplus} ; \quad r_{\text{eff},k-k\oplus'} \approx 0.57 r_{\text{Hill},\oplus} ; \quad r'_{\oplus} \approx 0.6 r_{\text{Hill},\oplus} ; \quad r_{\text{equi},\oplus\odot} \approx 1.14 r_{\text{Hill},\oplus} .$$

Als Übergangszone kann für die Erde ein Bereich von etwa 2.2 bis 9 LD $\approx 0.84\dots 3.5\text{E}9 \text{ m}$ angenommen werden. [63-830] Für die Berücksichtigung des mittleren Einflusses des Mondes muß die Erdmasse jeweils um 1/81.2845 erhöht werden, um Werte für das zusammengefaßte Erde-Mond-System zu erhalten. Da der Durchmesser der Mondbahn nicht klein gegenüber den Abmessungen dieser Sphären ist, empfiehlt sich u.U. eine genaue Rechnung. Allgemeine Angaben für andere Planeten oder Monde ergeben sich durch Einsetzen der jeweiligen Fluchtgeschwindigkeit $v_{\text{FL}}^2 = 2\Gamma m/R$ bzw. des Massenverhältnisses m / M , des fangwirksamen Radius R des umlaufenden Körpers der Masse m und seines Abstandes r vom Zentralkörper der Masse M . [69]

Die oben angegebene Kollisionswahrscheinlichkeit eines beliebigen Objektes nach [42-94] erhöht sich abhängig von seiner Relativgeschwindigkeit $v_{\text{rel},\infty}$ zur Erde um den Faktor $r_{\text{eff},\oplus} / R_{\oplus}$. Die folgende Tabelle gibt einige typische Werte an.

$v_{\text{rel},\infty}$, km/s	0.1	1	3	5	10	15	20	25	40	60	73.14
$r_{\text{eff},\oplus} / R_{\oplus}$, $h_{\text{Atm}} = 0$	111.80	11.22	3.86	2.45	1.50	1.25	1.15	1.10	1.04	1.02	1.01
$r_{\text{eff},\oplus,\text{Atm}} / R_{\oplus,\text{Atm}}$	110.68	11.11	3.82	2.43	1.49	1.24	1.14	1.09	1.04	1.02	1.01
$W_{\text{Kollision}}$, 1E-10	1016.16	102.02	35.07	22.26	13.63	11.34	10.41	9.96	9.44	9.24	9.19
$W_{\text{Kollision},\text{Atm}}$, 1E-10	1047.39	105.16	36.17	22.99	14.12	11.76	10.82	10.35	9.82	9.62	9.57

Tabelle 2.13 - Effektiver Einfangradius der Erde bei verschiedenen NEO-Relativgeschwindigkeiten

Es zeigt sich, daß die Einschlagwahrscheinlichkeit für kleine Körper, die in der Atmosphäre stark abgebremst werden, für Körper geringer Flächendichte, und für Material, das den Durchflug durch die Atmosphäre nicht verkräftet, etwa 3.5 bis 4 % größer ist als für große feste Körper oder solche aus sehr dichtem und sehr festem Material. Aktive und inaktive Kometenkerne, ähnlich poröse NEA, oder aus losem Material zusammengesetzte NEO (»rubble pile«) tragen also ein leicht erhöhtes Risiko bei gegebener Relativgeschwindigkeit.

Für das Einschlagsrisiko bestimmend ist aber die Relativgeschwindigkeit. Die inoffiziell Arjuna genannten NEA z.B. haben durch geringe Inklinationen $i \leq 10^\circ$ und Exzentrizitäten $e \leq 0.1$ sehr erdähnliche Bahnen mit sehr geringen Relativgeschwindigkeiten unter etwa 5 bzw. 1.5 km/s in Erdnähe, und damit einen extrem erhöhten Einfangradius. Ihr spezifisches mittleres Kollisionsrisiko ist im Vergleich zu anderen NEO-Gruppen entsprechend um ein vielfaches höher, da sich der Einfangradius für die durchschnittlichen NEA und Kometen mit typischen Relativgeschwindigkeiten von etwa 15 bis um 25 km/s bzw. um 40 km/s kaum noch vom Erdradius unterscheidet. Gleichzeitig ist die Menge dieser Objekte besonders erhöht gegenüber den früheren Erwartungen. Zunächst wurde erwartet, daß es sich lediglich um einige Objekte handelt, die bei

Einschlägen auf dem Mond gerade eben bis über die Fluchtgeschwindigkeit beschleunigt worden sind, aber die Entdeckung vieler solcher Körper mit Durchmessern bis zu 100 m und darüber hinaus macht dies sehr unwahrscheinlich. Die als Arjuna-NEA verstandene Gruppe besteht zudem aus besonders dunklen Objekten von meist weniger als 150 m Durchmesser, die der Größe nach zwar vermutlich überwiegend monolithisch sind, aber aus relativ leichtem oder porösen Material bestehen, ähnlich den C-Klasse-Asteroiden oder den Meteoriten vom Typ der kohligen Chondrite. Die Arjuna-NEA vereinen also fast alle einfang- und einschlagrisikoerhöhenden Faktoren in sich. [37]

Mit den in Tabelle 2.10 und 2.11 aufgeführten Populationsschätzungen verbundene Abschätzungen der Einschlagshäufigkeit für charakteristische Objektgrößen führt die folgende Tabelle auf.

Mit angegeben sind mit der jeweiligen allgemeinen Abschätzung verbundene Schätzungen der Einschlagsintervalle, der Größe, des Materials und des Energieinhaltes von Objekten, die besondere Einschlagsereignisse verursacht haben. Dies sind in der Regel die Tunguska-Explosion von 1908 und der einige 10 ka alte Meteor Crater in Arizona, auch bekannt nach dem offiziellen Namen und somit der Handelsbezeichnung der dort gefundenen Eisenmeteoritenfragmente als Canyon Diablo - zu deutsch Teufelsschlucht.

Quelle	Datum	NEA 10km	NEA 1km	spNEC	weitere Angaben	Tunguska- intervall	Tunguska- objekt
Ekrutt [14]	1977		>> Ma		praktisch risikofrei		
Lemcke [70]	1981		~1 Ma (880 m)		1000/Ga >1E13 kg, Ablation 80...90 % °)		»klein«
Heide [39-55]	1988		250 ka		NEA 0.5 km: 100 ka		
Shoemaker [38- 106ff.,151]	? 1988 < 1992		313 ka 333 ka			2000 a	10 MtTNT Komet
Cox, Chestek [65-30ff.]	1996	existent, größter NEA	0.3 ...1Ma, (1.6km)		Tunguska-Energie je nach Quelle sehr verschieden		~46 m; 4...40 MtTNT
Gehrels [47]	1996	100 Ma	300 ka	3 Ma	Diablo: 30 m FeNi	100 a	60 m Stein
Lewis [37-61]	1997				Diablo: 15MtTNT		15 MtTNT
SuW Special [7-263ff.]	1997	100 Ma	einige 100 ka	100 Ma	NEA 1 km mit NEC; Tunguska ~ US- Atomtest »Mike«	~100 a	40 m Stein h = 5 km ~10.4 Mt
Atkinson [65- 9ff.]	1999	100 Ma ...20 km			Diablo 30 m, 6E10 kg, 3.5 MtTNT	30...100 a	50...100 m 10...20 Mt
Steel [42- 86f.,96]	2000	z.Zt. ∞	100 ka (800 m)	10 Ma (groß)	Diablo 40 m FeNi	unbek. da Luftexpl.	60 m Stein 10...20 Mt
Steel [42- 122f.]	2000				NEO 0.1...1 TtTNT ≈ 1...2 km: 100...500 ka		
Werner [56]	2000	25...70 Ma	70...200 ka		Diablo 30 m FeNi	100... 600a	50 m Stein in 8 km
Steel [48- 145ff.]	2002		*) 217... 303 ka		856 ka für 322 bek. NEA, H ≤ 18 mag *)	*) 158... 190 a	*) H = 24 mag
Harris [51]	2003		600 ka		1090 ±180 NEA/PHA ≥ 1 km	2...3 ka	60 m
Spaceguard [67]	2004		500 ka		1000...1200 PHA ≥ 1 km, ≤ 5E5 50...100 m	1 ka	50...100 m

°) 40...50 Land-, > 100 Ozeankrater > 10 km; Nördlinger Ries: 15 GtTNT, 0.5...0.9 km - *) nach [48-145ff.] 322 bekannte NEA mit $H \leq 18$ mag, $Q \geq 0.983$ AE, $q \leq 1.017$ AE, individuell berechnet für $e_{\oplus} = 0.0167$; hochgerechnet auf 1090 ±180 NEA/PHA ≥ 1 km nach [51]. H = 22...24 mag entspricht 100 m, je nach Albedo; 1023 bekannt mit $H \leq 24$ mag, hochgerechnet mit 5...6E5 NEA/PHA ≥ 100 m nach [37].

Tabelle 2.14 - Schätzungen der mittleren Einschlagsintervalle von Kleinkörpern bestimmter Größe

Verbunden mit der zu Tabelle 2.12 erläuterten Populationsabschätzung geben Werner und Harris auch für die abgeschätzten Einschlagsintervalle eine detailliertere Darstellung, die in der folgenden Tabelle zusammengefaßt ist. Die Intervalle sind zwar für einen bestimmten NEA-Durchmesser angegeben, jedoch der möglichen Durchmesservariation der Helligkeitspopulation angepaßt, indem eine entsprechend große Spanne berücksichtigt wird. Die Unsicherheit sinkt entsprechend vom Faktor 10 bei sehr kleinen Objekten auf unter 3 bei den größten.

Ø(NEA), m	Intervall $\geq \emptyset$ (1999), a ^{o)}	Vergleichbares Ereignis, Bemerkungen	Intervall $\geq \emptyset$ (1994), a ¹⁾
10	0.8 ... 8	Feuerball	3.2
60	100 ... 600	Tunguska, ab 50 m Stein oder Komet	350
100	250 ... 1700		1500
1000	70k ... 200k	700 \pm 230 NEA dieser Größe vermutet (Albedo = 0.19)	200k
10000	25M ... 70M	K/T-Limit, 10...15 km für Chicxulub-Krater 165...300 km	40M

^{o)} [56] nach Poveda et al. 1999; Shoemaker 1990 - ¹⁾ [71] Chapman, Morrison, 1994; Ø 120 m ~ 100 MtTNT

Tabelle 2.15 - Mittlere Einschlagsintervalle von Kleinkörpern verschiedener Größen

Diese Angaben decken sich mit Modellen der orbitalen Evolution von Hauptgürtelasteroiden, wenn, wie kürzlich festgestellt, im Hauptgürtel etwa doppelt so viele Körper größer als 1 km vorhanden sind, wie zuvor angenommen. Messungen des Infrarotsatelliten ISO konnten 160 solche Körper pro Quadratgrad nachweisen, womit ihre Gesamtzahl dort auf 1500000 abzuschätzen ist. Dies ergibt ein mittleres Einschlagsintervall von 100 bis 300 ka. [7-70f.][72] Für die Anzahl der Hauptgürtelasteroiden zwischen Mars und Jupiter mit einer scheinbaren Helligkeit von 19 bis 23 mag bzw. einem Durchmesser von 1 bis 3 km läßt sich aus zufälligen Aufnahmen der WFPC2 des HST eine Untergrenze von 300000 angeben. Diese Zahl wurde hochgerechnet aus etwa 100 in den 28000 qualitätsüberprüften WFPC2-Aufnahmen gefundenen, kurvigen Asteroidenspuren, die durch die Bahnbewegung des HST eine parallaktische Entfernungsbestimmung ermöglichten. [73]

Größere Krater auf der Erde können nicht zur Abschätzung der Einschlagsrate herangezogen werden, da sie in den ihrer Größe zugeordneten Einschlagsintervallen starken geologischen Effekten unterliegen, die sie zerstören oder verbergen. Sie unterliegen der Abtragung durch die Verwitterung ebenso wie der Überdeckung durch Sedimentation und der Zerstörung durch die Plattentektonik der Erde. Von den kleineren Objekten unter etwa 200 m Größe, die häufig genug einschlagen würden, um durch geringe Verwitterung halbwegs zuverlässig zählbare Kraterdichten zu erhalten, zerplatzt ein sehr hoher Anteil in der Atmosphäre ohne Krater zu hinterlassen. Schätzungen nach Kraterdichten auf der Erde ergeben um mehrere Größenordnungen zu hohe Einschlagsintervalle für alle Impaktorgrößen. Der Einschlag eines 200-m-Objektes ist nur alle 160000 Jahre kraterbildend, aber alle 2500 Jahre in Form einer Luftdetonation zu erwarten. [74]

Aus der Kraterbildung auf seit langer Zeit unbeeinflussten Himmelskörpern wie dem Mond kann auf die mittlere Einschlagsrate von Objekten einer bestimmten Energiefreisetzung geschlossen werden, und somit eine entsprechend definierte Population von Impaktoren abgeschätzt werden.

Größen- und Dichtenverteilung einer über die absolute Helligkeit ermittelten Population können damit eingegrenzt werden, sofern die Annahme zutrifft, daß die Einschlagsrate über den mit Bodenproben des Himmelskörpers datierten Zeitraum ebenso konstant war wie die Struktur der Population. Ob diese bisher generell verwendete Annahme zutrifft, ist unbekannt, es mehren sich aber die Zeichen, daß es in der jüngeren geologischen Vergangenheit zum Teil erhebliche Variationen der Einschlagsrate in Erdnähe gegeben hat. Diese Variationen werden durch die Untersuchung der Bestrahlungsalter der Meteorite verschiedener mineralogischer Klassen auf Kollisionsereignisse im Hauptgürtel der Kleinplaneten zurückgeführt. [39-142ff.] Von diesen Ereignissen rühren einige Asteroidenfamilien her, die nach ihren extrem ähnlichen Bahnen und spektralen Eigenschaften in Familien zusammengefaßt werden, und deren erste 1918 vom japanischen Astronomen Hirayama entdeckt wurde. Das Alter der meisten Hirayama-Familien ist schwer datierbar. (243) Ida, die 1993 von der Sonde Galileo fotografiert wurde, gehört der Koronis-Familie an, die 55 Körper über 13 km Durchmesser umfaßt, und hat eine etwa 1.5 Milliarden Jahre alte Oberfläche. Das Alter der Karin-Familie wurde durch Rückrechnung der Bahnen auf nur 5.8 Millionen Jahre bestimmt. Kollisionsmodellen nach zerschlug ein nur 3 km großer Asteroid mit 5 km/s Relativgeschwindigkeit den etwa 25 km großen Mutterkörper dieser mindestens 39 Objekte, deren größtes mit etwa der halben Ursprungsmasse (832) Karin ist. Ein im Infraroten nachweisbares Staubband entstand wahrscheinlich infolge dieses Ereignisses. [75] Es ist danach möglich, daß wir in einer Zeit mit einer gegenüber dem Mittel der letzten etwa drei Milliarden Jahre deutlich erhöhten Einschlagshäufigkeit leben, womit Schätzungen der Einschlagsrate nach Proben der Mondoberfläche deutlich zu niedrig sind. Außerdem kann aus der Kraterzählung allein nicht auf den verursachenden Anteil der Kleinplaneten und Kometen geschlossen werden, da die Kratergröße nur von der explosiv freigesetzten Energie abhängt.

Daher werden mittlere Einschlagsintervalle üblicherweise aus einer wie oben erläutert geschätzten NEO-Population ermittelt, indem geeignete Annahmen über Material, Porosität und Dichte gemacht werden, die zur Einschlagsenergie führen. In so ermittelten Intervallen sind daher alle möglichen Unsicherheiten über die Eigenschaften von NEO akkumuliert. Die folgende Tabelle zeigt die sehr detaillierte Aufstellung von mittleren Einschlagsintervallen nach [37] von 1997 mit ergänzenden Werten anderer Untersuchungen. Zusätzlich zur dort aufgeführten Energie ist der Äquivalentdurchmesser für die dort meist angenommenen, relativ hohen Werte $\rho = 2000 \text{ kg/m}^3$, $v = 25000 \text{ m/s}$ angegeben. Dieser Äquivalentdurchmesser kann schon mit den in [37] angegebenen Werten um den Faktor 4.6 variieren, da die volumenspezifische Energie $E_{\text{kin,sp,V}} = \frac{1}{2}\rho v^2$ praktisch etwa um den Faktor 100 variiert. Mit den für NEA zu erwartenden Dichten von etwa 1000 bis zu 7800 kg/m^3 und Einschlagsgeschwindigkeiten von 11 bis 40 km/s wird $E_{\text{kin,sp,V}} \cong 6E10..12 \text{ J/m}^3$. Mit den angegebenen Werten für Kometen und ihre exzentrischen Umlaufbahnen, also Dichten von unter 200 bis 2500 kg/m^3 , bzw. Relativgeschwindigkeiten von 11 bis 73 km/s wird $E_{\text{kin,sp,V}} \cong 1.25E10..6.78E12 \text{ J/m}^3$, variiert also nach [37] um den Faktor 1725. Hier gewählt wurde der beide Bereiche vertretende Wert $E_{\text{kin,sp,V}} = 6.25E11 \text{ J/m}^3$. [37-44] Unter den zum Vergleich angeführten Werten anderer Untersuchungen ist besonders die von Phil Bland und Natalia Artemieva zu beachten: Für Körper von 200 m streuen die Werte des in dritten Untersuchungen ermittelten Einschlagsintervalles um den Faktor 64. Wesentlicher Grund dafür ist, daß die Luftdetonationen solcher relativ kleiner Körper am Boden zwar große Verheerungen anrichten, jedoch kaum in geologischen Zeiträumen bleibende Spuren hinterlassen. Dies spricht für eine gegenüber [37] 1.6- bis 2.25-fache höhere Einschlagsrate in diesem Bereich des Größenspektrums. [74]

Energieinhalt, Angabe	Energieinhalt, J	Äquivalent- Ø n. [37], m	Intervall, a	mit dem Ereignis nach [37] verbundene Nebenumstände
Sterilisation	1E27	^{o)} (200000)		v = 50 km/s ^{o)} ; Biosphäre total - 3.87 Ga ²⁾
K/T-Wende		¹⁾ (>12407)	100000000	Tiere > 25 kg Lebendgew. total - 160 Ma ²⁾
1 PtTNT	4.1E24	23273	100000000	extremes globales Massensterben der Arten
100 TtTNT	4.1E23	10802	~10000000	globales Massensterben der Arten
1 TtTNT	4.1E21	2327	800000	sichere globale Zivilisationsvernichtung
100 GtTNT	4.1E20	1080	250000	
16 GtTNT	6.6E19	586	200000	
10 GtTNT	4.1E19	501	70000	mögliche globale Zivilisationsvernichtung
8 GtTNT	3.3E19	465	66667	
≥1GtTNT	≥4.1E18	≥233	10000	
1 GtTNT	4.1E18	233	8000 ...10000 ...12000	typischer Tsunami-Einschlag; kleinste photographisch sichtbare NEO [37-78,209]
1 GtTNT	4.1E18	233	63000 ± 8000	normiert 960±120 NEO H < 18 mag [63-18]
635 MtTNT	2.6E18	³⁾ 200	160000	bildet lange nachweisbaren Krater [74]
635 MtTNT	2.6E18	³⁾ 200	2500	Luftexplosion ohne bleibenden Krater [74]
103 MtTNT	4.2E17	109	~2000	Scenario H, detaillierte Effekte [37-195ff.]
100 MtTNT	4.1E17	108	1500 ...2000	
83 MtTNT	3.4E17	102	1400	Scenario H, detaillierte Effekte [37-195ff.]
27 MtTNT	1.1E17	70	700	Scenario H, detaillierte Effekte [37-195ff.]
≥20MtTNT	≥8.3E16	≥63	500...1000	und ≥100k Tote; 360 p.a. in 100*100 a ²⁾
≥1MtTNT	≥4.1E15	≥23	~10	
≥100 ktTNT	≥4.1E14	≥11	~1	
10...20 ktTNT	4...8E13		0.08	DSP BMEWS
10 ktTNT	4.1E13	6	0.1	Spaceguard
< -20mag 1...20 ktTNT	~4E13 [37-87]	≥2.5	0.5 ... 1	nur über US-Metropolen; vergleichbar nach [37-87] mit v = 15 km/s: 15...80 m
...~12 ktTNT	...~5E13	≤6	0.04	DSP BMEWS weltweit, 250 / 10 a [65-23]
Masse 1t	3.1E11	1	0.01	[65-8f.]

Anmerkungen s. folgende Seite

Tabelle 2.16 - Mittlere Einschlagsintervalle für bestimmte Energiefreisetzungen

[37-8,74,78,113f.,124,184ff.,202ff.,208] - dort verwendet $100 \text{ MtTNT} \approx \text{Äquivalent-}\varnothing 100 \text{ m} \approx \frac{1}{2}\rho v^2 = 7.85 \text{E}11 \text{ kgm/s}^2 \approx 74 \text{ km/s}$, $287 \text{ kg/m}^3 \dots 14 \text{ km/s}$, 7800 kg/m^3 - °) Globale Sterilisation der Biosphäre: mindestens ein Kometenkern 200 km , 50 km/s , da keine NEA $>5 \text{ km}$, NEC $>10 \text{ km}$, $\rho = 200 \text{ kg/m}^3$ angenommen, nach [37-114] - ¹⁾ K/T-Ereignis Mindestvolumen 1000 km^3 für die berichteten Durchmesser des Chicxulub-Kraters von 180 bis $>300 \text{ km}$ [37-113] - ²⁾ mittlerer Opferbeitrag p.a. über Intervall bzw. Szenariolaufzeit nach [37], a - ³⁾ nach Durchmesserangabe in [74] (11/2003)

zu Tabelle 2.16 - Mittlere Einschlagsintervalle für bestimmte Energiefreisetzen

Einigermaßen sichere Angaben zur NEO-Population können durch teleskopische Beobachtung nur für den Anteil heller als etwa $H = 18$ mag gemacht werden, da kleinere oder dunklere Objekte schwer in größerer Entfernung aufzufassen sind, und zu selten in ausreichende Erdnähe gelangen, als daß eine so große Zahl beobachtet würde, daß sie eine Überprüfung der Populationsschätzungen erlauben würde. Die Menge extrem häufiger, sehr kleiner Objekte kann mit Beobachtungen von Boliden in der Erdatmosphäre und Einschlagsfeuerbällen auf dem Mond überprüft werden. Bei Objekten von weniger als etwa ein bis fünf Meter Durchmesser treten solche Erscheinungen häufig genug auf und sind intensiv genug, um mit Satelliten zur Raketenfrühwarnung an der Erde und mit Videoteleskopen am Mond wahrgenommen zu werden. [37-80f.][76] Sogar für Raumsonden wird diese Beobachtungsmethode zur Feststellung der lokalen Impakthäufigkeit vorgeschlagen. Die mit der Ausstattung der Sonde New Horizons sichtbaren Direkttreffer von Kleinkörpern des Kuipergürtels auf dem Zwergplaneten Pluto, einem für diesen Zweck als faktisch atmosphärellos anzusehenden Körper, sind häufig genug, um im Zuge der Mission durch die Beobachtung der Nachtseite untersucht zu werden. [48-871ff.]

An großen Einschlägen wurden bisher nur zwei Ereignisse beobachtet:

Gervase of Canterbury berichtet über eine am 25.06.1178 von mehreren Personen gemachte Beobachtung, die die typischen Merkmale eines Großeinschlages auf dem Mond umfaßt [37-50f.][29-105f.]. Es ist sehr wahrscheinlich, daß an diesem Tag der Krater Giordano Bruno geschlagen wurde. Nach photogeologischen Untersuchungen handelt es sich dabei um den jüngsten großen Krater auf dem Mond. Mit 20 km Durchmesser entspricht er einer Energiefreisetzung von etwa 120 GtTNT , oder einem Einschlag von 2 km^3 massivem Stein bei 14 km/s typischer Einschlagsgeschwindigkeit für ein Objekt des mit dem Kometen Encke verbundenen Tauridenkomplexes, der um dieses Datum im Jahr besonders aktiv ist, und im 12. Jahrhundert generell eine stark erhöhte Aktivität mit vielen Feuerbällen zeigte. Ein solcher Einschlag ist auf der Erde durch ihre höhere Fläche und Masse etwa zwanzig mal häufiger als auf dem Mond; s. Tab. 2.13.

Der zweite beobachtete Großeinschlag ist der des fragmentierten Kometen Shoemaker-Levy 9 auf dem Jupiter im Juli 1994, der trotz der fast zweitausendfachen Entfernung ebenfalls von der Erde aus sichtbar war. [40][41] Dieser Körper scheint ein sich durch gasfreie Staubemission kometenähnlich verhaltender Körper aus Asteroidenmaterial gewesen zu sein. Bei einem früheren Vorbeigang an Jupiter im Jahre 1992 war er in mehrere Fragmente zerbrochen, die bei einem angenommenen Anfangsdurchmesser von wenigen Kilometern etwa hundert bis zweihundert Meter groß waren.

Es besteht also eine wesentliche Lücke in der Überprüfbarkeit von Populationsschätzungen bei Objekten zwischen einigen zehn und einigen hundert Metern, wobei die Unsicherheit zu kleineren und größeren Körpern hin nur langsam abnimmt. Besonders unsicher sind Schätzungen in diesem Bereich neben den Effekten durch nicht kraterbildende Luftexplosionen auch deshalb, da Einheiten von etwa 150 m Durchmesser die größten festen Asteroiden zu sein scheinen, wie man an Beobachtungen der Rotationsperiode feststellen kann. Außer einem bisher bekannten Ausnahmefall rotieren größere Asteroiden über etwa 200 m Durchmesser nie schneller als es ihr gravitativer Zusammenhalt erlaubt. Alle bisher untersuchten kleineren Asteroiden dagegen rotieren immer, und oft sehr viel schneller als der Grenzwert für festigkeitslose Aggregate von $P = 2.1$ h, müssen also massiv oder zumindest monolithisch-porös sein, da sie nur von ihrer eigenen Materialfestigkeit zusammengehalten werden können. Nur der etwa 0.7 km große, mit einem Achsenverhältnis von 1.4 deutlich ovale Amor-Asteroid 2001 OE84 rotiert mit einer Periode von 29 Minuten schneller als der Grenzwert. [48-743ff.] Dies und der Anteil extrem ellipsoider, kontaktbinärer und binärer Asteroiden unter den NEA deutet darauf hin, daß Körper größer als etwa 150 m gewissenmaßen lockere Schutthaufen (engl. rubble pile) darstellen. Sie bestehen aus Elementen jeder Größe zwischen Staubkörnern und etwa 150 m mittlerem Durchmesser, die nur von ihrer eigenen Schwerkraft zusammengehalten werden. Ein derartiges Objekt kann sich bei äußeren Einflüssen flexibel wie eine lockere Geröllpackung oder auch wie ein nahezu kontinuumsartiges Fluid verhalten. Modellierungen zeigen, daß Objekte unter ähnlichen Einflüssen wie Shoemaker-Levy 9 sich in eine Tropfenkette aufspalten [58-310] oder den durch eine nahe Planetenbegegnung aufgezwungenen Drehimpuls durch Abspaltung eines Tropfens reduzieren, der dann zu einem Mond oder Binärpartner wird. [7-61][48-737ff.] Ein optisch eindrucksvoller Beleg für diese Theorie sind die Aufnahmen des PHA (25143) Itokawa von der Sonde Hayabusa aus. [77] Ein weiterer Hinweis auf die Richtigkeit dieser Annahme ist die geringe Dichte vieler Kleinkörper, die nur durch eine z.T. sehr hohe Porosität erklärbar ist. Außerdem zerbrach Shoemaker-Levy 9 in Bruchstücke gerade der für dieses Modell zu erwartenden Größe. Nur mit einer bestimmten Kombination aus Porosität und Dichte - 600 kg/m^3 - ergibt sich in Simulationen das beobachtete Bruchverhalten und die folgende »Tropfenbildung«. Ähnliche Bruchstücke erzeugen viele (echte) Kometen, wenn sie gelegentlich unter dem Einfluß der intensiven Sonnenstrahlung im inneren Sonnensystem zerbrechen. [60][78] Eine große Menge von Kometen muß zerbrechen, da sonst eine wesentlich höhere Anzahl inaktiver Kerne zu beobachten sein müßte. Sie stellen daher als Kometen einen sehr kleinen Teil des Einschlagrisikos [63-10f.], jedoch ist das Verhalten ihrer kleinen Trümmer unbekannt. Die Beobachtung der vom Kometen 1P/Halley stammenden Meteore des η -Aquariden-Meteorstromes zeigt Dichten der Staubpartikel von 10 (!) bis 1000 kg/m^3 , und alle von 1P/Halley erzeugten Ströme haben eine mittlere Dichte der Teilchen von 250 kg/m^3 . Einzelne Teilchen, die vom Staubdetektor auf der Sonde Giotto gemessen wurden, hatten Dichten von 100 bis 4000 (!) kg/m^3 , im Größenbereich von $1\text{E-}19 \text{ kg}$ bis $1.1\text{E-}6 \text{ kg}$ Masse bzw. $0.1 \mu\text{m}$ bis 1.3 mm Durchmesser. Die dichtesten Teilchen dürften dichten Silikaten entsprechen, die mindestens einen erheblichen Teil der nichtflüchtigen Masse stellen, aus der die Staubteilchen ausschließlich bestehen, da sie bei der Verdampfung der flüchtigen Anteile des Kerns in die intensive Sonnenstrahlung transportiert wurden. Die geringsten Dichten deuten somit auf eine Porosität von bis zu 99.75 % hin. Wieviel der Hohlräume zuvor von flüchtigen Substanzen gefüllt war, ist unbekannt. Insgesamt maßen die Staubinstrumente der Sonde einige hundert Milligramm Staub, woraus eine Produktionsrate von $6\text{...}10\text{E}3 \text{ kg/s}$ abgeschätzt wurde. Die Dichte des Kerns wurde mit Giotto auf 100 bis 300 kg/m^3 abgeschätzt, womit die Porosität selbst bei hohem Wasseranteil um 90 % liegen könnte, mindestens

aber bei etwa 70 %. [79] Dieser Wert ergibt sich auch aus Modellen zur Bildung der Planetesimale aus Staubpartikeln im frühen Sonnensystem. Staubagglomerate aus der protoplanetaren Bildungsphase weisen danach mindestens (!) 85 % Porosität auf, also weniger als 15 % Feststoffvolumenanteil und -dichte, sind aber durch van-der-Waals-Haftung mechanisch erstaunlich stabil, wie in Versuchen mit künstlich agglomerierten Staubkuchen gezeigt werden konnte. Möglicherweise haben auch die später durch Einschlagsauswürfe gebildeten Staubdecken auf Asteroidenoberflächen durch die geringe Schwerkraft ähnliche Eigenschaften. Später kann Stoßkompaktion durch Kollisionen im solaren Urnebel mit den dort maximal möglichen Geschwindigkeiten von etwa 50 m/s die ursprünglich sehr porösen Agglomerate höchstens auf eine Mindestporosität von 65 % verdichtet haben. Dies paßt zur Zerbrechlichkeit von Sungrazer-Kometen und zu den mit Raumsonden ermittelten Kometenkerndichten. [2][80] Ein weiterer deutlicher Hinweis auf das Zutreffen des »rubble pile«-Modells ist, daß feste Körper die anzunehmenden Einschlagsraten und -intensitäten im Hauptgürtel der Kleinplaneten nicht überstehen können ohne zertrümmert und zerstreut zu werden, da nur lockere, poröse Körper die größten auftretenden Energien ohne Zerstreung der Trümmerstücke überstehen. Sie können durch ihre Porosität und fluidartige Flexibilität wesentlich mehr Energie absorbieren, die dann nicht zur Zerstreung von Trümmern aus dem Schwerfeld der Kollisionspartner heraus zur Verfügung steht. Zertrümmerte »rubble piles« sind also das unvermeidbare Resultat der hohen Kollisionsrate in Kleinplanetengürteln, und sie sind die notwendige Voraussetzung für das Weiterbestehen eines der Kollisionspartner. [63-66ff.]

Der Größenbereich dieser Bruchstücke vormals fester Körper und der vermuteten massiven Subeinheiten größerer NEA ist aber gerade die Klasse von Kleinkörpern, die in der Kombination von Häufigkeit und Auswirkung ihrer Einschläge sowie Entdeck- und Katalogisierbarkeit ihrer vollständigen Population die größte Bedrohung darstellt.

2.3. Auswirkungen des Einschlags eines kleinen Körpers auf der Erde

Wie bereits erwähnt ist die Hauptwirkung des Einschlages eines Kleinkörpers des Sonnensystems auf einem anderen Himmelskörper eine explosive Freisetzung der in ihm enthaltenen kinetischen Energie, die sich in seiner Masse und seiner momentanen Relativgeschwindigkeit gründet. Da alle die Erde betreffenden möglichen Einschlagsgeschwindigkeiten weit über der Schallgeschwindigkeit in jedem beteiligten Material liegen, verhalten sich alle Materialien während der Prozesse bei einem Einschlag wie Fluide, die von Stoßwellen beeinflusst werden. Dies gilt auch für die Atmosphäre und Wasserkörper wie die Ozeane. Langsamere Prozesse, die der explosiven Energiefreisetzung folgen, sind auf der Erde von der Schwerkraft dominiert, werden aber von Materialeigenschaften wesentlich beeinflusst, so daß Luftdetonationen, Ozeaneinschläge und kraterbildende Einschläge auf dem Land und ihre Auswurfmassen sich jeweils sehr unterschiedlich verhalten

Den schnellen Prozessen gemeinsam ist das Verhalten als Explosion, die von einem im Verhältnis zum Wirkbereich sehr kleinen Volumen ausgeht. Hierüber liegen aus der langen Geschichte der konventionellen, und besonders der nuklearen Explosivstoffe umfangreiche technische Erfahrungen vor. Die Explosionseffekte im Wirkbereich sind mindestens ebenso gut dokumentiert. Es bietet sich daher an, die bereits angegebenen Energien in den Kontext dieser Erfahrungen zu stellen, und in der

folgenden Tabelle mit einigen mit technischen Mitteln herbeigeführten Explosionen zu vergleichen.

Ereignis, Jahr	Energie	Detonationshöhe, m ü.G.	Maximalhöhe, m	Optimalhöhe, m	Bemerkung
Halifax, 1917	3 ktTNT	0			größte konventionelle Explosion (Munitionsfrachter)
Alamogordo	°) 18 ktTNT	20			Turmdetonation, 1. Atomtest
Hiroshima, 1945	°) 12.5ktTNT	580			Detonationshöhe sub-optimal
Nagasaki, 1945	°) 19 ktTNT	469			Detonationshöhe sub-optimal
frühe Atomtests	1 MtTNT		7000	2500	moderne Waffen < 1 MtTNT
großer Atomtest	10 MtTNT		13000	4700	größte einsetzbare Waffen
Tunguska, 1908	15±5 MtTNT	7000			nahezu optimale Deton.höhe
Canyon Diablo	15 MtTNT	0			Meteor Crater, Arizona
RDS 30.10.1961	1) 58 MtTNT	4000			größter Atomtest, m = 27 t 1)
Krakatau, 1883	~100 MtTNT	0			größte moderne Eruption
RDS, 1961	100 MtTNT		29000	10450	größte hergestellte Waffe 1)
Santorin, antik	~1 GtTNT	0			größte historische Eruption

°) auch [81][82], offiziell...max. Schätzung: 19...21, 15...16, bzw. 21...23 ktTNT - 1) nach [37]; sowjetisch: 50 MtTNT, U.S.: 57 MtTNT, bis zu 62 MtTNT genannt; von 100...150 MtTNT gedrosselt durch den Ersatz des Uran-Fissionsmantels (»secondary tamper«) durch Blei [25]

Tabelle 2.17 - Vergleich natürlicher Explosionen in moderner Zeit mit technischen Explosionen

Einschläge in die Ozeane oder auf Land setzen den Hauptteil ihrer Energie beim Auftreffen auf das jeweilige Medium frei, und ein Großteil der Energie wird im jeweiligen Medium deponiert. Landeinschläge führen zur Kraterbildung mit entsprechenden Auswurfdecken, wobei ein Vielfaches der Impaktormasse bewegt wird, und zu heftigen Erdbeben durch die Einschlagsstoßwelle. Der Durchmesser D_{Krater} des Kraters kann nach [83] mit der Einschlagsenergie abgeschätzt werden zu

$$D_{\text{Krater}} = C_{\text{Krater}} \cdot E^{(1/3.4)} ,$$

wobei C_{Krater} vom resultierenden Kraterdurchmesser abhängt, da es bei je nach Grundgestein etwa 3 km großen Kratern zu einem fließenden Übergang von einfachen Schüsselformen wie dem Meteor Crater (Canyon Diablo) zu Kratern mit Zentralberg wie dem Steinheimer Becken oder dem Nördlinger Ries kommt. Es gilt für Krater auf der Erde

$$C_{\text{Krater}} = 0.014415 \text{ m}/(J^{(1/3.4)}) \quad \text{für } D \leq 3 \text{ km},$$

$$C_{\text{Krater}} = 0.018739 \text{ m}/(J^{(1/3.4)}) \quad \text{für } D \geq 3 \text{ km}.$$

Es läßt sich aus der Größe des Kraters also die des Impaktors berechnen, wenn man geeignete Angaben für die Dichte ρ und die Einschlagsgeschwindigkeit v machen kann, z.B. aus der Untersuchung von Ablationsrückständen des eingeschlagenen Objektes. Der Durchmesser \varnothing des Impaktors ergibt sich dann zu

$$\varnothing = 2 \cdot \sqrt[3]{(3 \cdot (D_{\text{Krater}} / C_{\text{Krater}})^{3.4} / (2 \pi \rho v^2))} .$$

Mit $\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$, $v = 20000 \text{ m/s}$ und E in ktTNT ergibt sich für große Krater über 3 km die praktische Faustformel

$$\varnothing = 2 \cdot \sqrt[3]{(2 E_{\text{kt}})} .$$

Für andere Himmelskörper kann man die Kratergröße mit der lokalen Schwerebeschleunigung skalieren, wobei gilt

$$D_{\text{Krater,lokal}} / D_{\text{Krater,\oplus}} = (g_{\oplus} / g_{\text{lokal}})^{1/6} .$$

Die Auswurfdecke breitet sich auf atmosphärelosen Körpern in der Regel über die gesamte Oberfläche aus, jedoch mit stark mit der Entfernung abnehmender Deckendichte. In einer Atmosphäre kommt es zur Abbremsung der Auswurfmassen, so daß sich die Auswurfdecke bei Einschlägen bis zu einer gewissen Größe des Einschlages um den Krater konzentriert, auf der Erde innerhalb weniger Krateradien Abstand, und entsprechend höher ausfällt. Staub, feine Schmelztröpfchen und Brandaschen werden jedoch durch die Atmosphäre global verdriftet und haben vergleichbare Auswirkungen auf das Klima, wie man sie von extremen Vulkanausbrüchen kennt. Bei sehr großen Einschlägen verlassen die Auswurfmassen die Atmosphäre und verursachen beim Wiedereintritt eine global verteilte intensive Hitzestrahlung, auch durch Luftdetonationen, wie im Folgenden beschrieben.

Die Magnitude von bei Landeinschlägen ausgelösten Erdbeben läßt sich aus den mit bekannten Kernwaffentests abgeleiteten Eichkurven für Überwachungen von Rüstungskontrollverträgen extrapolieren. In [84] wird eine nach Messungen des britischen Verteidigungsministeriums und des Lawrence Livermore National Laboratory an einem französischen, vier sowjetischen und 18 amerikanischen Kernwaffentests mit bekannter Sprengkraft zwischen 12.5 ktTNT und 5 MtTNT geeichte Funktion für die Magnitude von Oberflächenwellen, sowie eine mit zwei französischen, fünf sowjetischen und sieben amerikanischen Tests von 3 ktTNT bis 1 MtTNT geeichte für Raum- oder P-Wellen angegeben. Die Eichkurven sind logarithmische Funktionen der Energie mit der Grundform

$$\text{MAG}_{iW} = C_{iW1} \cdot \log(E) + C_{iW2} ,$$

wobei für Oberflächenwellen gilt

$$C_{\text{OFW1}} = 0.9763 ; C_{\text{OFW2}} = -10.1642$$

und für Raum- oder P-Wellen

$$C_{RW1} = 0.9620 ; C_{RW2} = -7.8420 \quad \text{für } E < 3.3E14 \text{ J} \approx 80 \text{ ktTNT}$$

$$C_{RW1} = 0.3904 ; C_{RW2} = +0.4497 \quad \text{für } E > 3.3E14 \text{ J} \approx 80 \text{ ktTNT}.$$

Der tatsächliche Energieinhalt einiger der verwendeten Tests weicht aber von dem so ermittelten Wert in beide Richtungen um bis zu eine halbe Magnitude ab, möglicherweise je nach geologischer (Test-)Geländebeschaffenheit, da die sowjetischen Tests für Oberflächenwellen sämtlich deutlich über der Eichkurve liegen, für Raumwellen aber meist nur knapp darunter. Der jeweiligen erzielten oder angegebenen Energie nach sind den beiden Kurven jeweils verschiedene Tests zugrundegelegt, so daß eine systematische Verschiebung nicht sicher ist. Die Magnitudenskala selbst ist logarithmisch zur Energie der betreffenden Wellenart, also kann die Effizienz der Ankopplung der Energie an das Gestein um eine Größenordnung schwanken. Üblicherweise angegeben wird bei Erdbeben die Oberflächenwellenmagnitude. Die in einem seismischen Ereignis herkömmlicher, d.h. tektonischer, vulkanischer oder montaner Art in Wellenform abgestrahlte Energie wurde nach [85] und anderen zu

$$\log(E) = 4.8 + 1.5 \cdot \text{MAG}_{\text{OFW}}$$

$$\log(E) = 1.8 + 2.4 \cdot \text{MAG}_{\text{RW}}$$

abgeschätzt, womit sich nach der Grundform der Eichkurven die Konstanten wie folgt ergeben:

$$C_{\text{OFW,Erdbeben1}} = 0.6667 ; C_{\text{OFW,Erdbeben2}} = -3.2$$

$$C_{\text{RW,Erdbeben1}} = 0.4167 ; C_{\text{RW,Erdbeben2}} = -0.75$$

Die Gesamtenergie eines herkömmlichen seismischen Ereignisses ist mindestens um eine bis zwei Größenordnungen höher. Sie ist jedoch schwer abzuschätzen, da sie in hohem Maße von der tatsächlichen Bewegung abhängig ist, insbesondere von der Hebung und Senkung der beteiligten Land- und ggf. Wassermassen. Beispielsweise deponierte das Erdbeben der Stärke 9.0 vom 26.12.2004 etwa $2E18$ J in den Oberflächenwellen des Erdbebens, aber ungefähr $1.3E19$ J allein im veränderten Trägheitskoeffizienten der Erde, der ihre Rotationsdauer um $2.68 \mu\text{s/d}$ änderte, und $1.7E17$ J in der meßbaren Verkippung der Erdachse um 0.025 m. In die Hebung der Wassermassen, die sich dann mit einer Periode von 15 Minuten und Wellenlänge von etwa 175 km in drei Hauptwellen als Weihnachtstsunami ausbreiteten und etwa 300000 Opfer forderten, flossen etwa $2E18$ J über die gesamte Verschiebungstrecke, wovon nur knapp $3E17$ J auf das zentrale Gebiet maximaler Verschiebung entfielen. $1.4E18$ J wurden durch die Hebung der Kruste aufgezehrt, und gut $2E18$ J in der Reibung der Krustenplatten aneinander. Die kinetische Energie dabei betrug nur $1.5E15$ J. Der kleinste Beitrag zu dieser noch nach oben offenen Summe von $2.1E19$ J waren etwa $1E9$ J für den Anriß der Bruchfläche nötiger Oberflächenenergie. [86]

Wie man leicht sieht, sind große explosive Ereignisse spätestens dann effizienter in der Auskoppelung seismischer Energie, wenn die gesamte Explosionsenergie über etwa $1E13$ J für Raumwellen oder gut $3E22$ J für Oberflächenwellen liegt. Dies entspricht Energiäquivalenten von 2.45 ktTNT bzw. 7.5 TtTNT, Äquivalentdurchmessern nach [37] von 3.13 m bzw. 4.56 km, und Erdbebenmagnituden von 4.67 bzw. 11.8 . Die größten tektonisch erzeugbaren Erdbeben dürften Oberflächenwellenmagnituden um 10 erreichen, bzw. bei der selben in Erdbebenwellen dieser Art

freigesetzten Energie Raumwellenmagnituden von 7.5.

Ozeaneinschläge verursachen massive Tsunami durch den Kollaps des temporären Wasserkraters unter dem Schwerkrafteinfluß der Erde. Das Kratervolumen im Wasser ist dabei durch die geringere Dichte etwas größer als im Land, aber da sich die Flutwelle nur zweidimensional ausbreiten kann, wird die in ihr deponierte Energie viel weiter verteilt. Ein relativ kleiner, auf dem Land global gesehen relativ ungefährlicher Einschlag kann so die Küsten eines ganzen Ozeanbeckens verheeren - und die sind die am dichtesten besiedelten Gebiete der Erde.

Die Wellenhöhe h in der Entfernung D vom Epizentrum in einem Meeresbecken der Tiefe T läßt sich nach [87] aus den Ergebnissen von Atomtests im Wasser angeben zu

$$h = (C_{tsu} \cdot T/D) \cdot E^{0.25}$$

mit

$$C_{tsu} = 0.031576 \text{ m/J}^{0.25}$$

was nach [88-A82] gut mit numerischen Simulationen von großen Meereseinschlägen übereinstimmt.

Die fern des Einschlagsortes durch ihre große Wellenlänge kaum bemerkbare Welle steilt sich in Küstennähe auf, da dort die Phasengeschwindigkeit mit der Wassertiefe sinkt. Die Wellenlänge ist kürzer als bei Erdbeben-Tsunamis, da ihre spektrale Hauptkomponente etwa dem 1.05-fachen des Temporärkraterdurchmessers entspricht; knapp 20 km für einen typischen NEA von 1 km Durchmesser. Im Tiefwasser ist dies eine Periode von nur etwa 2 Minuten, mit der dann auch die aufgesteilten Wellenberge auf Land auflaufen. Allerdings umfaßt dieses Wellenpaket eine viel größere Anzahl Kämme als das eines von herkömmlichen seismischen Ereignissen ausgelösten Tsunami, obwohl es sich in seiner Gesamtlänge bzw. -dauer nicht sehr unterscheidet. Durch die Konzentration der Wellenenergie bei sinkender Phasengeschwindigkeit erhöht sich die Amplitude, so daß je nach Küstenform eine 3 bis 120 mal höhere Welle aufläuft als in gleicher Entfernung im Tiefwasser. Flache gerade Küsten ergeben die niedrigsten Auflaufhöhen, steil eingeschnittene Buchten oder Flußmündungen die höchsten. Die Amplitude sinkt mit der Entfernung vom Einschlagsort, wo der Startwert bis zu 5 km Wellenhöhe - die Tiefe der Ozeantiefen - betragen kann. Wegen der kürzeren Periode der intensivsten Spektralkomponenten der Wellen wird vermutet, daß Impakttsunamis nicht so weit ins Land laufen wie solche von großen Erdbeben gleicher Amplitude, aber längerer Periode. Auch sollen schmale, sehr hohe Wellenberge unter ihrer eigenen Masse auseinanderlaufen. Nachgewiesen ist dies nicht. Es sind aber Tsunamiablagerungen in 300 m Höhe über dem Meer auf der Hawaii-Insel Lanai bekannt. [37-152] Eine detaillierte Simulation für den Einschlag eines dem großen PHA (29075) 1950 DA ähnlichen Objekts im Nordatlantik enthält [89]. Die Auflaufhöhen an den lokal als gerade angesehenen, relativ flachen Küsten erreichen darin bis zu 140 m in 600 km Entfernung und noch 20 m in etwa 4000 km.

Viel häufiger sind jedoch kleinere Einschläge, die im Mittel auch entsprechend häufiger in größerer Küstennähe stattfinden. Ein Einschlag von 4 GtTNT in ein Ozeanbecken verursacht in 1000 km Entfernung noch eine 9 m hohe Welle. Einschläge von 100 MtTNT erzeugen zwar nur ein Drittel der Wellenhöhe in gleicher Entfernung, sind aber fünfmal häufiger als solche von 1 GtTNT. Zufällig verteilt auf eine Fläche sind sie damit im Mittel $\sqrt{5} = 2.2361$ mal näher an einer Küste, die

ebenso viel öfter einer Welle von immerhin $(\sqrt{5})/3 = 0.745$ -facher Höhe ausgesetzt ist. Unter Energien von etwa 100 MtTNT gilt dieser Zusammenhang glücklicherweise nicht mehr, da die meisten Objekte Luftdetonationen erleiden, bevor sie auf Meereshöhe aufschlagen können. [37-62,154f.,202f.]

Für Luftdetonationen bedeutsam ist der Zusammenhang von optimaler Höhe h_{opt} , also der Höhe, aus der die meisten Schäden am Boden verursacht werden, und der maximalen Höhe h_{max} , für die noch Schäden im Hypozentrum auf dem Boden durch die Druckwelle verursacht werden können. In der dichteren Erdatmosphäre unterhalb von etwa 60 km Höhe gilt

$$h_{opt} = 0.36 h_{max} .$$

Wesentlich für diesen Zusammenhang ist der von der Strahlung der Explosion verursachte Brandschaden und der durch die sich zunächst dreidimensional ausbreitende, starke Druckwelle mechanisch verursachte Schaden. Bei großen technischen Explosionen sind beide Schadensarten gut dokumentiert worden. Eine ausführliche Schilderung findet sich in [37] und in den Berichten der Überlebenden von Hiroshima und Nagasaki. Zur Entflammung der meisten bautechnisch üblichen brennbaren Materialien kann ein schlagartiger Energieeintrag von $E_{Flamm\text{punkt}} \approx 10 \text{ cal/cm}^2 = 418680 \text{ J/m}^2$ zur Überschreitung des Flammpunktes und zur Entzündung angenommen werden. Schwerer entflammbare, aber generell brennbare Materialien zünden bei etwa 1.25 MJ/m^2 . [90] Der Energieinhalt der brennbaren Materialien trägt dann effektiv zur Einschlagsenergie im Zerstörungswerk bei, weshalb die Zerstörung mit einer größeren Detonationshöhe zunächst wächst, obwohl die Druckwellenintensität deutlich abnimmt. Ein Anteil von $A_{\text{radiativ}} \approx 35$ bis 60% der Gesamtenergie eines solchen nichtnuklearen Feuerballs wird als Wärmestrahlung abgegeben, die wegen der hohen Temperaturen anfangs bis ins weiche Röntgenlicht reichen kann. Der maximale Brandradius ergibt sich dann zu

$$r_{\text{Flamm\text{punkt}}} = \sqrt{(C_{\text{radiativ}} \cdot E / 4\pi E_{\text{Flamm\text{punkt}}})} ,$$

wobei mit der Albedo des bestrahlten Objektes A_{objekt}

$$C_{\text{radiativ}} = A_{\text{radiativ}} \cdot (1 - A_{\text{objekt}}) \approx 0.05 \dots 0.2$$

ist. Also ist $r_{\text{Flamm\text{punkt}}}$ bei Totalabsorption bis zu etwa 2.2 km für die Hiroshima-Bombe, 150 km für die 57-MtTNT-Bombe von 1961, und knapp 200 km für eine Explosion von 100 MtTNT.

Bereits ein geringer Bodenabstand erhöht die Wirkung schon ohne Berücksichtigung der Strahlungseffekte zusätzlich, nämlich sobald ab einer verhältnismäßig geringen, vom Gelände abhängigen Höhe bodennahe Abschattungseffekte der Druckwellenwirkung wegfallen. Hinzu kommt die Bildung eines Mach-Fußes beim Zusammentreffen der direkten und der reflektierten Druckwelle. Dieser Effekt verstärkt die Druckwelle und steigt bis zu einer bestimmten, vom benötigten Druck abhängigen, optimalen Druckwirkungshöhe an. In Höhen darüber läßt die Wirkungsverstärkung schnell nach, da der Winkel zwischen beiden Druckwellen zu groß wird beim Bodenkontakt. Die betroffene Fläche F ist über der geländeabhängigen Abschattungshöhe nur von der Energie E des Ereignisses abhängig, wobei für jeweils gleiche Wirkerscheinungen

$$F \sim \sqrt[3]{E} ,$$

gilt, und für Gebäudeschäden

$$r_{\text{Druckwelle}} = C_{\text{Druckwelle}} \cdot \sqrt[3]{E} .$$

Dabei ist für die Schwellen zur mäßigen Schädigung ziviler Gebäude, zur Zerstörung der meisten, bzw. zur völligen Zerstörung städtischer Bebauung mit Druckwellen von 69, 345, bzw. 1379 hPa

$$C_{\text{Druckwelle}} = (1 - A_{\text{radiativ}}) \cdot C' \approx 0.018 \dots 0.04 \dots 0.11 \text{ m}/\sqrt[3]{\text{J}}$$

anzunehmen. Für die obigen Beispiele sind dies 0.67 bzw. 11 km im höchsten Zerstörungsgrad, und, mit Radien von 4 bzw. 68 km, im geringsten knapp die 40-fache Fläche. Lungenschäden sind ab 700 hPa, Trommelfellrisse ab 220 hPa zu erwarten. Die Hälfte der exponierten Trommelfelle reißt zwischen 900 und 1300 hPa.

Mit zunehmender Explosionsenergie wird die Strahlungswirkung immer bedeutsamer, da die Strahlungsintensität mit der Entfernung langsamer abnimmt als die Intensität der Druckwelle. Verteilt man also bei gleichbleibender spezifischer Energie eine gegebene Energie auf zehn oder hundert kleinere Explosionen, die ausreichend weit voneinander entfernt sind, so ist von diesen die 2.16- bzw. 4.65-fache Fläche bei gleichem Mindestschädigungsgrad betroffen. Dies bedeutet, daß sich die Zertrümmerung eines Impaktors im letzten Moment in unmittelbarer Erdnähe verbietet, da sich die geschädigte Fläche mindestens vierfach vergrößert, und bis zu zehnfach, wenn das Zerplatzen der kleineren Trümmer nahe der optimalen Detonationshöhe erfolgt. Dies ist der inneren Festigkeit nach bei den meisten und häufigsten NEA-Materialien der Fall. [37-213] Eine Ausnahme von dieser Regel können relativ kleine Impaktoren sein, die bei einem Einschlag im Ozean einen massiven Tsunami auslösen könnten, der bei einer Luftdetonation der Trümmer nicht auftritt.

Luftdetonationen erfolgen immer dann, wenn der Staudruck den Impaktor in der Nähe des Staupunktes mechanisch aufbricht, der Druck also die Festigkeit des Materials überschreitet. Dieser Vorgang wiederholt sich sofort kaskadenartig für alle Bruchstücke, bis diese vor ihrer Zerspaltung so rasch abgebremst werden, daß der kritische Staudruck trotz der ansteigenden Dichte der Atmosphäre nicht mehr erreicht wird. Dies ist bei Bruchstücken unter 10 cm Größe der Fall. Bei Luftdetonationen, die mit Nuklearexplosionen vergleichbar sind, werden diese Bruchstücke jedoch noch im entstehenden Feuerball durch strahlungsbedingte Totalablation zerstört. Dann ist die gesamte bis hier verbliebene Energie des Impaktors in diesem Feuerball enthalten, der sich von nun an wie eine technische Explosion mit gleicher Anfangsenergie, Energiedichte und Detonationshöhe, jedoch ohne Radioaktivität verhält. Bei der besonders unsicher bestimmten Population der Körper unter etwa 200 m Durchmesser, die in ihrer Eigenschaft als Bausteine von »rubble-pile«-Asteroiden wahrscheinlich häufiger als bisher vermutet sind, ist dies die weitaus häufigste Art der Einschlagsenergieumsetzung. Bis zu 98.5 % der Körper dieser Art vergehen in einer Luftdetonation nach dem Tunguska-Muster ohne wesentliche, in geologischen Zeiträumen nachweisbare Kraterbildung, wenn man die in [74] angegebene Spanne der geschätzten Einschlagsintervalle zugrunde legt. Es ist auch die nach der am Erdboden an menschlichen Erzeugnissen und Leben verursachten Zerstörung mit Abstand die wirksamste Umsetzung der Einschlagsenergie auf die größtmögliche Fläche, so daß der Größenbereich der Impaktoren von wenigen zehn bis etwa 200 m Durchmesser in jeder Beziehung überproportional wirksam im Gesamtbild der Bedrohungslage ist.

Typische Berststaudrücke nach [37-84] und die mit ihnen verbundene Bersthöhe in der Erdatmosphäre zeigt die folgende Tabelle. [91] Dabei fällt auf, daß insbesondere Steinmeteoroiden in Höhen zerbrechen, die im Bereich der optimalen Detonationshöhen für Multimegatonnen-Explosionen liegen. Eisen erreichen die Oberfläche oft praktisch intakt oder zerbrechen in sehr geringer Höhe, wie die um den Meteor Crater in Arizona gefundenen Canyon-Diablo-Meteoriten oder der Fall Sikhote-Alin zeigen. Dies spricht für Berstdrücke von weit über 100 MPa, vergleichbar mit technischen Eisenwerkstoffen. Aus der Zahl der beobachteten Fälle von handstückgroßen Meteoriten mit nachfolgendem Fund einer untersuchbaren Masse kann man entnehmen, daß etwa 4.6 % der Meteoroiden Eisen und 1.1 % Stein-Eisen-Meteorite sind. Von letzteren sind nur zwei Drittel, die Mesosiderite, sehr fest, womit also insgesamt etwa 5.3 % eisenartig strukturell stark sind. [38-44,51][39-56][92-8] Dies ist der Anteil an den Meteoroiden, von denen überhaupt Fragmente den Erdboden erreichen können ohne vom Staudruck völlig zerstört zu werden. Fügt man diesen den nach den Spektralklassen der Asteroiden geschätzten Anteil der sehr zerbrechlichen Meteoroiden hinzu, [37-27ff.,37ff.,43,116ff.] so sind nur weniger als etwa zwei Prozent der auf die Erde treffenden Körper strukturell stark, was mit der in [74] angegebenen, bereits erwähnten Variationsbreite der geschätzten Einschlagsintervalle gut übereinstimmt. Da für die selten fallenden Eisenmeteorite außer dem Nickelgehalt von 5 bis 30 % keine gemessenen Werte vorliegen und der Einfluß der makroskopischen Struktur der Widmanstätten-Figuren im Nickerleisen auf die Festigkeit nicht bekannt ist, wurde die Dehngrenze und Zugfestigkeit einer einfachen technischen Eisen-Nickel-Legierung für einen oberen Grenzwert angesetzt. [93-1368] Es zeigt sich, daß die Erdatmosphäre auch extrem feste Eisen gerade noch aufbrechen kann, wenn sie in den exzentrischeren oder geneigteren der NEA-typischen Bahnen umlaufen.

Meteoroidmaterial	typischer Berstdruck, MPa	h(v = 11.1 km/s), km	h(v = 15 km/s), km	h(v = 25 km/s), km	h(v = 40 km/s), km	h(v = 73.6 km/s), km
14 Ni 6 - 1.5622	275 ... 490	< 0	< 0	< 0 ... 4	6 ... 12	15 ... 20
Stein, mäßig fest	1 ... 10	16 ... 31	20 ... 35	26 ... 42	32 ... 49	40 ... 59
kohliger Chondrit	0.1 ... 1	30 ... 47	34 ... 52	41 ... 60	48 ... 68	58 ... 76
nach Sonnenumlaufbahn kometarisch	0.001 ... 0.1	46 ... 81	51 ... 85	59 ... 91	67 ... 96	75 ... 103

Tabelle 2.18 - Bersthöhen für typische Meteoroidmaterialien in der Erdatmosphäre

Wärmeleitung aus der Luftreibungswärme oder Stoßwellenstrahlung ist um viele Größenordnungen zu langsam bzw. zu schwach, um ein »aufschmelzen« oder »verdampfen« festen Materials zu bewirken. Dies zeigt sich an gefallenem, handstückgroßen Meteoriten, die beim Niedergehen zwar oft heiß genug sind, um leicht entzündliches Material zu entflammen, aber innerhalb von wenigen Minuten aus ihrem Inneren heraus so abkühlen, daß sich Reif an ihrer Oberfläche niederschlägt. Das Innere bewahrt selbst bei so kleinen Körpern die Strahlungsgleichgewichtstemperatur in Erdnähe, die bei etwa -15 °C liegt. Trotzdem kann bereits die Stoßwellenstrahlung des Boliden vor der Luftdetonation am Boden Schäden verursachen, wenn

der Körper sehr groß ist. Die Energie der Druckwelle verliert sich bei kleineren Einschlägen bis etwa 1 GtTNT schneller als bei Einschlägen im Meer, da sie sich in der etwa eine Größenordnung höheren dichten Atmosphäre räumlich ausbreiten kann, und so ihre Intensität $\sim 1/D^2$ fällt. Erst bei sehr großen Einschlägen geht ihre Ausbreitung in eine flächige Ausbreitung über, deren Intensität wie bei Tsunamis zunächst $\sim 1/D$ abnimmt, und dann immer langsamer, um nach einer Viertel-Erdumrundung nach dem größten Radius wieder zuzunehmen. Eine solche Druckwelle kann meßbar mehrfach die Erde umrunden, so wie die der Tunguska-Explosion 1908 und die Luft- und Meereswelle des Krakatau-Ausbruches 1883.

Im Gegensatz zu den Vergleichsfällen von Erd- und Seebeben, Vulkanexplosionen und Untersee-Erdrutschen gibt es für die Einschläge kleiner Körper auf der Erde keine obere Grenze. Vulkanexplosionen vom Mt-St-Helens-Typ sind wohl auf etwa 1 GtTNT begrenzt, bevor sie in wohl weniger explosive Caldera-Eruptionen übergehen; Untersee-Erdrutsche finden in der Masse der labilen Vulkaninselanken eine obere Grenze ähnlich den größten denkbaren Erd- und Seebeben an bekannten Bruchsystemen, die maximal die Stärke 9 bis 10 auf der Richter-Skala erreichen können. Der Weihnachts-Tsunami 2004 in Südostasien wurde von einem Beben der Stärke 9.0 ausgelöst. Die in dieser Welle deponierte Energie von knapp $3E17$ J entspricht der eines von einem typischen NEA von nur etwa 200 m Durchmesser ausgelösten Tsunami, wenn man wie [89] einen Kopplungsfaktor von nur 0.094 der Gesamtenergie annimmt, sowie $\rho = 2000 \text{ kg/m}^3$, $v = 25 \text{ km/s}$. [37-62,154f.,202f.][86]

Mit den bereits genannten mittleren Einschlagsintervallen für Energien im in der Tabelle 2.17 genannten Bereich erscheint es zunächst unwahrscheinlich, daß eine solche Anzahl derart energiereicher Ereignisse unbemerkt bleibt. Gerade der naheliegende Vergleich mit den sehr beachteten überirdischen Atomtests bestätigt dies jedoch. So wurde zum Beispiel der atmosphärische Test eines Wasserstoffbombenzünders, also einer kleinen Kernspaltungsbombe von etwa der Stärke der Hiroshima-Bombe, am 25.06.1972 von Beobachtern der Aktionsgruppe Greenpeace nicht bemerkt, obwohl sie sich nur 20 Seemeilen vom französischen Testgelände auf Mururoa entfernt auf einem ruhig liegenden Segelschiff aufhielten. Die einzige nennenswerte akustische Störquelle war ein in der Nähe kreisendes propellergetriebenes Patrouillenflugzeug, das dort zur Überwachung des Protestschiffes flog. Ein ähnlicher weiterer Test einige Tage später wurde in ähnlicher Entfernung nur unsicher gehört und als »mögliche Detonation« vermerkt. Hierbei handelte es sich um sehr wachsame Beobachter, die ein derartiges, angekündigtes Ereignis erwarteten. [94] Lewis' Recherchen ergaben 22 bestätigte, von ihm im Originaltext zitierte Beobachtungen großer Luftdetonationen, trotz dieses in der Wahrnehmung liegenden und anderer, in der Informationskette wirkender Selektionseffekte. Hunderte meist unbestätigte Meldungen wurden zusätzlich zu diesen bestätigten gefunden. Eine Abnahme der Meldungen von Luftdetonationen ist seit etwa 1960 zu verzeichnen, wohl verursacht durch den Eindruck, es handle sich um eine Art Fluglärm wie den Überschallknall militärischer Fluggeräte. [37-125ff.]

Überträgt man modellierte Einschlagshäufigkeiten und -auswirkungen auf die gut bekannte Besiedlungsstruktur der gesamten Erde während des 20. Jahrhunderts, so erhält man die Möglichkeit, anhand dieser fiktiven 20. Jahrhunderte typische und mittlere Auswirkungen auf der Erde für unsere Zeit zu ermitteln. Die wesentlichen Ergebnisse einer solchen detaillierten Untersuchung, die von Lewis über einzelne, Zehner- und Hundertergruppen von fiktiven 20. Jahrhunderten ausgeführt wurde, sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt. Eine sehr ausführliche Schilderung von zehn typischen solcher Jahrhundertszenarien und ihrer Wahrnehmung durch eine der unsrigen ähnliche Öffentlichkeit findet sich in [37-184ff.].

Szenario nach Lewis [37]	Opferzahlen, 10 Läufe	mittlere Opferzahl, 10 Läufe	>> 10 Läufe °)	mittlere Opferzahl aus >> 10 Läufen	wesentlicher Beitrag zur Opferzahl
100-Jahre-Szenarien A bis J [37-184ff.]	>100... >254840 Tote pro Lauf, dazu Verletzte	278 Tote p.a. (27800 Tote pro Lauf)	0...300000 Tote pro Lauf, dazu Verletzte	450 Tote p.a. (45000 Tote pro Lauf)	aus ~1 Ereignis
100 * 100-Jahre-Szenarien [37-202ff.]	720...6170 Tote p.a., dazu Verletzte	2450 Tote p.a. (24.5 Mio. pro Lauf)			aus sehr großen Ereignissen

Opfer weltweit - °) »mehrere Dutzend Läufe«

Tabelle 2.19 - Opferzahlen für typische Einschlagssimulationen abgebildet auf das 20. Jahrhundert

Es sollten, soweit diese Szenarien zutreffen, wenigstens einige Berichte über Sach- und Personenschäden vorliegen. Dies ist der Fall, und Lewis hat von diesen ebenfalls die bestätigten Berichte gesammelt, sie einer Primärquellenanalyse unterzogen, um später im Informationsfluß erfolgte Wertungen auszuschließen, und 148 Fälle aus der Zeit von ca. 1420 v.u.Z. bis 1995 einzeln und chronologisch aufgeführt. [37-176ff.] Ihr Schaden ist in folgender Tabelle nach der Schwere der Einzelfälle zusammengestellt. [95]

Schadensfall	Fälle, [37]	Opfer, [37]	Fälle, [39] °)	Samml. d.Verf.	Opfer, gesamt	Fälle, gesamt
tödlich, bestimmte Opferzahl	11	23	(2) 6		26	13
tödlich, unbestimmte Opferzahl, m. Verletzten	5	>>115	1		>>115	6
tödlich, bestimmte hohe Opferzahl, m.Verl.	1	>10000			>10000	1
tödlich, unbestimmte hohe Opferzahl, m.Verl.	2	>>1000			>>1000	2
Verletzte, bestimmte Opferzahl	12	41			41	12
Verletzte, unbestimmte Opferzahl	2	>>120			>>120	2
Haustier getötet, bestimmte Anzahl	3	3			3	3
Haustier getötet, unbestimmte Anzahl	4	>>20			>>20	4
Haustier getötet, unbestimmte hohe Anzahl	1	>>1000	2		>>1000	3
Haustier verletzt, bestimmte Anzahl	1	1			1	1
Gebäudeschaden, bestimmte Anzahl	74	79	9		79	83
Gebäudeschaden, unbestimmte Anzahl	12	>>60			>>60	12
Gebäudeschaden, unbestimmte hohe Anzahl	3	>>1000			>>1000	3
Flurschaden	10			1		11
anderer Sachschaden	16					16
Menschen knapp verfehlt	20	23	1	1	23	22
insgesamt berichtet	148		(2) 19	1		168

°) Heide [39] stellt pauschal fest »haben kritischer Untersuchung nicht standgehalten«: 0 Tote, eine Verletzte, möglicherweise 2 Haustiere getötet; in Klammern gezählt: in [37] nicht aufgeführte Fälle

Tabelle 2.20 - Opfer, Verletzte und Sachschäden durch Meteorite und Luftdetonationen

Die von Heide und Wlotzka angeführte Annahme von einem nicht notwendigerweise tödlichen Meteoritentreffer auf einen Menschen in den USA im Mittel alle 9300 Jahre [39-67] läßt sich also wohl nicht halten. Über den erfaßten Zeitraum von etwa 3415 Jahren sind, mit einiger Unsicherheit durch die nicht genau bezifferbaren Fälle, mindestens 11000 Opfer zu verzeichnen. Dies entspricht etwa 3.3 Toden pro Jahr in der schriftkundigen Welt. Dominiert wird die Opferzahl durch einen dem von Jilin im Jahr 1976 ähnlichen, aber Siedlungsgebiet treffenden Steinhagel-Fall in China im Jahre 1490 und die Zerstörung von Orléans und umgebenden Siedlungen im Jahre 580, vermutlich durch eine Luftdetonation. Die Fälle mit einzeln gezählten Toten ergeben im Mittel einen Toten in 150 Jahren und einen Fall in 310 Jahren im selben Gebiet der Schriftkultur; die mit Verletzten hinzugerechnet, ergibt sich ein Opfer alle 51 bzw. ein Fall alle 137 Jahre. Die extrem starke Häufung von Berichten aus jüngerer Zeit deutet auf eine vielfach höhere wirkliche Rate hin.

Im Hinblick auf die Fiktionen der populären Kultur und die geringe Wahrnehmung tatsächlicher

Schäden durch vom Himmel fallende, außerirdische Massen sei am Rande bemerkt: Der einzige belegte Fall, in dem ein irdisches Lebewesen von etwas vom Mars geschossenen getötet wurde, ist der des am 28.06.1911 in Nakhla, Ägypten, vom gleichnamigen Marsmeteoriten erschlagenen Hundes. [37-174,176][39-67]

Mit den erwähnten Szenarien, besonderen Untersuchungen über die Auswirkungen sehr großer Einschläge auf Land und in die Ozeane, sowie Untersuchungen über die besonderen Eigenschaften von Luftdetonationen lassen sich die mittleren personenbezogenen Risiken durch Einschläge von Kleinkörpern des Sonnensystems angeben. Die folgende Tabelle zeigt eine Zusammenfassung der errechneten Risiken durch Einschläge im Vergleich zu anderen Alltagsrisiken mit Todesfolge. Die USA werden von den meisten Autoren als in letzteren gut dokumentierter Vergleichsraum verwendet, daher beziehen sich die meisten Angaben auch hier auf sie. Einige Risiken sind von der Bevölkerungsdichte abhängig und steigen mit ihr. Dazu zählt auch das Risiko durch Einschläge, das aber nicht linear mit der Bevölkerungsdichte ansteigt. Eine Orientierung hierzu können die weltweiten mittleren Opferzahlen aus Tabelle 2.19 geben.

Vorfall	Todesrisiko, 1 / Leben	mittlere Ereignis- opferzahl	mittlere Opferzahl p.a. °)	Bemerkung
Rauchen	10	1	~500000	
Rauchen, aktiv	31	1	~33000	nur Deutschland, nur Lungenkrebs
Autounfall	100	1..5	~50000	auch 1E-4 über 6 Monate $\approx 1/65$ ²⁾)
Mord	300	~1		
Feuer	800			
Rauchen, passiv	1700	1	~600	nur Deutschland, nur Lungenkrebs
Schießunfall	2500	1		
Stromschlag	5000	~1		
NEO-Einschlag	10000	100000000	300...400	
Anästhesieunfall	10000	1		~ auch Luftverschmutzung (L.A., ²⁾)
Flugzeugabsturz	20...30000	<581(..1000)	(0..)100...200	100* sichtbarer als 10k Autounfälle
Überschwemmung	30000	10..100		
Wirbelsturm	60000			
Schlangenbiß	100000	1		
Feuerwerksunfall	1000000	~1		
Vergiftung	3000000	~1		
BSE	¹⁾ 15000000	1		für Großbritannien
Meteoritentreffer	1E8...1E9	1	0.01...0.1	weltweit, Handstückgröße
RTG 33 kg Pu238	5E9	50	1	weltweit, Absturz d.Sonde Cassini
NEO	¹⁾ 24000	Milliarden	¹⁾ 3000	weltweit ca. 1 / 70000...1E6 a
Gt-Tsunami		Millionen	1000	weltweit ca. 1 / 3000...30000 a
Gt-Landeinschlag		Millionen	500	weltweit ca. 1 / 3000...30000 a
Mt-Luftdetonation		Landkreis	1000	weltweit ca. 1 / Jhd.; >>100 km ² ³⁾)
Meteoritenschauer		Dörfer, Stadt		weltweit ca. 1 / Jhd.; meist Stein ³⁾)
Großmeteorit		Dorf, Stadt		weltweit ca. 1 / Jhd.; meist NiFe ³⁾)

Anmerkungen s. folgende Seite

Tabelle 2.21 - Persönliches Risiko durch Einschläge im Vergleich mit Alltagsrisiken

[42-122f.] Aufwand pro Leben in den USA \$3...4 Mio. p.a. für Zivilschutz, Unfallvorbeugung usw.; [37-206ff.][96] - °) Opfer p.a. nur USA, außer anders angemerkt - ¹⁾ Grady, nach [65-8] - ²⁾ Beck, Glick, nach [97-29] - ³⁾ Luftdetonation: flächenwirksam durch mäßige Bersthöhe, meist Stein, auch Kometenmaterie, meist ohne Einschlag am Boden (Tunguska, 1908); Meteoritenschauer: meist steiniger Hagel gestreut aus einigen km Bersthöhe, auch NiFe (Jilin, 1976); Großmeteorit: schlägt intakt oder als wenig gestreuter Schrotschuß ein, meist NiFe, auch steinig (Sikhote-Alin, 1947) [37-208]

zu Tabelle 2.21 - Persönliches Risiko durch Einschläge im Vergleich mit Alltagsrisiken

In Großbritannien gilt ein persönliches Risiko von 1 : 100000 p.a., bei der jetzigen mittleren Lebenserwartung etwa 1 : 1300 Leben nach der obigen Tabelle, als akzeptabel, wenn pro Unfall weniger als 100 Tote möglich sind. Wenn einer der beiden Werte höher liegt, müssen besondere Anstrengungen zur Risikosenkung angegangen werden, z.B. im Katastrophen- oder Zivilschutz oder in der Transportmittelsicherheit.

Weitere Effekte sind nicht so genau als Risiko für Leib, Leben und Sachwerte bezifferbar. So gab es nach dem Tunguska-Einschlag eine meßbare Abkühlung der Nordhemisphäre der Erde, vermutlich durch Staub, der in der oberen Atmosphäre deponiert wurde. Sie verursachte auch diffuses Nachtleuchten um die Zeit des Einschlages, z.B. in England. [42-134][37-51ff.] Größere Einschläge noch in der Tunguska-Klasse können so schnell die klimatischen Auswirkungen selbst in dieser Hinsicht sehr wirksamer Vulkanausbrüche, wie z.B. den des Pinatubo, übertreffen.

Indirekte Schäden umfassen auch den politischen Mißbrauch von Einschlägen. Die Meteoriten von Ensisheim 1492 und Ortenau 1671 wurden als göttliche Vorzeichen für Kriege gegen Frankreich und das Osmanische Reich mißbraucht. [39-72] Der Atmosphärendurchflug eines Boliden mit einer potentiellen Einschlagsenergie im ktTNT-Bereich über die zentralen USA am 10.08.1972 hätte in der Zeit des Kalten Krieges schwere Auswirkungen haben können. Ein Einschlag wäre unweit der Luftverteidigungszentrale NORAD geschehen, die fast unter der Flugbahn liegt. Auch heute wären ähnliche Auswirkungen zu befürchten, wenn ein Einschlag in der Größe gängiger Atomwaffen in einem Krisengebiet erfolgte, und er nicht rasch als natürlich identifiziert werden könnte. [37-86f.]

Der umgekehrte Effekt ist möglich: Arthur C. Clarke beschrieb 1973 in *Rendezvous with Rama* einen Impakt, der am 9/11 2077 Padua und Verona zerstört, 600000 Opfer fordert, und so zum Anlaß des Aufbaus eines Verteidigungsnetzwerkes namens Spaceguard wird. [37-89] Hier hat die Erkenntnis der Gefahr zumindest eine fiktive Gegenaktion ausgelöst, die zu realen Handlungen inspirieren kann. Eine reale wissenschaftliche Vereinigung wurde nach der fiktiven benannt: die Spaceguard Foundation.

Auch reale Unglücke können positive Nettoeffekte haben. Von großen Erdbeben in Kalifornien ist bekannt, daß sie in der Summe oft Menschenleben retten, da im durch das Beben reduzierten Straßenverkehr die Zahl der dort zu beklagenden Unfalltoten um eine größere Zahl abgesunken ist, als das Beben direkt an Opfern gefordert hat. [37-207] Die unterschiedliche Wahrnehmung beider Arten von Todesfällen trägt nicht zur Vereinfachung der Lage bei.

2.4. Komplikation der Lage durch Kommunikation und Entscheidungsprozesse

Die 1990er Jahre wirkten auf die Wahrnehmung des Einschlagsrisikos einerseits durch die Wiederentdeckung der planetaren Astronomie durch die professionelle Astronomie, Astrogeologie und Astronautik mit ihren Publikationsmitteln, andererseits durch das Ende des Kalten Krieges und das besonders offene sicherheitspolitische Klima der ersten Hälfte des Jahrzehnts. In den USA wurden Technologien aus der strategischen Raketenabwehr zumindest eingeschränkt der Wissenschaft zugänglich gemacht. So entstand ein Umfeld, das die Diskussion während des bis nach Hollywood reichenden öffentlichen Interesses am Thema bestimmte. [98][99]

Der mit nur 650000 km Erdabstand sehr nahe Vorbeigang des erst dabei am 31.03.1989 entdeckten (4581) Asclepius 1989 FC, sehr treffend benannt nach dem altgriechischen Gott der Heilkunde, löste in den USA nach entsprechenden Meldungen der Medien intensives Bürgerinteresse an der vorbeugenden Milderung des mit Asteroiden verbundenen Gesundheitsrisikos aus. Dies geschah in so ausreichendem Maße, daß die Politik aufgeschreckt wurde, und schließlich sogar aktiv wurde in Gestalt der Veranlassung produktiver Maßnahmen. Dies führte 1992 zum Spacewatch Report [42-126f.], der allerdings aus heutiger Sicht einige schwerwiegende Probleme erzeugte. Zunächst ging der Auftrag an die primär an Raumfahrtmissionen interessierte NASA, wo auch Vorbeiflüge an Asteroiden im Rahmen bestehender Missionen ins Auge gefaßt wurden. Die Teilung in zwei Arbeitsgruppen erzeugte eine unproduktive Konkurrenz um die möglicherweise zuteilbaren Mittel, da nun ein Lager primär an Teleskopen auf der Erde und ein anderes an Bekämpfungstechnologien im Weltraum interessiert war. Dies trug sowohl zur Streichung der reinen NEA-Mission Clementine II bei, als auch dazu, daß der Plan, ein Netzwerk von mindestens sechs Teleskopen der 2-m-Klasse zur Erfassung möglichst vieler gefährlicher Objekte aufzubauen, im Ansatz scheiterte. Stattdessen wurden mehrere unabhängig voneinander entstehende Beobachtungsprogramme zur Erfassung wenigstens der gefährlichen Asteroiden über 1 km Durchmesser unterstützt.

Nach einer Reihe von Tagungen in den Jahren 2002..2003, deren Ergebnisse bis 2005 veröffentlicht wurden, [48][88][100][101] stehen sich nun demzufolge seit etwa 15 Jahren sehr unterschiedliche Konzepte gegenüber. Aufwendige stehende Verteidigungsanlagen im Weltraum oder Rendezvous- und Lander-Abfangmissionen mit ambitionierten neuen Technologien werben ebenso um die begrenzte haushaltspolitische Aufmerksamkeit wie Netzwerke von Weitwinkel-Großteleskopen für eine möglichst schnelle und tiefe Katalogisierung der Kleinkörper des Sonnensystems.

Die Hemmschwelle der so durch die Konkurrenz ohne integriertes Gesamtkonzept in die Höhe getriebenen Entwicklungs- und Betriebskosten beider Ansätze ist ein wesentlicher Grund dafür, daß über die ohnehin bestehenden Anlagen hinaus bisher kaum praktische Erfahrung auf dem Gebiet der koordinierten Verteidigung gesammelt werden konnte. Seit Galileo werden zwar regelmäßig möglichst nahe Vorbeiflüge an Kleinkörpern des Sonnensystems in die Missionsplanung von Tiefraumsonden aufgenommen, sie stellen aber gewissermaßen einen vorgezogenen Teil der erweiterten Mission dar, und haben sich den eigentlichen Zielen unterzuordnen. [41-56ff.,77,79,109f.] Eine größere Freiheit bei der Zielauswahl hatten bisher Technologiemißionen wie Clementine oder Deep Space One, deren Hauptaufgabe die Erprobung neuer Sensoren bzw. Antriebssysteme war. Andere Missionen wie NEAR, Hayabusa, Deep Impact oder Rosetta werden nach einer primär wissenschaftlichen Aufgabenstellung zu denen unter den länger bekannten Körpern entsandt, die bei gegebenem Budget mit einer möglichst großen Instrumentennutzlast

erreichbar sind. Sie befinden sich daher aber auch in den für einen eventuellen Abfangauftrag bahnmechanisch unkritischsten Regionen, und auf einer sehr genau bekannten Umlaufbahn.

Dies wird bei einem erst zu entdeckenden Impaktor nicht notwendigerweise der Fall sein. Seine geophysikalischen Eigenschaften werden voraussichtlich zunächst ebenfalls unbekannt sein, und auch die Vorbereitungszeit ist möglicherweise nicht in der Art gegeben wie bei einer normalen wissenschaftlichen Mission. Dabei ist lediglich der genaue Zeitpunkt und Ort eines Kollisionsereignisses unbekannt, sein eventuelles Auftreten aber ist sicher. Die Wahrscheinlichkeit einer Kollision in einem gegebenen Zeitraum ist nur von der Größe des Energieinhaltes abhängig, und zumindest die untere Grenze dieser Wahrscheinlichkeit kann mittlerweile gut abgeschätzt werden.

Die bisherige Erfahrung mit der Haushaltspolitik in umstrittenen Forschungs- und Technologiebereichen lehrt, daß in der Freien Welt Investitionen in diese erst nach dem Auftreten einer öffentlich wahrgenommenen und zweifelsfrei unabwendbaren Notwendigkeit getätigt werden - abgesehen von privaten Zuwendungen fachlich interessierter vermögender Personen und freiwilligen Leistungen engagierter Fachleute und Amateure. Da die Uneinigkeit über die Prioritäten bei der Herangehensweise in der Wissenschaft bis über das Schließen des durch Filmproduzenten und Wissenschaftsjournalismus geöffneten Aufmerksamkeitsfensters der Öffentlichkeit hinaus anhielt, wird dieser Zustand aller Voraussicht nach auch weiterhin für die Vorbereitung auf einen die Erde bedrohenden Kleinkörper des Sonnensystems gelten. Wesentlich verschärft wird dieses Dilemma durch den inzwischen durch die frühere Aktivität verbreiteten Eindruck, daß bereits koordinierte Anstrengungen unternommen wurden, und die Gefahr damit erkannt und auch gebannt ist. Dies ist offenkundig nicht der Fall.

Es stellt sich also die Frage, ob eine Verteidigung gegen ein bedrohliches Objekt gänzlich ohne zweckgebundene Aufwendungen möglich ist, und falls dies nicht der Fall ist, in welchen Bereichen zusätzliche Anstrengungen zwingend nötig sind, welches Ausmaß diese mindestens haben müssen, und ob sie mit geeigneten existierenden kommerziellen, technischen und wissenschaftlichen Einrichtungen synergetisch kombiniert werden können.

3. Technische Möglichkeiten

Aus diesem Ansatz folgt, daß nur zum Entdeckungszeitpunkt des Impaktors vorhandene technische Mittel zur Verfügung stehen, und die Entdeckung und anfängliche Beobachtung nur mit solchen geschehen kann. Wegen der zur Verfügung stehenden Informationen und des Erstellungszeitraumes von [63] wird hier von der Zeitspanne Ende 2002 bis Mitte 2006 ausgegangen, die wenn möglich auf die letzten zwei Jahre des jeweiligen Informationssektors begrenzt wird.

3.1. Beobachtungs- und Frühwarnmittel

Die scheinbare Helligkeit H^* eines Kleinkörpers kann aus der absoluten Helligkeit H , die zuvor zur Abschätzung des Durchmessers angegeben wurde, und dem vom Objekt abhängigen Neigungsparameter G berechnet werden, wenn die Bahn des Kleinkörpers bekannt ist. Aus der Bahn ist insbesondere seine momentane Sonnenentfernung $r_{K-\odot}$ und Erdentfernung $r_{K-\oplus}$ in Astronomischen Einheiten, sowie der Phasenwinkel β zwischen dem Beobachter auf der Erde und der Sonne vom beobachteten Objekt aus gesehen zu ermitteln. Es gilt dann

$$H^* = H + 5 \log(r_{K-\odot} \cdot r_{K-\oplus}) - 2.5 \log((1-G) \cdot e^{-(3.33 \tan(\beta/2)^{0.63})} + G \cdot e^{-(1.87 \tan(\beta/2)^{1.22})})$$

für $0^\circ \leq \beta \leq 120^\circ$. G liegt in etwa im Bereich 0.09...0.5, wobei einige NEA Werte um 0.09...0.15 belegen. Für Kometen gilt der etwas einfachere Zusammenhang

$$H^* = H + 5 \log(r_{K-\oplus}) + \kappa \log(r_{K-\odot})$$

mit der allerdings schwer vorhersagbaren, individuellen Aktivitätskonstante κ , die meist zwischen 5 und 15 liegt. [102-236f.] Die Oppositionshelligkeit bei $\beta \approx 0$ ist die größte für ein Objekt in einer gegebenen Umlaufbahn erreichbare scheinbare Helligkeit und beträgt bei kleinen Neigungen gegenüber der Erdbahn

$$H^*_{\text{opp}} = H + 5 \log(r_{K-\odot} \cdot (r_{K-\odot} - 1)) = H + 5 \log(r_{K-\odot}^2 - r_{K-\odot}) .$$

Körper mit exzentrischen Umlaufbahnen haben Oppositionsstellungen in verschiedener Entfernung von der Sonne und somit auch der Erde, wobei sie in Perihel-Oppositionen entsprechend heller erscheinen als in Aphel-Oppositionen sind. Der von G und β abhängige dritte Term der vollständigen Helligkeitsgleichung sei als G' zusammengefaßt. Bei $\beta = 120^\circ$ reduziert sich bei gleichbleibendem Produkt aus Sonnen- und Erdentfernung die Helligkeit für $G = 0$ maximal um $G' = 5.11$ mag oder den Faktor 110.7, und mindestens bei $G = 1$ um $G' = 3.96$ mag bzw. den Faktor 38.67 gegenüber der Oppositionshelligkeit. Typische Werte sind die der NEA (1862) Apollo, (2062) Aten und (433) Eros mit $G = 0.09, 0.15$ bzw. 0.46, und $G' = 4.94, 4.84$ bzw. 4.43 mag.

Entsprechend erhöht sich der erfaßbare untere Grenzdurchmesser einer Durchmusterung, eines automatischen Beobachtungsprogrammes oder einer astronomischen Frühwarneinrichtung, wenn

abseits der Oppositionsstellung beobachtet werden muß. Die absolute Helligkeit H eines Objektes in sonst gleicher Entfernung muß um G' höher sein als die eines in Oppositionsstellung befindlichen, um noch erfaßt zu werden. Der bei einer gegebenen Albedo der absoluten Helligkeit H entsprechende Durchmesser steigt entsprechend an. Je nach G ergibt sich bei $\beta = 120^\circ$ der 6.2- bis 10.5-fache untere Grenzdurchmesser gegenüber dem einer Oppositionsstellung bei ansonsten gleichen Bedingungen. Die Beobachtung bei großen Phasenwinkeln findet zudem näher am Horizont des Teleskops und näher an der Dämmerung statt, wodurch sich zusätzlich empfindlichkeitsmindernde Einflüsse ergeben.

Dies wird zum Problem, wenn man beachtet, daß sehr viele Körper so klein sind, daß sie auch für empfindliche Teleskope ohnehin nur in Oppositionsstellung sichtbar werden, und daß die Umlaufzeiten sehr vieler erdnahe Kleinkörper um die Sonne sehr nahe an der Umlaufzeit der Erde liegen. Die zwischen zwei gleichartigen relativen Stellungen von Erde und Kleinkörper liegende Zeit, die synodische Periode, beträgt

$$t_{\text{syn}} = 1 / (| 1 / t_{\oplus} - 1 / t_{\text{K}} |)$$

und geht gegen ∞ , wenn t_{K} gegen $t_{\oplus} = 1$ a geht. Gerade die nach ihren Einschlagsauswirkungen und ihrer albedobedingt niedrigeren Entdeckbarkeit besonders gefährlichen Objekte mit geringer Relativgeschwindigkeit befinden sich auf der Erdbahn sehr ähnlichen Bahnen. Für diese, aber auch für exzentrische Bahnen mit $a \approx 1$ AE ergeben sich sehr große synodische Perioden von Jahrzehnten und mehr. Diese Objekte stehen also selten in Opposition und sind entsprechend selten entdeckbar. Sie gehen zu längeren synodischen Perioden hin in die Klasse der Koorbitalen Objekte über. Zu diesen gehören für die Erde bisher noch nicht nachgewiesene Trojaner, die um die Lagrange-Punkte L_4 und L_5 jeweils 60° vor bzw. hinter der Erde auf ihrer Umlaufbahn pendeln, aber auch Objekte, die auf einer Hufeisenbahn zwischen diesen Lagrange-Punkten wechseln, und sogar als Quasimonde zeitweise die Erde auf einer sonnendominierten Bahn umkreisen. Die folgende Tabelle führt einige Beispiele auf:

Objekt	Größe	weitere Daten	Besonderheit
2002 AA29	50...110 m, H 24.1 mag	immer $H^* > 19$ mag, $a = 0.994$ AE, $e = 0.013$, $i = 10^\circ.7$, Rotation: $P = 33$ min, Aten	Hufeisen-Bahn erdnah alle 95 a, wechselt zyklisch in eine Erdmond- bahn für ca. 50 a alle 1200 a [103]; monolithisch fest; Radar: \emptyset eher klein
1998 UP1			zeitweise Quasisatellit
(54509) 2000 PH5	120 m	$H = 22.6$ mag, $A = 0.1$	mit Radar beobachtet, zeitw. Quasisat.
2003 YN107	10...30 m		ist 1996-2006 Quasisatellit der Erde, Hufeisenbahn alle 133 a erdnah vor 1996, alle 60 a nach 2006
J002E3 2002 E2	5 m	$H^* = 16.5$ mag	wahrscheinlich Saturn S-IVB von Apollo 12, um 2002 im Erdorbit [103][104]
(3753) Cruithne 1986 TO	H 15.1 mag	$a = 0.998$ AE, $e = 0.515$, $i = 19^\circ.8$, Aten	1:1-Resonanz mit der Erde [103], aber kein Quasisatellit (e, i groß)

Tabelle 3.1 - Ausgewählte Objekte mit großer synodischer Periode

Echte synodischen Perioden um 100 Jahre oder mehr zwischen Oppositionsstellungen sind denkbar, wenn der betreffende Körper eine Bahn hoher Inklination oder Exzentrizität hat. Quasimonde mit Hufeisen-Übergangsbahn kommen lediglich in Erdnähe, um dann von der Erdschwerkraft in ihrer Hufeisenbewegung umgekehrt zu werden, so daß die nächste Annäherung von der anderen Erdseite erfolgt, ohne daß es dazwischen zu einer echten Oppositionsstellung kommt. Nur in den zyklisch auftretenden Quasimonde-Phasen kommt es einmal jährlich zu einer echten Opposition. Der quasisynodische Zyklus beim Durchlaufen einer Hufeisenbahn ist also doppelt so lang wie die in der Tabelle angegebene Pendelperiode, wenn die betrachtete erdnahe Stellung auf der selben Seite der Erde, d.h. vor oder hinter ihr in Umlaufrichtung, erreicht werden soll. Sowohl im Falle echter hoher synodischer Perioden als auch bei quasisynodischer Erdnähe ist die Beobachtung wegen der geringen Relativgeschwindigkeit über verhältnismäßig längere Zeit kontinuierlich möglich. Allerdings unterliegen die Kleinkörper dann auch einer starken Beeinflussung durch die Erdschwerkraft, was die Berechnung einer langfristig zuverlässigen Bahn erschwert.

Mit der beobachtbaren scheinbaren Helligkeit H^* lassen sich die mit einem gegebenen Teleskop auffaßbaren Objekte angeben. Die Abschätzung eines Grenzdurchmessers ist statistisch möglich, jedoch stark von den gewählten Himmelsausschnitten abhängig. Alle in der folgenden Tabelle aufgeführten, im Jahre 2006 aktiv Beobachtungen meldenden Suchprogramme waren zunächst am Ziel der Spaceguard-Initiative ausgerichtet, bis 2008 mindestens 90 % aller NEO über 1 km Durchmesser bzw. $H \leq 18$ mag zu entdecken.

Beobachtungsgruppe	seit	entdeckt bis zum 13.07.06	Teleskopdaten, Gesichtsfeld, Kamerasensor	Auflösung, "/Pixel	Grenzgröße, mag
LINEAR	1997	70540	2 Stk. 1 m Cassegrain, (2°) ² , 1960·2560 Pixel, ex-GEODSS; Verfolgungsteleskop 0.5 m	2.81 ... 3.67	> 19.0
NEAT	1995	8438	1 m Cassegrain, 1.2°·1.6°, 4096 ² Pixel, GEODSS 1.2 m Schmidt, 3 CCDs 4096 ² Pixel je 3.75 ⁰²	1.05 ... 1.70	21.0
Spacewatch	1985	8401	0.9 m f/3 mod.Newton, 2.9 ⁰² , 4 · 4608·2048 Pixel 1.8 m f/2.7 gefalteter Primärfokus, 0.8° rund	1.00 1.00	21.7 23.3
LONEOS	1998	3404	0.6 m f/1.8 Schmidt, 3.17°·1.58°, 2 · 2048 ² Pixel	2.78	19.6
Catalina Sky Surv. / Siding Springs SkSv	1988	2613	CSS: 0.68/0.76 m f/1.9 Schmidt, 4096 ² Pixel; SSS: 0.5 m Schmidt, 4096 ² Pixel; Verfolgungsteleskop 1 m, 0".1 bei 18 mag, 0".5 bei 21.5 mag		19.5 21.5
Yeung (priv.)	1999	913	Centurion 18" (0.45 m)		
Mt Lemmon Survey	2004	101	1.5 m f/2 parabolisch, 4096 ² Pixel, 1.2 ⁰² , 1% Photometrie bei 19.5 mag; Verfolgungsteleskop für CSS / SSS	1.00	22.5
PAN-STARRS	2006		4 · 1.83 m, (3°) ² , 1 GPixel, 30...60 s; vollständige Durchmusterung mehrmals pro Monat	0.33	24
KLENOT Klet'; Tichý, Tichá; priv.	2002 - 2005		1.06 m, (33') ² , H* = 21.5 mag in 120 s, 1024 ² Pixel; gezielt für schnelle Nachsuche H* > 20 mag, t < 1 d; meist 19.5 mag < H* < 22.0 mag	1.9	22

Tabelle 3.2 - Im Jahre 2006 aktive Beobachtungsprogramme

Bereits 2002 war jedoch absehbar, daß dieses Ziel mit den bestehenden Systemen frühestens im Jahre 2035±5 erreicht werden kann, und daß bis 2008 höchstens etwa 70 % dieser Objekte bekannt sein werden, wobei ein wesentlicher Teil der Unsicherheit der Gesamtzahl eben in den schwer entdeckbaren Objekten liegt. Die noch detektierbare Grenzgröße der scheinbaren Helligkeit hierbei ist $H^* = 19$ mag mit Teleskopen der 1-m-Klasse. Eine 2002 eingeführte Erhöhung der Grenzgröße durch größere Teleskope auf $H^* = 21.5$ mag hätte das 90-%-Ziel bis 2008 gerade erreichen können, wenn man von 960±120 NEO mit $\varnothing > 1$ km ausgeht. [63-14ff.] Hierfür kommen die nun von einigen Programmen eingeführten 1.8-m-Teleskope zu spät, jedoch sollen sie die Suche bis herab zu NEO-Durchmessern von 140 m bzw. $H < 22.25$ mag erweitern, da inzwischen die besondere Gefahr durch diese Objekte erkannt wurde. Besonders das ab 200 m Durchmesser stark erhöhte Tsunamirisiko motivierte diese Erweiterung. [63-xii] Das ursprüngliche Spaceguard-Programm wird bis 2008 fortgeführt werden, und soll dann gegenwärtigen Vorschlägen nach in das tiefere Suchziel 90 % der NEO mit $\varnothing > 140$ m überführt werden, wofür man mit Kosten um 400M\$ rechnet. Die unmodifizierte Suche ergab bis Januar 2004 lediglich ca. 60% der PHA mit $\varnothing > 1$ km, wenn man von einer eher niedrigen Gesamtzahl um 1000 NEO mit $\varnothing > 1$ km ausgeht. [67]

Sowohl bei den bisherigen 1-m-Teleskopen als auch bei den neueren Anlagen liegt die Grenzgröße der scheinbaren Helligkeit H^* etwa 1.5...3 mag unter der absoluten Helligkeit H der jeweils definierten 90-%-Schwelle. Die Differenz entspricht der Summe aus dem phasenwinkelabhängigen Term G' und dem distanzabhängigen Term in der vollständigen Helligkeitsgleichung, und erlaubt so eine Abschätzung des beobachtbaren Raumes. In der Zielgröße wird also bei konstantem Distanzprodukt nur bis zu Phasenwinkeln von $\beta \approx 30...90^\circ$ beobachtet, und in Opposition bei $\beta \approx 0$ in Oppositionsdistanzen von $r_{K-\odot} \approx r_{K-\oplus} + 1 \text{ AE} \approx 2...2.55 \text{ AE}$, was in etwa der inneren Flanke des Hauptgürtes entspricht, der sich im Bereich 2.15...3.3 AE ausdehnt. Viele NEO entfernen sich aber wesentlich weiter von der Sonne, so daß sie nicht in jeder Opposition sichtbar sind. Leuchtschwächere Objekte sind nur in entsprechend geringeren Entfernungen auffindbar. Eine auf $H < 18 \text{ mag}$ ausgerichtete Durchmusterung findet 140-m-Objekte mit $H = 22.25 \text{ mag}$ in Opposition nur bis $r_{K-\odot} \approx 1.47 \text{ AE}$ Sonnenentfernung, solche der Tunguska-Klasse mit $H = 24$ bis in $r_{K-\odot} \approx 1.25 \text{ AE}$, und Objekte von $H = 26$ bzw. etwa 25 m Durchmesser, die schwere Multimegatonnen-Luftdetonationen verursachen können, bis in $r_{K-\odot} \approx 1.113 \text{ AE}$, entsprechend $r_{K-\oplus} = 44 \text{ LD}$. Auch sehr kleine Objekte können noch erfaßt werden, solange sie nur der Erde nahe genug kommen. Das 1.8-m-Spacewatch-Teleskop konnte z.B. die Fragmente der kurz vor Brennschluß des Feststoff-Transfermotors STAR 30 BP in drei Teile zerbrochenen, nur metergroßen Sonde Contour in 460000 km Entfernung klar erkennbar abbilden. [75]

Mit sinkender absoluter Helligkeit reduziert sich das überwachte Volumen erheblich, und ebenso erhöht sich die Chance, daß Kleinkörper in die weiter werdenden systematischen Beobachtungslücken fallen, in wetterbedingten Ruhezeiten passieren, oder in allen außer den erdnächsten Oppositionen unbemerkt bleiben. Letzteres kommt zur relativ langen synodischen Umlaufzeit hinzu, die sich dann vervielfacht zu einer effektiven synodischen Periode der Perihel- oder erdnahen Oppositionen. Als Beispiel mag der Planet Mars dienen, dessen synodische Periode 780 Tage beträgt, die seiner perihelnahen Oppositionen jedoch 15...17 Jahre und die der perihelnächsten Oppositionen sogar 32 Jahre. [64-121] Das Verhältnis von synodischer und perihelsynodischer Periode steigt im allgemeinen proportional zur Anzahl der Oppositionsorte auf der siderisch betrachteten Bahn, ist jedoch auch von ihrer genauen Lage und Dichte abhängig. Ein die Erdbahn steil schneidender, sehr kleiner Körper kann z.B. mehrere beobachtbare Oppositionen haben, wenn er sich gerade außerhalb des oder der Bahnschnittpunkte befindet; ein erdbahntangierendes Objekt dagegen dann, wenn es sich knapp außerhalb der Erdbahn bewegt. Mit der Bahninklination und der Tatsache, daß die meisten Beobachtungseinrichtungen auf der Nordhalbkugel der Erde befinden, können sich so sehr komplexe Interferenzmuster der Beobachtbarkeit ergeben, die bestimmte Gruppen von Kleinkörpern nahezu von der Entdeckung im Sinne der Spaceguard-Beobachtungsprogramme in einem Zeitraum weniger Jahre ausschließen. Die geschätzte Anzahl der NEO basiert aber auch auf einer vermuteten Verteilung der Kleinkörper im Raum der wesentlichen Bahnparameter a , e , i , die aus der beobachteten Population und der simulierten Beobachtbarkeit bestimmter Untergruppen ermittelt wird. Für selten beobachtete Körper, wie z.B. IEO, oder solche mit besonders niedriger Albedo, ergeben sich so zumindest große Unsicherheiten.

Die Ausstattung mit größeren Teleskopen und Gruppen aus mehreren Teleskopen kann einige dieser systematischen Fehler reduzieren. Besonders wirksam wäre eine Erschließung der Südhalbkugel.

Es bietet sich an, die Ausrüstung der automatischen Beobachtungsprogramme mit den modernen Großteleskopen der 8...10m-Klasse und dem Hubble Space Telescope zu vergleichen. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht ihrer Eigenschaften unter besonderer Berücksichtigung der getätigten Kleinkörperbeobachtungen.

Teleskop	beobachtete Himmelskörper	Nebenbedingungen, Teleskopdaten, Gesichtsfeld, Kamerasensor	Auflösung, "/Pixel	Grenzgröße, mag
CFHT	knapp 200 mbA	AO, 1.6 μ m	0.120	
HST FOC	(1) Ceres	2.4 m, visuell 0".045, UV 0".030	0.045	
HST WFPC2	rund 100 mbA	2.4 m, in 28000 qualitätsüberprüften Bildern $^{\circ}$)		23
HST ACS	S/200n Un / N4	2.4 m, ~1000 s; A = 0.05, \varnothing 10...12 km / 60 km		
HST ACS	3 KBO	2.4 m, 15 d; 3 KBO 25...45 km, erwartet 60		29
HST ACS	M31-Halosterne	2.4 m, 3.5 d		31
VLT	1P/Halley, Erd-distanz 27.26 AE	3 \cdot 8.2 m, 3 Nächte, in 32284 s 20000 Photonen, 1.6 s/Ph., 81 Aufn. addiert m. Sternsubtraktion		28.2
VLT Yepun NA(OS)-CO(NICA)	1 h mit AO bei 2.2 μ m, Leitstern < 14 mag	8.2 m; f/6.4...51, 73...14" Gesichtsfeld, 1024 ² Pixel, 0.11...0.014"/Pix; 4 Kameras 1...2.5, 3 Kameras 2...5 μ m, Spektren $\Delta\lambda/\lambda=200..1000$	0.014	25
VLT NACO	Stern, 8 mag	dito, im Testbetrieb, Seeing 0".5, 1.2 μ m	0.040	
VLT NACO	Io	dito; 2.166 μ m, 230 s; Aufl. 210 km, \varnothing 1".2	0.068	
VLT NACO	Saturn	dito; Leitstern Tethys; 1.2 / 1.6 μ m, 24 / 20 s	0.070	
Hooker-Tel.	(3) Juno, 1.1 AE	2.5 m, AO, 4 h; Spektral 500, 700, 833, 934 nm	0.080	
Keck	Io	10 m, AO, nachbearbeitet; 1.2, 1.6, 2.2 μ m	0.043	
Keck	(511) Davida	10 m, AO, Opposition 12/02 (Dist. 1.66 AE)	<0.038	

[105][106][57][73][107][108][109][110][111][112] - $^{\circ}$) 19...23 mag, Entfernungsbestimmung mit HST-Erdorbit-Parallaxe [73]

Tabelle 3.3 - Leistungsfähigkeit von Großteleskopen in der Kleinkörperbeobachtung

Zunächst fällt besonders die bis zu 9 mag tiefere Grenzgröße der scheinbaren Helligkeit auf. Dies ist ein Intensitätsfaktor von fast 4000, der jedoch mit Belichtungszeiten von mehreren Stunden bis zu einigen Tagen (!) erkaufte wird, während die automatischen NEO-Suchteleskope Aufnahmen im Minutentakt anfertigen müssen. Zudem umfaßt ihr Gesichtsfeld einige Quadratgrad, während die Großteleskope selten mehr als eine Quadratbogenminute pro Aufnahme überblicken können. Dies ist in etwa das umgekehrte Verhältnis, so daß das Produkt aus Belichtungstiefe und Himmelsfläche in etwa gleich ist. Dadurch erfassen die Großteleskope trotz des kleinen Gesichtsfeldes bei tiefen Belichtungen viele ansonsten unbeobachtbare Asteroiden, wenn auch überwiegend im Hauptgürtel.

Mit ihnen können z.B. Populationsverteilungen überprüft werden. Durch die langen Belichtungszeiten ist die Entfernung ähnlich wie bei den automatischen Programmen sofort abschätzbar: die Bewegung der Erde oder des HST im Orbit erzeugt eine parallaktische Verschiebung der Kleinkörper vor dem Sternhintergrund, die vermessen werden kann. Allerdings reduziert die Verschiebung der Objekte auch die Grenzgröße, so daß das HST kaum noch über die 1-m-Klasse der Spaceguard-Teleskope hinausreicht. [73] Die bodengebundenen Teleskope mit 10-m-Spiegeln wären hier im Vorteil, und eine intensivere Nutzung dieses Beifangs durch standardisierte Extraktion der ansonsten störenden Bahnbögen wäre in jedem Fall wünschenswert.

Wichtig für die Beobachtung von NEO und insbesondere die Überwachung von PHO ist die etwa 30-fach höhere Winkelauflösung der Großteleskope und die Fähigkeit, auch dunkle Objekte in Kilometergröße bis ins Aphel zu verfolgen, wenn ihre Position einigermaßen bekannt ist. Durch beides wird die Präzision von Bahnrechnungen und Positionsvorhersagen verbessert, da die Position genauer und über längere Zeiten vermessen werden kann. Die typischen Auflösungen der beiden Teleskoptypen sind in der folgenden Tabelle in Positionsgenauigkeiten in typischen NEO-Distanzen umgerechnet und um die Werte von Radarmessungen und guter Amateurteleskope ergänzt, die gegenwärtig in der Nachverfolgung von PHO eine wichtige Rolle spielen.

Teleskop	Teleskopauflösung	in $r_{K-\oplus} =$ 0.10 AE, km	in $r_{K-\oplus} =$ 0.20 AE, km	in $r_{K-\oplus} =$ 0.50 AE, km	in $r_{K-\oplus} =$ 2.5 AE, km	in $r_{K-\oplus} =$ 35 AE, km
0.9 m NEO	3".0	217.58	435.16	1088	5439	76153
0.9 m NEO	1".0	72.53	145.05	363	1813	25384
1.8 m NEO	0".33	23.93	47.87	120	598	8377
HST, AO	0".05	3.63	7.25	18	91	1269
VLT max.	0".014	1.02	2.03	5	25	355
Arecibo SNR = 1 °)	Radialdistanz ~ 10 m $v_{\text{Radial}} \sim 0.0001$ m/s	$\varnothing > 20$ m H < 26	$\varnothing > 130$ m H < 22	$\varnothing > 800$ m H < 18	$\varnothing > 20$ km	
Goldstone, Arecibo °)	Radialdistanz ~ 10 m $v_{\text{Radial}} \sim 0.0001$ m/s	$\varnothing > 130$ m H < 22	$\varnothing > 800$ m H < 18	$\varnothing > 13$ km H < 12		

°) Radaralbedo 0.1, mittlere Deklination für den Ort, optimale Bedingungen; SNR: Signal-zu-Rausch-Verhältnis; Goldstone SNR = 1 entspricht etwa Arecibo SNR \approx 30; Abbildungsauflösung ist ungefähr \varnothing / SNR

Tabelle 3.4 - Ortsauflösung bei verschiedenen Winkelauflösungen und Erddistanzen

Die die Auflösung astronomischer Aufnahmen begrenzende Größe ist bei Öffnungsdurchmessern über etwa 0.2 m das Seeing, die durch die Luftunruhe bewirkte Bewegung des Abbildes im Objektiv bzw. auf dem Bildsensor des Teleskops in Zeitskalen von Millisekunden. Gute Standorte erreichen ein Seeing um 0".5, mäßige um 1". Höhere Auflösungen können erreicht werden durch Adaptive Optik (AO), die nahezu beugungsbegrenzte Aufnahmen ermöglicht. Hierbei ist die theoretische Winkelauflösung δ nur von der verwendeten Lichtwellenlänge λ und dem

Öffnungsdurchmesser der Optik $d_{\text{öffnung}}$ abhängig und beträgt

$$\delta = 1.22 \lambda / d_{\text{öffnung}} .$$

Praktisch wird dieser Wert im nahen Infrarot bei etwas über 1 μm Wellenlänge fast erreicht, wenn die Randbedingungen gut sind, d.h. ein heller natürlicher oder ein künstlicher Leitstern zur Messung der zweidimensionalen Luftunruhe vorhanden ist. Weitere Methoden sind die Auswertung von Reihenaufnahmen, der Vergleich mehrerer Aufnahmen und der Vergleich mit der Verzerrung von Sternabbildern im selben Bildfeld. Damit können auch Amateuraufnahmen von ausreichend hellen Objekten problemlos bis zu etwa $0''.3 \dots 0''.4$ astrometrisch präzisiert bzw. abbildend geschärft werden. In [113] wird dies an Aufnahmen eines 0.2-m-Refraktors bei 3 m Brennweite demonstriert. Die größten Amateurteleskope, von denen einige zur NEO-Verfolgung benutzt werden, erreichen etwa 1 m Optikedurchmesser, sind also vergleichbar mit den Teleskopen der automatischen Suchprogramme. Beispiele sind das 1.06-m-Teleskop des Klet'-Observatoriums in der Tschechischen Republik [48-793ff.] und das spaceguard.uk-Teleskop in Wales.

Die in der vorangehenden Tabelle angeführten Ortsauflösungen sind dabei als untere Grenze zu verstehen, da bei einer optischen Aufnahme die tatsächliche Entfernung und relative Bewegungsrichtung zunächst unbekannt sind. Die mögliche Abweichung der Messung vom tatsächlichen Ort erhöht sich direkt um den Faktor $1/\sin$ des Winkels der Bahn zur Sichtlinie, und indirekt hieraus bei der weiteren Bestimmung der Bahn durch die sich aus diesem Ortsfehler ergebenden Abweichungen. Die berechnete Bahn wird um so besser festgelegt, je mehr Meßpunkte vorliegen, um den Fehler statistisch zu verkleinern, und je länger der beobachtete Bahnbogen und der Beobachtungszeitraum ist, um die Positionsfehler möglichst klein zur vermessenen Strecke zu werden zu lassen. Trotzdem bleibt in vielen Fällen der durch die fehlende Entfernungsmessung hervorgerufene Fehleranteil groß.

Ideal komplementiert wird die optisch-photographische Messung des Raumwinkels der Richtung vom Beobachter zum Objekt und seiner zeitlichen Änderung durch Radarbeobachtungen, die die Entfernung vom Beobachter zum Objekt und ihre Änderung, also die radiale Geschwindigkeitskomponente sehr genau messen können. Die Reichweite selbst der größten Radarteleskope ist jedoch beschränkt, da die empfangene Signalintensität $\sim r_{\text{K-}\oplus}^{-4}$ ist. Außerdem werden bereits sehr genaue optische Positions- und Bahndaten für die Ausrichtung der sehr schmalen Antennenkeule der Radarteleskope benötigt. Die Zielephemeride muß genauer als $\frac{1}{2}$ Bogenminute in der Position und »brauchbar« in der Abschätzung der Dopplerverschiebung des zu erwartenden Echos sein. [63-38ff.] Zudem ist das Radarteleskop von Arecibo nicht schwenkbar, bis auf eine gewisse Beweglichkeit des Sekundärspiegels, so daß der Deklinationsbereich je nach Beobachtungszeitpunkt im Bereich von $-1^\circ \dots 38^\circ$ wandert, und die Rektaszension über die Erddrehung angesteuert werden muß. Das Radarteleskop von Goldstone ist schwenkbar, aber auf Deklinationen $> -40^\circ$, also den Nordhimmel beschränkt. Zur Asteroidensuche ist Radarastronomie also ähnlich ungeeignet wie Großteleskope, aber ebenfalls sehr hilfreich zur Nachverfolgung von bereits entdeckten Körpern. Hier kann durch die Kombination optischer und mit Radar erhaltener Daten bereits in der Entdeckungsoption die Bahn so genau bestimmt werden wie bei einer rein optischen Beobachtung nur über mindestens zwei Oppositionen hinweg. Der resultierende Positionsfehler zur Wiederauffindung kann um den Faktor 100 und mehr reduziert werden. Für gute optische Beobachtungen ergeben sich Abweichungen im Bereich von Bogenminuten von der

vorhergesagten Position, für gute Radarbeobachtungen jedoch meist unter einer Bogensekunde. Liegen nur kurze Beobachtungen vor, können optisch Fehler von einigen Grad entstehen, während eine hinzugenommene Radarbeobachtung den Fehler unter ein Grad drücken kann. [63-41,44f.] Dies ist wesentlich, da im April 2004 von 595 bis dahin bekannten PHA 41 % als verloren eingestuft waren, da die 3σ -Abweichung des Zeitpunktes ihrer nächsten Erdannäherung größer als ± 10 Tage (!) war, was einer typischen Winkelabweichung von 90° am Firmament entspricht. Durch Radarmessungen können auch mögliche Erdkollisionen kurzfristig ausgeschlossen werden, da die größeren Unsicherheitsbereiche rein optischer Beobachtungen in der Entdeckungsoption sehr oft für die nächste Erdbegegnung die Erde umfassen, und Radar gerade im Bereich der PHO-Definition mit $EM_{oid} = r_{K-\oplus, min} \leq 0.05$ AE und $H \leq 22$ mag sehr wirksam in der Präzisierung der Bahnelemente ist. Die so ermöglichte »negative Vorhersage« [63-53f.] fördert die Konzentration der vorhandenen Mittel auf eine geringere Zahl potentiell gefährlicher Objekte. Die Verbesserung der Positionsangaben von länger optisch beobachteten Objekten ist jedoch eher gering. [63-45ff.]

Für den Bereich der PHO bis herab zu 140 m Durchmesser, der nach der Erweiterung der Suchprogramme möglichst vollständig erfaßt werden soll, reicht die Empfindlichkeit und Flexibilität der Anlagen in Arecibo und Goldstone für Oppositionsfolgebeobachtungen aus. In 0.05 AE Abstand wird noch ein SNR von 300 bzw. 10 erreicht. Nach den in Kapitel 2 geschilderten Auswirkungen, Populationsdaten und Einschlagsintervallen besteht aber ebenfalls noch ein sehr großes Gefährdungspotential in noch kleineren Objekten, insbesondere durch die charakteristischen Wirkungen von Megatonnen-Luftdetonationen. Je nach Zusammensetzung, Beschaffenheit, Relativgeschwindigkeit, Kollisionsbahn und spezifischer Energie reicht es mindestens herab bis zu Durchmessern von etwa 15...20 m bzw. $H = 25.5...27.5$ mit den wahrscheinlichsten Albedo-Dichte-Kombinationen, teilweise auch noch darunter, z.B. bei festen oder metallischen Körpern. Die Menge dieser Objekte ist so groß, das eine bezahlbare Suche nach ihnen praktisch einer dauerhaften Überwachung gleichkommt, selbst mit den Mitteln des erweiterten Spaceguard-Zieles. Eine schnelle Bahnpräzisierung mit den vorhandenen Radarteleskopen bis in 0.05 AE Erdabstand ist für diese Objektdurchmesser noch eingeschränkt möglich, da das SNR von Arecibo > 10 ist, und von Goldstone aus mit SNR ~ 1 in 0.05 AE gerade noch eine Detektion möglich ist. Arecibo erreicht SNR ~ 1 für 20 m große Objekte in 0.115 AE Erdentfernung, und entspricht somit in etwa der Grenze der 0.9-m-Teleskope für $H = 26$ mag im derzeit umgesetzten Spaceguard-Konzept.

Unsicherheiten durch die Beobachtung können also in der für PHO relevanten Erdnähe auf wenige bis einige zehn Kilometer reduziert werden durch die Kombination von optischen Weitwinkelsuchteleskopen und der Nachbeobachtung von nach relativ einfachen bewegungsbezogenen Anzeichen des potentiellen Risikos ausgewählten Objekten durch hochauflösende Großteleskope und Radar. Dies ist unter Umständen bereits jetzt in der Entdeckungsoption möglich, wenn das beobachtete Objekt in den Sichtbereich der Radarteleskope einfliegt, letztere gerade verfügbar sind, und die Beobachtungsanfrage schnell genug erstellt, weitergeleitet und bearbeitet werden kann. Im Idealfall kann die Komponente entlang der Sichtlinie auf einige hundert Meter reduziert werden, also auf oder sogar unter die Dimensionen der meisten gefährlichen Objekte. Längere radarunterstützte Beobachtungen mit Interferometrie können auch die Komponente senkrecht zur Sichtlinie in diese Größenordnung bringen. [63-60]

Damit werden andere Fehlerquellen bestimmend.

3.1.1. Fehlerquellen in der Bahnvorhersage

Eine länger bekannte Eigenschaft der Kleinkörper ist die Abdrift von Kometen von ihrer reinen Keplerbahn durch den Schub der von ihnen in Sonnennähe freigesetzten Gase. Dieser Schubeinfluß ist variabel, kurzfristig durch die Aktivität und langfristig durch die Präzession des Kerns unter dem Einfluß des kurzzeitig variablen Schubes und der äußeren Schwerkrafteinflüsse. [53] Nicht nur Kometen unterliegen Einflüssen, die mittelbar oder unmittelbar von der Sonnenstrahlung hervorgerufen werden. Zudem gibt es Einflüsse auf die Vorhersage der Bahn durch die gewählte Methode und Genauigkeit der Bahnrechnung, und solche, die aus der Vielkörpernaut der Sonnensystems herrühren. Hierbei handelt es sich sowohl um reale Störungen als auch um solche, die durch die Auslassung bestimmter Einflüsse in der Berechnung der vorherzusagenden Bahn nur virtuell entstehen.

Für den Asteroiden (29075) 1950 DA wurde eine besonders detaillierte Untersuchung durchgeführt, da er z.Zt. der einzige große PHA mit einer nicht zu vernachlässigenden Einschlagswahrscheinlichkeit ist. Seine Begegnung mit der Erde am 16.03.2880 trägt eine Kollisionswahrscheinlichkeit von 1/300. [63-54f.][114] Der etwa 320 m große (99942) Apophis 2004 MN4 hat eine besonders nahe Erdbegegnung am 13.04.2029, bei der er von Europa, Afrika und Asien aus mit bis zu $H^* = 3$ leicht mit dem bloßen Auge zu beobachten ist. Sein geringster voraussichtlicher Erdabstand von etwa 31400 km unterschreitet die geostationäre Umlaufbahn und ist der naheste sicher bekannte Vorbeiflug eines Objektes über 10 m Durchmesser, bisherige Einschläge und Atmosphärenpassagen ausgenommen. Aus rein optischen Beobachtungen ergab sich anfangs eine relativ hohe Kollisionswahrscheinlichkeit für den 13.04.2036, die aber durch Nachverfolgung bald auf z.Zt. $2.2E-5$ reduziert wurde.

In der folgenden Tabelle sind die Auswirkungen dieser Störquellen nach ihrer Größe zusammengefaßt. Zum Vergleich mit technischen Methoden wird für über die gegebene Zeit jeweils entsprechend wirkende konstante Beschleunigungen und impulsartige Geschwindigkeitsänderungen der Betrag angegeben; außerdem die Zeit, in der eine impulsartig gegebene bzw. im Mittel konstant akkumulierende Abweichung von der Bahnbewegung um einen Erdradius anwächst. Da die äquivalenten Geschwindigkeiten dieser Abweichungen sehr klein sind gegenüber den Geschwindigkeiten der Bewegung der Körper auf ihrer Bahn im Sonnensystem als auch relativ zur Erde, ist die lineare Näherung zulässig. Dies gilt auch insbesondere für die Betrachtung terminaler Bahnen. [48-829ff.][115]

Objekt	Art der Störung	Angegebene Größe der Störung	a_{Drift} , m/s ²	v_{Drift} , m/s	$t_{\text{Drift}} / R_{\oplus}$
2P/Encke (1819)	spinabhängige Gasemission	ΔP : -2.77 h / P (Maximum)	2.867E-8	1.500	49.31 d
2P/Encke (1977)	spinabhängige Gasemission	ΔP : -8 min / P	1.380E-9	0.072	2.805 a
1P/Halley	spinabhängige Gasemission	ΔP +4 d / P	5.80E-10	0.696	106.01 d
(29075) 1950 DA	numerischer Integrationsfehler, 64 Bit; für (29075) 1950 DA alle Störungen relativ dazu °)	-9900 km o. -12 min über 878 a; != 1.0	-2.58E-14	-3.57E-4	565.66 a
(29075) 1950 DA	Yarkovsky-Effekt, abhängig von der Pollage	°) -6924 ...+1152	-1.79E-10 2.97E-11	-2.474 0.412	29.84 d 179.35 d
(29075) 1950 DA	solarer Strahlungsdruck	°) -1092	-1.41E-11	-0.390	0.518 a
(29075) 1950 DA	Unsicherheit der Planetenmassen	°) -156 ...+132	-4.02E-12 3.40E-12	-0.056 0.047	3.626 a 4.285 a
(29075) 1950 DA	61 meistperturbierende mbA	°) -144	-3.71E-12	-0.052	3.928 a
(29075) 1950 DA	sonnenbaryzentrische relativistische Verschiebung	°) +81.0	2.09E-12	0.029	6.983 a
(29075) 1950 DA	Abplattung der Sonne	°) +1.75 ...+4.083	4.51E-14 1.05E-13	6.25E-4 1.46E-3	323.23 a 138.53 a
(29075) 1950 DA	Poynting-Robertson-Effekt	°) -2.333	-6.02E-14	-8.34E-4	242.42 a
(29075) 1950 DA	solarer Massenverlust	°) +1.333	3.44E-14	4.76E-4	424.24 a
(29075) 1950 DA	galaktische Gezeiteneffekte	°) -0.833	-2.15E-14	-2.98E-4	678.79 a
(29075) 1950 DA	Galileische Monde	°) -0.333	-8.60E-14	-1.19E-4	1697 a
(29075) 1950 DA	Solare Partikelstrahlung	°) +0.001	2.58E-17	3.57E-7	565.7 ka
(29075) 1950 DA	Summe aller Abweichungen	-8236.415 ... +129.918	-2.12E-10 3.35E-12	-2.943 0.046	25.08 d 4.354 a
(99942) Apophis 2004 MN4	erwarteter Fehlerraum des erdnächsten Bahnpunktes am 13.04.2029 über 22.9 a ¹⁾)	$r_{K-\oplus}$: 37822km \pm 574km $r_{K-\oplus}$ \pm 570km $\perp r_{K-\oplus}$	2.20E-12	7.94E-4	254.54 a
(1) Ceres	Abweichung der heliozent. Länge über 9 Jahre ²⁾)	+1754" in 3320 d	2.923E-4	12.253	6.0246 d
Mars	solarer Massenverlust b.2880	°) 85 km	2.21E-16	3.07E-6	65882 a

Anmerkungen s. folgende Seite

Tabelle 3.5 - Störeinflüsse auf Kleinkörper und die Vorhersagbarkeit der Bahnbewegung

°) 878 a, von Radarbeobachtung 2002 bis zur sehr nahen Erdbegegnung am 16.03.2880, 20:11UT; alle Störungen für (29075) 1950 DA relativ zum Integrationsfehler bei 64 bit Rechengenauigkeit verglichen mit 128 bit Rechengenauigkeit (IEEE floating point) - ¹⁾ Berechnung vom 17.05.2006 - ²⁾ im August 1990, von oskulierenden Bahnelementen vom 15.07.1981 [102-240f.]

zu Tabelle 3.5 - Störeinflüsse auf Kleinkörper und die Vorhersagbarkeit der Bahnbewegung

(29075) 1950 DA und Apophis sind aufgrund ihrer potentiellen Gefährlichkeit besonders gut untersuchte Fälle. Für eine gewöhnliche, aus normalen Bahnrechnungen entstehende Abweichung ist daher (1) Ceres als Vergleichsfall angegeben. Ihre Abweichung zu einer einmal bestimmten Bahn wächst in einer divergenten Oszillation mit einer Periode von etwa 1500 Tagen. Für die von der Verstärkung durch nahe Planetenvorbeiflüge freie Wirkung einer kleinen unidirektionalen Störungskomponente auf 1950 DA in vergleichbarer Entfernung ist die Wirkung des solaren Massenverlustes auf die Bahn des Mars angegeben.

Die extrem langfristige Bahnvorhersage für 1950 DA ist aber auch in diesem besonders genau untersuchten Fall nur möglich, weil sich die Bahn in einem komplexen Resonanzzustand mit Erde und Mars befindet, der sich akkumulierende Abweichungen wieder einfängt und umkehrt. Tatsächlich schwingen 10000 mit einer innerhalb des Fehlerbereiches der Beobachtungsdaten künstlich eingeführten zufälligen Streuung der Bahnparameter gerechnete Lösungen vollständig um den Schwerpunkt der so erhaltenen Partikelwolke und die nach der Lösung mit der höchsten Wahrscheinlichkeit erhaltene Position, anstatt sich jeweils selbst, und damit insgesamt die Partikelwolke weiter linear oder divergent auszubreiten. Die Periode dieser Schwingung beträgt etwa 173 Jahre. Diese Bahnresonanz hält den Fehlerbereich der Bahnvorhersage trotz mehrerer naher Planetenbegegnungen an Erde und Mars, die kleine Abweichungen normalerweise stark verstärken, über lange Zeit sehr klein, und bemerkenswerterweise in der Größenordnung der oben angegebenen Abweichung der Marsbahn. Dies zeigt die resonante Bindung an die Bahnen großer Planeten. Der Wirkungsmechanismus, auf den hier nicht näher eingegangen werden soll, ist offenbar eine (1620)-Geographos-Resonanz der mittleren Bewegung, verbunden mit einer resonanten Rückstellkraft. Die Entwicklung der Summe der Abweichungen der Bahn und des in der voranstehenden Tabelle zur Normierung der anderen Fehlerquellen verwendeten numerischen Integrationsfehlers zeigt die nun folgende Tabelle.

Datum, an oder bis	Ereignis	Bahnabweichung von vorheriger oder Vergleichsbahnrechnung	numer. Integrationsfehler	Bemerkung
23.02.1950	Entdeckung, 1950 DA			Bahnbogen 17 d, verloren
31.12.2000	1950 DA=2000 YK ₆₆			Wiederentdeckung
07.03.2001	Radarbeobachtung	+7.9±0.9 km, -3.5±3.5 mm/s		relativ zu optisch über 51 Jahre ermittelter Bahn
10.03.2001	Referenzorbit (#37)	0	0	für folgende
10.03.2105	Erde, 0.036316 AE		< 1 km	akkumulierter Fehler
14.03.2641	Erde, 0.015634 AE		±200 km	Sprung d. Bahnparameter
20.03.2809	Erde, 0.033387 AE ±0.000761 AE	-58000 km, -67 min	±200 km, ±14.3 s	Fehler oszilliert bis hier mit konstanter Amplitude
20.03.2809	Erde, 0.033387 AE ±0.000761 AE	∓ 1647000 km, 32 d ± 26000 km, 30 min	-8236.415 +129.918	extrapol. ges. Abw. durch Störungen, Unsicherheiten
2812		~0		Abw. steigt u. osz. mäßig
20.03.2860	Erde, 0.036918 AE	+2600000 km, 50.7 h		verstärkt Abw. u. Fehler
2862		~0		Abw. sinkt und osz. stark
2878		-16000000 km, -13 d		max. Abweichung
16.03.2880	Erde, 0.001954 AE Einschlag 1 / 306.185	-14000000 km, -11 d	-9900 km, -12 min	Fehler und Abweichung wachsen stark oszillierend
16.03.2880	Erde, 0.001954 AE Einschlag 1 / 306.185	-81540509 km, -66 d +1286188 km, 1.05 d	-8236.415 +129.918	ges. Abweichung durch Störungen, Unsicherheiten
> 2880	Erde, < 0.0406 AE, Positionswinkel ?	unvorhersagbar, bis zu ± mehreren AE		Abhängig von Erdabstand und passierter Erdseite (!)

Tabelle 3.6 - Referenzbahnbezogene Positionsfehlerentwicklung für (29075) 1950 DA

Bemerkenswert ist die nach einer nahen Erdbegegnung im Jahre 2809 gegenüber der Referenzbahn verstärkte Wirkung der akkumulierten Effekte und das einsetzende moderate Wachstum des Fehlerbereiches, begleitet von einer Verschiebung der Bahnorte zu einem gegebenen Zeitpunkt um etwa +6 LD bis zu der nächsten nahen Erdbegegnung im Jahre 2860, und die folgende Umkehr der Richtung der Bahnabweichung, sowie ihr rascheres Anwachsen. Erst diese Bahnänderung führt zur Möglichkeit eines Erdeinschlages, innerhalb von nur 20 Jahren. Der normierte Fehlerbereich steigt erst durch die nochmalige Verstärkung des zweiten Vorbeifluges so stark an, daß er hauptsächlich bestimmend für das Ergebnis - Einschlag oder nicht - wird.

Die charakteristische Eigenschaft von NEO sind aber gerade nahe Vorbeigänge an Planeten, oder zumindest an der Erde, die zuvor akkumulierte kleine Verschiebungen durch Störeinflüsse oder Rechnungsfehler drastisch verstärken können. Dieser Normalfall wird von (99942) Apophis

demonstriert, dessen besonders genaue Bahnrechnung und Beobachtung nach dem anfangs vermuteten möglichen Impact im Jahre 2036 als repräsentativ angesehen werden kann. Die folgende Tabelle zeigt die wesentlich raschere Entwicklung von seiner Entdeckung bis 2006.

Datum	Ereignis, Rechnung	rk- \oplus 2029, R \oplus	rk- \oplus 2029, km	Längsabw. 2029, km	rk- \oplus 2036, AE	Bemerkung
19.06.2004	Entdeckung	10	64355			
20.01.2005	Radar	5.7 \pm 1.4	36355 \pm 8929			rk- \oplus -294 km
04.02.2005	vor IAU-Circular	5.77 \pm 0.39	36801 \pm 2487	\pm 1957	0.005	
04.02.2005	nach IAU-Circular	5.86 \pm 0.12	37375 \pm 765	\pm 757	0.140	
17.05.2006	vor IAU-Circular	5.86 \pm 0.11	37375 \pm 702	\pm 730	0.168	
17.05.2006	nach IAU-Circular	5.93 \pm 0.09	37822 \pm 574	\pm 570	0.276	

Tabelle 3.7 - Entwicklung der Bestimmung des nahen Erdvorbeifluges von (99942) Apophis

Bemerkenswert ist die starke Änderung der Distanz der nahen Begegnung am 13.04.2036, die von einer vermuteten Kollision zu einem weiten Vorbeigang übergeht. Dabei ist die mittlere nächste Erdentfernung der ersten genauen Bahnrechnung für Apophis nur 2.5 mal größer als die der Referenzlösung für 1950 DA. Einer Abstandsänderung im Jahre 2029 von nur 1467 km steht eine solche von 0.271 AE = 4.054E10 m für 2036 gegenüber - ein Verstärkungsfaktor von 27635 für jeden vorhergehenden Einfluß auf die Bahn und jeden Fehlerbereich einer Bahnrechnung. Apophis kommt der Erde in den Jahren 2029, 2036 und 2037 besonders nahe. Jeder dieser Vorbeigänge beeinflusst die folgenden, die genau wie Oppositionsstellungen einer quasisynodischen Periode unterliegen können, d.h. mehrere nacheinander in relativ kurzer Folge nach längeren Pausen. Die quasisynodischen Interferenzmuster ändern sich selbst ebenfalls infolge naher Planetenvorbeigänge, und oft in Intervallen, die kürzer als ihr Zyklus sind. Das resultierende Verhalten kann resonant sein, so daß wie bei 1950 DA bis zum Jahr 2809 selbst die Auswirkungen sehr naher Vorbeigänge wie des von 2641 auf die Vorhersagbarkeit von den Rückstellwirkungen der Bahnresonanz aufgefangen werden, oder divergent, wie bei Apophis in den 2020/30er Jahren oder bei 1950 DA nach dem Erdvorbeigang von 2860. Letzteres ist der Regelfall, wobei wie bei 1950 DA zwischen den Jahren 2809 und 2860 und bei Apophis bis 2029 langsam akkumulierendes Wachstum der Wirkungen der Störeinflüsse das Fundament für sprunghafte oder sehr schnelle Bahnänderungen bzw. Abweichungen von der wahrscheinlichsten Bahn legt. Die in den Tabellen 3.5 und 3.6 für 1950 DA angegebenen Werte sind nur dann mit den Werten von Apophis vergleichbar, wenn man sie auf den Zeitraum nach der Bahnresonanzphase bis 2809 bezieht, also auf insgesamt 71 statt 878 Jahre mit der Wirkung eines nahen Erdvorbeiganges, und die 51 Jahre vor diesem. Der nahe Erdvorbeigang geht dabei mit seinem Verstärkungsfaktor ein. Die folgende Tabelle faßt die umgerechneten Werte mit und ohne die vervielfachende Wirkung bis zum nächsten nahen Erdvorbeigang zusammen.

Objekt	Intervall	Verstärkung	Abweichung	aDrift, m/s ²	vDrift, m/s	tDrift / R _⊕
1950 DA	2002-2860, 878 a		-81540509 km, -66 d +1286188 km, 1.05 d	-2.12E-10 3.35E-12	-2.943 0.046	25.08 d 4.354 a
1950 DA	2809-60, 51 a	1	+15143237 km, 12 d -238863km, 4.7 h	1.17E-8 -1.84E-10	9.409 -0.148	7.846 d 1.362 a
Apophis	2006-29, 23 a	1	±574 km	±2.18E-12	±7.91E-4	255.6 a
1950 DA	2809-80, 71 a	- 5.3846	-81540509 km, -66 d +1286188 km, 1.05 d	3.25E-8 -5.12E-10	-36.393 0.574	2.029 d 0.325 a
Apophis	2006-36, 30 a	27635	±15862490 km 0.106034 AE	±3.54E-8	±16.755	4.406 d

Tabelle 3.8 - Bahnabweichungen mit und ohne Verstärkung durch nahe Erdvorbeigänge

Ihrer Größe und Richtung nach unbekannte Einflüsse oder Fehlerquellen auf eine beliebige, einmal in Bahnelementen formulierte Kleinkörperbahn können also den tatsächlichen Ort eines Objektes gegenüber seiner vorhergesagten Position wöchentlich um einen Erdradius verschieben, auch ohne besondere verstärkende Einflüsse wie nahe Planetenvorbeigänge. Dabei sind die wesentlichen Störgrößen Yarkovsky-Effekt, Unsicherheit der Planetenmassen und Störungen durch normalerweise vernachlässigte Kleinkörper prinzipiell unvorhersagbar ohne genaueste Kenntnis der erst zu berechnenden Bahn, die wiederum über den besonders starken Einfluß des Yarkovsky-Effektes empfindlich von den Körpereigenschaften Dichte, Wärmeleitfähigkeit, Spinvektor und Form abhängt. Diese Eigenschaften sind nur durch eine intensive Beobachtung, und hinreichend vollständig wahrscheinlich nur mit Raumsonden zu erfassen, die das betreffende Objekt besuchen.

Die beiden betrachteten PHA sind keine Extremfälle für die natürliche Veränderungsrate von Kleinkörperbahnen. Nimmt man global ideales Schwarzkörperverhalten mit $A_{IR} = 0$ im thermischen Infrarot und eine für Kometenkerne hohe Albedo von $A_{vis} = 0.05$ für das Sonnenlicht an, sowie über die gesamte Oberfläche konstante Temperatur, so vereinfacht sich die Beschreibung des Strahlungsgleichgewichtes zu

$$(1-A_{vis}) \pi R^2 I_{\odot,1AE} = (1-A_{IR}) 4\pi R^2 \sigma T^4 .$$

Die Oberfläche eines solcherart beschriebenen, schnell rotierenden Kometen kann in 1 AE Abstand von der Sonne eine mittlere Temperatur von 275 K erreichen - also knapp über den Gefrierpunkt kommen. Der Subsolarpunkt auf einem langsam oder mit einem Pol sehr stark zur Sonne ausgerichtet rotierenden Kometen kann sogar über 325 K bzw. 50 °C erreichen. (Die Strahlungsgleichgewichtstemperatur der Erde beträgt etwa -18 °C. D.h. die Atmosphärenschicht unterhalb der Höhe dieser Temperatur, im Mittel etwa 5 km, ist durch die Filterwirkung der Spurengase H₂O, CO₂, CH₄, NO_x, FCKW u.a. praktisch opak für Wärmestrahlung. Die Temperatur des wärmestrahlenden Bodens stellt sich so weit höher ein, daß diese Absorption ausgeglichen wird, und der Wärmetransport erfolgt bis zu dieser Höhe überwiegend konvektiv.)

Besonders auf einem jungen Kometen reichlich vorhandene flüchtige Substanzen können bei diesen Temperaturen sehr intensiv sublimieren. Über einem sonnenbeschienenen Oberflächenelement werden sich vom sublimierten Eisgemisch abhängig die Gasanteile, der Gasdruck und die lokale Temperatur so einstellen, daß sich die Erwärmung der Eiskomponente, ihre teilweise Verdampfung und die Abstrahlung im Infraroten einerseits, und die eingestrahlte Sonnenenergie andererseits im Gleichgewicht befinden. Mit Sublimationswärmen der häufigsten flüchtigen Bestandteile CO, CH₄, CO₂, NH₃ und H₂O [116] im Bereich von 0.25...2.6 MJ/kg können in 1 AE Sonnenentfernung subsolar 0.5...5.5 g/m²s Eis der jeweiligen Verbindung sublimiert werden und ins Vakuum expandieren. Dabei werden Gasgeschwindigkeiten von 200...500 m/s und somit Flächenschübe um $p = 0.2...1.2 \text{ N/m}^2$ erreicht. Die resultierende Schubkraft wirkt in eine vom Spin, der Verteilung der aktiven Gebiete auf der Oberfläche, ihrer Form und der Bahngeometrie abhängige und daher ohne genaueste Kenntnis des Kometenkernes nicht vorhersagbare Richtung. Bleibt diese Wirkung über kurze Zeiträume hinreichend konstant, so bewegt sich der Komet in der Zeit

$$t_{\text{off-}\oplus} = \sqrt{ (16 R_{\oplus} R_{\text{Komet}} / 3\pi p)}$$

beschleunigt um einen Erdradius von der Position, die zuvor nach seiner vorher aktiv erreichten oder inaktiv ungestörten Bahn ermittelt wurde. Ein sehr aktiver kleiner Kometenkern mit einem Durchmesser von 140 m an der Untergrenze der derzeitigen Katalogisierungsanstrengungen kann sich mit den oben angegebenen Werten also selbst mit bis zu $3\text{E-}6...2\text{E-}5 \text{ m/s}^2$ beschleunigen und innerhalb 9 bis 22 Tagen um einen Erdradius von seiner ungestörten Bahn und Position fortbewegen. Für 1 km bzw. 60 km Durchmesser beträgt diese Zeitspanne 11...27 bzw. 21...85 Tage. Werden weitere Effekte, wie ein kurzer Beobachtungszeitraum seit der Entdeckung wie z.B. beim Kometen Hyakutake, der Staubauswurf mit den sublimierten Gasmassen und Fragmentation des Kernes mit einbezogen, so ist eine sichere positive Kollisionsvorhersage für einen aktiven Kometen unter Umständen erst weniger als ein bis zwei Tage vor Einschlag möglich. [42-133]

Da die Aktivität von Kometen stark variabel ist, und im Extremfall zum Zerschneiden der Kometenkerne beiträgt, kann diese Veränderung im Gegensatz zu Asteroiden nicht durch Folgebeobachtungen oder genauere Beobachtungsmittel in aktualisierte Bahnberechnungen umgesetzt werden. Sie bleibt ungemildert bestehen, und wirkt insbesondere kurz vor und bis zu einem möglichen Einschlag des Kometenkernes auf der Erde.

3.1.2. Schwer beobachtbare Objekte

Bis Juli 2006 sind sechs Objekte bekannt geworden, die vollständig innerhalb der Erdbahn die Sonne umlaufen, sogenannte IEA, Intra-Earth Asteroids, oder Apohele. Ihre Beobachtung, und besonders die Entdeckung mit konventionellen astronomischen Methoden, ist schwierig. Der Phasenwinkel wird in Erdnähe sehr groß, und die durch ihn verminderte scheinbare Helligkeit steht gegen den durch Dämmerung erhöhten Himmelshintergrund und die horizontnah stärker dämpfende Atmosphäre. Der Beitrag der aus dem Hauptgürtel stammenden IEO zur Menge der PHA wird nach den bisherigen Beobachtungen zu etwa 2 % abgeschätzt. [63-18] Ob es für diese Objekte weitere Quellen gibt, ist unbekannt. Stabilitätsrechnungen deuten jedoch auf die Möglichkeit hin, daß sich einer ursprünglichen Population des innersten Sonnensystems innerhalb von Erde, Venus und

Merkur entstammende Kleinkörper dort in einigen Bereichen auf relativ stabilen Bahnen gehalten haben könnten. Einen Hinweis darauf geben die außergewöhnlich hohe Planetarische Diskriminante nach Soter, die das Verhältnis der Planetenmasse zu der Masse sämtlicher anderer in seiner Bahn befindlicher Körper ausdrückt, und der Stern-Levinson-Parameter, der ein Maß für die Stärke und Häufigkeit der vom betreffenden Planeten hervorgerufenen gravitativen Störungen ist. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die Werte für die acht Planeten und drei bisher klassifizierten Zwergplaneten.

Körper	Planetarische Diskriminante nach Soter, $m_{\text{Planet}} / m_{\text{Objekte}}$	Stern-Levinson-Parameter $\Lambda = m_{\text{Planet}}^2 / P, m_{\oplus}^2 / a$	Planetar. Diskrim. / $\Lambda = P / (m_{\text{Planet}} \cdot m_{\text{Objekte}}), a / m_{\oplus}^2$
Merkur	91000	0.0126	7222222
Venus	1350000	1.08	1250000
Erde	1700000	1	1700000
Mars	180000	0.0061	29508196
(1) Ceres	0.33	8.7E-9	37931034
Jupiter	625000	8510	73.44
Saturn	190000	308	616.88
Uranus	29000	2.51	11553.8
Neptun	24000	1.79	13407.8
(134340) Pluto	0.077	1.95E-8	3948718
(136199) Eris	0.10	3.5E-8	2857143

nach [20]

Tabelle 3.9 - Planetarische Diskriminante und Stern-Levinson-Parameter der 11 größten Planeten

Die überaus hohe Dominanz von Erde und Venus auf ihren Umlaufbahnen, eventuell auch die des relativ viel kleineren Merkur, kann durchaus zu einem Teil darin begründet liegen, daß ein Teil der den Bereich ihrer Umlaufbahnen bevölkernden Kleinkörper unentdeckt bleibt, da sie nicht in der günstigen Oppositionsstellung beobachtet werden können wie solche Körper zwischen den äußeren Planeten. Gäbe es viele solche Kleinkörper, so wären die innersten Planeten nur scheinbar so dominant. Derzeit gibt es keine etablierten Möglichkeiten, diese Körper direkt von der Erde aus zu beobachten. Lediglich solche IEO, die die Erdbahn praktisch von innen tangieren, werden im Seitenblick von der Erdnachtseite aus teleskopisch sichtbar. Wegen dieser bei niedrigem Azimut und in der Dämmerung ungünstigen Beobachtungsbedingungen wurden diese Bereiche bis vor kurzem von erddgebundenen automatischen Suchprogrammen garnicht erfaßt. Wegen dieser prinzipiellen Einschränkungen werden andere Methoden benötigt. Eine offensichtliche Möglichkeit neben speziell entworfenen Erdsatelliten ist, bei Venus und Merkur anfliegenden Raumsonden die Reisephase und die Passagen des Planetenschattens dafür zu nutzen, mit den Bordkameras nach von

dort aus in Opposition stehenden Objekten zu suchen. Die Optiken von Telekameras entsprechen oft Amateurteleskopen mittlerer Größe, und sie sind mit empfindlichen Sensoren ausgestattet, also prinzipiell geeignet. Wegen der im Vergleich mit dem Datenaufkommen automatischer Überwachungsprogramme sehr geringen Datenübertragungsrate zur Erde müßte ein Teil der Verarbeitung wahrscheinlich an Bord vorgenommen werden, obwohl das Blickfeld von Telekameras an sich schon sehr klein ist, so daß ähnlich wie bei der Galileo-Mission nur ausgewähltes datenhöfliches Material komplett übertragen werden muß. In jedem Fall kann ohne zusätzliche Kameraschwenkmanöver nur eine für Populationsschätzungen ausreichende Anzahl Beobachtungen erwartet werden. Damit ist die Ergänzung um andere Methoden wünschenswert.

Eine Leserzuschrift in *Sterne und Weltraum* berichtet von einer am 02.01.2004 um 18:15 von Wiesbaden aus gemachten Transitbeobachtung eines die Mondscheibe querenden Objektes. [117] Das vor dem Mond schwarz erscheinende Objekt maß etwa 15" und querte die Mondscheibe in 5 s. Neben der wahrscheinlichen Deutung als Party- oder Wetterballon in einigen Kilometern Entfernung bei typischen Windgeschwindigkeiten ergäbe eine einfache Rechnung unter der Voraussetzung, daß das Objekt unter der Annahme der lokalen Fluchtgeschwindigkeit bzw. 20 km/s Relativgeschwindigkeit nicht an die Erde gebunden ist, ein Durchmesser von 350 bzw. 833 m in 4800 bzw. 11500 km Abstand vom Beobachter. Für eine kreisförmige Erdumlaufbahn und die ihrer Höhe entsprechende Kreisbahngeschwindigkeit ergäben sich 3600 km Abstand und 260 m Größe. [A.3.] Heute ist die Ballon-Deutung die vorzuziehende, jedoch liegen ähnliche Beobachtungen aus der Zeit vor der Verbreitung solcher Kleinballone vor, sowie moderne Beobachtungen von professionellen Astronomen. Eine kurze Zufallsauswahl zeigt Tabelle A.3.1.

Daß solche exoatmosphärischen Objekte bereits mit Amateurmitteln leicht abzubilden sind, zeigt die [117] von der Redaktion beigefügte Aufnahme des Vorbeifluges der ISS vor dem Mond am 11.04.2003, deren scheinbare Größe in 407 km Mindestabstand sich aus dem Projektionsmaßstab von 0".51/m ebenfalls zu etwa 15" ergibt. Die Hauptmodule der Raumstation sind auf dieser Transitaufnahme klar als helle, mit einer Taille verbundene Objekte zu erkennen.

Bemerkenswert ist jedoch, daß die bekanntgewordenen echten Transitbeobachtungen vor Mond und Sonne sämtlich aus der Zeit vor der Einführung der Photographie in die beobachtende Astronomie stammen. Ist die Transitbewegung so schnell, daß der scheinbare Objektdurchmesser in Bewegungsrichtung in einer Zeit deutlich kleiner als die Belichtungszeit zurückgelegt wird, so wird das Objekt im Transit durch normale photographische Methoden, also Aufnahmen auf Filmemulsion oder integrierende CCD-Sensoren, nicht nachweisbar sein, obwohl es visuell einwandfrei sichtbar wäre. Mit Videoaufnahmen entsprechend kurzer Einzelbildbelichtungszeit wäre es jedoch nachzuweisen. Dies ist durch die hohe Hintergrundhelligkeit einfach möglich, und wird erleichtert dadurch, daß die Belichtungszeit so weit verkürzt werden kann, bis der Hintergrund gerade noch ausreichend über dem Rauschpegel liegt. Bei so kurzen Belichtungszeiten entfällt auch der verschmierende Einfluß durch die Luftunruhe, und es können die einigermaßen ungestörten Bilder zur Vermessung ausgewählt werden. In einigen Bereichen der Astronomie werden Transitbeobachtungen angewandt, z.B. zur Atmosphärenuntersuchung. Meist wird das Licht eines Sternes als Sonde benutzt, um im Transitverlauf Höhenschichtungen zu beobachten. Die Benutzung flächenhafter Hintergrundquellen ist selten, jedoch wurde nach [118] die Atmosphäre des Saturnmondes Titan im Schattentransit vor dem Röntgenlicht des Krebsnebels auf ihre Abmessungen hin, also aufgelöst abbildend untersucht. Hohe Auflösungen können auch durch Videobearbeitung erreicht werden, womit sich das Seeing stark reduzieren läßt. In [119] wird diese Methode mit Amateurmitteln an einem 0.28-m-Schmidt-Cassegrain-Teleskop Celestron 11 mit

Öffnungsverhältnis $f/36$ demonstriert. Als Sensor dient eine einfache WebCam ToUCam Pro, die 10 Bilder mit je $640 \cdot 480$ Pixeln aufzeichnet. Mit Summenbildern des Hintergrundobjektes kann ähnlich wie an Testbildern nach [120] die Auflösung ermittelt werden, jedoch sind sie, wie erwähnt, nicht geeignet für Transitbeobachtungen. Wie bei Beobachtungen vor dunklem Hintergrund können verschmierte oder nahe an der unteren scheinbaren Grenzhelligkeit liegende Objekte durch nachträgliche Rezentrierung auf das bewegte Objekt hervorgehoben bzw. erst sichtbar gemacht werden. In [121] wird dies anhand stellar nachgeführter Bilder der PHA (6239) Minos und 2003 WY25 mit geschätztem Durchmesser von 1.7 bzw. 0.38 km demonstriert, die mit Amateurmitteln in 0.09 bzw. 0.03 AE Abstand als $H^* = 14.3$ bzw. 15.6 mag helle Objekte sehr klar erfaßt wurden. Ihre Bewegung am Firmament betrug dabei 7 bzw. $20''.6/\text{min}$, was für ihre Bahnfamilien Apollo bzw. Amor typisch ist. Die verwendete Ausrüstung war ähnlich der zuvor erwähnten; ein 0.3-m-Newton mit Öffnungsverhältnis $f/6$, aber mit einer für die längeren Belichtungszeiten der Nachtastronomie ausgelegten CCD-Kamera ST-7. Auf 2004 XP14 wurde nach [122] bei einer scheinbaren Bewegung von $421''/\text{min}$ ein ähnliches Verfahren mit 3.8 s / Aufnahme an einem 0.32-m-Teleskop angewandt. Karl Brandl erzielte mit einer selbst entwickelten Ausrüstung auf Basis eines 0.1-m-Refraktors und einer Kleinbildkamera mit nur 1/8000 s Belichtungszeit ohne Filter bei rechnerisch 13 m Brennweite und Blende 130 Direktaufnahmen der Sonne im thermischen Sonnenlicht. Auf einer Aufnahme zeichnet sich ein in großer Entfernung durch die Atmosphäre fallendes Objekt so scharf ab, daß eine mitgezogene Wirbelschleife durch den Schlitzverschlußspalt als Schlierenaufnahme zu sehen ist. [124]

Die Möglichkeiten, die sich aus der Anwendung dieser Methoden in Kombination mit einem ähnlich den automatisierten NEO-Suchprogrammen ausgelegten Erkennungsverfahren an einem großen professionellen Sonnenteleskop ergeben, liegen auf der Hand. Die Obergrenze des Mindestdurchmessers detektierbarer Objekte ergibt sich sinngemäß nach Tabelle 3.4, so daß bei der Auflösung des für diese Zwecke allerdings ungeeigneten VLT etwa 1 km große Objekte bis in 0.1 AE als verfinstertes Pixel voll auflösbar wären, und an einem 2-m-Spiegel noch bis in 0.03 AE. Der Bereich, in dem sie auch in noch größerer Entfernung durch die teilweise Reduzierung der Helligkeit eines Bildelementes und die Wanderung dieses Punktes über den Hintergrund noch nachweisbar wären, hängt von der Empfindlichkeit der Auswertungsmethode und den Fluktuationen des Hintergrundes ab. Bei der Sonne sollte also eine von ihrer Aktivität möglichst unbeeinflusste, und wegen der höheren Winkelauflösung möglichst kurze Wellenlänge des Lichtes zur Beobachtung gewählt werden. Auch der Mond bietet sich für Transitbeobachtungen an, zumal z.Zt. Programme zur Beobachtung von Einschlagblitzen von Meteoroiden begonnen werden. [76]

Wird eine Abschätzbarkeit der Entfernung des Kleinkörpers im Transit, etwa durch seine scheinbare Winkelgeschwindigkeit, nicht erwartet, so sind auch Punktquellen als Hintergrundquelle geeignet. Der wissenschaftlich für detaillierte Untersuchungen nützliche Transit einzelner ausgewählter Objekte, wie etwa des Pluto-Charon-Systems vor ausreichend hellen Hintergrundsternen, ist sehr selten. Objekte mit geringerer scheinbarer Helligkeit finden sich jedoch in jeder bekannten Kleinkörperpopulation in größerer Zahl, und entsprechend schwächere Hintergrundsterne ebenfalls. Gegenwärtig werden große, besonders sternreiche Areale der Milchstraße auf die typischen Veränderungen der Sternhelligkeit hin untersucht, die beim Transit sehr weit entfernter Objekte durch den Gravitationslinseneffekt auftreten. Dies ist eine Methode zum Aufspüren von Exoplaneten und substellaren Objekten in der Galaxis. Ein optimales Verhältnis der Helligkeit des Objektes im Transit zur Hintergrundquelle ergibt sich, wenn das Objekt im Transit in der Strahlung der Hintergrundquelle nicht emittiert. Von Hsiang-Kuang Chang

wurden in 90 h mit einem Proportionalzähler in den Jahren 1996 bis 2002 gewonnenen Beobachtungsdaten der Röntgenquelle Scorpius X-1 58 Ereignisse gezählt, die als Bedeckungen durch 20...100 m große TNO in 30...50 AE Entfernung gedeutet werden können. Damit läßt sich die Anzahl der kleinen Objekte im Kuipergürtel bestimmen, da die kleinsten bisher mit optischen Teleskopen direkt nachweisbaren TNO etwa 30 km groß sind. [123]

Da automatische Suchprogramme auf der Bewegung der Kleinkörper vor dem Sternhintergrund des Firmamentes basieren, haben sie eine Blinde Zone für Objekte die sich auf oder sehr nahe am Kollisionskurs zur Erde befinden. Die aus der Luft- und Seenavigation bekannte und gefürchtete, aber als Gefahrenanzeige verlässliche Situation der Stehenden Peilung ergibt sich, wenn mit der Annäherung der Kollisionspartner die Krümmung der terminalen Bahn als Ellipsen im Sonnensystem für beide Körper relativ zueinander so klein wird, daß sie innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit oder Auswertungsschwelle nicht mehr von einer Gerade zu unterscheiden ist. Automatische Suchprogramme wie NEAT erkennen bewegte Objekte ab einer Eigenbewegung von $0.15 \text{ }^\circ/\text{d} = 0.00625 \text{ }''/\text{s}$, bzw. $5''.625$ pro 15 Minuten als typisches Wiederholungsaufnahmeintervall. Diese Schwelle entspricht 2...5 Auflösungspixeln der beobachtenden Teleskope und ist nötig zur Unterscheidung von Veränderungen im Bild, die durch Rauschen, sehr kleine Sensorverschiebungen oder veränderliche Sterne ausgelöst werden. Für höher auflösende Teleskope reduziert sich die Untergrenze der erkennbaren Eigenbewegung entsprechend proportional zur auf die Sensorpixel abgebildeten scheinbaren Winkelgröße, sofern diese von der ggf. adaptiven Optik wirklich aufgelöst wird. In [48-829ff.] werden drei Abschätzungen in den dimensionslosen astronomischen Grundeinheiten angegeben, deren Betrag größer als die Erkennungsschwelle für eine erfolgreiche Detektion sein muß:

I) parallaktische Komponente der Großkreisbewegung des Beobachters:

$$4.3E-5 / v k t^2 \approx 0.1432 \text{ }^\circ/\text{d} / t^2 \geq 0.15 \text{ }^\circ/\text{d}$$

II) maximale scheinbare tägliche Bewegung:

$$\frac{1}{2} k^2 t \approx 0.0085 \text{ }^\circ/\text{d}^2 \cdot t \geq 0.15 \text{ }^\circ/\text{d}$$

III) Obere Grenze der Bewegung des Radianten des Kleinkörpers:

$$3 k^3 t^2 / 4 r_\oplus \approx 2.2E-4 \text{ }^\circ/\text{d}^3 \cdot t^2 \geq 0.15 \text{ }^\circ/\text{d}$$

Hierbei ist $k = 0.0172$ die Gauß-Konstante der Gravitation mit der dimensionslosen Einheitszeit von $1/k = 58.13 \text{ d} = 1 \text{ a} / 2\pi$, v ist die dimensionslose Geschwindigkeit des Objekts im Verhältnis zur mittleren Erdumlaufgeschwindigkeit von 29.9 km/s und ist von der Größenordnung 1, $r_\oplus \approx 1$ ist die dimensionslose Erdentfernung von der Sonne in AE, und t die dimensionslose Zeit zum Einschlag in Tagen. Die Bewegung des Radianten und die scheinbare tägliche Bewegung vor der Himmelsphäre sind unabhängig von der Relativgeschwindigkeit. Das Maximum der scheinbaren täglichen Bewegung gilt für Elongationen von 45° und 135° . Die parallaktische Verschiebung nach Kriterium I) wird erst $t \leq 1 \text{ d}$ vor dem Einschlag detektierbar, und begrenzt somit erdseitig die Blinde Zone. Die äußere Begrenzung liegt nach Kriterium II) bei $t \geq 18 \text{ d}$ und nach Kriterium III) bei $t \geq 26 \text{ d}$ für einen nicht von der Schwerkraft des Erde-Mond-Systems beeinflussten Körper. Die durch diesen Einfluß erzeugte zusätzliche Krümmung der Bahn in großen Entfernungen ist jedoch

klein, so daß sich die äußeren Grenzen der Blinden Zone kaum verschieben, während sich die innere Grenze durchaus mit der stärkeren Krümmung der hyperbolischen Kollisionsbahn in Erdnähe erweitern kann, wenn das Objekt relativ langsam ist. [48-829ff.][115]

Die Existenz dieser Blinden Zone für automatische Suchprogramme begrenzt ihre Frühwarnwirkung empfindlich. Ein Objekt, das sich, wie hier angenommen, der Erde mit einer ihrer Bahngeschwindigkeit entsprechenden Relativgeschwindigkeit nähert, legt in der Zeit von 26 Tagen knapp 0.5 AE zurück. Die gegenwärtigen, auf $H = 18$ mag bzw. $H = 22.25$ mag ausgerichteten Suchprogramme können also einen Impaktor von etwa $H = 20$ mag bzw. $H = 24$ mag auf der terminalen Bahn nicht mehr wahrnehmen. Dies entspricht bei der angenommenen Relativgeschwindigkeit von etwa 30 km/s, die z.B. (1566) Ikarus hat, Objekten um etwa 400 m bzw. 60 m Durchmesser, wie (99942) Apophis oder dem Tunguska-Objekt.

Nähert man die äußerste und innere Begrenzung der Blinden Zone nach den Kriterien III) und I) mit steigender Auflösung aneinander an, so reduziert sich die Blinde Zone auf den Zeitpunkt der minimalen scheinbaren Bewegung etwa 5 Tage vor dem Einschlag, und man erhält eine für ihren Wegfall notwendige Bewegungsauflösung von $0.0056 \text{ }^\circ/\text{d} = 0''.21 / 15$ Minuten, und somit für 3 Pixel Erkennungsschwelle eine Teleskopauflösung von $0''.07$. Dies entspricht im Empfindlichkeitsmaximum von Silizium-CCDs bei knapp $1 \text{ } \mu\text{m}$ Wellenlänge der beugungsbegrenzten Leistung eines 3.5-m-Teleskops, notwendigerweise mit adaptiver Optik.

Die Wahrscheinlichkeit für überraschende Anflüge und unvorgewarnte Einschläge bestimmter Arten von Asteroiden entspricht der Umkehr der Wichtungsfunktion zur Erstellung von Populationsschätzungen aus den Daten und Entdeckungen von Beobachtungsprogrammen. Diese Wichtungsfunktionen sind stark abhängig vom verwendeten System, den beobachteten Himmelsabschnitten, usw.; sie ändern sich also bereits mit geringfügigen Modernisierungen der Geräte und der Programmierung der automatischen Beobachtungsprogramme. Der bedeutendste Einfluß ist aber die Entdeckung neuer Körper und Eigenschaften und die Konkretisierung der Eigenschaften der bekannten Körper. Diese bilden die Basis, aus der nach bestimmten Eigenschaften Gruppen ausgewählt werden, die nach für diese Gruppen jeweils bestimmten einzelnen Wichtungsfaktoren hochgerechnet werden, um die Gesamtpopulation zu bilden. Besonders für kleine Gruppen, wie die IEA mit sechs und die mbC mit drei bekannten Vertretern, ergeben sich allein schon statistisch große Fehlerbereiche, die durch schwierige Beobachtungsbedingungen und/oder die gerade erst begonnene gezielte Beobachtung und Suche wie bei den IEO noch erweitert werden.

Für die derzeit meist verwendeten Populationsschätzungen aus dem Zeitraum vor 2000 bis etwa 2003 [63-1ff.,10,19] bedeutend an jüngeren Veränderungen durch Entdeckungen neuer Eigenschaften der beobachteten Population ist, daß langperiodische Kometen (NIC) oft Albedo-dunkler sind als 2002 bekannt war; die Klasse der IEO hinzugekommen ist; Bahnfamilien aus Kollisionen zwischen Objekten, aus Zerreißen bei nahen Planetenvorbeigängen und aus Fragmenten von zerbrechenden Kometenkernen häufiger als zuvor vermutet sind; und daß kleine, erdnahe Objekte deutlich Albedo-dunkler sind als der Mittelwert aller NEO oder PHO. Somit sind Lücken in der Beobachtung bei zurückliegenden Objektpassagen und in der laufenden Beobachtung durch die an der erwarteten Entdeckungsergiebigkeit orientierte und auf sie optimierte Ausrichtung auf die beobachteten Himmelsareale am ehesten bei diesen Körperfamilien zu erwarten.

3.2. Anforderungen an Marschflug und Zielflug

Die Anforderungen an einen Flugkörper zur Ablenkung eines PHO sind im Wesentlichen die gleichen wie die an eine moderne wissenschaftliche Planetensonde. Es werden hochauflösende Kameras zur Navigation benötigt, sowie alle Arten von Instrumenten, die Auskunft geben können über die zur Ablenkung wichtigen Eigenschaften des Körpers und ihre mögliche Veränderung durch die zur Ablenkung ergriffenen Maßnahmen. Diese Instrumente müssen Auskunft geben können über Staub in der Umgebung des Kleinkörpers, der bei Kollisionen mit hoher Relativgeschwindigkeit den Flugkörper beschädigen kann, und über Gasemissionen, die bei Missionen mit niedriger Relativgeschwindigkeit die Lageregelung des Flugkörpers beeinflussen können. Außerdem muß ausreichend Betriebsenergie in der Aktionsentfernung von der Sonne vorhanden sein, in Form von elektrischen Energiequellen für den Betrieb aller Bordeinrichtungen, und von Treibstoffvorräten für Bahnübergänge und -korrekturen, Zielflug und Lageregelung. Die meisten Raumsonden umfassen genau diese Ausstattung, womit es zweckmäßig erscheint, für ein Grundmassenbudget des Flugkörpers ohne weitere Aufschlüsselung in Einzelbauteile auf bereits geflogene Missionen zurückzublicken, die man als dem heutigen Stand der Technik entsprechend ansehen kann. Eventuelle Verbesserungen, besonders in der Masseneffizienz einzelner Baugruppen, sollen als Sicherheitsreserve betrachtet werden, da sie gegenüber den zuletzt geflogenen Missionen vermutlich klein bleiben werden. [125] Die folgende Tabelle bietet eine Übersicht.

Sonde	∅, m	h, m	mGes, kg	mProp, kg	mInstr, kg	P _{el.pk} , W	P _{Instr.} , W	mLander, kg	ΔvGes, m/s	ΔvLander, m/s	Δv-bis-in-orbit, m/s	Δv-bis-Abwurf, m/s
Cassini	4	6.8	5712	3112	300	628		343	2480	0		
Clementine	1.2	1.9	424		8		68					
Contour	2.1	1.8	970	553	81.7	670	100		2290			
Deep Impact	2.9	3.3	750	45	90		92	372	190	25		
Deep Space 1	2.7	2.5	486	113		2500						
1F Fobos			6220									
Galileo		6.2	2718	1089	118	570		339	1890	0	1290	260
Giotto *)			583	69	59	160			275			
Hayabusa	1.5	1.1	530	115		700						
Hiten			185									
Lunar Prosp.	1.4	1.3	295	170					1430			
Magellan	3.7	6.4	3444			1029						
Mars Gl.Surv	1.2	1.8		361	78	980						
Mars Odys.	2.6	1.7	725	349	44.5				1885			
MER cruise	2.7	1.6	1063	50		600		820	150	0		< 150
Messenger			1100	600	50				2300			
M Rec Orb			2150	1140					2000		> 1000	
NEAP			200									
NEAR	1.7	2.8	818	298	55	1600	48		1425			
New Horizons	0.7	2.7	478	77	30	240	30		400			
Nozomi	2.3	0.6	540	282	33				2325			
Rosetta	2.9	2.8	2900	1578	159			90	2475			
Smart-1	1.4	1	367	Xe70	19	2000						
Stardust	1.7	1.7	380					45.7				
HGS-1 °)	3.1	4	3510	1658		9900			2000		1026	
Thuraya ¹)	5.3	7.6	5250	2302		13E3			1900		1477	
Spaceway¹²)	4.7	6.2	5993	2302		12E3			1600		1477	
Don Quijote								³) 400				

Anmerkungen s. folgende Seite

Tabelle 3.10 - Massen, Manövrier- und Leistungsfähigkeit interplanetarer Sonden nach 1985

[25][41-69ff.][79][126][127] und daraus berechnete Werte - *) nach Ausbrand des Feststoffmotors von 413 kg Masse in 960 kg Startmasse - °) ehem. Asiasat-3, Hughes HS-601HP geostationärer Satellit, nach Fehler einer Proton-Oberstufe im GTO gestrandet, für gravity-assist-GTO zweimal zum Mond geflogen und in GEO überführt [128] - 1) Boeing/Hughes BSS-702 geostationärer Mobilfunksatellit mit 12-m-Parabolantenne - 2) wie 1) ohne Parabolantenne, mit XIPS Ionenantrieb - 3) gemeinsamer Start, nach Erd-Flyby separater Impaktor Hidalgo, dazu Penetratoren auf dem Asteroidenorbiter Sancho, projektiert für ca. 2010 [129]

zu Tabelle 3.10 - Massen, Manövrier- und Leistungsfähigkeit interplanetarer Sonden nach 1985

Zu beachten ist, daß sich die Gesamtmasse dieser Sonden aus der Masse der wissenschaftlich gewünschten Instrumente und den für ihren Transport zum Missionsziel nötigen Einrichtungen ergibt. Die Masse, die für Instrumente zu reservieren ist, kann daher als konstant angesehen werden. Dabei können die Sonden Giotto, Contour und Deep Impact für Missionen hoher Relativgeschwindigkeit im Ziel als Referenz dienen, und NEAR, Hayabusa und Rosetta für solche mit niedriger Relativgeschwindigkeit. Besteht ein besonders hoher Datenbedarf, oder kommt nicht missionsbezogenes wissenschaftliches Interesse hinzu, so können Galileo, Cassini und Rosetta als Referenz dienen. Es ergeben sich in fast allen Fällen etwa 100 kg Massenbedarf für eine umfassende Instrumentierung, sowie ein Leistungsbedarf um 100 W zu ihrem Betrieb. Zwei typische Aufteilungen dieser Masse auf die zu untersuchenden Gegenstände sind in der folgenden Tabelle aufgeführt.

Sonde	Haupt-kameras, kg	andere optische Instrumente, kg	Plasma- und Gasinstrumente, kg	Staubinstrumente, kg	weitere Instrumente, kg
Giotto	13.5	1.3	32	12.2	°) 0
Galileo	46	22	45	4	°) 0

[41-69ff.][79] - °) Radio Science, benutzt vorhandene Sendeeinrichtungen

Tabelle 3.11 - Massenverteilung der Instrumente nach Untersuchungsgegenstand

Unabdingbar für die Navigation und den Endanflug sind leistungsfähige Kameras, die auch noch sehr entfernte oder unerwartet dunkle Objekte erfassen können, damit der Treibstoffbedarf für späte Bahnkorrekturen und den Zielflug gering bleibt. Die bisher geflogenen Kameras waren dazu nicht immer ausreichend. Der Asteroid (9969) Braille war als punktförmiges und flächenhaft abgebildetes Objekt durch seine niedrige Albedo zu dunkel für die automatische Zielerfassung der Sonde Deep Space 1, die an ihm als Zielobjekt erprobt werden sollte. Eine Erfassung gelang erst verspätet und mit Hilfe der Bodenkontrolle. [56][57] In ihren Auswirkungen ähnliche Schwierigkeiten betrafen den automatischen Landevorgang der Sonde Hayabusa auf dem PHA (25143) Itokawa.

Für die Basisstruktur und die technischen Funktionen des Raumfahrzeuges einschließlich der Triebwerke zur Lageregelung sowie Treibstoff für einen Grundbedarf an kleinen Bahnkorrekturen

ergeben sich nach Tabelle 3.10 in etwa 400 kg Massen- und 400 W elektrischer Leistungsbedarf, die ebenfalls als konstant angesehen werden können. Einfache Direktanflüge wie Giotto, Deep Impact oder die Reisestufe der Mars Exploration Rover (MER) kommen wie kleine Erdsatelliten in etwa mit einer möglichen Geschwindigkeitsänderung von $\Delta v_{\text{Ges}} = 200$ m/s aus. Die dafür nötige Masse kann als Teil der Basisstruktur angesehen werden und wurde so berücksichtigt. Ebenfalls enthalten sind starke Staubschutzschilde, wie die bei den Sonden Giotto, Deep Impact und Stardust ausgeführten für Missionen hoher Relativgeschwindigkeit, oder für Missionen niedriger Relativgeschwindigkeit nötige Einrichtungen zur Lageregelung und Landung auf einem Kleinkörper mit sehr geringer Schwerkraft. Zur Zeit (Mitte 2006) würde man wohl eine Kopie des Bus' der Mission Deep Impact bauen und entsprechend ergänzen, bzw. ihre Instrumentennutzlast an einen größeren Flugkörper anpassen. Damit läßt sich auch die kleinste Masse für einen nutzbringend verwendbaren Flugkörper z.B. zur Vorerkundung des Zielobjektes, ungefähr zu knapp 300 kg bis 350 kg angeben. Pioneer 10 und 11 wogen zwar nur 258 kg, waren aber spinstabilisiert und flogen lediglich mit einem umlaufenden Zeilenabtaster statt einer echten Kamera mit Teleskopoptik. Mariner 4 stellt mit 260 kg die Untergrenze der Masse einer dreiaachsenstabilisierten und mit Kamera arbeitenden Sonde dar.

Voraussetzung für dieses Nachbauverfahren ist, daß alle notwendigen Unterlagen für nicht mehr oder nur einmalig hergestellte Bauteile, Einrichtungen und Flugkörper nicht verloren gehen. Dies ist durchweg nicht der Fall. In der Regel wird beim Weggang von Projektbeteiligten viel Material zu Raumfahrtmissionen entsorgt, und dies sehr gründlich und nachhaltig, sowohl in wissenschaftlichen Einrichtungen wie auch in der Industrie. [131]

Weitere Massen sind der gegenüber einfachsten Missionen stark erhöhten Δv_{Ges} des Antriebssystems zuzuordnen, umfassen also zusätzliche Mengen an Treibstoff und Druckgas, Behälter für beide, erweiterte Installationen der Antriebsinfrastruktur, und die für diese Bauteile notwendigen Strukturanteile. Für elektrische Antriebe zählt hierzu auch die ihnen anteilmäßig zugeordnete Fläche der Solarzellen oder anderer elektrischer Energiequellen. Die mögliche Geschwindigkeitsänderung von Raumsonden, die Ziele außerhalb des Erde-Mond-Systems anfliegen, liegt um $\Delta v_{\text{Ges}} = 2$ km/s. In der Regel wird etwa die Hälfte davon für größere interplanetare Bahnänderungsmanöver zum Anflug auf Kleinkörper benötigt, oder zum Einbremsen in eine Umlaufbahn um einen großen Planeten. Der Rest steht für kleinere Bahnkorrekturen, die Lageregelung, und als Reserve zur Verfügung.

Zu beachten ist allerdings, daß viele interplanetare Sonden, insbesondere die ins äußere Sonnensystem entsandten, einen großen Teil ihres tatsächlichen Antriebsbedarfes aus der Gravitationsunterstützung bei nahen Planetenvorbeiflügen beziehen. Diese Vorbeiflüge, meist englisch fly-by genannt, entsprechen Bahnmanövern mit einem effektiven Δv von bis zu mehreren km/s pro Vorbeiflug. Dabei wird im Mehrkörpersystem Sonne-Planet-Sonde oder Planet-Mond-Sonde bezogen auf den größten Körper Drehimpuls vom mittleren auf den kleinsten Körper übertragen. Aufgrund des Massenverhältnisses ist die Geschwindigkeitsänderung des mittleren Körpers vernachlässigbar, während dem kleinsten Körper eine große Geschwindigkeitsänderung zuteil wird. Dies ist auch der Mechanismus, der zuvor akkumulierte Störungen in Kleinkörperbahnen bei nahen Planetenvorbeigängen vervielfacht. An die Stelle dieser Störungen treten bei Raumsonden entsprechend kleine Korrekturmanöver vor dem Vorbeiflug. Es läßt sich mit ihrem Treibstoffmassenbedarf daher auch ein effektiver spezifischer Impuls für die

Geschwindigkeitsänderung im Hauptbezugssystem angeben. Im Bezugssystem des mittleren Körpers handelt es sich um eine gegenseitige Umkreisung auf Hyperbelbahnen, deren Winkelumlauf in das Hauptbezugssystem übergeht. Die Winkeländerung der Bahn in großer Entfernung vom umlenkenden Körper ist dem Öffnungswinkel der Hyperbelbahn im lokalen Bezugssystem der sich begegnenden Körper gegenläufig. Sie beträgt

$$\Delta\alpha = \pi - 2 \cdot \arccos \left(1 / \left(1 + \left(r_{\text{Perizentrum}} \cdot v_{\infty}^2 / \Gamma \cdot m_{\text{Pl}} \right) \right) \right)$$

und steigt mit der Masse des mittleren Körpers m_{Pl} , mit abnehmender Relativgeschwindigkeit der sich begegnenden Körper in großer Entfernung v_{∞}^2 , und mit abnehmender Perizentrumsdistanz $r_{\text{Perizentrum}}$. Der Betrag der Geschwindigkeitsänderung Δv ist wegen der Energieerhaltung in beiden Bezugssystemen gleich und entspricht im lokalen System des mittleren Körpers in großer Entfernung von ihm der Drehung des Vektors der Relativgeschwindigkeit v_{∞} in der Ebene der lokalen Hyperbelbahn. Damit ist

$$\Delta v = 2 v_{\infty} \sin (\Delta\alpha / 2)$$

und nur im Betrag von der gegebenen Planetenmasse, der in Grenzen wählbaren relativen Anfluggeschwindigkeit und dem frei wählbaren geringsten Abstand des Vorbeifluges abhängig. Die Wirkungsrichtung ergibt sich aus diesen Werten und dem in Grenzen wählbaren Betrag des Winkels zwischen dem Geschwindigkeitsvektor des Planeten und dem der Anfluggeschwindigkeit der Sonde, deren Differenz die Relativgeschwindigkeit der sich begegnenden Körper in großer Entfernung v_{∞}^2 ergibt, und der frei wählbaren Lage der Ebene der Hyperbelbahn.

Es können sehr geringe Vorbeiflugdistanzen realisiert werden. Die Sonde Galileo überflog den großen Jupitermond Callisto am 25.05.2001 in nur 138 km Abstand, [54] und Vorbeiflüge von Cassini, Galileo und NEAR führten die Sonden bis auf knapp über 300 km Abstand von der Oberfläche an Venus und Erde heran. Die zur Kometen- und Sonnenwindsonde ICE umfunktionierte Sonnenwindsonde ISEE 3 wurde über fünf Mondvorbeiflüge bis herab zu 120 km Ende 1983 Abstand zum Kometen Giacobini-Zinner gesteuert, den sie am 11.09.1985 erreichte.

Ist das Absetzen eines Subsatelliten nötig, als landende Oberflächensonde oder als Träger von Wirkmitteln, so kann die Größe bisheriger Lander und Impaktoren mit komplexer Nutzlast übernommen werden. Ihr Gewicht betrug mit Schutzschilden bzw. der passiven Kupfermasse von Deep Impact meist um 400 kg. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick.

Lander	Gesamtmasse, kg	Schutzschilde, kg	Kerngerät, kg	Instrumente, kg
Galileo Probe	339	218	121	30
Huygens	343	100	240	48
Deep Impact	372	257	115	

Tabelle 3.12 - Massenaufteilung von Landegeräten

An die Kommunikation werden keine Anforderungen gestellt, die das bisher Realisierte übersteigen. Aus dem typischen Bahnbereich der NEO kann man schließen, daß die Kommunikationsmöglichkeiten in etwa denen einer Marssonde entsprechen. Nur bei Missionen mit hoher Relativgeschwindigkeit ist die schnelle Übermittlung der Meßdaten und insbesondere der im Anflug aufgenommenen Navigationsbilder zur Erde zwingend. Die erreichbaren Datenraten mit flugkörperseitigen Antennen üblicher Größe liegen im Bereich einiger zehn kBit/s, wenn auf der Erde große Radioteleskope und das Deep Space Network der NASA genutzt werden können. Beim Vorbeiflug von Voyager 2 am Uranus wurden über die Zusammenschaltung von je zwei Antennen mit 34 m und 64 m Durchmesser bei optimalen erdseitigen Bedingungen bis zu 29.9 kBit/s Datenrate möglich, und eine Datenrate von 21.6 kBit/s tatsächlich genutzt. Die ungünstigste Station erzielte noch 7.2 kBit/s. Bei schnellen Vorbeiflügen z.B. eines Impaktor-Bus' oder bei Missionen mit niedriger Relativgeschwindigkeit kann auch die geringe Datenrate über eine ungerichtete Antenne ausreichen, wenn noch Daten zur Wirkungsermittlung übertragen werden sollen, oder die Antennenausrichtung verloren geht, z.B. bei einer halbweichen Landung wie bei NEAR oder durch Staubbombardement wie bei Giotto. Beispiele für diese Betriebsart sind die langsame Datenübertragung von Galileo mit der nicht aufgefalteten Hauptantenne, wobei einige zehn Bit/s erreichbar waren, und die Rückspielung der schnell aufgenommenen Daten der Planetenvorbeiflüge, wie Mariner 4 am Mars 1965 mit 8 Bit/s über drei Wochen, oder New Horizons am Pluto 2015 mit voraussichtlich 768 Bit/s über mehrere Monate. [132]

3.3. Wirkmethoden

Im Folgenden soll nun die zu berücksichtigende Masse für die vier bisher wenigstens im Ansatz erprobten Wirkmethoden ermittelt werden.

3.3.1. Radiative Ablation

Nukleare Sprengkörper sind das lagerfähige Wirkmittel mit dem höchsten spezifischen Energieinhalt. Thermonukleare 3-Phasen-Sprengkörper nach dem Teller-Ulam-Prinzip bzw. Sakharovs Dritter Idee sind in Stufen unterteilt, deren erste der Fissionszünder, also ein Kernspaltungssprengsatz ist. Sie setzen ihre Energie in den drei Phasen Fission-Fusion-Fission frei, wobei in der ersten Stufe maximal die ersten zwei genutzt werden können. Auch dann bleibt der Anteil der Fusion sehr klein und dient nur zur Förderung der Effizienz der Spaltungsreaktion durch Neutronen. In der theoretisch beliebigen Zahl der folgenden, immer größeren Stufen werden alle drei Phasen genutzt. Pro Stufe kann der Energieertrag etwa um den Faktor 30 wachsen. In der letzten Stufe kann die dritte Phase entfallen kann, so daß die Gesamtenergie sich auf etwas weniger als die Hälfte reduziert, aber überwiegend aus der radiologisch relativ sauberen Fusion gewonnen wird. Derartige Sprengkörper können in ihren zweiten und folgenden Stufen theoretisch einen maximalen effektiven Energieinhalt von 50 ktTNT/kg für den Fusionsanteil, die zweite Phase, und 17 ktTNT/kg für den zweiten Fissionsanteil, die dritte Phase, erreichen. Praktisch erreichbar sind

Werte um $6 \text{ ktTNT/kg} = 2.475 \cdot 10^{13} \text{ J/kg}$ für den gesamten Sprengkörper, allerdings nur in sehr großen Sprengkörpern. Die erste Stufe ist der Fissionszünder mit typischen Werten um $0.0005 \dots 0.1 \text{ ktTNT/kg}$ für die erste Phase, der etwa 0.1 ktTNT zur Gesamtenergie beiträgt. Die Hiroshima-Bombe Little Boy ergab bei 12.5 ktTNT etwa 4 tTNT/kg , und die mit 57 MtTNT freigesetzter Gesamtenergie größte getestete Bombe erreichte 2 ktTNT/kg , wobei der Fissionsmantel der dritten Stufe durch Blei ersetzt, ihre dritte Phase also stillgelegt war. Mit ihm wären bis zu 150 MtTNT bzw. 5.56 ktTNT/kg möglich gewesen. Heutige moderne, d.h. relativ kleine Kernwaffen der USA erreichen $0.6 \dots 1.5 \text{ ktTNT/kg}$; der als einziger aus den 1960er Jahren noch eingelagerte große Sprengkopf W53 kommt auf 3.2 ktTNT/kg . Dies deckt sich mit der in [133] berichteten Anmerkung »Der jeweils höchste Wert für das Sprengkraft-Gewicht-Verhältnis amerikanischer Waffen ist wohl recht nahe an die praktisch erreichbare Grenze herangekommen.« von Theodore B. Taylor, dem Erfinder der neutronenstrahlungsverstärkten Bombe. Die dort angedeuteten Entwicklungen von Sprengkörpern mit gerichteter Energiefreisetzung wurden nicht so weiterverfolgt, daß ihre Verfügbarkeit heute bekannt wäre - »Tatsächlich sind Kernwaffen, welche gegenüber herkömmlichen nuklearen Systemen das Eintausendfache oder mehr pro Flächeneinheit in das Ziel bringen, durchaus realisierbar«.

Das sogenannte Teller-Ulam-Prinzip im Westen, bzw. Sakharovs Dritte Idee in der ehemaligen Sowjetunion, wurde 1951 von Edward Teller und 1954 von Andrei Sakharov unabhängig voneinander entwickelt. Vorarbeiten leisteten Enrico Fermi, der Teller 1941 die Verwendung von fissionsgezündeten Fusionsreaktionen vorschlug; Emil Konopinski, der 1942 die Verwendung von Tritium als leicht fusionierbaren Brennstoff vorschlug; Vitaly Ginzburg, der 1948 nach Teller den festen, lagerfähigen und eigenreaktiven Fusionsbrennstoff Lithium-6-deuterid entdeckte; Stanislaw Ulam, der 1951 Teller zur Entwicklung der Stufentrennung mit Trennung von Kompression und Erhitzung der Folgestufe durch Strahlungstransportmechanismen anregte; und Viktor Davidenko, der 1953 die Stufentrennung vorantrieb, die Sakharov schon 1949 untersucht hatte, und nun mit Yakov Borisovich Zeldovich 1954 zum gleichen Ergebnis wie Teller entwickelte.

Da über die genaue Wirkungsweise fast - s. [A.4.] - nur unbestätigte, wenn auch physikalisch plausible Rekonstruktionen vorliegen, soll auf sie nicht weiter eingegangen werden. Es sind nur für Kernwaffen der USA genaue und bestätigte Daten bezüglich ihrer äußeren Abmessungen, Masse und freisetzbaren Energie bekannt, sowie einige Angaben aus dem freiwillig und zu einem frühen Zeitpunkt eingestellten südafrikanischen Kernwaffenprojekt. Über Geräte anderer Nationen werden aus unbekanntem Gründen auch im Internet keine Angaben gemacht, abgesehen von einigen wenigen rudimentären Angaben zu britischen, vermuteten israelischen, französischen und indischen Waffen. Von letzteren beiden wird sogar nur der Energieertrag und die Anzahl angegeben. Weitere Daten, etwa von sowjetisch/russischen, chinesischen, pakistanischen oder nordkoreanischen Kernwaffen, oder aus den eingestellten argentinischen und brasilianischen Programmen, finden sich auch nicht auf den an sich sehr umfangreichen, informativen und gewissenhaft erstellten Seiten, die der Rüstung und der mit ihr gegenüber dem normalen freien Bürger verbundenen Geheimhaltung besonders kritisch gegenüberstehen. Die in der folgenden Tabelle angegebenen, praktisch ausschließlich in den USA durch offizielle Parlamentsaktivitäten z.B. von Haushaltsgremien und Untersuchungsausschüssen veröffentlichten, im Zusammenhang mit Abrüstungsverhandlungen von den USA offiziell deklarierten, oder dort bei diesen Vorgängen auf Nebenwegen bekanntgewordenen Daten wurden von solchen Seiten in der Regel mit direkten oder indirekten Quellenangaben bereitgehalten.

Sprengkopf	Ø, m	Länge, m	Masse, kg	Energie, ktTNT	Anzahl produziert	Anzahl in Dienst	spez. Energie, J/kg	vol.spez. Energie, J/m ³	Bemerkungen, Trägersystem
W53	0.94	2.62	2812	9000	350	°) 50	1.32E13	2.04E16	Titan II
B61	0.34	3.60	325	340	3150	1350	4.32E12	4.29E15	Freifallbombe
W62	0.50	1.00	115	170	1725	1) 610	6.10E12	3.57E15	Minuteman III 3)
W76			165	100	~3000		2.50E12		Trident I, II
W78	0.54	1.72	272	335	1083	1) 920	5.08E12	3.51E15	Minuteman III
W80-0	0.30	0.80	132	170	367		5.31E12	1.24E16	SLCM, Landlager
W80-1	0.30	0.80	132	150	1750	1400	4.69E12	1.09E16	ALCM
W84	0.33	0.86	176	150	300	°)	3.52E12	8.41E15	GLCM (INF)
W87	0.55	1.75	272	2) 300	525		4.55E12	2.97E15	Peacekeeper #)
W88	0.55	1.75	363	475	400		5.40E12	4.71E15	Trident II
British				100	192	144			Trident, ~ W76
TN-71				150		192			L'Inflexible M4B
TN-75				100		192			SNLE-NG M45
TN-81				300		65			A.de l'Air, ASMP

[25], die angegebene Energie ist die in der maximalen Stufe mindestens erreichbare - °) inaktiv eingelagert - 1) wird unter START-II-Abkommen von W88 ersetzt und eingelagert - 2) mit zusätzlichen HEU-Ringen an der zweiten Stufe 475 ktTNT, 7.20E12 J/kg, 4.71E15 J/m³ - 3) Mk 12 RV, 363 kg - #) Mk 21 RV, 363 kg, Transfer auf Minuteman III

Tabelle 3.13 - Abmessung und Energieinhalt kerntechnischer Geräte

Mit der bekanntgewordenen Geschichte der Nuklearspionage seit dem Zweiten Weltkrieg und der allgemeinen öffentlichen Zugänglichkeit der Daten der Grundlagenforschung ist anzunehmen, daß mindestens sowjetisch/russische und chinesische Geräte, und vielleicht auch indische ähnliche Leistungen erreichen.

Ihr Einsatz ist außerhalb der Erdatmosphäre praktisch ohne, und außerhalb der Erdmagnetosphäre vollständig ohne Rückwirkungen auf die Biosphäre möglich. Von der freigesetzten Energie und dem Strahlungsrücklauf in die Atmosphäre erreichen nur sichtbares Licht, Wärmestrahlung in den aus der Astronomie bekannten Fenstern im nahen und thermischen Infrarot, und überwiegend thermische Mikrowellen den Erdboden. Vollständig absorbiert werden von außen eindringende Gammastrahlen bis in 20 km Höhe über dem Erdboden, Neutronen bis in 27 km, harte Röntgenstrahlen bis in 50 km, mittlere Röntgenstrahlen bis in 75 km, und weiche Röntgenstrahlen sowie atomare Partikel aus Waffentrümmern bis in 100 km Höhe. Außerhalb der Erdmagnetosphäre werden letztere vom Sonnenwind mit 600 km/s aus dem Raum der erdähnlichen Planeten geblasen. Auch innerhalb der Magnetosphäre bleiben sie, da von Anfang an ionisiert, an Magnetfeldlinien

gebunden wie die atomaren Partikel der natürlichen van-Allen-Strahlungsgürtel und des Sonnenwindes. Durch die hohen Temperaturen bei der Zündung und Reaktion, sowie die schnelle Expansion ins Vakuum gibt es keine radioaktiven Waffentrümmer in Form von Staubpartikeln. Der Sprengsatz und seine umgebenden Einrichtungen werden vollständig in atomares Plasma umgewandelt.

Erfolgt der Transport in die Umlaufbahn und auf Fluchtgeschwindigkeit in dem zugehörigen Wiedereintrittskörper, so besteht dadurch ebenfalls keine Gefahr der Kontamination der Biosphäre, da diese Geräte so konstruiert sind, daß sie den Wiedereintritt nicht nur unbeschadet, sondern auch funktionsfähig überstehen, und sogar das Eindringen in den festen Boden, um erst unterirdisch zur Explosion gebracht zu werden. Die berechtigten Einwände gegen den Betrieb von Kernreaktoren in der Umlaufbahn nach [134] sind daher in diesem Fall nicht anwendbar.

Da existierende Kernwaffen nie im Weltraum getestet wurden, und auch ihre Lagerung unter Weltraumbedingungen nicht erprobt ist, muß man [37-219] folgend annehmen, daß ein druckbeaufschlagter Transportbehälter für die unter Umständen mehrjährige Weltraumreisephase der Mission nötig ist, um wirknutzlastschädigende Effekte sicher zu unterbinden. Speziell bei Geräten, die für den Einsatz mit ballistischen Raketen konstruiert sind, ist zudem anzunehmen, daß der kurzzeitige Abfall des Umgebungsdruckes und eventuell auch seine Wiederherstellung nach der exoatmosphärischen ballistischen Flugphase einen Teil der von Sicherheitsmechanismen abgefragten Bedingungen vor der Zündungsfreigabe darstellen. Ein solches Behältnis könnte den auf Satelliten üblichen Treibstofftanks ähnlich und entsprechend leicht sein, ebenso wie die nötigen Zusatzeinrichtungen zur Druckbeaufschlagung. Die Unterbringung im Flugkörper muß dann lediglich der möglichen Gefahr durch Staubpartikel in Zielnähe Rechnung tragen. Für den Fall einer solchen Kollision in Zielnähe oder den Fall des Kommunikationsverlustes im weiteren Anflug empfiehlt es sich, einen mehrfach redundanten, vollständig autonomen und bei jeder Kommunikationssitzung nachstellbaren Zeitgeber sehr nahe der Wirknutzlast zu installieren, der sie zündet, wenn der zum Zeitpunkt der letzten erfolgreichen Kommunikationsverbindung vorausberechnete geringste Abstand vom Ziel erreicht wird. Diese Einrichtung entspricht den erprobten Aufweck-Zeitgebern von inaktiv fliegenden Impaktoren wie der Galileo-Atmosphärenkapsel oder Huygens. Sie kann auch zur Neutralisation der Wirknutzlast bei einem frühen Scheitern der Mission dienen, da ja auch die Bahn des Raumflugkörpers nach dem Start, auch mit den bereits betrachteten natürlichen Bahnstörungen, zunächst ähnlich erdnah bleibt wie die eines natürlichen PHO.

Mit Druckbehälter, Ummantelung, zusätzlichen Sicherheits- und Zündungseinrichtungen, und der nötigen Tragestruktur kann daher mit einem Massebedarf von etwa 500 kg für die Unterbringung eines modernen Sprengsatzes von 300 bis 475 ktTNT gerechnet werden. Eine instrumentierte Basissonde als Träger eines Sprengsatzes dieser Art wöge damit insgesamt etwa 1000 kg, unabhängig davon, ob er mit der Sonde verbunden bleibt, oder für den terminalen Anflug analog zur Sonde Deep Impact mit den unentbehrlichen Zusatzeinrichtungen abgetrennt wird. Es ergibt sich also höchstens $1 \text{ ktTNT/kg} = 4.125 \text{E}12 \text{ J/kg}$ Gesamteffizienz für diesen Sprengsatz als freier Impaktor, und die Hälfte davon, wenn er bis zur Zündung mit der gesamten Basissonde verbunden bleibt, wie folgend angenommen wird. Entsprechend der Gesamtmasse in unmittelbarer Explosionsumgebung reduzierte Werte gelten bei der Unterbringung in einem noch größeren Gerät.

Die Wirkung auf ein Zielobjekt, folgend als Teller-Sakharov-Zeldovich-Wirkung (TSZ) bezeichnet, beruht auf der Energieübertragung durch Neutronen, elektromagnetische Strahlung und die Expansion der in ein ionisiertes Plasma umgewandelten Masse des Sprengkörpers und seiner unmittelbaren Umgebung. Material, das der TSZ ausgesetzt ist, erfährt einen unmittelbaren, inneren Energieeintrag durch die Absorption von Neutronen, Röntgen- und Gammastrahlen innerhalb einer der jeweiligen optischen Dicke für die betreffende Kombination aus Material und Strahlung entsprechenden Schichtdicke. Es ist außerdem dem Strahlungsdruck dieser Strahlung ausgesetzt, dem Plasmadruck aus bereits verdampften Schichten darüber und aus der eintreffenden expandierenden Sprengkörpermasse, und dem Ablationsdruck seiner durch den Strahlungsenergieeintrag verdampften Anteile. Dabei bleibt sein Volumen wegen der überaus raschen Wirkung momentan konstant, und es erhöht sich lediglich seine Temperatur. Aus ihrer Höhe folgen dann alle weiteren Prozesse, die von einer einfachen, aber schlagartigen Wärmeausdehnung des Festkörpers bis zur schlagartigen Umwandlung in ein Plasma von der Dichte des Festkörpers reichen, das dann schlagartig mit einer seiner Temperatur entsprechenden, sehr hohen Geschwindigkeit zu expandieren beginnt. [25]

Innerhalb der ersten wenigen Mikrosekunden sind mindestens etwa 70 % der emittierten Energie einer Kernexplosion thermische Röntgenstrahlen, wobei ihr Anteil leicht ansteigt mit steigender Gesamteffizienz des Sprengsatzes, da ihre Abstrahlung eine Funktion der Temperatur der ionisierten Waffenüberreste ist, deren als kinetische Energie der Überreste eingebrachter Anteil im Gegenzug sinkt. Die typische Plasmageschwindigkeit eines Sprengkörpers mit Fusionsbrennstoffen und hoher Effizienz beträgt etwa 1000 km/s und stellt 10 % der Gesamtexplosionsenergie. Gammastrahlung, die in Kernreaktionen des direkten Brennens und folgenden Zerfällen extrem kurzlebiger Isotope aus der Kernspaltung entsteht, trägt über die erste Sekunde nach der Explosion etwa 3.5 % zur Gesamtexplosionsenergie bei, in manchen Fusionsreaktionen bis zu 20 %. Bei gegenwärtig verfügbaren Sprengkörpern wird sie bis auf wenige Prozent im Gerät sofort wieder absorbiert und letztendlich in thermische Röntgenstrahlung umgesetzt. Die kinetische Energie der Überschussneutronen aus dem letzten Zyklus der exponentiellen Kettenreaktion beträgt 1.8 % der Gesamtexplosionsenergie bei Spaltungsreaktionen, und im Fusionanteil je nach Fusionsbrennstoff 40...80 %. Sie werden bei Zusammenstößen mit leichten Elementen im Waffenmaterial abgebremst, und besonders bei 3-Phasen-Sprengsätzen prinzipbedingt in der dritten Fissionsphase umgesetzt. Die Wellenlänge und Intensität der Röntgenstrahlung hängt vom mittleren Molekulargewicht des thermisch strahlenden Sprengsatzmantels ab, womit sich eine Möglichkeit der Abstimmung auf das absorbierende Ziel ergäbe. Neutronen könnten in einem besonderen äußeren Konvertermaterialmantel in Gammastrahlung umgesetzt werden, wovon etwa Hälfte entweicht, während die andere nach innen resorbiert wird, um letztlich wieder zu thermischer Röntgenstrahlung zu werden.

Die thermischen Röntgenstrahlen als Hauptenergietransportmedium werden innerhalb einiger Dezimeter in festen, höchstens weniger Meter in flüssigen oder gasförmigen Medien absorbiert und erzeugen so das von irdischen Testexplosionen bekannte Feuerballvolumen, das sie in thermische Licht- und Infrarotemissionen und eine praktisch sphärische Schockwelle im Medium umwandelt.

Im Vakuum bleiben wegen der fehlenden Absorption und Masseumschließung alle dem Sprengsatz und seiner unmittelbaren Umgebung inhärenten Richteffekte erhalten, wodurch möglicherweise die Effizienz der Zielwirkung durch eine besondere Orientierung oder Umbauung verbessert werden kann. In [133] ist eine ausführliche Diskussion der Bodenstationierung gerichteter Sprengkörper enthalten, woraus sich mit der bekannten durchdringenden Wirkung von Neutronen, Röntgen- und

Gammastrahlen schließen läßt, daß wirksame Bündelungscontainer wahrscheinlich sehr schwer sind, und daher im Weltraum für die hier betrachteten Zwecke praktisch nicht anwendbar. Für optimierte Sprengsätze werden in [133] für bestimmte Wirkwege die Auswirkungen auf Feststoffe und der benötigte Flächenenergieeintrag aufgeführt, wobei letzterer mit den bereits angegebenen Anteilen an der Gesamtenergie für normale Sprengsätze aus der selben Quelle verwertet werden kann. Die folgende Tabelle faßt sie zusammen.

Energietransport	Wirkung	Wirk- schwelle, J/m ²	Anteil an Gesamt- energie ^{o)}	Wirkradius 1 ktTNT, km ^{o)}	Wirkradius 1 MtTNT, km ^{o)}
ionisierte Sprengkörper- überreste	Ablation ins Vakuum mit Rück- stoß und mechanischer Zer- trümmerung äußerer Ober- flächen, und innerer durch Schockwelle (Spalling)	1E7..8	0.4	0.07...0.19	2.1...6.9
Röntgenstrahlen	dito	1E7..8	0.8	0.10...0.28	3...10
schnelle Spreng- körperüberreste (v > 100 km/s, m << 1 g)	Durchschlagung äußerer und Zertrümmerung innerer Ober- flächen durch Schockwellen (Spalling)	1E4..5	¹⁾ 0.1	0.57...1.75	19...53
Licht- und Infra- rotstrahlung	Entzündung und thermische Verspannung	1E5..6	²⁾ 0.1	0.57...1.75	19...53
Neutronen ³⁾	(Effekte erdgebunden)	1E3..4	0.2	2.84...20.8	104...763
Gammastrahlen	(Effekte erdgebunden)	1E3..4	0.2	2.84...20.8	104...763
Mikrowellen	(Effekte erdgebunden)	1E-1..+2	0.1	17.2...51.6	65...15250

[133] - ^{o)} erzielbarer Anteil bei verstärkten, aber ungerichteten Sprengkörpern - ¹⁾ normalerweise 0, spezieller Erzeugungsmechanismus notwendig, aber unerklärt - ²⁾ wirkt nur inneratmosphärisch als Feuerballstrahlung aus thermischen Röntgenstrahlen erzeugt - ³⁾ hochenergetisch

Tabelle 3.14 - Wege, Effizienz und Reichweite des Wirkenergieportes ins Ziel

Die unmittelbare Wirkung auf festes Oberflächenmaterial ergibt sich aus seiner Schmelz- und Verdampfungswärme, sowie dem mit der Temperatur korrespondierenden Dampfdruck. Die folgende Tabelle faßt Angaben aus [39-154f.][63-113ff.][93-1346] zusammen.

Stoff	spezifische Wärmekapazität c_p , J / kgK	Schmelzwärme, J / kg	Verdampfungswärme $E_{\text{vap,sp}}$, J / kg	Kondensationstemperatur im solaren Urnebel bei ca. 10 Pa, K
Al ₂ O ₃				1758
Nickel	444	293100	6197000	1 %: 1545; 10 %: 1470; 1460
Eisen	465	272100	6364000	1 %: 1640; 10 %: 1530; 1410
Nickeleisen	7800 kg/m ³			1473
Silikate	2650 kg/m ³	2600000	5000000	1353...1623
Basalt	335	700000		
FeS				703
Fe ₃ O ₄				403
H ₂ O	4183	332400	2257100	285...340
CO ₂	417	180900	574000	< 200
CO	841	30100	216000	
CH ₄	3036	58600	548000	< 200
NH ₃	2672	332000	1371000	

Tabelle 3.15 - Schmelz- und Verdampfungseigenschaften von Mineralen der Kleinkörper

Die Eindringtiefe von Neutronen in nicht-poröses Silikatmaterial wird mit etwa 0.1...0.2 m angegeben, die von Röntgenstrahlen ist wesentlich geringer. [63-125] Übliche Simulationen betrachten aber nur die von Neutronen deponierte Energie, speziell solche mit 14 MeV aus Fusionsreaktionen, die bei den verfügbaren 3-Phasen-Sprengsätzen nur einen sehr geringen Teil der Energiefreisetzung ausmachen. Es werden etwa 10 % Umsetzung in Neutronen angenommen, und es ergibt sich eine optimale Detonationsentfernung von 15 m für poröse und 23 m für feste, kugelförmige Körper mit 1 km Durchmesser. Dies ergibt eine mittlere Depositionstiefe von 0.16 der Eindringtiefe und ein Auftreffen von 0.35 der insgesamt in alle Richtungen gleichmäßig freigesetzten Energie auf das Ziel. [63-116ff.,125ff.]

Wird die Hälfte der Energie in der dritten Phase mit Spaltungsreaktionen gewonnen, werden in Neutronen nur etwa 1 % der Gesamtenergie freigesetzt, da der größte Anteil der in der zweiten oder Fusionsphase erzeugten Neutronen zur Spaltung des Fissionsbrennstoffes der dritten Phase benutzt wird. Man kann also mit der durch weitere Massen in der Umgebung reduzierten Effizienz eine Umsetzung der Gesamtenergie in 25 % kinetische Energie der ionisierten Trümmer, 1 % Neutronenstrahlung, etwa 5 % Gammastrahlung und somit etwa 70 % thermische Röntgenstrahlung annehmen, die in eine dünne Oberflächenschicht eingetragen werden. Dies läßt eine wesentlich höhere Effizienz oder einen größeren Abstand bei gleicher deponierter Flächenenergiedichte zu, da ein kleineres Volumen entsprechend stärker erhitzt wird.

Zur Ermittlung des Ablenkimpulses läßt sich der an der Oberfläche entstehende Druck ermitteln. Es wirkt der zunächst der Strahlungsdruck der schwarzen Strahlung im Wärmegleichgewicht,

$$p_s = 4 \sigma T^4 / 3 c ,$$

wobei sich die Temperatur unter der Annahme gleicher Albedo für ein- und ausgehende Strahlung aus dem lokalen Strahlungsgleichgewicht wie in Kapitel 3.1.1. ermitteln läßt. Hinzu kommt die eingebrachte kinetische Energie aus dem Auftreffen der ionisierten Sprengkörperüberreste, die annähernd als Druck angegeben werden kann unter der Annahme, daß sie das Volumen, das die expandierenden Überreste einnehmen, gleichmäßig füllt. Dieser Plasmadruck beträgt somit

$$p_{i\ddot{U},\text{Plasma}} = 3 m_{Rfz,ges} v_{i\ddot{U}}^2 / 8 \pi r_{i\ddot{U}}^3$$

zuzüglich der inneren Energie. Schließlich wirkt der Dampfdruck des von Neutronen, Röntgen- und Gammastrahlung schlagartig bis in den gasförmigen oder gar Plasmazustand erhitzten Oberflächenmaterials,

$$p_{\text{Ablation}} \cong \rho_{\text{NEA}} \mathfrak{R} T = (\mathfrak{R} / (c_p - \mathfrak{R})) \cdot ((3 E_{\text{ges}} / 16 \pi r_{i\ddot{U}}^2 d_{\text{Eindringtiefe}}) - (E_{\text{vap,sp}} + E_{\text{ion,sp}}) \cdot \rho_{\text{NEA}})$$

Für die in [63-133] genannte Anfangstemperatur am Hypozentrum von $T = 350000$ K ergeben sich nach dieser einfachen Abschätzung $p_s = 3.78$ MPa, unabhängig von der Temperatur $p_{i\ddot{U},\text{Plasma}} = 9.81$ GPa für $m_{Rfz,ges} = 1000$ kg, und $p_{\text{Ablation}} = 335$ GPa. Der nach [63-133] numerisch ermittelte Druck beträgt 1500 GPa bei einem Energieeintrag von $E_{\text{sp}} = 1.2$ GJ/kg für eine in 23 m Höhe freigesetzte Gesamtenergie von 1 MtTNT und 10 % Neutronenenergieanteil, also 62 GJ/m². Daraus ergibt sich eine wirksam beeinflusste Masse von $m_{\text{eff}} = 51.7$ kg/m² und somit eine effektive Eindringtiefe von nur 0.0195 m. Der gesamte Energieeintrag eines Sprengkörpers von 475 ktTNT mit den oben angegebenen Energieanteilen betrüge 295 GJ/m² bzw. $E_{\text{sp}} = 5.7$ GJ/kg für m_{eff} .

Für sehr hohe Temperaturen liegt die mittlere Geschwindigkeit des expandierenden Materials weit über der Schallgeschwindigkeit, so daß sie sich der eines idealen Gases mit dem Verhältnis der Wärmekapazitäten κ annähert, die

$$v_{\text{eff}} = \sqrt{ (\kappa (\kappa - 1) E_{\text{sp}})}$$

beträgt, und lediglich eine Funktion der deponierten spezifischen Energie ist. Diese beträgt für die Annahme, daß zunächst nur $\frac{3}{4}$ der freigesetzten Gesamtenergie E_{ges} über Neutronen, Röntgen- und Gammastrahlung im Material an und direkt unter der Oberfläche deponiert werden

$$E_{\text{sp}} = (3 E_{\text{ges}} / 16 \pi r_{i\ddot{U}}^2 d_{\text{Eindringtiefe}} \rho_{\text{NEA}}) - E_{\text{vap,sp}} - E_{\text{ion,sp}} ,$$

wobei die zur Verdampfung notwendige und zu der den hohen Temperaturen entsprechenden Ionisation verbrauchte Energie nicht mehr zum Antrieb der Expansion zur Verfügung steht. Für ein Plasma liegt das Verhältnis der Wärmekapazitäten κ eigentlich in der Nähe des Wertes für einatomige Gase, $\kappa = 5/3$, jedoch kann man nach [63-127] annehmen, daß es sich durch das nicht ideale Verhalten zumindest für Silikatdämpfe bis auf $\kappa = 1.1$ reduzieren kann. $E_{\text{vap,sp}}$ liegt in der Größenordnung von 5 MJ/kg, $E_{\text{ion,sp}}$ hängt sehr stark von der Temperatur und dem mit ihr erreichten Ionisationsgrad ab. Für einfache Ionisation beträgt die notwendige Energie etwa

4...25 eV = 6.4...40E-19 J, was bei atomaren Massenzahlen von 16 bis 59 etwa 6...150 MJ/kg entspricht. Bei der nach [63-133] anzunehmenden Temperatur liegt das Maximum der Wärmestrahlung bei 150 eV bzw. bis zu 900 MJ/kg, womit vollständige und mehrfache Ionisation angenommen werden kann. E_{sp} liegt damit bei mindestens 3.37 GJ/kg. Hinzu kommt noch die wenige Mikrosekunden nach der Strahlung eintreffende kinetische Energie der ionisierten Waffentrümmer

$$E_{i\ddot{U},sp} = mR_{fz,ges} v_{i\ddot{U}}^2 / 8 \pi r_{i\ddot{U}}^2 d_{Eindringtiefe} \rho_{NEA}$$

von 1.45 GJ/kg, die die freigesetzten und bisher nur um Bruchteile eines Meters expandierten, noch sehr dichten Gasmassen durch Stoßwellen weiter aufheizen kann, so daß etwa 4.83 GJ/kg der insgesamt eingestrahlt Energie von 5.7 GJ/kg zur Verfügung stehen. Dies entspräche einem Wirkungsgrad von 0.84. Die zum Antrieb durch Gasmassen freigesetzte Energie pro Flächeneinheit

$$E_{eff} = \frac{1}{2} d_{Eindringtiefe} \rho_{NEA} v_{eff}^2$$

kann die zur Verfügung stehende Energie nicht überschreiten, so daß sich eine energetisch gemittelte Auswurfgeschwindigkeit von $v_{eff} < 13.6$ km/s ergeben muß. Die sich je nach κ wird für Gas- oder Plasmakomponente ergebende Geschwindigkeit von $v_{eff} = 19...61$ km/s zeigt, daß κ noch unter 1.1 und damit in der Tat weit unter dem Wert für ideale Gase liegt. Damit liegt der übertragene Impuls pro Flächeneinheit

$$N_{eff} = v_{eff} d_{Eindringtiefe} \rho_{NEA}$$

unter 700 kNs/m². Nach [63-133ff.] wird die Energie bei der dort als optimal bestimmten, niedrigen Detonationshöhe von $r_{i\ddot{U}} = 23$ m auf einem festen, kugelförmigen Kleinkörper von 1 km Durchmesser in einer Kreis- bzw. Kugelkalottenfläche von etwa 300 m Durchmesser deponiert, die 35 % der gesamten freigesetzten Energie der Explosion aufnimmt. Mit dem selben Anteil am Impuls der ionisierten Waffenüberreste

$$N_{i\ddot{U}} = mR_{fz,ges} v_{i\ddot{U}} / 4 \pi r_{i\ddot{U}}^2$$

von 150 kNs/m² wird ein übertragener Gesamtimpuls von maximal $N_{eff,ges} = 850$ kNs/m² erreicht. Diese Werte gelten für das Hypozentrum bei den angegebenen Bedingungen. Mit wachsendem Abstand $r_{i\ddot{U}}$ vom Explosionszentrum nimmt die eingestrahlt spezifische Energie $\sim 1/r^2$ ab, aber auch die bestrahlte lokal vertikale Schichtdicke nimmt zum lokalen Horizont hin der Sichtlinie aus dem Abstand $r_{i\ddot{U}}$ entsprechend auf 0 ab.

Der nach [63-133ff.] mit detaillierten numerischen Modellen ermittelte Optimalwert des Impulsübertrages auf einen derartigen Körper von 1 km Durchmesser liegt bei 1.42E10 Ns für festes und 1.18E10 Ns für poröses Material mit $\frac{1}{2} \rho_{NEA}$ bei optimalen Detonationshöhen von $r_{i\ddot{U}} = 23$ m bzw. 15m und 100 ktTNT als nutzbar angenommener Energie, wobei über die nur im Festkörperanteil stattfindende Absorption das Produkt $d_{Eindringtiefe} \cdot \rho_{NEA}$ konstant bleibt. Die Differenz der Impulsbeträge wird zur Kompaktion des porösen Körpers aufgewandt, wobei hier kein extremer Wert von 85 % und mehr Porosität betrachtet wurde, wie er etwa für unveränderte

oder entgaste Kometenkerne zu erwarten wäre. [2][80] Der geringere Explosionsabstand der numerischen Lösung für den porösen Körper zeigt auch die größere Robustheit von porösen Festkörpern und porösen »rubble piles«, die in dieser Kompaktionsarbeit begründet ist. Mit der voranstehenden Rechnung ergeben sich in diesem Fall für den festen Körper ein Flächenimpuls von 322 kNs/m² im Hypozentrum und 3.7 km/s Abströmgeschwindigkeit, und ein durchschnittlicher resultierender Flächenimpuls von 205 kNs/m² über die bestrahlte Kugelkalotte. Somit läßt sich ein Formfaktor für hochenergetische Strahlungseinflüsse abschätzen, nach dem der mittlere resultierende Impuls über einem solchen bestrahlten Gebiet etwa 0.6 des Wertes im Hypozentrum erreicht.

Für den betrachteten Fall unter Verwendung eines überwiegend thermische Röntgenstrahlen und die kinetische Energie seiner Überreste abgebenden, und vor allem verfügbaren Sprengkörpers von $E_{\text{ges}} = 475 \text{ ktTNT} = 1.96\text{E}15 \text{ J}$ ohne besondere Modifikationen zur Neutronenstrahlungsverstärkung ergibt sich eine effektiv einstrahlbare Energie von $1.65\text{E}15 \text{ J}$, eine mittlere effektiv eingestrahlte Flächenenergie von $E_{\text{eff,ges,avg}} = 8.42\text{E}9 \text{ J/m}^2$, ein mittlerer resultierender Flächenimpuls von etwa $N_{\text{eff,ges,avg}} = 518 \text{ kNs/m}^2$, und somit ein resultierender Gesamtimpuls von etwa $N_{\text{KKges}} = 3.5\text{E}10 \text{ Ns}$.

Die bereits nach der Rechnung in [63-133ff.] vom Körper zu absorbierende Gesamtenergie liegt außerdem nahe an der Schwelle für die innere Zertrümmerung eines Festkörpers dieser Größe. Diese wird für feste Körper von 1 km Durchmesser bei 100 J/kg angenommen, während zur Zertrümmerung, Zerreißung und Beschleunigung der Trümmer aus dem gemeinsamen Schwerfeld etwa 5 kJ/kg Dispersionsenergie angenommen werden. Für kleinere Körper nähert sich mit sinkender Masse die zweite Schwelle der ersten an, und liegt für 100 m große Körper bei etwa 150 J/kg. Nimmt man eine Skalierung nach der Schwerkraft an, was wohl mindestens oberhalb von 200 m Durchmesser zutreffend ist, so ist die spezifische Dispersionsenergie $E_{\text{disp,sp}} \sim R^{1.65}$, und die gesamte Dispersionsenergie $E_{\text{disp}} \sim R^{4.65}$ bzw. $\sim m^{1.55}$. [63-136] Dies begrenzt die Wirksamkeit bei kleinen Körpern auf sehr empfindliche Weise. Zumindest der erste Einsatz muß aus größerer Entfernung geschehen, um sicherzugehen, daß das Ziel nicht fragmentiert und die Fragmente auseinandergetrieben werden. Ist die Distanz hierfür ausreichend, so ist die in der Oberfläche deponierte Energie so gering, daß es nicht zu nennenswerter Gasbildung kommt. Dann verbleibt nur die Impulsübertragung durch den Aufprall der ionisierten Sprengkörperüberreste, die zwar etwa ein Viertel der Gesamtenergie tragen, von denen wegen der notwendigen großen Distanz aber nur noch ein Bruchteil auf das Ziel trifft. Die mit dem erzeugten Impuls erzielte Geschwindigkeitsänderung ist von der Masse des Zieles abhängig. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die sicher erzielbaren Werte unter der Annahme typischer Dichten und Kleinkörperdurchmesser.

\varnothing , m	ρ_{NEA} , kg/m ³	m_{NEA} , kg	$E_{\text{disp,sp}}$, J/kg	E_{disp} , J	E_{KKges} , J	$E_{\text{KKges}} /$ E_{ges}	$E_{\text{eff,ges,avg}}$, J/m ²	$r_{\text{Ü}}$, m	N_{KKges} , Ns	Δv , m/s
60	250	2.827E7	100	2.83E9	2.83E9	1.72E-6	5.02E5	11406	1730	6.12E-5
60	2650	2.997E8	100	3.00E10	3.00E10	1.81E-5	5.35E5	3496	18400	6.14E-5
60	7800	8.822E8	100	8.82E10	8.82E10	5.35E-4	1.62E7	767	3.8E5	4.31E-4
140	250	3.592E8	195	1.91E10	1.91E10	1.16E-5	6.25E5	10206	11750	3.27E-5
140	2650	3.807E9	195	7.42E11	7.42E11	4.50E-4	2.52E7	1582	4.9E5	1.29E-4
140	7800	1.121E10	195	3.96E12	3.96E12	2.40E-3	1.43E8	649	2.9E6	2.59E-4
1000	250	1.309E11	5000	1.79E14	1.79E14	0.1085	3.01E8	440	1.4E10	0.1058
1000	2650	1.388E12	5000	6.94E15	5.82E14	0.3533	8.42E9	23	3.5E10	0.0252
1000	7800	4.084E12	5000	3.70E16	5.82E14	0.3533	8.42E9	23	3.5E10	0.0086

für 475 kt TNT

Tabelle 3.16 - Sicher erzielbare Geschwindigkeitsänderung mit einem nuklearen Sprengkörper

Es ist offensichtlich, daß die Leistungen für kleine Körper in diesem Verfahren unbefriedigend sind. Die erzielbare Energie reicht sogar leicht zur Zerreißung dieser Körper aus, kann aber zur Ablenkung wegen eben dieser Möglichkeit nicht effizient genutzt werden, da nur bei Detonation in einem hohen Abstand sichergestellt ist, daß weiterhin nur ein einzelnes PHO zu verfolgen ist. Jedoch handelt es sich bei der Dispersionsenergie um eine Untergrenze für festigkeitslose Aggregate aus Staub und eingelagerten großen Steinen, oder den erwähnten, wahrscheinlich zu vermutenden monolithischen Komponenten unter 150 m Durchmesser. Handelt es sich bei letzteren, wie aus ihrer schnellen Rotation zu entnehmen ist, um zugbelastbare Körper, so ist ein vorsichtiges Herantasten an höhere Energieeinträge vertretbar. Die Werte der voranstehenden Tabelle sind also als der ungünstigste Fall anzusehen. Die Obergrenze des Erreichbaren ergibt sich aus den verfügbaren Sprengkörpern und der für sie optimalen Detonationshöhe nach [63-133ff.]. Für Körper bis etwa 1 km Durchmesser kann der Gesamtimpuls über die bestrahlte Fläche abgeschätzt werden, da der Krümmungseinflu klein ist, darüber wird durch die geringe Oberflächenkrümmung eines kugelförmigen Körpers der absorbierte Anteil der Gesamtenergie skalierend. Die folgende Tabelle faßt die höchsten erzielbaren Geschwindigkeitsänderungen zusammen.

\varnothing , m - für 475 ktTNT	60	140	1000	10000
$\rho_{\text{NEA}} = 250 \text{ kg/m}^3$, Δv , m/s	44.9654	10.9801	0.2734	3.42E-4
$\rho_{\text{NEA}} = 2650 \text{ kg/m}^3$, Δv , m/s	4.2415	1.0360	0.0252	3.23E-5
$\rho_{\text{NEA}} = 7800 \text{ kg/m}^3$, Δv , m/s	1.4409	0.3518	0.0086	1.10E-5
$\rho_{\text{NEA}} = 250 \text{ kg/m}^3$, $t_{\text{Drift}} / R_{\oplus}$	1.64 d	6.72 d	0.74 a	591 a
$\rho_{\text{NEA}} = 2650 \text{ kg/m}^3$, $t_{\text{Drift}} / R_{\oplus}$	17.40 d	71.26 d	8.02 a	6257 a
$\rho_{\text{NEA}} = 7800 \text{ kg/m}^3$, $t_{\text{Drift}} / R_{\oplus}$	51.23 d	209.84 d	23.50 a	18426 a

Tabelle 3.17 - Höchste erzielbare Geschwindigkeitsänderung mit einem nuklearen Sprengkörper

3.3.2. Kinetische Energie

Die älteste Landemethode auf einem Himmelskörper ist die harte Landung, das heißt der Einschlag des Flugkörpers auf einer unbeeinflussten Bahn im Schwerfeld des Ziels, die es in weniger als einem Zielradius passiert. Sie ist gewissermaßen auch die natürliche Methode der Landung, denn es ist die für alle Kleinkörper, die eine derartige Bahngeometrie gegenüber der Erde oder anderen Planeten haben. Technisch angewandt wurde sie mit den Mondsonden Luna II und Ranger, mit den direkt anfliegenden Venus-, Mars- und Titanlandegeräten, der Galileo Atmosphärensonde, bisher nicht erfolgreich mit sogenannten Penetratoren, und dem Impaktor der Mission Deep Impact. Mit diesem Impaktor gelang am 04.07.2006 die erste erfolgreiche harte Landung auf einem Kleinkörper, dem Kometen 9P/Tempel 1 und, obwohl mit wissenschaftlichen Instrumenten und einer aktiven Zielansteuerung ausgestattet, war die Hauptnutzlast die in einer ansonsten passiven Kupfermasse gespeicherte kinetische Energie. In der Gesamtmasse von 372 kg wurden bei 10.2 km/s Relativgeschwindigkeit 19.35 GJ oder 4.69 tTNT kinetische Energie ins Ziel gebracht, sowie ein Impuls von 3.79 MNs. Der Einschlag setzte nach vorläufigen Ergebnissen 500 t Wasser und über 500 t Staub frei, wovon ein Teil in einer schnellen Auswurfwolke mit Geschwindigkeiten von 7...10 km/s enthalten war. Der Komet schien für einige Stunden um einen Faktor zwei bis drei heller gegenüber der normalen scheinbaren Helligkeit $H^* = 10 \text{ mag}$. [60] Leider liegen noch keine genaueren Daten über diese ausgeworfenen Massen und insbesondere ihre Geschwindigkeitsverteilung vor.

Der Wirkmechanismus eines kinetischen Impaktors zur Geschwindigkeitsänderung ist zunächst die Übertragung seines Impulses auf das Ziel. Bleiben die Trümmer im Schwerfeld des Zieles, so entspricht der Vorgang einem perfekt plastischen Stoß. Außer in streifenden Begegnungen oder bei einem Durchschuß durch einen extrem porösen Körper können keine Trümmer in die Richtung des übertragenen Impulses entkommen. Werden durch die Wirkung der kinetischen Energie, einem natürlichen Meteoriteneinschlag in allen seinen Erscheinungen entsprechend, feste und gasförmige Auswurfmassen und Strahlungsenergie freigesetzt, so wirken sie zusätzlich in Richtung des bereits übertragenen Impulses, vorausgesetzt sie entkommen dem gemeinsamen Schwerfeld von Ziel und Impaktor samt Trümmern. Der übertragene Impuls ist also im praktischen Anwendungsfall immer größer als der des Impaktors, womit gilt

$$N_{\text{ges}} = C_{\text{kin}} m_{\text{Rfz}} v_{\text{rel}\infty}$$

Die Konstante C_{kin} ist empfindlich abhängig von den Eigenschaften des Zieles und der Auswurfvorgänge bei der Kraterbildung. Entscheidend ist die untere Grenzgeschwindigkeit der Auswurfmassen, da an diesem Ende des Spektrums die größte Masse und der höchste Impulsanteil freigesetzt wird, aber auch die Gravitation des Zieles am wirksamsten ist. Es besteht auch ein großer Unterschied bei Zielen unterschiedlicher Porosität. Feste Körper verlieren bei gegebenen Bedingungen mehr Masse durch Kraterauswurfmassen; an schnellen Auswurfmassen im Bereich $m(v) \approx m_{\text{Rfz}} ; v \approx v_{\text{rel}\infty}$ um eine Größenordnung und an langsamen Auswurfmassen im Bereich von $m(v) > 1E4 m_{\text{Rfz}} ; v < 1E-3 v_{\text{rel}\infty}$ um fast zwei Größenordnungen mehr. Auch hier bestätigt sich die Überlebensfähigkeit von Körpern, die dem »rubble pile«-Modell folgend aufgebaut sind. Bisher liegen sehr unterschiedliche Modellierungen vor, die einen möglichen Bereich von $1.11 < C_{\text{kin}} < 10.6$ ergeben. Der niedrigere Wert gilt für sehr poröse, der höhere für vollständig feste, mit irdischen Gesteinen vergleichbare Körper. Ähnliche Unsicherheiten wirken auf Explosionen unter der Oberfläche, da auch sie auf die selben Mechanismen der Kraterbildung und den Impulstransport durch Auswurfmassen angewiesen sind. [63-119ff.]

Für Deep Impact kann man mit großer Vorsicht unter Annahme eines porösen Körpers schätzen, daß die Freisetzung der Hauptmasse von > 1000 t Wasser und Staub in die einige 1000 km messende Koma des Kometen mit etwa 1 m/s geschah, und höchstens ein Prozent, also eine der gegebenen Impaktormasse entsprechenden Menge, mit $v \approx v_{\text{rel}\infty}$ freigesetzt wurde. Dies ergäbe dann $C_{\text{kin}} = 1.27$.

Eine zweckdienliche Methode, die erzielte Impulsübertragung zu erhöhen ist es, die letzte Stufe der Trägerrakete mit der Basisraumsonde verbunden zu belassen bzw. sie gleich fest in sie zu integrieren. Ihre Leermasse liegt in der selben Größenordnung wie die der Nutzlast, und ist ohnehin auf die Erdfluchtbahn transportiert worden. Dies ist einer der wenigen Fälle, in denen eine möglichst schwere Nutzlast wünschenswert ist. Für eine Basissonde ergeben sich so etwa 1000 kg, und die schwersten bisher in ähnlicher Mission geflogenen Raumfahrzeuge wogen knapp 6000 kg. Sinnvolle Grenzen der Relativgeschwindigkeit ergeben sich durch eine noch vertretbare Reisezeit zu einem sehr erdnahen Ziel, sowie durch ein auf Gegenkurs zur Erdumlaufbahn mit Sonnenfluchtgeschwindigkeit laufendes Ziel. Mögliche Geschwindigkeitsänderungen mit dieser Methode führt die folgende Tabelle auf.

$m = 3E8 \text{ kg} / 4E9 \text{ kg}^{\circ}$ - $m_{\text{Rfz}} ; v_{\text{rel}\infty}$	1000 kg; 10 km/s	1000 kg; 73 km/s	6000 kg; 10 km/s	6000 kg; 73 km/s
$C_{\text{kin}} = 1.11, \Delta v, \text{ m/s}$	0.037 / 0.003	0.270 / 0.020	0.222 / 0.017	1.620 / 0.122
$C_{\text{kin}} = 10.6, \Delta v, \text{ m/s}$	0.353 / 0.027	2.579 / 0.194	2.120 / 0.159	15.476 / 1.161
$C_{\text{kin}} = 1.11, t_{\text{Drift}} / R_{\oplus}$	5.46 a / 67.4 a	0.75 a / 10.11 a	0.91 a / 11.89 a	45.6 d / 605 d
$C_{\text{kin}} = 10.6, t_{\text{Drift}} / R_{\oplus}$	0.57 a / 7.5 a	0.08 a / 1.04 a	0.10 a / 1.27 a	4.8 d / 64 d

\circ) mit $\rho_{\text{NEA}} = 2650 \text{ kg/m}^3$: $\varnothing 60 \text{ m}, 3E8 \text{ kg}$ / $\varnothing 140 \text{ m}, 4E9 \text{ kg}$

Tabelle 3.18 - Mit kinetischer Energie erzielbare Geschwindigkeitsänderung

3.3.3. Technischer Rückstoßantrieb

Die erste weiche Landung auf einem Kleinkörper gelang mit der nicht dafür konstruierten Sonde NEAR am 12.02.2001 auf dem großen NEA (433) Eros nach fast einem Jahr Untersuchung des Zieles aus der Umlaufbahn. Auch nach dem Aufsetzen funktionierte die Sonde noch einwandfrei, insbesondere auch ihre Energieerzeugung über Solarzellen und die Kommunikation. Die Hauptantenne konnte konstruktiv bedingt nicht geschwenkt werden, aber über eine Rundstrahlantenne wurden weiterhin lesbare Daten übertragen.

Im Apollo-Programm wurden Lander bis zu etwa 6500 kg Landemasse auf dem Mond gelandet, wobei die Steuerung in der entscheidenden Landephase von Hand erfolgte. Die Schwerebeschleunigung und die Fluchtgeschwindigkeit auf erdnahen Kleinkörpern liegen jedoch drei oder mehr Größenordnungen unter der des Mondes. So ist eine Landung mit praktisch jedem Raumfahrzeug, das überhaupt in die Nähe eines solchen Körpers gelangen kann und über die Mittel zur Anpassung seiner Geschwindigkeit an das Ziel verfügt, dort möglich. Es ist eher die geringe Geschwindigkeitsspanne zwischen Landung und Fluchtgeschwindigkeit eine Herausforderung, besonders an die Navigation um unregelmäßig geformte Körper.

Die Landung eines leistungsfähigen, also mit möglichst hohem spezifischem Impuls arbeitenden chemischen oder elektrischen Antriebes ist daher prinzipiell möglich. Um wirksam zu sein, sollte auch möglichst viel Treibstoff auf dem Kleinkörper gelandet werden. Große Raumsonden werden bis auf weiteres nicht mehr verfügbar sein, jedoch werden in der kommerziellen Raumfahrt ähnlich große geostationäre Satelliten verwendet, die an sich schon mit leistungsfähigen Flüssigkeitstriebwerken, und zunehmend auch mit elektrischen Antrieben ausgerüstet sind. Die geostationäre Umlaufbahn liegt teilweise außerhalb des schützenden Erdmagnetfeldes, und ist teilweise den erhöhten Partikelflüssen der irdischen Strahlungsgürtel ausgesetzt, weshalb diese Satelliten auch für interplanetare Flüge geeignet sind, wenn der Thermalhaushalt gegebenenfalls angepaßt werden kann. Tatsächlich wurde bereits ein erfolgreicher interplanetarer Flug mit einem ganz normalen Kommunikationssatelliten durchgeführt. Beim Start von AsiaSat 3 versagte die Wiederzündung der Oberstufe Blok DM einer Proton, so daß der Satellit in einer Transferbahn mit hoher Inklination gefangen war. Das Antriebsvermögen des eigenen Apogäumstriebwerkes genügte nicht, um die Bahndrehung durchzuführen. Stattdessen wurde der Satellit vom Typ Hughes HS-601HP über mehrere Triebwerkszündungen auf hochelliptische Bahnen und schließlich bis in Mondnähe angehoben. Mit zwei gezielten Mondvorbeiflügen und weiteren kleinen Einflüssen des Mondes auf die Bahn wurde ihre Ebene gedreht und das Perizentrum bis in die Höhe der geostationären Bahn gehoben. Schließlich erfolgte das Einbremsen in diese Bahn und die Positionierung des vom Hersteller von der Versicherung des Kunden zurückerworbenen Satelliten als HGS-1 mit einer nun mietbaren Nutzlast. [128] Spätere Versionen dieses Satellitenmodelles und der Nachfolgetyp Boeing BSS-702 bieten außerdem Iontriebwerke mit um 100 mN Schubkraft zur Positionshaltung in der geostationären Bahn. HGS-1 und zwei Exemplare des Nachfolgemodelles sind in Tabelle 3.10 aufgeführt, darunter der schwerste bisher geflogene. Bereits in der Grundausführung hat der Bus dieser Satelliten ein hohes Antriebsvermögen, das auch bei der maximalen Nutzlast von 1200 kg noch im Bereich des Üblichen für große interplanetare Orbiter und besonders manövrierfähige Sonden liegt. Es können ohne Modifikationen 1750 kg der Treibstoffkombination N_2O_4/MMH zuzüglich etwa 75 kg des Xenon-Treibgases für die Ionenantriebe mitgeführt werden, und die größte geflogene Gesamtreibstoffmasse sind 2302 kg. Für

elektrische Antriebe sind die extrem großen Solarzellenflächen attraktiv, die bis zu 15 kW Leistung in Erdnähe ermöglichen. [125]

Es sollte also möglich sein, im Rahmen der bisher erfliegenen Parameter - neben der notwendigen Instrumentierung für interplanetare Navigation - noch etwa 1100 kg zusätzlichen Treibstoff und gegebenenfalls zusätzliche Triebwerke mitzuführen. Für einen chemischen Antrieb kann das vorhandene Apogäumtriebwerk genutzt werden, wenn der Satellit bzw. sein Treibstoffsystem eine Überkopflandung mit dem Haupttriebwerk nach oben in der geringen Schwerkraft eines Kleinkörpers ermöglichen. Die mit serienmäßigen Triebwerken möglichen Impulsgaben zeigt die folgende Tabelle.

Antriebskombination	Impuls, Ns	$m = 3E8 \text{ kg} / 4E9 \text{ kg}$ °) - Δv , m/s	$m = 3E8 \text{ kg} / 4E9 \text{ kg}$ °) - $t_{\text{Drift}} / R_{\oplus}$
R-4D, 3094 m/s, 1100 kg	3403400	0.0113 / 0.0009	17.82 a / 237.5 a
R-4D, 3094 m/s, 2500 kg	7735000	0.0258 / 0.0019	7.84 a / 104.5 a
XIPS-25 4.2 kW, 37265 m/s, 1000 kg	37265270	0.1242 / 0.0093	1.62 a / 21.7 a
R-4D, 1400 kg; XIPS-25 4.2, 1075 kg	44391475	0.1480 / 0.0111	1.37 a / 18.2 a

R-4D: 490 N, 0.158 kg/s, 6314 s/t; XIPS-25 4.2 kW: 0.17 N, 4.56 mg/s, 6.95 a/t (!), 3 XIPS 2.31 a/t - °) mit $\rho_{\text{NEA}} = 2650 \text{ kg/m}^3$: $\varnothing 60 \text{ m}$, 3E8 kg / $\varnothing 140 \text{ m}$, 4E9 kg

Tabelle 3.19 - Mit technischem Rückstoßantrieb erzielbare Geschwindigkeitsänderung

Bemerkenswert ist die extrem lange Brennzeit für die elektrischen Antriebe, selbst mit der großen zur Verfügung stehenden elektrischen Leistung. Die Spannweite der 15-kW-Solarzellen von 40.9 m ist wohl auch an der Grenze des für eine derartige Landung möglichen. Sie müssen über mehrere Jahre kontinuierlich beschienen werden, was die Wahl des Landeortes stark einschränkt. Mit Schattenzeiten erhöht sich die Brenndauer je nach nutzbarer Sonnenscheindauer. Die nötige Betriebszeit wird von diesen Triebwerken in der geostationären Umlaufbahn erreicht; über 15 Jahre werden dort zwei tägliche Brennphasen von je fünf Stunden benutzt. Dagegen dauert der chemisch gegebene Impuls kaum 4 ½ h.

3.3.4. Solarthermische Verdampfung

Die erprobte lange Betriebsdauer von geostationären Satelliten mit kontinuierlicher Positionshaltung ermöglicht eine weitere Art der Impulsübertragung auf einen Kleinkörper. Über einen hinreichend großen, parabolischen Reflektor kann Sonnenlicht auf ein kleines Gebiet der Oberfläche konzentriert werden. Lokal wird das Strahlungsgleichgewicht so weit verschoben, daß die Verdampfungswärme einer oder mehrerer Komponenten des Oberflächenmaterials erreicht wird. Material, das im Brennfleck verdampft, erreicht bei der Expansion ins Vakuum eine ausreichend hohe Geschwindigkeit, um das Schwerefeld des Kleinkörpers zu verlassen. Dieser

Impuls bewirkt eine Geschwindigkeitsänderung des Zielkörpers. Da mit dem verdampften Material auch eine gewisse Menge Staub in die Umgebung des Kleinkörpers entweichen kann, besteht die Möglichkeit der Verschmutzung des Reflektors. Daher muß der Satellit einen gewissen Abstand einhalten, der wiederum einen Reflektor großer Brennweite bedingt, der entsprechend formstabil sein muß. Dies schließt wahrscheinlich die Verwendung von Folien als Reflektormaterial für kleinere Geräte aus. Dem gegenüber steht, daß der scheinbare Winkeldurchmesser des Brennfleckes vom Reflektor aus betrachtet gleich dem der Sonne ist. Mit größerer Entfernung wird also auch die Fläche, auf die die Sonnenenergie konzentriert wird, immer größer. Es gilt

$$r_{\text{Foc}} = \alpha_{\odot} \cdot r_{\text{KK-Sat}} = r_{\text{KK-Sat}} \cdot R_{\odot} / r_{\odot\text{-Sat}}$$

mit der Entfernung des Satelliten vom Kleinkörper und dem Verhältnis von Sonnenradius $R_{\odot} = 6.964E8$ m zur Entfernung der Sonne am Ort des Satelliten. In der beleuchteten Fläche gilt das bekannte Strahlungsgleichgewicht, jedoch mit der konzentrierten Sonnenstrahlung einerseits und dem zusätzlichen Energieentzug durch die Verdampfung von Oberflächenmaterial mit dem Massendurchsatz m' andererseits. Bei hoher Temperatur nähert sich die Wärmestrahlung dem Bereich des sichtbaren Lichtes an, so daß für beide die selbe Albedo A angenommen werden kann.

$$\eta (1-A_{\text{vis}}) \pi r_{\text{Ref}}^2 I_{\odot} / 4 \pi r_{\odot\text{-Sat}}^2 = (1-A_{\text{IR}}) \pi r_{\text{Foc}}^2 \sigma T^4 + E_{\text{vap,sp}} \cdot m'$$

Der Faktor η ist der Wirkungsgrad für die nicht perfekte Reflektion, Formfehler und Verschmutzung, hier zu 0.75 angenommen. Die Verdampfungsenergie $E_{\text{vap,sp}} \approx 3...7$ MJ/kg enthält bei $T \approx 200...1760$ K ebenfalls die zur Expansion aus dem Schwerfeld nötige Energie, die aus der Sonnenleuchtkraft $I_{\odot} = 3.826E26$ W stammt, und über

$$E_{\text{sp}} = \kappa (\kappa - 1) v_{\text{eff}}^2$$

abgeschätzt werden kann. Der größte bisher geflogene parabolische Reflektor ist der auf den geostationären Satelliten des Mobilfunksystems Thuraya installierte. Es handelt sich hier ebenfalls um Satelliten auf Basis des Bus' BSS-702. Der Durchmesser des entfaltbaren Reflektors beträgt 12 m. Als Zielabstand kann in Erdnähe etwa 60 m angenommen werden, womit der Brennfleck eine Fläche von 0.25 m² hat. Somit gilt für den Massenstrom materialabhängig

$$m' = (\pi \cdot ((1-A_{\text{vis}}) \eta r_{\text{Ref}}^2 I_{\odot} / 4 \pi r_{\odot\text{-Sat}}^2 - (1-A_{\text{IR}}) \sigma T^4 (r_{\text{KK-Sat}} \cdot R_{\odot} / r_{\odot\text{-Sat}})^2)) / E_{\text{vap,sp}} .$$

Mit der Expansionsgeschwindigkeit kann nun der Schub, und über die Zeit der Impulsübertrag berechnet werden. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick.

Material	m', kg/s	v, m/s	F, N	N', Ns/a	m = 3E8 / 4E9 kg °) - Δv , m/s p.a.	m = 3E8 / 4E9 kg °) - $t_{\text{Drift}} / R_{\oplus}$ p.a.
CO ₂ -Eis, T = 200 K, $E_{\text{vap,sp}} = 1$ MJ/kg, $A_{\text{vis}} = 0.05$, $A_{\text{IR}} = 0$	0.1096	407	44.61	1.41E9	4.700 / 0.3525	15.71 d / 209 d
H ₂ O-Eis, T = 270 K, $E_{\text{vap,sp}} = 3$ MJ/kg, $A_{\text{vis}} = 0.05$, $A_{\text{IR}} = 0$	0.0365	538	19.64	6.19E8	2.063 / 0.1548	35.78 d / 477 d
Silikate, T = 1600 K, $E_{\text{vap,sp}} = 6$ MJ/kg ¹⁾ , A = 0.1125	0.0033	332	1.10	3.46E7	0.115 / 0.0087	1.75 a / 23.4 a
Nickeleisen, T = 1460 K, $E_{\text{vap,sp}} = 7$ MJ/kg ¹⁾ , A = 0.4	0.0044	264	1.16	3.67E7	0.122 / 0.0092	1.65 a / 22.0 a

°) mit $\rho_{\text{NEA}} = 2650$ kg/m³: \varnothing 60 m, 3E8 kg / \varnothing 140 m, 4E9 kg⁻¹) [63-113fff.][39-154f.][93-1346]

Tabelle 3.20 - Mit solarthermischer Verdampfung erzielbare Geschwindigkeitsänderung

Besonders geeignet erscheint diese Methode, wenn leichtflüchtige Substanzen vorhanden sind. Dies ist z.B. auf inaktiven Kometenkernen möglich. Der Betrieb eines Reflektors in der unmittelbaren Nähe eines aktiven Kometenkernes ist mindestens schwierig, und wegen der Gas- und Staubemissionen durch die Verschmutzung des Reflektors wohl nur zeitlich sehr begrenzt möglich. Diese Emissionen machen die Bahn ohnehin sehr variabel, wie bereits erwähnt, weshalb sich die Notwendigkeit zu dieser Betriebsart wahrscheinlich nicht ergibt.

3.3.5. Vergleich der Wirkmethoden

Kriterium für die effiziente Nutzung der zur Verfügung stehenden Transportmittel ist die spezifische Umlenkung, also $\Delta v / m_{\text{Nutzlast}}$, die mit einer bestimmten Wirkmethode an einem bestimmten Ziel erreichbar ist. Bei der solarthermischen Verdampfung muß dazu über die erwartete Wirkzeit oder Lebensdauer des Satelliten gerechnet werden, was mit den gegebenen Einschränkungen sinngemäß auch für die Nutzung des Ionenantriebs auf Landern mit technischem Rückstoßantrieb gilt, obwohl seine Leistung über das Treibstoffvolumen fest begrenzt ist. Die zusätzliche Reduktion der spezifischen Umlenkung durch besondere Umstände der Bahnmechanik bleibt in diesem Vergleich unberücksichtigt. Ist ein Kleinkörper wie (29075) 1950 DA in einer Bahnresonanz gefangen, muß diese durch die Bahnänderung aufgebrochen werden. Andernfalls verursacht eine eingebrachte Beschleunigung nur eine Verschiebung im Pendeln des Körpers um die mittlere Bewegung des Schwerpunktes der Resonanz. Die Wirkung von Methoden mit niedrigem Schub und hoher Wirkzeit kann völlig von den Rückstellkräften und der Dämpfung der Bahnresonanz aufgezehrt werden, da diese kontinuierlich gegen eine Verschiebung wirken. Überwiegt durch die Rückstellkräfte das Pendeln, so kann hier eventuell durch eine phasenrichtige Schubgabe Schwung geholt werden, bis die Bahnresonanz gebrochen ist. Die folgende Tabelle faßt die Leistung der geschilderten Methoden im optimalen Fall zusammen.

\varnothing , m; $\rho_{\text{NEA}} = 2650 \text{ kg/m}^3 - \Delta v / \text{mNutzlast, m / s kg}$	60	140	1000	10000
maximale radiative Ablation, 1000 kg	4.24E-3	1.04E-3	2.52E-5	3.23E-8
dispersionssichere radiative Ablation, 1000 kg	6.14E-8	1.29E-7	2.52E-5	3.23E-8
kinetische Energie, 1000 kg, 10 km/s	3.70E-5	3.00E-6		
kinetische Energie, 1000 kg, 73 km/s	2.70E-4	2.00E-5		
kinetische Energie, 6000 kg, 10 km/s	3.70E-5	2.83E-6		
kinetische Energie, 6000 kg, 73 km/s	2.70E-4	2.03E-5		
chemischer Rückstoßantrieb, 2500 / 6000 kg	4.30E-6	3.17E-7		
chem. + elektrischer Rückstoßantrieb, 1400 / 1075 / 6000 kg	2.47E-5	1.85E-6		
solarthermische Verdampfung, p.a., 6000 kg	1.92E-5	1.45E-6		
solarthermische Verdampfung, 15 a, 6000 kg	2.88E-4	2.18E-5		

Tabelle 3.21 - Vergleich der Wirkmethoden nach ihrer spezifischen Umlenkung

Es zeigt sich, daß die schwächste Option die Landung eines chemischen Rückstoßantriebes auf der Oberfläche eines Kleinkörpers ist. Die Effizienz aller anderen nichtnuklearen Optionen fällt etwa innerhalb einer Größenordnung, wobei solarthermischer und elektrischer Antrieb eine lange Betriebsdauer benötigen, um ihr Potential zu entfalten. Um zwei bis drei Größenordnungen übertrifft die nukleare Option alle anderen Wirkmethoden - vorausgesetzt, das Ziel übersteht den Einsatz unzerstreut.

3.4. Zur Verfügung stehende Träger

Die diskutierten Wirkmethoden erfordern auf die Zielendgeschwindigkeit gebrachte Nutzlasten von 1000 kg oder 6000 kg. Die kleinere Nutzlast kann ohne Probleme von allen größeren verfügbaren Trägern auf Fluchtgeschwindigkeit beschleunigt werden, für die größere dagegen sind die Möglichkeiten zur direkten Beförderung sehr eingeschränkt. Es sind auf dem Trägermarkt viele Typen verfügbar, die in den letzten zwei Jahren kommerziell oder auch zuvor interplanetar geflogen wurden. Dieses Überangebot hat jedoch eine sehr niedrige Kadenz nach sich gezogen. Zwar gibt es einige Anbieter, die wesentlich kürzere mögliche Startintervalle anbieten, jedoch sind die zugehörigen Verfahren mangels Nachfrage oder aus Gründen der Kosteneinsparung unerprobt. Auch wurde der Personalstamm an diese Entwicklung angepaßt, so daß eine Erhöhung der Kadenz nicht ohne eine längere Anlaufphase möglich ist. Hinzu kommt dann das erhöhte Risiko einer Anlernphase, und die Möglichkeit, daß Unfälle eine Startanlage de facto außer Betrieb setzen. Das ist gerade bei dringenden Abfangmissionen oder solchen mit engem Startfenster sehr kritisch.

Die folgende Tabelle zeigt das derzeitige Angebot des Trägermarktes.

Träger	mNutzl LEO, kg	LEO h, km	LEO i, °	mNutzl GTO, kg	GTO i, °	min. erflg. Δt , d	mittl. erflg. Δt , d	Bemerkungen
Ariane 5G	16000	407	51.6	6800	7	34	164	
Ariane 5 EC-A	19000	407	51.6	10500	7	277	536	teils bis 21000 kg
Athena-2	2065	185	28.5			150	297	nur Lunar
Atlas V 40x / 43x °)	9072	185		5885				At.40x: 12500 kg
Atlas V 55x °)	19051	185	28.5	6695		65	217	20520 kg °)
CZ-2F	8400	185	57.0	3500		279	431	
CZ-3A	7200	200	28.5	2600		51	488	
CZ-3B	11200	200	28.5	5100		49	668	
Delta 7000	5089	185	28.7	1818		3	55	
Delta 7000H	6000	185	28.7	2160		48	195	
Delta IV Medium	8600	185	28.5	3900	27	82	141	GEO 1611 kg (4,2)
Delta IV Medium+5,4	12700	185	63.0	6470	28.5			GEO 2412 kg
Delta IV Heavy	28500	185	28.5	10843	27			GEO 6275 kg
Dnepr R-36M2 (Ikar)	3700	300	50.5					
GSLV	5000	200	45	2500		500	625	
H-2A	11730	300	30.4	5000		65	214	
M-V				500		506	767	
Molniya 8K78M-..L	1800	820		2000	51.6	2	52	
Proton M Briz M	21600	200		6360		51	192	LEO 3-st. o. Briz
Rokot UR-100N Briz KM	1800	200	53					
Soyuz 11A511U	7200	200	51.8					
Soyuz FG	7420	193	51.8					+ Fregat
Soyuz ST	7800	240	51.8					+ Fregat oder Ikar
Start-1	632	200	52			77	722	vorgesehen NEAP
STS	27500	204	28.5			16	75	bemannt
Taurus	1363	185	28.5	431		81	751	
Tsyklon 2K	2820	200	65.0					
Tsyklon 3	3600	250	73.5					
Zenit 2, SLB, 3 SLB	14500	200	46.2	6000		56	142	GTO: Zenit 3 SL

°) strukturelle Begrenzung in LEO, mit strukturellen Modifikationen s. Bemerkungen

Tabelle 3.22 - Verfügbare Träger mit kommerzieller GTO-Fähigkeit oder interplanetaren Flügen

Es kann nicht damit gerechnet werden, daß eine Mission mit der langen Vorlauf- und Reisezeit üblicher Planetenmissionen geflogen werden kann. Oft verbringen Planetensonden viele Jahre in einer energiesammelnden Bahn, die auf Planetenvorbeiflüge ausgelegt ist. Dieses Verfahren dient dazu, eine möglichst große Nutzlast an ihr Ziel zu bringen, die ansonsten nicht dorthin befördert werden könnte, wie z.B. Galileo und Cassini, oder dazu, eine möglichst kleine Trägerrakete oder preiswerte Startgelegenheit zu verwenden, wie bei Nozomi oder Smart-1. Die bei einigen Missionen unterwegs angeflogenen Kleinkörper werden nach der Nähe zur möglichst sparsamen Bahn ausgesucht, es wird nicht die Bahn zu ihnen gelegt. Ebenso werden bei wissenschaftlichen Missionen, die Kleinkörper als Primärziel haben, solche ausgesucht, die mit möglichst geringem Aufwand und daher hoher wissenschaftlicher Nutzlast erreicht werden können.

Um hohe Endgeschwindigkeiten zu erreichen, gibt es zwei Wege. Einige große Trägerraketen, die besonders leistungsfähige Oberstufen mit kryogenen Treibstoffen besitzen, wie z.B. die Atlas-V-Serie mit ihrer Centaur-Oberstufe, sind auch für sehr kleine Nutzlasten spezifiziert und erreichen so hohe Endgeschwindigkeiten. Die Variante Atlas V 551 mit einer zusätzlichen Feststoff-Oberstufe Star 48B kann bei einer sehr kleinen Nutzlast von etwa 300 kg, die nahe der Untergrenze für praktisch nutzbare Planetensonden liegt, eine Erdfluchtgeschwindigkeit von 14.14 km/s erreichen. [135] Sie wurde für die 478 kg schwere Pluto-Sonde New Horizons verwendet.

Eine Alternative hierzu, oder zu langwierigen gravitationsunterstützten Bahnen, die zudem an besondere Konjunktionen der Planeten gebunden sind, und mit ihnen an die Ebene der Ekliptik, ist die Nutzung des Stufenprinzips. Das Gesamtmassenverhältnis kann auch erhöht werden, wenn in der Nutzlastverkleidung eine oder mehrere zusätzliche Oberstufen mitgeführt werden können. Dies hängt vom vorhandenen Volumen und der strukturell tragbaren Last ab. Da dort keine erprobten Einrichtungen für kryogene Treibstoffe vorhanden sind, beschränkt sich die Auswahl auf existierende Oberstufen mit lagerfähigen flüssigen oder festen Brennstoffen. Feste Brennstoffe sind nur für die anfängliche Beförderung in die Fluchtbahn von der Erde geeignet, da mit ihrer Zündung nur ein festes Geschwindigkeitsinkrement erzielt werden kann, das nur durch die Treibstoffbeladung beim Hersteller einstellbar ist. Angewandt wurde diese Methode nur bei den Raumsonden Giotto und Contour; letztere ging kurz vor Ausbrand des Feststoffmotors wahrscheinlich durch ein Versagen desselben verloren. Stufen mit Flüssigtreibstoffen ermöglichen eine viel höhere Flexibilität, die Möglichkeit zur automatischen Notabschaltung, und bieten in der Regel dosierbare Schübe durch den wahlweisen Einsatz der Haupt- oder Steuertriebwerke. Kleinere Fehler können behoben werden, solange man sich auf einer stabilen Bahn befindet, da eine erneute Zündung möglich ist. Solche Parkbahnen können auch zur Reduzierung des Druckes auf Startanlagen bei engen Startfenstern genutzt werden. Die optimale Stufenzahl einer Rakete ist

$$n_{\text{opt}} = - \ln R / \ln(0.560 \varepsilon + 0.366) ,$$

wobei R das Gesamtmassenverhältnis und $\varepsilon = 1 - m_{\text{Treibstoff}} / m_{\text{Gesamt}} = m_{\text{Struktur}} / m_{\text{Gesamt}}$ der mittlere Zellenparameter der Stufen der Rakete ist. Für die großen Stufen der Trägerraketen liegt er um 0.1, für kleine wiederzündbare Oberstufen mit lagerfähigen Treibstoffen im Mittel bei 0.25. Verwendet wird meist, wie auch hier, die Stufenzahl $n_{\text{real}} = \text{int}(n_{\text{opt}})$, oder gelegentlich auch $n_{\text{real}} = \text{int}(n_{\text{opt}}-1)$. Sind die Stufen in ihren Parametern gleich oder sehr ähnlich, kann man bei bekanntem R das Massenverhältnis der Stufen zu

$$r = R^{1/n_{\text{real}}}$$

abschätzen. Das Gesamtmassenverhältnis R ergibt sich aus dem Geschwindigkeitsbedarf Δv_{ges} und dem mittleren spezifischen Impuls $c_{\text{eff,avg}}$, der hier praktisch nahe dem der Oberstufen liegt, zu

$$R = e^{\Delta v_{\text{ges}} / c_{\text{eff,avg}}}.$$

Mit einem höheren Gesamtmassenverhältnis, d.h. einer kleineren tatsächlichen Nutzlast bei gegebener Größe der Trägerrakete, ergibt sich eine höhere Endgeschwindigkeit, die das Anfliegen von ungünstigen Zielen ermöglicht und zeitlich weitere Startfenster erlaubt durch die Wahl energetisch nicht optimaler Bahnen. [136] Die folgende Tabelle zeigt einige Werte, die sich für typische Geschwindigkeiten für Flüge im Sonnensystem einschließlich der Verluste beim Start ergeben, wobei $c_{\text{eff,avg}} = 3100$ m/s gewählt wurde. Dies trifft für die hier ausschließlich verwendbaren lagerfähigen Treibstoffe zu. Zum Vergleich mit dem theoretisch Möglichen sind die kryogenen Treibstoffe CH_4 / und LH_2/LOX angegeben; Festtreibstoffe erreichen etwa nur 2800 m/s.

Ziel	Δv_{ges} , m/s	R	$n_{\text{opt}}(\varepsilon = 1/4)$	$n_{\text{opt}}(\varepsilon = 0.1)$	$r(\varepsilon = 1/4)$	$r(\varepsilon = 0.1)$	Bemerkungen
Erdumlaufbahn	9300	20	4.39	3.47	2.11	2.71	
Mond, Venus	14000	91	6.62	5.23	2.12	2.47	auch GEO, Mars
	14000	49	5.71	4.51	2.18	2.64	CH_4 , 3600 m/s
	14000	28	4.89	3.86	2.30	3.04	LH_2 , 4200 m/s
Merkur	16000	172	7.56	5.97	2.08	2.78	
	16000	85	6.52	5.15	2.10	2.43	CH_4 , 3600 m/s
	16000	45	5.59	4.42	2.14	2.59	LH_2 , 4200 m/s
Jupiter	16750	222	7.93	6.26	2.16	2.46	
	16750	54	5.85	4.62	2.22	2.71	LH_2 , 4200 m/s
$C_3 = 200 \text{ km}^2/\text{s}^2$	20550	754	9.73	7.68	2.08	2.58	Atlas V 551 S'48
	20550	133	7.18	5.67	2.01	2.66	LH_2 , 4200 m/s
	20550	89	6.59	5.20	2.11	2.45	LH_2 , 4580 m/s

Tabelle 3.23 - Stufenparameter für hohe Endgeschwindigkeiten

Auf elektrische Antriebe soll hier nicht näher eingegangen werden, da sie sich in anderen Untersuchungen für ähnliche Anforderungen und angenommene Trägernutzlastkapazitäten als etwa gleichwertig erwiesen haben. [125] Außerdem sind sie trotz der erfolgreichen Missionen Deep Space 1 und Smart-1 nur im bereits in Kapitel 3.3.3. gezeigten Anwendungsbereich erprobt und im Sinne der getroffenen Annahmen aus der laufenden Produktion verfügbar. Die Antriebe der Sonden dienen der Erprobung der Methode für interplanetare Flüge.

Die folgenden vier Tabellen zeigen die zur Zeit zur Verfügung stehenden Oberstufen-Typen mit lagerfähigen Treibstoffen, zum Vergleich auch die hier nicht anwendbaren kryogenen Typen, sowie Feststoffmotore und -stufen, und die Varianten der Nutzlastverkleidung für die verfügbaren Träger.

Oberstufe	Start- masse, kg	Leer- masse, kg	Treib- stoff- masse, kg	Isp, m/s	Brenn- zeit, s	Schub, N	Ø, m	l, m	Verwendung
Briz M (Kern & Torus)	22170	2370	19800	3197	3000	19613	4.10	2.61	Proton
Briz M (Torus)	15605	770	14835	3197	2000	0	4.10	2.61	Proton
L-9	12500	2700	9800	3177	1100	27459	3.96	3.36	Ariane 5G
R-36M2-3	8200	2000	6200	3109	1000	18632	3.00	1.00	Dnepr
Briz K, KM; M (Kern)	6565	1600	4965	3197	1000	19613	2.50	1.30	~, Rokot
Fregat	6535	1100	5435	3206	877	19613	3.35	1.50	Soyuz
Ikar	4600	1407	3193	3109	125	78708	2.25	2.58	Soyuz
PSLV-4	2920	920	2000	3020	425	14004	1.34	2.60	PSLV
OAM	714	360	354	2177	1500	883	2.30	1.00	Athena
Pegasus-4	90	17	73	2314	241	667	0.97	0.25	Pegasus u.a.

Tabelle 3.24 - Verfügbare Oberstufen mit lagerfähigen Flüssigtreibstoffen

Oberstufe	Start- masse, kg	Leer- masse, kg	Treib- stoff- masse, kg	Isp, m/s	Brenn- zeit, s	Schub, kN	Ø, m	l, m	Verwendung
Delta IV Heavy-2	30710	3490	27220	4531	1125	110.05	5.00	12.4	
ESC-B	27500	3400	24100	4580	700	153.90	5.46	10.0	Projekt
Delta IV Medium-2	24170	2850	21320	4531	850	110.05	4.00	12.0	
Centaur V 2	23050	2250	20800	4423	435	198.40	3.05	12.7	Atlas V xx2
Centaur V 1	22825	2026	20799	4423	894	99.19	3.05	12.7	Atlas V xx1
CZ-3A-3	21000	2800	18200	4315	470	156.00	3.00	12.4	CZ-3A..C
ESC-A	16500	2100	14400	4374	960	64.70	5.46	9.0	
GSLV-3	14600	2200	12400	4511	675	75.08	2.80	8.8	
H-10 III	12310	1570	10740	4374	759	62.70	2.66	11.9	eingestellt

Tabelle 3.24a - Verfügbare Oberstufen mit kryogenen Flüssigtreibstoffen

Oberstufe	Start- masse, kg	Leer- masse, kg	Treib- stoff- masse, kg	Isp, m/s	Brenn- zeit, s	Schub, N	Ø, m	l, m	Bemerkungen
PAM-D2 Star 63	3697	431	3266	2765	120	107200	1.60	1.83	Delta, STS
PAM-D Star 48	2141	232	1909	2864	88	67156	1.24	2.04	Delta, STS
Star 27	361	27	334	2823	34.4	25444	0.69	1.24	°) 304 kg
Star 30BP	543	38	505	2866	54	26622	0.76	1.51	°) 404 kg
Star 30E long	674	43	631	2848	51.1	35141	0.76	1.69	
Star 37FM	1148	82	1066	2843	62.7	47262	0.94	1.69	°) 1025 kg
Star 37XFP	956	72	884	2844	66	38032	0.94	1.51	
Star 48B short nozzle	2134	124	2010	2805	84.1	67168	1.25	1.83	°) 1739 kg
Star 48B long nozzle	2141	131	2010	2864	84.1	68636	1.25	2.03	°) 1739 kg
Star 48V ¹⁾)	2165	155	2010	2864	84.1	68636	1.25	2.08	°) 1739 kg
Star 63D; DV ²⁾)	3500	250	3250	2775	108	84739	1.60	1.78	
Star 63F ³⁾)	4592	328	4264	2913	120	104622	1.60	2.71	

°) niedrigste geflogene Treibstoffmasse - ¹⁾) non-spin, steuerbare Düse - ²⁾) non-spin, nur getestet - ³⁾) Technologiewechsel Kevlar zu Kohlefaser nötig vor weiteren Flügen

Tabelle 3.25 - Verfügbare Oberstufen und Kickmotoren mit festem Treibstoff

Träger	Fairingtyp	zylindrischer Teil, freier Ø, m	zylindrischer Teil, freie Länge, m	konischer Teil, freie Länge, m	Bemerkungen
Ariane 5	short	4.570	5.767	6.030	°)
	medium	4.570	6.852	6.030	°)
	long	4.570	10.039	5.550	°)
Atlas V 4xx	LPF	3.708	4.010	5.386	
	EPF	3.708	4.925	5.386	
	XEPF	3.708	5.839	5.386	
Atlas V 5xx	S	4.572	4.888	5.296	
	M	4.572	7.631	5.296	
	L	4.572	10.679	5.296	

Anmerkungen s. übernächste Seite

Tabelle 3.26 - Nutzlastverkleidungen der Trägerraketen und ihr Innenraum (1/3)

Träger	Fairingtyp	zylindrischer Teil, freier Ø, m	zylindrischer Teil, freie Länge, m	konischer Teil, freie Länge, m	Bemerkungen
CZ-2F		~3.3	~6.0	~3.0	
CZ-3A		< 3	~3.5	~2.0	
CZ-3B		~3.3	~6.0	~3.0	
Delta 7000, H	9.5 ft, 3 stage	2.540	2.004	2.676	
	9.5 ft, 2 stage	2.540	1.953	2.676	
	10 ft, 3 stage	2.743	2.353	2.675	
	10 ft, 2 stage	2.743	4.163	2.675	
	10 ft, 3 stage, L	2.743	3.307	2.083	
	10 ft, 2 stage, L	2.743	5.117	2.083	
Delta IV M..4	11,7	3.750	5.791	4.526	
Delta IV M+5,x	14,3	4.572	6.393	4.727	
Delta IV Heavy	19,2	4.572	10.941	4.727	
	19,8 Titan IV	4.572	12.181	4.292	
GSLV		~3.4	~4.0	~3.4	
H-2A		< 4.0	~3.0	~3.0	
M-V		< 2.5	~3.0	~2.0	
Molniya 8K78		< 3.0	~4.0	~4.0	
Rokot	(Briz KM)	2.100	3.711	2.424	
Proton M	Standard ²⁾	3.950	9.047	2.923	³⁾
	Long ²⁾	3.850	12.780	3.715	³⁾
Proton M Briz M	PLF-BR-11600	3.811	4.111	3.818	³⁾
	PLF-BR-13305	3.834	4.116	5.518	³⁾
	PLF-BR-15255	3.810	6.066	5.518	³⁾
Soyuz		~3.35	~7.5	~4.0	

Anmerkungen s. folgende Seite

Tabelle 3.26 - Nutzlastverkleidungen der Trägerraketen und ihr Innenraum (2/3)

Träger	Fairingtyp	zylindrischer Teil, freier Ø, m	zylindrischer Teil, freie Länge, m	konischer Teil, freie Länge, m	Bemerkungen
Taurus 2110	63"	1.405	2.664	1.270	
	92"	2.055	3.310	2.400	
Tsyklon		2.420	3.400	2.500	
Zenit 2	3.9 m	3.480	8.375	3.865	
Zenit 3	17S42	3.577	4.553	2.122	

^o) plus Expanderring 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 m; 180, 220, 265, bzw. 305 kg - ¹) plus unteres zyl. Volumen Ø 2.184 m, L 1.861 m - ²) plus unteres Kegelvolumen L 2.245 m - ³) Vorlaufzeit 18 Monate für abweichende Abmessungen und andere Sonderoptionen

Tabelle 3.26 - Nutzlastverkleidungen der Trägerraketen und ihr Innenraum (3/3)

Noch im betrachteten Zeitraum wurde die Titan IV mitsamt ihrer zweistufigen Feststoff-Oberstufe IUS ausgemustert. Eine Kombination aus IUS und PAM-D wurde in der hier erwähnten Weise genutzt, um die Sonde Galileo mit dem STS zu starten, nachdem die Verwendung der kryogenen Centaur-Oberstufe aus Sicherheitsgründen nicht mehr möglich war. Damit entfällt mindestens eine unabhängige Linie von Fertigungs- und Starteinrichtungen im Sektor der Schwerlastträger. Ersetzt wird die Titan IV durch die Delta IV Heavy und bei Bedarf durch strukturell verstärkte Atlas V 5xx.

Mit den gegebenen Geräten kann man nun für sehr hohe Endgeschwindigkeiten zusätzliche Oberstufenpakete zusammenstellen. Im praktischen Anwendungsfall muß eine sorgfältige Optimierung der gewählten Kombination durchgeführt werden, da mit steigender Stufenzahl zwar das Antriebsvermögen des Oberstufenpaketes steigt, aber das der Trägerrakete mit dem steigenden Gewicht des Paketes sinkt. Die erzielbaren Endgeschwindigkeiten sind daher nicht stark abhängig von der verwendeten Kombination. Die der Trägerrakete selbst ist oft abhängig von der kleinsten erprobten Nutzlast, die nur bei der Atlas V sehr niedrig ist. Betrachtet wurden die Trägerraketen mit der größten Nutzlast, um die maximal möglichen Werte abzuschätzen. Missionen mit geringeren Anforderungen an die Endgeschwindigkeit entsprechen den normalen Missionen von interplanetaren Sonden, so daß dafür der entsprechende Trägerbedarf bekannt ist, oder die Leistung den Handbüchern der Hersteller entnommen werden kann. [135][137][138][139] Mit den in diesen verfügbaren Werten wurden verschiedene Kombinationen von Oberstufen durchgerechnet und die jeweils günstigste Kombination aus diesen und den Trägern ermittelt. Angegeben ist die Geschwindigkeit v_{∞} , die in großer Entfernung von der Erde verbleibt. Das gesamte bis zur Nutzlastabtrennung für diese erzielte Geschwindigkeit erforderliche Antriebsvermögen kann als

$$\Delta v_{\text{verf}} = 2550 \text{ m/s} + \sqrt{(v_{\infty}^2 + v_{\text{FL},\oplus}^2)}$$

abgeschätzt werden. Da die unteren Stufen des Oberstufenpaketes und der Träger in der Regel nicht Fluchtgeschwindigkeit erreichen, besteht oft die Möglichkeit, schrittweise weiter werdende

Parkbahnen anzuwenden und die Stufen jeweils im Perigäum zu zünden, das hier auch für die auf $h_{q,\oplus} = 100$ NM spezifizierten Träger einheitlich mit $h_{q,\oplus} = 200$ km angenommen wurde. Die folgende Tabelle zeigt einige Richtwerte für erzielbare Leistungen, wobei einige Werte wegen fehlender oder pauschaler Angaben ausgelassen wurden oder unter der wahrscheinlich erzielbaren Leistung liegen. Zum Beispiel konnte in einigen Fällen die Überschußgeschwindigkeit des Trägers nicht berücksichtigt werden, wenn die Gesamtmasse von Nutzlast und Oberstufen unter der angegebenen Nutzlast für LEO oder GTO lag, da das Handbuch nur diese allgemeinen Angaben macht. [139]

Nutzlast, kg	Oberstufenkombination Nutzlast- -> Trägerseite	Stufenmasse, kg	Ar.5 ECA v_{∞} , m/s	Atlas V 551 v_{∞} , m/s	D.IVH v_{∞} , m/s	Pr.M Br.M v_{∞} , m/s
300	Star 48B	2242	11672	14142	14165	12923
500	Star 48B	2242	10694	13228	13125	11829
1000	Star 48B	2242	9184	10734	11410	9984
6000	Star 48B	2242	835	2236	4861	763
6000		2242		2236	4700	
500	Fregat	5435	10168	10948	12179	10419
1000	Fregat	5435	9182	9794	10982	
6000	Fregat	5435	2691		5037	
500	Fregat - Briz-M - Briz-M-Torus	max.	10477	10020	11848	10606
1000	Fregat - Briz-M - Briz-M-Torus	max.	9238	8747	10693	9377
6000	Fregat - Briz-M - Briz-M-Torus	max.			4028	3647
500	Fregat (- Fregat (- Fregat)) ¹⁾	opt.	11340	10948	12266	10454
1000	Fregat (- Fregat (- Fregat)) ¹⁾	opt.	10123	9794	11090	9323
6000	Fregat (- Fregat (- Fregat)) ¹⁾	opt.	2691		5037	3647
500	Pegasus 4 - OAM- Fregat - Briz-M - Briz-M-Torus	max.	10012	10026	11854	10613
500	200 m/s - Pegasus 4 - OAM- Fregat - Briz-M - ~-T.	max.	10771	10321	12126	10899
	höchste Nutzlast für den Träger, kg, bei Angabe	max.	21000	19051	28500	21600

^{o)} Briz-M als trägerseitige Stufe bei Proton M Briz M Teil des Trägers - ¹⁾ Proton M ohne Briz

Tabelle 3.27 - Interplanetare Endgeschwindigkeit für Schwerlastträger mit zusätzlichen Oberstufen

Es ergibt sich also für eine geforderte Nutzlast eine Spanne von erreichbaren Geschwindigkeiten v_∞ zwischen der maximal möglichen des schnellsten Trägers und der von allen Trägern mindestens erreichten. Dieser Bereich ist in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

Nutzlast, kg	300	500	1000	6000
von allen der 4 Systeme erreichte v_∞ , m/s	11672	11340	9984	835
vom leistungsfähigsten System erreichte v_∞ , m/s	14165	13228	11410	5037

Tabelle 3.28 - Spanne der interplanetaren Endgeschwindigkeit für alle Schwerlastträger

4. Missionsszenarien

Die Unsicherheit in der positiven Vorhersage eines potentiellen Einschlages durch die unvermeidbaren Fehlerbereiche der Bahnbestimmung und die natürlichen auf Kleinkörper wirkenden Einflüsse macht es unmöglich, sehr langfristige Missionen zur Abwendung eines gefährlichen Einschlages auf der Erde zu verwenden, auch wenn diese energetisch günstiger sind. Wie die geschilderten Vergleichsfälle 1950 DA und Apophis zeigen, ist eine sichere Vorhersage über mehr als sehr wenige Jahrzehnte vor einem möglichen Einschlag prinzipiell nicht möglich. Für aktive Kleinkörper wie die Kometen und solche, die in der zu betrachtenden Zeit nahe Begegnungen mit Planeten haben, ist diese Zeitspanne erheblich kürzer. Für sie ist im Extremfall erst Tage vor einem möglichen Einschlag eine sichere positive Vorhersage möglich. Für inaktive Körper auf relativ ungestörten Bahnen kann die Zeitspanne der sicheren Vorhersagbarkeit möglicherweise ausgedehnt werden. Dazu muß das Objekt mit Raumsonden ähnlich aufwendig und langfristig untersucht werden wie bisher nur die großen Planeten, oder es müssen über mehrere Jahrzehnte hin Radarbeobachtungen der Bahn möglich sein, die genaueste Rückschlüsse auf alle die Eigenschaften des Kleinkörpers erlauben, welche die Auswirkungen der Störungseffekte beeinflussen.

Von der Entdeckung bis zur Präzisierung der Umlaufbahn von (99942) Apophis auf einen Durchmesser des Fehlerbereiches von unter einem Erdradius dauerte es etwa acht Monate, statt einem, wie zuvor erwartet bzw. in [63-185] angenommen, und man benötigte eine günstige Gelegenheit zur Radarbeobachtung. Diese sind nur im Abstand einer Zeit von der Größenordnung der synodischen Periode mit der Erde zu erwarten, die in diesem Fall etwa 7.7 Jahre beträgt, da seine Bahn sehr nahe an der Erdbahn liegt. Die Entdeckung erfolgte bei einem nahen Erdvorbeiflug, und der nächste folgt im Jahre 2029, also etwa drei synodische Perioden später. Tatsächlich gibt es bis dahin noch zwei Annäherungen, die gute Radar-Ergebnisse versprechen. Es ist durchaus wahrscheinlich, daß man erst eine synodischen Periode nach der Entdeckung über ausreichend gute Daten für eine präzise Vorhersage verfügt, und der potentielle Einschlag bei dieser Begegnung oder in der eine synodische Periode später folgenden zu erwarten ist. Bei exzentrischen Bahnen größerer Halbachse ist zwar die synodische Periode kleiner und entspricht meist der für Objekte des Hauptgürtels, also etwa 1.2 bis 1.5 Jahre, aber dann gelangt die Periode der synodischen Zyklen der sehr nahen Begegnungen, und damit der guten Beobachtungsebenen für Radar, in die Größenordnung von etwa 10 Jahren. Jeder dieser Vorbeigänge wirkt als meist zwar schwacher, aber in den Skalen des Erdradius ausreichend starker Multiplikator der verbleibenden Bahnbestimmungsfehler. Die gegenwärtige Unsicherheit in der Bahn von Apophis muß nur um den Faktor fünf verstärkt werden, um den Erdradius zu übertreffen. Dies entspricht der zur möglichen Kollision im Jahre 2880 führenden Begegnung von (29075) 1950 DA mit der Erde im Jahre 2860 in 0.037 AE Abstand. Per Definition gerät fast jedes PHO regelmäßig in solche Erdentfernung. Zur Zeit und bis 2187 ist dies für 1950 DA etwa alle 31 Jahre der Fall, was somit sein synodischer Zyklus sehr naher Begegnungen ist, während seine synodische Periode 1.82 Jahre beträgt. Nach 2187 erhöht sich der synodische Zyklus der Begegnungen unter 0.1 AE Abstand zunächst auf 55, dann auf 84, und schließlich auf etwa 100 Jahre, um dann wieder auf 20 zu fallen, ohne daß es dabei zu starken Veränderungen der Bahnelemente kommt. Die Umlaufzeit ändert sich bis 2860, wo sie um 5 % sinkt, um weniger als 0.5 %. Während mindestens etwa der Hälfte des synodischen Zyklus ist 1950 DA während der in der synodischen Periode erfolgenden nächsten Erdbegegnungen

entweder innerhalb der Erdbahn in unterer Konjunktion, gewissermaßen in »Periheloppositionen«, unsichtbar, oder in aphelnahen oder echten Apheloppositionen selbst mit großen Teleskopen praktisch unbeobachtbar. Da seine Inklination mäßig hoch ist, ergeben sich abwechselnd beobachtbare und unbeobachtbare Phasen von etwa einem Viertel des synodischen Zyklus, also zur Zeit von im Mittel 7.75 Jahren Dauer und 15.5 Jahren Abstand zwischen beobachtungstechnisch gleichwertigen Stellungen.

Diese beiden Beispiele liegen in den typischen Zeitskalen, die gleichermaßen gelten für die Mindestzeit bis zur nächstmöglichen Kollision, die Höchstzeit bis zur Unsicherheitsvervielfachung der Bahnvorhersage durch eine nahe Planetenbegegnung, und die Höchstzeit bis zur Präzisierung der Bahnvorhersage durch Radarmessungen. Es ist also recht wahrscheinlich, daß es mit einem nicht auf dem terminalen Bahnbogen entdeckten PHO, für das ein Einschlag als so wahrscheinlich erkannt wird, daß der Unsicherheitsbereich sicher kleiner als ein Erdradius bleibt, in einem Zeitraum von etwa 5 bis 20 Jahren nach der Entdeckung zur Kollision kommt.

Sicher ist nach den bisherigen Erfahrungen mit der Finanzierung von Raumfahrtprogrammen, daß es keine Investition in eine Abwehrmaßnahme geben wird, wenn ein Einschlag nicht sehr sicher vorhergesagt ist. Für die Bahnänderung eines PHO wären Summen im hohen Millionenbereich oder sogar Milliarden aufzuwenden. Außerdem müßten alle laufenden Aktivitäten der Raumfahrt zumindest zeitweise um diese Mission herum arrangiert werden. Selbst innerhalb der Vorhersehbarkeit, also der Zeitspanne, in der die Entwicklung der terminalen Bahn einigermaßen sicher berechenbar ist, bleibt die Wahrscheinlichkeit des Verfehlens der Erde sehr lange viel höher als die Einschlagswahrscheinlichkeit. Tatsächlich verfehlen auch die meisten Kleinkörper, unter deren anfänglich möglichen Bahnlösungen ein Virtueller Impaktor ist, die Erde letztendlich.

Alle diese Faktoren erzeugen in Fachkreisen, in der Öffentlichkeit und vor allem bei den verantwortlichen Entscheidungsträgern eine starke Motivation, nichts zu unternehmen, das unumkehrbar derart viele Mittel bindet für ein ungewisses Ereignis, das noch viele Jahre in der Zukunft liegt, und das am Ende sehr wahrscheinlich nachweisbar nie geschehen wäre.

Diese Situation ergibt eine recht harte obere Schranke der Zeitdauer einer Bahnänderungsmission, und schließt langfristige Rendezvous-Missionsvorläufe faktisch aus. Damit sind trotz des Wissens um die bessere Effizienz solcher Missionen kurzfristige Unternehmungen unvermeidbar. Eine sehr harte untere Schranke ergibt sich aus den nötigen Vorbereitungszeiten für eine Mission. Mit den einigermaßen optimistischen Schätzungen nach [63-185] kann man bei der Durchführung nach dem Muster einer üblichen interplanetaren Mission eine Mindestvorlaufzeit von etwa 3.5 Jahren annehmen. Hinzu kommt eine synodische Periode für das Startfenster von mindestens 1.2 Jahren und eine Vorhalte-Flugzeit über eine Viertel Erdumkreisung von 3 Monaten. So ergeben sich mindestens knapp 5 Jahre, was auch der eingangs erwarteten, wahrscheinlichen Zeit bis zum Einschlag entspricht. Für den angenommenen Zeitrahmen von bis zu 20 Jahren von der sicheren Erkenntnis der Einschlagsgefahr bis zum Einschlag ist also eine kombinierte Flug- und Wirkungszeit von maximal etwa 15 Jahren zu erwarten. Die in [63-185] für die Konzeptdefinition der ausgewählten Wirkmethode, Entwicklung, Produktion und Erprobung angenommene Zeit von mindestens 3.5 Jahren kann wahrscheinlich auch ohne die dort angenommene Vorentwicklung und Erprobung »auf Halde« durch die ausschließliche Verwendung vorhandener Komponenten und gegebenenfalls die Kopie kürzlich geflogener Geräte gleichermaßen verkürzt werden. Kann diese mindestens aufzuwendende Zeit bei kleinen synodischen Perioden an diese synchronisiert werden,

könnte sich die verfügbare Zeit für Flug und Anwendung der Wirkmethode erhöhen, beispielsweise auf bis zu etwa 18 von 20 Jahren im zuvor angenommenen Zeitrahmen von etwa 5 bis 20 Jahren.

Die nötige Änderung der Geschwindigkeit des Zielobjektes beträgt für den ungünstigsten Fall einer perfekten Kollisionsbahn zum Erdmittelpunkt

$$\Delta v_{\min} = (R_{\oplus} + h_{\text{Atm}} + 2 r_{\text{Bahnfehler}}) / \Delta t_{\text{Wirkung-Einschlag}} \cong 0.25 \text{ a} \cdot \text{m/s} / \Delta t(\text{Jahre}) .$$

Der Zahlenwert ergibt sich, wenn man lediglich eine Bahnunsicherheit wie die Mitte 2006 nach zwei Jahren intensiver und präziser Beobachtung erreichte für (99942) Apophis und seinen 23 Jahre später folgenden, nahen Erdvorbeiflug annimmt, der den Zeitraum der genauen Vorhersagbarkeit abschließt. Gleiche Wahrscheinlichkeiten für eine Kollision mit der Erde und einen harmlosen Vorbeigang liegen bei einer im Mittel perfekten Kollisionsbahn dann vor, wenn die variierten Lösungen so weit von der mittleren Lösung abweichen, daß

$$(R_{\oplus} + h_{\text{Atm}} + 2 r_{\text{Bahnfehler}}) / (R_{\oplus} + h_{\text{Atm}}) = \sqrt{2}$$

ist. Dies kann man als Kriterium für das Ende der Vorhersagbarkeit anwenden, da bei größeren Abweichungen eine Kollision unwahrscheinlicher ist als ein Vorbeigang. Je nach Bahngeometrie und Beobachtbarkeit kann also noch eine zusätzliche Geschwindigkeitsänderung nötig sein, um einen sicheren Vorbeigang zu gewährleisten. Es läßt sich nun der Nutzlastbedarf angeben. Mit einer spezifischen Umlenkung von $U = 2.7\text{E-}4 \dots 3.0\text{E-}6 \text{ m/skg}$ ergibt sich für konventionelle Verfahren ein Mindestnutzlastbedarf von

$$m_{\text{Nutzlast}} = \Delta v_{\min} / U = (R_{\oplus} + h_{\text{Atm}} + 2 r_{\text{Bahnfehler}}) / \Delta t_{\text{Wirkung-Einschlag}} U \cong 1 \dots 80 \text{ a} \cdot \text{t} / \Delta t(\text{Jahre})$$

für die erfolgreiche Abwehr einer Bedrohung durch kleine und mittlere NEO von 60 bis 140 m Durchmesser. Zur Schwelle der neuen Suchprogramme hin, bei 140 m Durchmesser, ergibt sich bereits eine deutliche Herausforderung an die Träger-Infrastruktur. Für größere Objekte besteht wegen der zuvor erläuterten Beschränkung der zur Verfügung stehenden Zeit nur die nukleare Option, mit der sich für den typischen 1-km-NEA eine erforderliche Nutzlastmasse von

$$m_{\text{Nutzlast}} = \Delta v_{\min} / U \cong 10000 \text{ a} \cdot \text{kg} / \Delta t(\text{Jahre}) ,$$

ergibt, was im Bereich der Möglichkeiten der Trägersysteme liegt. Bei der nuklearen Abwehr sehr kleiner Asteroiden von der Größe des Tunguska-Objektes kann, wenn sie feste Körper sind, sogar ein Wert von

$$m_{\text{Nutzlast}} = \Delta v_{\min} / U \cong 60 \text{ a} \cdot \text{kg} / \Delta t(\text{Jahre})$$

erreicht werden, was die Abwehr auch mit relativ kleinen Trägern möglich werden läßt. Die Masse des Basisflugkörpers mit zusätzlicher nuklearer Wirknutzlast beträgt nur 1000 kg, was den größeren unter den heutigen Planetensonden entspricht, so daß *ein* Träger von der Größe der Delta 7000-Reihe für diese Mission ausreichen kann, wenn der Flugkörper das Ziel 22 Tage vor dem Einschlag

erreicht. Mit einer Wirkladung von knapp 0.5 MtTNT kann eine Luftdetonation von 15 MtTNT und mehr, oder die Bildung eines gut 1 km großen Kraters irgendwo auf der Erde verhindert werden.

Das Massenverhältnis von Projektilspitze zu Ziel beträgt in diesem Fall etwa 1 : 300000, das von Geschöß zu Ziel etwa 1 : 1300. Dies entspricht in den Größenordnungen dem einleitend erwähnten Beispiel.

Die Haupteigenschaft erdnaheer Kleinkörper ist, daß ihre Bahn an mindestens einem Punkt der der Erde sehr nahe kommt. Also besteht zunächst keine grundsätzliche Notwendigkeit für eine von der Erdbahn und der Bahn des Zielobjektes stark verschiedene, dritte Bahn als Transferbahn. Die Erreichbarkeit der Bahn des NEO wird lediglich begrenzt durch die erreichbare Startgeschwindigkeit von der Erde, aus der sich die Geschwindigkeit in großer Entfernung zu

$$v_{\infty} = \sqrt{v_{\text{Brennschluß}}^2 - v_{\text{FL,h(Brennschluß),\oplus}}^2}$$

ergibt, und die Tatsache, daß es in der Regel nur ein Startfenster im Jahr gibt. Der mit dieser Geschwindigkeit erreichbare Bereich der Bahnparameter ergibt sich aus der maximal möglichen Umlenkung aus der Bewegungsrichtung der Erde. Es gilt für die maximale Drehung der Bahnebene

$$|i| \leq \arcsin(v_{\infty} / v_{\oplus}),$$

wobei die Relativgeschwindigkeit im Sonnensystem v_{∞} senkrecht auf der resultierenden Bahngeschwindigkeit

$$v_{\text{imax}} = v_{\oplus}^2 - v_{\infty}^2$$

am Ort der Erde steht, an dem der maximale Abstand von der Ebene der Ekliptik dabei

$$|z_{\text{max}}| \leq \sin |i_{z_{\text{max}}=r_{\oplus}}| \cdot r_{\oplus}$$

wird. Für die maximal erreichbaren große Bahnhalbachsen im Hohmann-Transfer gilt

$$a_{\text{max/min}} = 1 / (2 / r_{\oplus} - (v_{\oplus} \pm v_{\infty})^2 / \Gamma M_{\odot}),$$

und für die eine halbe Bahnperiode nach dem Start erreichbaren Apele bzw. Perihele dieser Bahnen

$$q = 2 a_{\text{min}} - r_{\oplus} \quad ; \quad Q = 2 a_{\text{max}} - r_{\oplus} .$$

Damit läßt sich mit den Daten der vier leistungsfähigsten Trägersysteme aus Tabelle 3.28 der günstigstenfalls erreichbare Bereich des Sonnensystems abstecken. Die folgende Tabelle gibt nach der Nutzlast einen Überblick.

Nutzlast, kg	300	500	1000	6000
i , bester Träger, °	28.39	26.36	22.52	9.73
i , alle Träger, °	23.07	22.37	19.58	1.61
z _{max} , bester Träger, AE	0.46	0.43	0.38	0.17
z _{max} , alle Träger, AE	0.38	0.37	0.33	0.03
a _{min} , bester Träger, AE	0.58	0.60	0.62	0.77
a _{min} , alle Träger, AE	0.62	0.62	0.65	0.95
a _{max} , bester Träger, AE	v _{∞⊙} = 12542 m/s	v _{∞⊙} = 8708 m/s	11.48	1.57
a _{max} , alle Träger, AE	15.95	10.68	4.60	1.06
q, bester Träger, AE	0.16	0.19	0.24	0.53
q, alle Träger, AE	0.23	0.24	0.29	0.90
Q, bester Träger, AE	∞	∞	21.96	2.15
Q, alle Träger, AE	30.91	20.37	8.20	1.12
P _{min} , bester Träger, a	0.44	0.46	0.49	0.68
P _{min} , alle Träger, a	0.49	0.49	0.52	0.93
P _{max} , bester Träger, a	∞	∞	38.90	1.97
P _{max} , alle Träger, a	63.70	34.90	9.87	1.09

Tabelle 4.1 - Erreichbare Entfernungen im Sonnensystem

Bemerkenswert ist, daß mit heutigen Trägerraketen der direkte Flug aus dem Sonnensystem mit erheblichen Überschußgeschwindigkeiten für kleine, aber wissenschaftlich gewinnbringende Nutzlasten möglich ist, ohne daß Planeten zur Gravitationsunterstützung herangezogen werden müssen. Allerdings werden die Reisezeiten sehr lang, so daß diese weiten Flüge wegen der eingangs erwähnten Gründe nicht in betracht kommen können für die Abwehr von PHO. Im stark eingeschränkten Bereich der schweren Nutzlasten verlängert dagegen als gegenläufiger Effekt die synodische Periode von Flugkörper und Ziel die Missionsdauer.

Der so mit den effizientesten Methoden für die jeweilige Richtung der Bahnänderung erreichbare Bereich der Bahnen hat die Form eines Torus, der zum Startpunkt auf der Erdbahn hin zu einem Punkt eingeschnürt ist. Seine Projektion in die Erdbahnebene ist gegenüber dieses Punktes zur Sonne hin elliptisch geweitet, und von der Sonne weg in Erdgeschwindigkeitsrichtung hyperbolisch und gegen sie parabolisch offen ins Unendliche. Da

$$v_{\infty}^2 = v_{\infty, \text{Erdbahn-}}^2 + v_{\infty, \perp\text{-zur-Erdbahn}}^2$$

gilt, sind die Extreme der Bahnänderungen in Inklination und großer Halbachse nicht gleichzeitig erreichbar. Weil v_{∞} nicht nur in oder gegen Erdbahnrichtung und senkrecht zur Erdbahnebene

gegeben werden kann, sondern in jede Richtung, ist der Querschnitt des Torus in einer Ebene senkrecht zur Erdbahnebene, die radial von der Sonne ausgeht, in der Nähe des Startpunktes nahezu ein Kreis und ihm gegenüber eine Linie vom innerstmöglichen Perihel ins Unendliche. Im Sonnenumlauf 90° vor oder hinter dem Startpunkt ergibt sich die maximale Höhe des Torus aus der maximalen Inklination und der erreichten großen Halbachse. Wird v_∞ senkrecht zur Erdbewegung, aber in der Erdbahnebene gegeben, so kann der maximal erreichbare Punkt des Perihels oder Aphels ebenfalls 90° vor oder hinter dem Startpunkt liegen, woraus sich die erwähnte Mindestvorhaltezeit von 3 Monaten ergibt. Es kann aber nicht ein so großer Erdbahnabstand wie beim Hohmann-Transfer erreicht werden. Der maximale Winkel zwischen der Erdbahn und der Flugkörperbahn im Startpunkt entspricht dem der maximal erreichbaren Inklination, beträgt also ebenfalls

$$|\vartheta^*| \leq \arcsin(v_\infty / v_\oplus) ,$$

und stellt den Winkel dar, an dem die Flugkörperbahn die der Erde schneidet. Für den Semilatus Rectum $p_{||}$ der resultierenden Ellipse gilt

$$p_{||} = r_\oplus = a_{||} (1 - e_{||}^2) = 1 \text{ AE} ,$$

und die Bahngeschwindigkeit wird wie bei der maximalen Inklination

$$v_{\vartheta_{\max}}^2 = v_\oplus^2 - v_\infty^2 ,$$

da v_∞ senkrecht auf $v_{\vartheta_{\max}}$ steht. Für die erreichbaren Extrema von $q_{||}$, $Q_{||}$ läßt sich zunächst die große Halbachse der resultierenden, in der Erdbahn liegenden Flugkörperbahn angeben zu

$$a_{||} = 1 / (2 / r_\oplus - (v_\oplus^2 - v_\infty^2) / \Gamma M_\odot) ,$$

wobei wegen $v_{\vartheta_{\max}} < v_\oplus$ gilt $a_{||} < r_\oplus$. Mit der Exzentrizität

$$e_{||} = \sqrt{1 - (r_\oplus (2 a_{||} - r_\oplus) \sin^2(\vartheta^* + \frac{1}{2}\pi) / a_{||}^2)}$$

können nun Perihel und Aphel angegeben werden als

$$q_{||} = a_{||} (1 - e_{||}) ; \quad Q_{||} = a_{||} (1 + e_{||}) .$$

Es läßt sich nun auch für diese Art der Bahnänderung der erreichbare Raum angeben. [140] Die Daten sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

Nutzlast, kg	300	500	1000	6000
$ \vartheta^* $, bester Träger, °	28.39	26.36	22.52	9.73
$ \vartheta^* $, alle Träger, °	23.07	22.37	19.58	1.61
$a_{ }$, bester Träger, AE	0.816	0.835	0.872	0.972
$a_{ }$, alle Träger, AE	0.867	0.873	0.899	0.9992
$e_{ }$, bester Träger	0.515	0.478	0.406	0.171
$e_{ }$, alle Träger	0.417	0.404	0.351	0.0281
$q_{ }$, bester Träger, AE	0.396	0.436	0.518	0.806
$q_{ }$, alle Träger, AE	0.506	0.520	0.534	0.971
$Q_{ }$, bester Träger, AE	1.236	1.234	1.226	1.138
$Q_{ }$, alle Träger, AE	1.226	1.226	1.264	1.027
$P_{ }$, bester Träger, a	0.737	0.763	0.814	0.958
$P_{ }$, alle Träger, a	0.807	0.816	0.852	0.9988

Tabelle 4.2 - Erreichbare Entfernungen im Sonnensystem bei maximaler Ortsradiusrate

Diese Beispiele zeigen augenfällig, um wieviel effizienter ein Hohmann-Transfer gegenüber einer Bahnänderung in beliebige Richtungen ist. Da die Bahnen sämtlich eine kleinere große Halbachse haben als die der Erde, ist ihr Nutzen zudem eingeschränkt dadurch, daß die PHO meist nur außerhalb der Erdbahn sichtbar sind. Allerdings kann die Erde auf einer solchen Bahn innen überholt werden, um einem entgegenkommenden Impaktor zuvorzukommen.

Es besteht also für leichte Flugkörper keine wesentliche Einschränkung in der erreichbaren Entfernung von der Sonne, wenn in einem Hohmann-Fenster eine Startmöglichkeit besteht. Der erreichbare Bereich der Inklination bzw. Höhe über der Ebene der Ekliptik ist mäßig eingeschränkt. Dies betrifft vor allem kurzfristige Flüge, die ein Ziel im terminalen Bahnbogen in möglichst hohem Abstand von der Erde erreichen sollen.

Da aber jede Umlaufbahn um die Sonne zweimal pro Umlauf die Ebene der Ekliptik quert, sind diese Orte mit der hohen in der Ekliptikebene nutzbaren Überschußgeschwindigkeit auch schnell zu erreichen. Eine Anwendung für die stark in ihrer Effizienz eingeschränkte Bahnänderung über die Ortsradiusrate liegt ebenfalls nur in Abfangvorgängen im terminalen Bahnbogen, wenn das Ziel von außen oder innen auf die Erdbahn zufliegt, wie es z.B. ein langperiodischer Komet mit sehr hoher Inklination oder Exzentrizität tut. Ein Beispiel dafür ist der Komet C/1996 B2 Hyakutake, der fast senkrecht zur Bewegungsrichtung der Erde anflug, und nur wenige Wochen vor seiner größten Erdnähe entdeckt wurde.

In so geringem Erdbstand und bei so kurzen Flugzeiten lassen sich die Bahnen vereinfacht als gerade Bewegungen in einer Ebene betrachten, die durch die Erdbahn und die Bahn des Zieles aufgespannt wird. Da die niedrigerenergetischen Methoden eine gewisse Wirkzeit benötigen und ihr eher niedriger eingebrachter Impuls eine Nachlaufzeit erfordert, in der sich die bewirkte Geschwindigkeitsänderung zu einer ausreichend großen Bahnabweichung aufbaut, verbietet sich hier ihre Anwendung. Ihre geringe Nutzlastmasseneffizienz würde zudem bedeuten, daß sie kaum vor der Ankunft der Erde am Schnittpunkt der Kollisionsbahnen eintreffen würden, da meist schwere Flugkörper benötigt werden. Tatsächlich sind schwere Impaktoren, solarthermische Verdampfung und Antriebslander insgesamt auf PHO beschränkt, die beinahe als koorbital mit der Erde gelten können. Nur die günstigste Trägerkombination kann einen so schweren Flugkörper wenigstens bis an den inneren Rand des Hauptgürtels befördern, womit sich über die Kadenz und die Startfensterlage die Zahl der einsetzbaren Flugkörper erheblich reduziert.

Soll nun ein Abfangvorgang im terminalen Bahnbogen mit leichten Flugkörpern durchgeführt werden, so ergibt sich die maximale Entfernung von der Erde aus den Winkeln der Bahnen zueinander und den Geschwindigkeiten der drei jeweils beteiligten Körper. Je mehr der Flugkörper der Erde vorausseilen muß, desto geringer wird die erzielbare seitliche Ablage. Außerdem kann es möglich sein, daß die schweren Flugkörper mit der Wirknutzlast zuerst gestartet werden, um unterwegs von den leichteren überholt zu werden, die nur zur Erkundung dienen. Kommt es zu einer solchen Situation, so konzentrieren sich die Startzeitpunkte derart, daß von den großen Trägern, die wegen ihrer hohen Endgeschwindigkeit benötigt werden, wohl nur je einer gestartet werden kann.

Eine typische Situation für diesen Fall wäre die eines nahezu koorbitalen Körpers oder eines solchen, dessen Bahnknoten beide nahe der Erdbahn liegen, und der bei der dem Einschlag vorangehenden Erdbpassage entdeckt wurde. Im ersten Fall bliebe von der Beobachtung zur Bekämpfung etwa ein Jahr, im zweiten Fall etwa ein halbes Jahr. Zur Bereitstellung der Träger und Nutzlasten bliebe entsprechend wenig Zeit. Bei entschlossenem Handeln besteht jedoch eine reale Chance für eine erfolgreiche Bekämpfung, wenn das Objekt nicht schwerer als ein Steinasteroid von 140 m Durchmesser ist. In diesem Fall reicht eine kleine Anzahl nuklearer Wirkladungen aus, um gerade noch eine sichere Ablenkung zu erzielen, wenn sie etwa drei Monate vor dem Einschlag wirken können. Die Flugkörper und Träger müßten aber praktisch »von der Startrampe weg« requiriert werden. Dafür ist es entscheidend, daß sehr früh eine Vorwarnung gegeben werden kann, eventuell benötigtes Gerät zurückzuhalten. Sollte sich das PHO nicht als sofort gefährlich herausstellen, so müßten die eigentlichen Kunden oder Nutzer entschädigt werden für die Ausfallzeit bis zur Klärung. Diese Zeit ist kurz und liegt im Rahmen üblicher Startverzögerungen von wenigen Wochen. Die Flugkörper bewegen sich bei so kurzen Missionen etwa in der Erdentfernung von der Sonne, so daß kommerzielle Erdsatelliten geeignet sind, wenn sie flexibel genug programmierbar sind.

Kürzere Missionen sind zur Zeit kaum denkbar, auch weil der Blickwinkel und die Blinde Zone der automatischen Überwachungsprogramme die Entdeckung eines Impaktors in dieser Zeitspanne wirkungsvoll verhindern. Tritt ein Impaktor erdseitig aus der Blinden Zone hervor, so steht der Einschlag innerhalb einiger zehn Stunden oder weniger Tage bevor. Eine Ablenkung in dieser Zeit ist nicht möglich. Wahrscheinlich können viele kleine Impaktoren mit einer nuklearen Wirknutzlast der betrachteten Größe, also solchen von einigen 100 ktTNT, die als Atombomben auf ballistischen Interkontinentalraketen stationiert sind, zerbrochen und die Fragmente auseinandergetrieben werden.

Die größten Raketen dieser Art, die Titan II mit ihrem großen 9-MtTNT-Sprengkopf und die R-36-Varianten mit bis zu 36 kleinen Sprengköpfen von je 550 ktTNT, sind faktisch außer Dienst gestellt. Allerdings werden noch einige R-36 vorgehalten und gelegentlich für den Start kleinerer Satelliten verwendet. In ihrer militärischen Verwendung muß sie nach dem START-2-Abkommen bis 2007 zerstört sein. Gelingt es, in der sehr kurzen Zeit eine solche Rakete mit nur einem Sprengkopf auszurüsten, könnte dieser bis auf etwa einen Erdradius Höhe und im letzten Moment an das Ziel herangeführt werden, wenn sich die Startanlagen auf der selben Seite der Erde befinden.

Eine solche Zersprengung würde einen Schrotschuß von Trümmern erzeugen, die möglicherweise radioaktiv belastet sein können, wenn neutronenaktiviertes Material nicht vollständig durch die Ablation abgetragen wurde. Eine solche Verteilung der Impaktorenergie auf mehrere Körper bewirkt beim Einschlag die Schädigung einer *mehrfach größeren* Fläche, und verbietet sich daher in fast allen Fällen - mit einer Ausnahme: Würde der Impaktor in ein Ozeanbecken fallen, so könnte ein noch zersprengbares Objekt in Bruchstücke zerlegt werden, die sich selbst vor der Wasserberührung in Luftdetonationen zerlegen, die über Land eine besonders verheerende Wirkung hätten, hier aber weniger schlimm wirken als ein Tsunami auf die Küsten eines ganzen Ozeanbeckens oder Golfes. Zersprengbar sind je nach Material Kleinkörper zwischen 60 m und fast 1 km Durchmesser, wobei jedoch ab wenigen hundert Metern Durchmesser die Energie immer noch konzentriert genug die Einschlagsgegend trifft, um wie ein einzelner Impaktor zu wirken.

Bei Vorwarnzeiten im unteren Bereich der wahrscheinlich zu erwartenden Zeitspanne vor einem Einschlag, also etwa kürzer als zehn Jahre, müssen praktisch alle Flugkörper in einem Startfenster in die Impaktorbahn geschossen werden. Außer bei den leichtesten Zielen kann sich nur so die bewirkte Geschwindigkeitsänderung noch zu einer sicheren Bahnverschiebung aufbauen. Das Startfenster liegt um den Schnittpunkt der Impaktorbahn mit der Erdbahn. Leistungsfähige Träger sind nötig, wenn die Exzentrizität oder Inklination des Impaktors hoch ist. Ist dies nicht der Fall, können sie hilfreich sein zur Entzerrung der Flüge, was die Bodenkontrolle entlastet, und auch bei der Entsendung von Flugkörpern zur Vorerkundung, die den Einsatz der folgenden Wirkladungen effektiver machen. Liegt der andere Knotenpunkt der Impaktorbahn in erreichbarer Nähe, und kreuzt der Impaktor ihn vor dem Einschlag nocheinmal, oder ist die Bahn zu stark angewinkelt, so können hierhin die meisten Nutzlasten befördert werden, da die Träger im Hohmann-Betrieb am effizientesten sind. Für den Bereich bis zum Hauptgürtel sind dabei Träger der Delta-7000-Klasse, wie man sie z.B. von den Marssonden der letzten zehn Jahre kennt, völlig ausreichend zur Beförderung der leichten Flugkörper, also für leichte Impaktor-Flugkörper, nukleare Wirknutzlasten und Vorerkunder. Schwere Impaktor-Flugkörper können von den besseren der Schwerlastträger bis in die selbe Entfernung befördert werden. Für die niedrigerenergetischen Wirkmethoden wäre dies ebenfalls denkbar, jedoch müßten sie dann wie normale interplanetare Sonden einen erheblichen Anteil ihres Treibstoffes zur Anpassung der eigenen Bahn an die des Zieles verwenden. Damit verkürzt sich die Operationszeit der Lagestabilisierung am Ziel für die solarthermische Wirkweise, und Antriebslander verlieren einen entsprechenden Anteil ihres möglichen Impulses, und dieser ist wegen der logarithmischen Form der Raketengrundgleichung größer als der verbrauchte Δv -Anteil.

Besteht genügend Zeit, und ist die Umlaufbahn nicht zu stark geneigt, können die Wirknutzlasten über mehrere Startfensterzyklen hinweg verteilt werden. Dies ermöglicht eine Erfolgskontrolle, und erhebliche Einsparungen, wenn die beabsichtigte Wirkung früher als erwartet erzielt ist. Schwerlastträger sind nicht zwingend nötig, da für einen großen Antriebsbedarf des Flugkörpers

nun auch Planetenvorbeiflüge genutzt werden können. Schwere Träger sind aber sehr hilfreich, um das Ziel frühzeitig nah erkunden zu können. Bei der erheblichen Variation der Eigenschaften von NEO kann auch hier ein großes Einsparpotential liegen. Wenn man feststellt, daß das Ziel leicht zu beeinflussen ist, kann man Wirkflüge einsparen. Stellt man hingegen fest, daß es z.B. eine hohe Dichte hat, kann man frühzeitig mehr Wirknutzlasten starten, was eine noch höhere Anzahl derselben einspart gegenüber der Situation, daß man erst spät Schwierigkeiten feststellt und dann eine noch höhere Geschwindigkeitsänderung bewirken muß, damit die Bahnverschiebung bis zum Einschlagszeitpunkt noch ausreichend ansteigt. Auch bei an sich günstigen Zielbahnlagen sind Schwerlastträger nützlich, denn eine große mit ihnen gestartete Nutzlast kann ihre eigenen Treibstoffvorräte dazu verwenden, das Ziel zu begleiten, indem sie sich über ein Bahnmanöver zu einem Satelliten des Ziels macht. In der Regel wird man dies mit einem Antrieb bewerkstelligen müssen, da die Mission gewissermaßen vom Zielobjekt geplant wird, ohne daß die Stellung der Planeten für eine Gravitationsunterstützung zum rechten Zeitpunkt berücksichtigt wird.

Es ist zwingend nötig, mehrere Wirkflugkörper mit mehreren Trägern zu starten, um besonders bei einer zeitlich knappen Situation vor Versagern sicher zu sein. Eine Bündelung auf einem Bus oder in einem Mehrfachstart, wie z.B. mit Ariane 5 oder Delta IV Heavy möglich, ist denkbar und wünschenswert wegen des möglicherweise engen Startfensters, jedoch sollten auch dann die Flugkörper möglichst früh völlig unabhängig voneinander sein. Ebenso ist es dringend nötig, unabhängig voneinander produzierte Geräte zur Verfügung zu haben, um systematische Fehler auszuschließen.

Eine implizite Gelegenheit, möglichst viele unabhängige Flugkörper zu haben, ist bei kinetischen und nuklearen Wirknutzlasten gegeben. Bei Impaktoren bewirkt eine Aufteilung der gesamten Masse in kleine Massen keine Änderung des übertragenen Impulses. Entsprechend ausgestattete Flugkörper können dabei die Zielwirkung des vorangehenden beobachten, so daß noch Anpassungen möglich sind. Für die Wirkung ist es ja unwesentlich, ob die einschlagende Masse aus einem Metallblock oder aus Telekameras und anderen wissenschaftlich nützlichen Sensoren besteht. Für nukleare Wirknutzlasten ist es effizienter, nur einen kurzzeitig aktiven, dem der Sonde Deep Impact ähnlichen Zielflugkörper zu verwenden. Ein Hauptgrund dafür, der auch für kinetische Wirknutzlasten gilt, ist, daß nach einem bereits erfolgten Wirkvorgang immer Staub aus dem langsamen Ende des Geschwindigkeitsspektrums der Auswurfmassen in der Nähe des Zieles verbleibt. Scherzhaft, aber nur etwas überspitzt könnte man sagen:

§ 1 - Das bekämpfte Objekt ist immer ein Komet mit Gas- und Staubschweif.

§ 2 - Trifft § 1 nicht zu, so ist es der erste Versuch, nach dessen Gelingen sofort § 1 in Kraft tritt.

Bei einer abtrennbaren nuklearen Wirknutzlast muß weniger Staubschutz am Bus angebracht werden, der dadurch leichter wird, schneller ans Ziel gelangt, seine bewirkte Geschwindigkeitsänderung länger wirken lassen kann, und so den Einsatz von Atomwaffen reduziert. Ergeben sich Probleme mit dem Zielflugkörper, so kann er mit dem Bus verbunden bleiben. Der Abwurf kann so erfolgen, daß wenig Nachsteuerbedarf für die Wirknutzlast besteht. Der Bus einer nuklearen Wirknutzlast, oder der jeweils folgende kinetische Impaktor, kann z.B. mit einer Laserbeleuchtung wie bei lasergesteuerten Flugzeugbomben einen Punkt auf dem Ziel genau

aus der Ferne anweisen, ohne daß er durch Staubkollisionen mit großer Wahrscheinlichkeit die Lagekontrolle oder Sensoren verlieren muß wie Giotto am Kometen Halley.

Die sinnvollste Taktik kann - wiederum scherzhaft, aber nur etwas überspitzt - mit der zyklischen Wiederholung des Monty-Python-Spruches

»...snap snap, grin grin, wink wink, nudge nudge, say no more?«

auf den Punkt gebracht werden. Der oder die ersten am Ziel eintreffenden Flugkörper werden möglichst leichte, von Schwerlastträgern gestartete Basissonden sein, die erst eine kurze, aber möglichst intensive Beobachtung des Zieles durchführen; beispielsweise nur ein blanker, also bis auf die allernötigsten Instrumente geleichterter Bus einer nuklearen Nutzlast oder ein ebenso angepaßter, bewußt vorbeigesteuerter Impaktor, möglichst mit jeweils einem nahezu parallel fliegenden Reserveflugkörper. Wichtigstes Ergebnis muß eine Massenbestimmung durch die kleine Umlenkung der Sonde durch die Ziel-Schwerkraft sein. Dieser Parameter kann nur im nahen, fast streifenden Vorbeiflug ermittelt werden, damit die Bahn der Sonde nicht allzu lange verfolgt werden muß, bevor das Ergebnis mit erträglicher Fehlerspanne feststeht. Ein Formmodell, das durch eine Beobachtung über mehr als eine Rotationsperiode mit möglichst hoher Auflösung gewonnen wird, ist sehr wünschenswert. Ein gleichzeitiger Vorbeiflug von zwei oder mehr Sonden kann eventuell Transmissionsradar zum Einsatz bringen, um wenigstens einen groben Eindruck von der inneren Struktur des Zieles zu erhalten. Bestehen nicht extreme Anforderungen, so können diese zwei bis drei Vorerkunder mit einer schweren Trägerrakete gestartet werden, da ihre Masse in der Größenordnung eines leichten Wirkflugkörpers liegt. Zur Kompensation können sie eventuell den Teil ihres eigenen Treibstoffes mit zur Anfangsbeschleunigung verwenden, der nicht zum Manövrieren einer Nutzlast ins Ziel benötigt wird. Als nächstes folgen Wirknutzlasten, die selbst oder deren Bus dann wieder Beobachtungen der allgemeinen Eigenschaften des Ziels und der Wirkung vorangehender und gegebenenfalls der eigenen Nutzlasten anfertigen; Stichwort: bomb damage assessment. Dieser Zyklus wiederholt sich so lange, bis die erwünschte Wirkung erzielt ist. Bei der Bekämpfung eines großen PHO mit nuklearen Wirknutzlasten oder der von mittleren Zielen mit kinetischer Energie kann man mit zehn oder mehr solchen Zyklen rechnen, um im betrachteten Zeitraum eine ausreichende Wirkung zu erzielen.

Eine Erleichterung der Anforderungen an die Trägersysteme durch Planetenvorbeiflüge an Venus, Mars, Jupiter oder der Erde selbst kann nur bei zur Verfügung stehenden Zeiträumen an der oberen Grenze des Erwarteten erfolgen. Einerseits sind längere Reisezeiten zum Ziel die Folge einer solchen Missionsauslegung, wodurch die Zeit zwischen Einwirkung und dem zu verhindernden Einschlag sinkt, was erst wieder durch eine erheblich bessere Masseneffizienz kompensiert werden muß. Andererseits kann nicht erwartet werden, daß sich irgendein Planet gerade zufällig in einer gewinnbringenden Stellung für die Gravitationsunterstützung befindet. Ein Sonderfall ist die Anwendung einer schweren Nutzlast in hohen, oder einer leichten Nutzlast in extrem hohen Inklinationen. Läßt sich dies aus beliebigen Gründen nicht vermeiden, ist die Anwendung von Planetenvorbeiflügen das einzige Mittel, um diese Regionen des Sonnensystems zu erreichen, besonders für die schweren niederenergetischen Wirkmethoden, die auf eine Begleitung des Zieles oder eine weiche Landung angewiesen sind.

Am Jupiter kann man, wie bei der Sonnensonde Ulysses, die Bahnebene in einem Vorbeiflug um 90° oder mehr drehen. Auch Erde und Venus sind in dieser Hinsicht durch ihre Masse leistungsfähig, während der fast zehn mal leichtere Mars sehr nahe am Hauptgürtel umläuft, in den

die Bahnen der meisten NEO im Aphel noch reichen. Speziell wenn für schwere Nutzlasten weder das Ziel direkt noch ein anderer Planet erreicht werden kann, bieten sich (mehrfach) koorbitale Vorbeiflüge an der Erde an. Dazu wird die Nutzlast auf eine Bahn mit einem Jahr Umlaufzeit um die Sonne, also 1 AE großer Halbachse gebracht, und die Vorbeifluggeometrie jeweils so gewählt, daß die erwünschte Änderung der Bahnlage und -form zunehmend eintritt, aber die Bahnperiode zunächst gleich bleibt für weitere Anflüge, oder daß ein anderer Begegnungspunkt mit der Erde oder einem anderen Planeten schnell erreicht wird. So kann eine Bahn zuerst in eine Ebene hoher Inklination gedreht werden, und dann der abschließende Vorbeiflug bei der Anpassung der Geschwindigkeit helfen, wobei auch ein aktives Manöver in Erd- bzw. Perigäumsnähe auf der lokalen Hyperbelbahn wegen des Gravitationsgewinnes effektiver ist. Gute Beispiele sind die komplexen Transferbahnen der großen Sonden Galileo und Cassini, aber auch die von NEAR, Rosetta, und der Merkursonden Mariner 10, Messenger und BepiColombo. Beachtenswert ist der Einsatz von Planeten- und Mondvorbeiflügen bei den sehr leichten japanischen Sonden, die von einem sehr kleinen Träger gestartet werden, und die Rettung des Satelliten HGS-1 mit Hilfe des Mondes. Dies zeigt, was interplanetar auch mit scheinbar zu leichten Trägern wie Rokot oder Dnepr, oder sogar aus dem GTO-Mitflug heraus für kleine Nutzlasten möglich ist.

Der Störeffekt der nahen Planetenvorbeigänge von Kleinkörpern auf die Vorhersage ihrer Bahn läßt sich auch gewinnbringend umkehren. Der ohnehin nahe Vorbeiflug eines bekämpften, abgelenkten, und damit ehemaligen Impaktors kann dazu genutzt werden, um ihn in eine langfristig sichere Bahn zu befördern. Da die Stelle eines erdnahen Vorbeifluges auch bei einer Ablenkung immer erdnah bleibt, kann eine sichere Bahn nur eine mit einer Resonanzbeziehung oder einem bestimmten synodischen Zyklus zur Erdbahn sein, die zukünftige, extrem nahe Vorbeigänge so lange verhindert, bis die natürlichen Störeffekte die Bahn des Kleinkörpers so weit verändert haben, daß er grundsätzlich langfristig ungefährlich wird.

Eine zunächst vielleicht futuristisch erscheinende Möglichkeit ist die Umlenkung des Kleinkörpers zur sicheren Entsorgung durch einen Einschlag auf dem Mond, der Venus oder dem Mars, oder eventuell sogar auf dem Jupiter. Dies ist bei bestimmten Bahngeometrien nicht unmöglich, und könnte bei ausreichend genauer Bahnkenntnis nach der langen Phase der extrem genauen Beobachtung, welche die Bekämpfung notwendigerweise mit sich bringt, wegen der inkrementellen Wirkung der hochenergetischen und der kontinuierlichen Wirkung der niederenergetischen Methoden machbar sein. Eventuell können sogar noch vorhandene Reserveflugkörper für Kurskorrekturen *nach* dem verhinderten Erdeinschlag genutzt werden.

Abschließend sei noch angemerkt, daß PHA ein ideales Träger- und insbesondere Oberstufentestobjekt sind. Daß es besser ist, im Falle des Versagens eines zu erprobenden Trägers, oder einer neuen Komponente desselben, einen kleinen und ungefährlichen Asteroiden zu verfehlen, als eine Wiederholung des Verlustes der ursprünglichen Cluster-Mission oder einen teuren Versicherungsfall zu riskieren, liegt auf der Hand. Speziell wiederzündbare Oberstufen mit lagerfähigen Flüssigtreibstoffen, oder durch Kühlung lagerbar gemachten kryogenen Treibstoffen, können als Behelfs-Bus für eine kleine Mission ähnlich Clementine oder NEAP gut auf ihre Haltbarkeit und Flexibilität im Orbit getestet werden. Die längere Lagerung kryogener Treibstoffe in der Umlaufbahn oder sogar in interplanetaren Bahnen wird durch den Drang zu »grünen« Treibstoffen und die Notwendigkeit eines hohen spezifischen Impulses bei neuen bemannten Mond- und Marsflügen notwendig. Mit einem faktisch interplanetaren Flug kann dem Kunden sowohl kommerzieller wie auch staatlicher Art glaubhaft demonstriert werden, daß ein Trägersystem oder

-bestandteil auch kurzfristig schwierigsten Missionen in seinem Bedarfsfeld gewachsen ist. Ein Flug zu einem definitionsgemäß regelmäßig in maximal bis zu 0.05 AE Entfernung passierenden, kurzfristig ungefährlichen PHO ist kurz genug, um wenig Ressourcen bei eventuell beteiligten Wissenschaftlern und beim Betreiber des Trägersystems zu binden, und man braucht wegen der relativ geringen Entfernungen auch am Boden keine so aufwendigen Kommunikationseinrichtungen wie für eine Mission zu den großen Planeten.

Für die Werbung kaum zu übertreffen wäre es, noch bevor ein PH/NEO in den Sichtbereich der Radarteleskope Arecibo und Goldstone gelangt, erste Bilder von ihm zu erhalten.

5. Zusammenfassung

Es können folgende Schlüsse gezogen werden:

Die vorliegenden Daten und Einzelfallschilderungen zeigen mit Sicherheit:

- 1.) Die Verbesserung der Charakterisierung der Eigenschaften erdnaheer Objekte und ihrer Populationen ist für die Vorbereitung auf eventuell zu bekämpfende Objekte dringend geboten. Insbesondere der Zusammenhang zwischen der absoluten Helligkeit H und der Masse muß viel besser bestimmt werden, z.B. über spektroskopische Methoden, die der Entdeckungs- und Suchbeobachtung nachgeordnet sind.
- 2.) Die Bahndaten von als mögliche PHO erkannten Objekten über etwa 20 m Durchmesser, insbesondere von sehr nahe passierenden Objekten über etwa 60 m Durchmesser, sollten mit automatischer Radarbeobachtung noch in der Entdeckungsnacht präzisiert werden, um ihren Verlust auszuschließen und die Frühwarnung für den begonnenen synodischen Zyklus sicherzustellen.
- 3.) Dazu ist die Einrichtung eines koordinierten Netzes von mindestens vier schnell und frei zielbaren Radarteleskopen notwendig. Die Hälfte sollte auf der Südhalbkugel liegen, abwechselnd mit denen im Norden um etwa 90 bzw. 360 / n Längengrade versetzt. Diese Radarteleskope sollten in der Leistung der Anlage von Arecibo mindestens nahekommen. Sie sollten zur Zusammenarbeit sowohl im Synchronbetrieb untereinander als auch jeweils ortsnahe koordiniert sein mit den (ergiebigsten) optischen Einrichtungen. Dazu sind insbesondere auf der Südhalbkugel automatisierte optische Suchprogramme nötig, die denen der Nordhalbkugel gleichwertig sind. Auf beiden Halbkugeln bedarf es einer den lokalen Wettereinschränkungen entsprechenden höheren Zahl von optischen Standorten, die allesamt nach der entdeckungseffizientesten Methode betrieben werden sollten (s. folgender Punkt). Außerhalb der lokalen optischen Teleskopzeit und sofortiger Anforderungen wegen Entdeckungen aus dem Suchbetrieb anderer optischer Standorte sollten Radar-Nachbeobachtungen der weltweiten Entdeckungen auf möglichst weiten Bahnbögen unbedingten Vorrang vor anderen radar- oder radioastronomischen Untersuchungen haben.
- 4.) Die bestehenden NEO-Such- und Überwachungsprogramme müssen intensiviert werden, um in einer Zeitspanne, die kürzer ist als der mittlere Abstand von Tunguska-Ereignissen möglichst viele dieser durch ihre Luftdetonationen besonders gefährlichen Objekte zu finden. Die Ausrüstung sollte dahingehend verbessert werden, daß sowohl die Blinde Zone zuverlässig geschlossen wird, als auch die Tunguska-Klasse der Impaktoren in effektiven Entfernungen gesehen werden. Unter Berücksichtigung der durch ihre Atmosphärenfestigkeit gefährlichen Nickeleisen-Kleinkörper bedeutet dies im Mindesten eine Erweiterung der Suche bis herab zu $H = 26$ oder etwa 20 m mittlerem zu erwartenden Durchmesser. Eine Ausrüstung mit Teleskopen von 3.5 m Spiegeldurchmesser, die nach dem Verfahren von LINEAR betrieben werden, ist für die Erreichung dieser Mindestschwellen ausreichend. Die Suche nach ebenfalls noch gefährlichen kleineren Objekten erfordert dementsprechend größere Teleskope in sonst gleicher Anordnung. Zu empfehlen ist, auch zur Erzielung einer vertretbaren Sicherheitsmarge, eine Auslegung auf $H = 28$ bzw. 10 m.
- 5.) Die Dokumentation geflogener Geräte, die für interplanetare Missionen relevant sein könnten, darf nicht entsorgt werden. Aufbewahren für alle Zeit sollte man Unterlagen in einer derartigen Detailtiefe, daß die Fähigkeit zur Kopie einmal erprobter Geräte erhalten bleibt.

6.) Alle voranstehenden Maßnahmen sind kosteneffektiv. Der nötige Gesamtaufwand liegt weit unter den Folgekosten eines Tunguska-Ereignisses über bewohntem Gebiet und deutlich unter denen über unbewohntem Gelände; er ist vernachlässigbar gegenüber den Folgen auch eines gegenüber dem Tunguska-Ereignis wesentlich kleineren Impaktes über einem Gebiet mit städtisch geschlossener Bebauung.

Die vorliegenden Daten und Einzelfallschilderungen zeigen deutlich:

- 1.) Die Kenntnis über Kleinkörper innerhalb der Erdbahn ist lückenhaft. Es besteht eine ungenutzte Beobachtungskapazität für Transitbeobachtungen an Sonnentelesternen. Diese könnten etwa so weit reichen wie die Beobachtungen von Radarteleskopen, jedoch mit einem um eine Größenordnung weiteren sich als Suchstrahl eignenden Beobachtungsfeld.
- 2.) Eine weitere ungenutzte Beobachtungsmöglichkeit sind die Kameras von Raumsonden, besonders derer, die sich innerhalb der Erdbahn aufhalten. Von dort aus können erdnahe Objekte und solche innerhalb der Erdbahn, aber außerhalb der Sondenbahn in der um ein Vielfaches günstigeren Oppositionsstellung beobachtet werden. [141] Die Nutzung von Satelliten- und Sondenkameras, auch in größerer Sonnenferne, in interplanetaren Bahnen, aus dem jeweiligen Planetenschatten heraus oder in anderen freien Beobachtungszeiten, bietet sich allgemein an, auch zur Präzisierung von Populationsschätzungen durch lokale Oppositionsbeobachtungen oder bordautonome Suchprogramme. Dies schließt alle geeigneten sowie spezialisierte Erdsatelliten ein.
- 3.) Die echte praktische Erprobung aller Wirkmethoden für die Ablenkung von Kleinkörpern ist mindestens ratsam, meist dringend geboten. Es bestehen zum Teil große Ungewißheiten bei den hochenergetischen Methoden über ihre genaue Wirksamkeit und besonders über mögliche unerwünschte Wirkungen. Bei niedrigenergetischen Methoden ist mehr genaues Wissen über die gegenseitigen Einflüsse von Wirkflugkörper und Ziel nötig, sowie über die erzielbaren Leistungen.
- 4.) Es besteht ein Bedarf für Schwerlastträger mit Oberstufen, die sehr hohe Endgeschwindigkeiten mit für die Trägergröße kleinen Nutzlasten erreichen können. Eine bedarfsweise Stapelbarkeit kryogener Oberstufen in oder unter der Nutzlastverkleidung wäre effektiv und wünschenswert. Solche Träger wären auch für rein wissenschaftliche Missionen nützlich.

Die vorliegenden Daten und Einzelfallschilderungen lassen wahrscheinlich erscheinen:

- 1.) Die Ablenkung kleiner und mittelgroßer PHO ist mit existierender Technik und der bestehenden Infrastruktur und Betriebsintensität des kommerziellen Raumfahrtsektors machbar.
- 2.) Die Ablenkung großer Objekte braucht längere Vorlaufzeiten, oder die Bereitschaft zum raschen Einsatz nuklearer Wirknutzlasten und zu ihrer *vorherigen, umfassenden und vollständigen praktischen Erprobung unabhängig von einem konkreten Bedrohungs- oder Einsatzfall*.
- 3.) Der Einsatz nuklearer Wirknutzlasten kann durch die praktische Erprobung weiterer Methoden in Grenzen reduziert werden. Der erfolgversprechendste Ansatz dafür sind solarthermische Wirkmethoden, da sie die Wirkenergie nicht mitführen müssen, und geeignete Trägersatelliten kommerziell verfügbar sind.

Die vorliegenden Daten und Einzelfallschilderungen legen nahe:

- 1.) Das wirkliche Risiko durch Einschläge ist noch immer nicht richtig im Bewußtsein der Öffentlichkeit angelangt, da in weiten Teilen der Eindruck entstanden ist, daß entweder mit der Suche nach 90 % der 1-km-NEA die wesentlichen und gefährlichsten Probleme behoben seien, oder daß ein Abfangvorgang ohnehin technisch undurchführbar sei.
- 2.) Die NEO-, und besonders die PHO-Population scheint immer noch wesentlich größer zu sein als bisher vermutet oder geschätzt. Insbesondere kommen neue Gruppen von Objekten hinzu wie die IEA, koorbitale NEO, NEO hoher Inklination, usw. Eine weitere Erhöhung der geschätzten Anzahl in irgendeinem Größensegment um nahezu eine Größenordnung, wie in den vergangenen Jahren erfolgt, ist wohl recht unwahrscheinlich, kann aber für diese neuen Gruppen jeweils gut möglich sein.
- 3.) Solarelektrische Antriebe haben ein großes Potential für den Einsatz als Reiseantrieb im inneren Sonnensystem, besonders zum Inklinationswechsel und bei Transferbahnen, die von der Erde zunächst sonnenwärts führen. Dies gilt besonders, wenn unter bestmöglicher Ausnutzung der an Bord zur Verfügung stehenden elektrischen Leistung der spezifische Impuls und im Gegenzug dazu der Schub variabel ist; erhöhter Schub bei Inkaufnahme eines niedrigeren spezifischen Impulses für den Bahneinschuß und Bahnmanöver, gerade auch während Planetenvorbeiflügen, und hoher spezifischer Impuls bei entsprechend niedrigerem Schub für den Einsatz als Wirkmethode zur Kleinkörperablenkung und zur andauernden Beschleunigung in den Reisephasen.

»Der beste Regen
sei doch immer der, mit welchem der Himmel unsere Felder und Weinberge tränkt
und den Segen fruchtbarer Zeiten sendet,
aber was sagen wir dazu, wenn es Schwefel oder Blut regnet, wenn es Frösche,
Steine
oder gar Soldatenhüte regnet?«

Schatzkästlein des Rheinischen Hausfreundes
Johann Peter Hebel (1760-1826)
(über die Fälle von Meteorsteinen, insbesondere den von L'Aigle)
- nach [38-31f.] -

—

»Mehrmaliges Hinschauen hilft bei der Feststellung des Sachverhalts doch ganz enorm.«

Herwig Macher, Anwalt, nach der Feststellung eines eigenen Fehlers bei der Inspektion des
Vorhandenseins der Inhaberkennzeichnung an einem Geschäftslokal
nach einer Abmahnung betreffs des Fehlens derselben
- Erbsenzähler, rbb Fernsehen, 02.08.2006, 15:02 -

6. Literatur

Es wird, wenn möglich, im Literaturverzeichnis außer der Auflage auch die laufende Nummer des Druckes und das Datum des Abschlusses, z.B. aus dem Vorwort, angegeben, um eine korrekte Zuordnung zu erleichtern.

- [1] V.G. Surdin, S.A. Lamzin
Protosterne - Wo, wie und woraus entstehen Sterne?
Johann Ambrosius Barth Verlag, 1998, ISBN 3-335-00444-2
Vorwort im Juni 1997

- [2] Jürgen Blum
Die Entstehung von Planetesimalen im frühen Sonnensystem
Sterne und Weltraum 4-5/2001 S.342ff. SuW **40** Nr. 4-5, ISSN 0039-1263

- [3] George Wetherill
Planetesimals - Urstoff der Erde?
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 8/1981 S.106ff.
aus Scientific American, Juni 1981

- [4] Ivars Peterson
Was Newton nicht wußte - Chaos im Sonnensystem
Birkhäuser, 1994, ISBN 3-7643-2978-5
Druck 1, Vorwort Juni 1993

- [5] Ulrich Ott, Peter Hoppe
Sternenstaub im Labor - (Nicht nur) Edelsteine aus dem All
Sterne und Weltraum 9/2005 S.38ff. SuW **44** Nr. 9, ISSN 0039-1263

- [6] Ludolf Schultz
Planetologie - Eine Einführung
Birkhäuser, 1993, ISBN 3-7643-2294-2
Vorwort im Mai 1993, Druck 1

- [7] Kometen und Asteroiden
Sterne und Weltraum Special 2/2003, ISSN 1434-2057, ISBN 3-936278-36-9

- [8] David M. Harland
Exploring the Moon - The Apollo Expeditions
Springer Praxis, 1999, ISBN 1-85233-099-6
preface December 1998

- [9] S. Ross Taylor, Scott M. McLennan
Ursprung und Entwicklung der kontinentalen Kruste
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 11/1996 S.46ff
- [10] Derek York
Die Frühzeit der Erde
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 3/1993 S.76ff.
- [11] anonym / Roger Buick, Jim Thornett
Das älteste Festland der Erde
GEOskop Geowissenschaften
GEO 7/1996 S.145f., ISSN 0342-8311
- [12] David I. Groves, John S. R. Dunlop, Roger Buick
Frühe Lebensspuren
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 12/1981 S.40ff.
aus Scientific American, Oktober 1981
- [13] Johannes Fiebag, Torsten Sasse
Mars - Planet des Lebens
Econ, 1996, ISBN 3-430-12790-4
Vorwort Oktober 1996
S.113ff.
- [14] Joachim W. Ekrutt
Die Kleinen Planeten - Planetoiden und ihre Entdeckungsgeschichte
Kosmos-Bibliothek 296
Franckhsche Verlagshandlung, 1977, ISBN 0452-621 X; 73.1977 Nr.296
- [15] Michael Brown
on the definition of a planet
2003UB313 website <http://www.gps.caltech.edu/~mbrown/planetlila/index.html>
- [16] Dan Green
Is Pluto a giant comet?
<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/icq/ICQPluto.html>
- [17] Jean-Luc Margot
What makes a planet?
<http://www.astro.cornell.edu/~jlm/planet.html>

- [18] V. M. Slipher
The Discovery of a Solar System Body Apparently Trans-Neptunian
Flagstaff, Arizona, March 13, 1930
The message sent last night (March 12) to Harvard Observatory
http://www.astro.cornell.edu/~jlm/images/pluto_announcement.gif
- [19] Günther Wuchterl
Die Ordnung der Planetenbahnen - Teil 1: Die Titius-Bode-Reihe und ihr Schatten
Sterne und Weltraum 6/2002 S.24ff. SuW **41** Nr. 6, ISSN 0039-1263
- [20] Steven Soter
What is a Planet?
Astrophysical Journal 16.08.2006
<http://xxx.lanl.gov/ftp/astro-ph/0608/0608359.pdf>
- [21] Werner Pöls (Hrsg.)
Deutsche Sozialgeschichte 1815-1870 - Ein historisches Lesebuch
C.H.Beck, 1988, 4. unveränderte Auflage, ISBN 3 406 33292 7
S.249ff., 255f., 267ff.
- [22] Jürgen Kuczynski
Geschichte des Alltags des deutschen Volkes
PapyRossa, Köln / Panorama, Wiesbaden; o. ISBN (Anm. d. Verf.: DDR-Historiker)
- Band 3 - 1810-1871
S.88f., 166, 234, 366
- Band 4 - 1871-1918
S.76, 103, 343, 346ff., 348, 360, 402f., 426ff., 438f.
- [23] Peter Brückner
pers. Mitt. zu [21][22], C.F. Gauß (Schreibweise)
Dransfeld, 30.08.2006
- [24] IG Metall
Tarifkarte 2005
<http://www.vkl.de/download/tarif/2005/tarifkarten2005.pdf>
- [25] Wikipedia
<http://www.wikipedia.org> und externe Verknüpfungen
- [26] Tilmann Althaus
Ein neues Sonnensystem
Sterne und Weltraum 10/2006 S.14ff. SuW **45** Nr. 10, ISSN 0039-1263

- [27] Tilmann Althaus, Klaus-Peter Schröder
Aktuelles am Himmel - Mond und Planeten
Sterne und Weltraum 9/2006 S.50f.,55 SuW 45 Nr. 9, ISSN 0039-1263
- [28] L.W. Alvarez, W. Alvarez, F. Asaro, H.V. Michel
Extraterrestrial Cause for the Cretaceous-Tertiary extinction
Science 208: 1095-1180, 1980
- [29] Carl Sagan
Cosmos
Abacus, 1980, ISBN 0-349-10703-3
Taschenbuch Nachdruck 1999, Vorwort May 1980
- [30] Carl Sagan
Pale Blue Dot
Random House, 1994, ISBN 0-679-43841-6
First Edition print 2
S.18
- [31] Ernst Florens Friedrich Chladni
Ueber den Ursprung der von Pallas gefundenen und anderer ihr aehnlicher
Eisenmassen, und ueber einige damit in Verbindung stehende Naturerscheinungen
Johann Friedrich Hartknoch, Riga, und Georg Joachim Göschen, Leipzig, 1794
- Ernst Florens Friedrich Chladni
Über Feuer-Meteore und über die mit denselben herabgefallenen Massen.
Nebst 10 Steindrucktafeln und deren Erklärung von Carl von Schreibers.
Wien, 1819
- [32] Georg Christoph Lichtenberg
Schriften und Briefe
Hrsg. Wolfgang Promies
Vierter Band - Briefe
Zweitausendeins, 1967/1994, ISBN 3-86150-042-6
5. Auflage, November 1994, S.998ff. (Briefe vom 03.11.1798 bis 20.01.1799)
und
Zweiter Band
Sudelbuch Heft L 931, 932, 933
Zweitausendeins, 1971/1994, ISBN 3-86150-042-6
5. Auflage, November 1994, S.527f.
- [33] Peter Brückner
pers. Mitt. zu [32] Ortslage der Standlinie (mit aml. Stadtplan Göttingen 1:20000),
sowie zu G.C. Lichtenberg et al. und C.F. Gauß
Dransfeld, 27.08.2006

- [34] Carte der Gegend um Göttingen auf 2 und 3 Meilen
herausgegeben von H.E. Irvengarth
J.E. Saltzenberg P[...?]
- [35] Hrsg. Der Oberstadtdirektor der Stadt Göttingen
Stadt Göttingen
Amtlicher Stadtplan - Maßstab 1:20 000
Druckhaus Göttingen im Göttinger Tageblatt
2. Auflage 1991
- [36] Bernd Häusler, Alexandre Wennmacher, Matthias Hörmann
Der Leonidenschauer - Ein Risiko für die Raumfahrt?
Sterne und Weltraum 10/1998 S.834ff.,836 SuW 37 Nr. 10, ISSN 0039-1263
- [37] John S. Lewis
Rain of Iron and Ice
Addison-Wesley, 1996/7, ISBN 0-201-15494-3 (pbk.)
first printing December 1995, first paperback printing, April 1997, printing 1, afterword
to the paperback edition 1997
- [38] Rolf W. Bühler
Meteorite - Urmaterie aus dem interplanetaren Raum
Birkhäuser/Weltbild, 1992, ISBN 3-89350-518-0
- [39] Fritz Heide
Kleine Meteoritenkunde
Dritte, stark überarbeitete Auflage - bearbeitet von Frank Wlotzka
Springer Verständliche Wissenschaft Bd. 23, 1988, ISBN 3-540-19140-2
Vorwort im September 1988
- [40] Daniel Fischer, Holger Heuseler
Der Jupiter Crash
Birkhäuser, 1994, ISBN 3-7643-5116-0
Vorwort Oktober 1994
- [41] Daniel Fischer
Mission Jupiter
Birkhäuser, 1998, ISBN 3-7643-5832-7
Vorwort im März 1998, Druck 1
- [42] Duncan Steel
Zielscheibe Erde
Franckh-Kosmos, 2001, ISBN 3-440-08980-0
orig. Target Earth, 2000, ISBN 0-7621-0298-5

- [43] Stanley Kubrick, Arthur C. Clarke
2001 - A Space Odyssey
MGM/Turner Entertainment Co., 1968/2001, FSK 12, RC2
Warner Home Video Z5 65000 - 6500095 - D2A 65000 65539
Barcode 7 321921 650000
- [44] Robert Hardy
Longbow - A social and military history
Third Edition 1992, Enlarged Edition (w/ *Mary Rose* archery equipment)
Patrick Stevens Ltd., 1976/1997/1998, ISBN 1 85260 412 3
Author's preface 1992, reprinted 1998
- [45] Edward McEwen, Robert L. Miller, Christopher A. Bergman
Die Geschichte von Pfeil und Bogen
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 8/1991 S.118ff.
- [46] Reinhardt Wurzel und Jürgen Michelberger
Earthgrazer - Wunder des Himmels
Sterne und Weltraum 11/2005 S.76ff. SuW **44** Nr. 11, ISSN 0039-1263
und <http://www.suw-online.de>
- G. Koppenwallner
Pressure-Temperature Measurements During Re-Entry (GA-BRE-REENT) - [BremSat]
in:
P.R. Sahn, M.H. Keller, B. Schiewe (ed)
Research Program of the German Spacelab Mission D-2 - Second Revised Edition
WPF c/o DLR Köln, S.507
January 1993
- [47] Tom Gehrels
Kometen und Planetoiden - Risiko für die Erde?
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 11/1996 S.92ff.
- [48] Asteroids, Comets, Meteors - Berlin, 2002
Proceedings of the Conference Asteroids, Comets, Meteors ACM 2002
ESA-SP-500 November 2002
ISBN 92-9092-810-7
- [49] Leitung: Rolf Sauermost
Spektrum Lexikon der Astronomie
Spektrum Akademischer Verlag/Zweitausendeins, 1987/1995, ISBN 3-86150-145-7
Einführung im Herbst 1989
Aktualisierte zweibändige deutsche Ausgabe 1995 mit Aktualisierungs-Anhang
Redaktionsschluß Sommer 1995 exklusiv bei Zweitausendeins

- [50] anonym / Henry Hsieh, David Jewitt
Eine neue Kometenklasse?
Sterne und Weltraum 6/2006 S.10 SuW **45** Nr. 6, ISSN 0039-1263
- [51] Alan Harris
Wie gefährlich sind erdnahe Asteroiden wirklich?
Sterne und Weltraum 2/2004 S.16f. SuW **43** Nr. 2, ISSN 0039-1263
- [52] MPC
Conversion of Absolute Magnitude to Diameter
<http://cfa-www.harvard.edu/iau/mpc.html>
- [53] Fred Whipple
Der Spin von Kometen
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 5/1980 S.72ff.
- [54] Daniel Fischer / IAUC # 7632, 23.05.2001
Doppelasteroid flog an der Erde vorbei
~ / Fernández et al. astro-ph/0104478 30.4.
Jeder zehnte erdnahe Asteroid ein Ex-Komet?
Sterne und Weltraum 8/2001 S.620, 622 SuW **40** Nr. 8, ISSN 0039-1263
- [55] Lance Benner
Very Small Radar-Detected Near-Earth Asteroids: $D < 200$ m
Last modified: 2005 July 7
<http://echo.jpl.nasa.gov/~lance/small.neas.html>
- [56] Stephanie Werner, Alan Harris
Erdnahe Asteroiden - Ihre Bedeutung für die Planetenforschung und die Zukunft der Erde
Sterne und Weltraum 6/2000 S.436 SuW **39** Nr. 6, ISSN 0039-1263
- [57] Tilman Althaus
Ceres aus HUBBLEs Sicht
DEEP SPACE 1: erfolgreicher Besuch beim Kometen Borelly
Sterne und Weltraum 12/2001 S.1036f. SuW **40** Nr. 12, ISSN 0039-1263 (auch S.1028)
- [58] Kometen Special
Sterne und Weltraum Hale-Bopp Kometen-Special 3/4 / 1997, ISSN 0039-1263
- [59] Tilmann Althaus
Im Kometensturm - Raumsonde STARDUST erreicht Kometen Wild 2
Sterne und Weltraum 4/2004 S.19f. SuW **43** Nr. 4, ISSN 0039-1263

- [60] Tilmann Althaus
Die Kometenbombe
Sterne und Weltraum 9/2005 S.20ff. SuW **44** Nr. 9, ISSN 0039-1263
- Michael Küppers, Harald Krüger
Boten aus der Frühzeit des Sonnensystems - Neues über Kometen
Sterne und Weltraum 5/2006 S.24ff. SuW **45** Nr. 5, ISSN 0039-1263
- [61] Daniel Fischer / Skyline 30.11.2001
Borelly - der dunkle Komet
Sterne und Weltraum 5/2002 S.11 SuW **41** Nr. 5, ISSN 0039-1263
- [62] Gerhard Mühlbauer
Beinahe Planet X
Sterne und Weltraum 10/2001 S.834f. SuW **40** Nr. 10, ISSN 0039-1263
- [63] Michael J.S. Belton, Thomas H. Morgan, Nalin H. Samarasinha, Donald K. Yeomans
(ed.)
Mitigation of Hazardous Comets and Asteroids
Cambridge University Press, 2004, ISBN 0 521 82764 7 hardback
Arlington workshop 03.-06.09.2002; papers je nach Kapitel zitiert bis 1999..2004,
Artikel auch bis 23.04.2004; verfügbar ab Juli 2004
- [64] Hrsg. Herder Verlag; Red. Udo Becker, Rolf Sauermost
erforschter Weltraum - ein Sachbuch der modernen Astronomie
4. Auflage mit Beobachtungen bis zum Sommer 1975
Herder, 1975, ISBN 3-451-17393-X, Druck 1981
- [65] Austen Atkinson
Impact Earth
Virgin, 1999, ISBN 1 85227 789 0
Foreword by Brian G Marsden December 1998
- [66] Daniel Fischer / Stuart
1200 gefährliche Asteroiden
Sterne und Weltraum 3/2002 S.10 SuW **41** Nr. 3, ISSN 0039-1263
- [67] Tilmann Althaus
Neue Strategien zur Asteroidensuche
Sterne und Weltraum 1/2004 S.16 SuW **43** Nr. 1, ISSN 0039-1263
- [68] C.D. Murray, S.F. Dermott
Solar System Dynamics
Cambridge University Press, 1999, ISBN 0 521 57597 4
Reprinted 2001

- [69] Axel M. Quetz
Hill-Sphäre und Staub im jungen Sonnensystem
Sterne und Weltraum 2/2005 S.92f. SuW **44** Nr. 2, ISSN 0039-1263
Planetesimaldichte
Sterne und Weltraum 4/2006 S.100f. SuW **45** Nr. 4, ISSN 0039-1263
Sterne und Weltraum 6/2006 S.100 SuW **45** Nr. 6, ISSN 0039-1263
- [70] Kurt Lemcke
Das Nördlinger Ries: Spur einer kosmischen Katastrophe
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 1/1981 S.110ff.
- [71] Falko Langenhorst
Einschlagskrater auf der Erde
Sterne und Weltraum 6/2002 S.34ff. SuW **41** Nr. 6, ISSN 0039-1263
- [72] Bernd Loibl / ESA-ISO
Mehr Asteroiden
Sterne und Weltraum 6/2002 S.9 SuW **41** Nr. 6, ISSN 0039-1263
- [73] Daniel Fischer / Evans, Stapelfeld, NASA
Alles Zufall: Hubble als Asteroidensucher
Sterne und Weltraum 6/1998 S.510f. SuW **37** Nr. 6, ISSN 0039-1263
- [74] Tilmann Althaus / Phil Bland, Natalia Artemieva
Kleinere Asteroiden sind weniger gefährlich
Sterne und Weltraum 11/2003 S.14 SuW **42** Nr. 11, ISSN 0039-1263
- [75] Tilmann Althaus
Kometensonde **CONTOUR** verloren
Sterne und Weltraum 11/2002 S.21 SuW **41** Nr. 11, ISSN 0039-1263
- [76] Brian Cudnik (Coordinator)
A.L.P.O. Lunar Section Meteoritic Impacts Search
<http://www.lpl.arizona.edu/~rhill/alpo/lunarstuff/lunimpacts.html>
- [77] Hayabusa's Scientific and Engineering Achievements during Proximity Operations
around Itokawa
<http://www.isas.ac.jp/e/snews/2005/1102.shtml>
- [78] Tilmann Althaus / William Reach / Hal Weaver / Michael Jäger, Gerald Rhemann
Ein Komet zerbröselt - 73P/Schwassmann-Wachmann 3
Sterne und Weltraum 7/2006 S.8f. SuW **45** Nr. 6, ISSN 0039-1263

- [79] Hans Balsiger, Hugo Fechtig, Johannes Geiss
Der Halleysche Komet und das Sonnensystem
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 10/1987 S.40ff.
- [80] Jürgen Blum, Werner Holländer
Staubforschung auf der Internationalen Raumstation
Sterne und Weltraum 2/2005 S.24ff. SuW **44** Nr. 2, ISSN 0039-1263
- [81] Michael Light
100 Suns
Knesebeck, 2003, ISBN 3-89660-190-3
deutsche Auflage, letzter Eintrag in der Chronologie 19.03.2003 (Beginn des 2. Irak-Krieges)
- [82] Robert Del Tredici
Unsere Bombe
Zweitausendeins, 1988, o. ISBN
S.4, 132
- [83] Axel M. Quetz
Nördlingen, Steinheim und Amöneburg
Sterne und Weltraum 6/2002 S.92f. SuW **41** Nr. 6, ISSN 0039-1263; auch S.6f.
- [84] Lynn R. Sykes, Dan M. Davis
Die Sprengkraft strategischer Waffen der Sowjetunion
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 5/1987 S.40ff.
- [85] <http://seismo.um.ac.ir/education/Seismic%20Sources.htm>
- [86] Axel M. Quetz
Seebeben
Sterne und Weltraum 3/2005 S.92f. SuW **44** Nr. 3, ISSN 0039-1263
Sterne und Weltraum 5/2005 S.100 SuW **44** Nr. 5, ISSN 0039-1263
und eigene Rechnung
- [87] S. Glasstone, P.J. Dolan
The effects of nuclear weapons
1977, S.653, nach [88-A82] - s. auch [B.2.]
- [88] Meteoritical Society Meeting - Münster 2003
abstracts:
Meteoritics & Planetary Science
Vol. 38 - Supplement - 2003 July
ISSN 1086-9379
<http://meteoritics.org>

- [89] Steven N. Ward, Erik Asphaug
Asteroid impact tsunami of 2880 March 16
Geophys. J. Int. (2003) 153, F6-F10
http://es.ucsc.edu/~ward/papers/gji_final_35N.pdf
- [90] Wikipedia
Effects of nuclear explosions
<http://www.wikipedia.org> und externe Verknüpfungen
- [91] D. Jacob
Umdruck Raumfahrzeugbau II, ILR RWTH Aachen, Sommersemester 1996,
Folie Atmosphäre 1.8ff.
- [92] Harry Y. McSween
Meteorites and Their Parent Planets
Second Edition
Cambridge University Press, 1999, ISBN 0-521-58751-4
- [93] Hrsg. W. Beitz, K.-H. Küttner
Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau
14. Auflage
Springer, 1981, ISBN 3-540-09422-9 und 0-387-09422-9
- [94] Jürgen Streich
Stoppt die Atomtests! - Greenpeace Report 1
Rowohlt, März 1987, 880 - ISBN 3 499 15926 0
S.110ff.
- [95] Elmar P. J. Heizmann, Winfried Reiff
Der Steinheimer Meteorkrater
Verlag Dr. Friedrich Pfeil, 2002, ISBN 3-89937-008-2
S.22
- [96] Ernst-Günther Krause / Nichtraucher-Initiative Deutschland e.V.
Cassini-Plutonium und der Tabakrauch
Sterne und Weltraum 10/1998 S.813 SuW 37 Nr. 10, ISSN 0039-1263
mit Angaben des Deutschen Krebsforschungszentrums Heidelberg
- [97] Donald W. Cox, James H. Chestek
Doomsday Asteroid
Prometheus Books, 1998, ISBN 1-57392-271-4
Prologue by Arthur C. Clarke
Foreword by Robert Zubrin May 1996, print 98 1

- [98] BBC Horizon:
Hunt for the Doomsday Asteroid (UK, ca.1994/1996)
Crater of Death (UK, ca.2000)
<http://www.bbc.co.uk>
- [99] Hollywood: Meteor (1977); Deep Impact; Armageddon - <http://www.imdb.com>
- [100] Mitigation Workshop - Arlington, Va. 2002
<http://www.noao.edu/meetings/mitigation/index.html>
Manuscript: via Cambridge University Press (Nov.2004 / Sep.2005)

extended abstracts (06.09.2002):
<http://www.noao.edu/meetings/mitigation/media/arlington.extended.pdf> (8.7 MB)

report:
http://www.noao.edu/meetings/mitigation/media/workshop_report.doc (500 KB)
http://www.noao.edu/meetings/mitigation/workshop_report_final.html (121 KB)
- [101] Third International Conference on Large Meteorite Impacts - Nördlingen 2003
(via meteoritics.org)
- [102] Jean Meeus
Astronomische Algorithmen - 2., durchgesehene Auflage
Johann Ambrosius Barth, 1992/1994, ISBN 3-335-00400-0
Einleitung September 1992
- [103] Tilmann Althaus
Ein zweiter Begleiter des Blauen Planeten
Sterne und Weltraum 2/2003 S.22ff. SuW **42** Nr. 2, ISSN 0039-1263
- [104] Robert Roy Britt
See the Space Junk that Might Hit the Moon
http://www.space.com/scienceastronomy/space_junk_020916.html
http://www.space.com/scienceastronomy/mystery_object_020911.html

Leonard David
Scientists Hope to Monitor Space Junk Hitting Moon
http://www.space.com/scienceastronomy/moon_impact_020916.html
- [105] Robert Weiß
Eugenia und ihr »Kleiner Prinz«
Sterne und Weltraum 4-5/2001 S.318 SuW **40** Nr. 4-5, ISSN 0039-1263

- [106] Daniel Fischer / Karovska et al.
Mira: Mehr als nur ein Gasball
Sterne und Weltraum 10/1997 S.826f. SuW **36** Nr. 10, ISSN 0039-1263
- [107] Thomas Bürke, Rainer Lenzen
NAOS-CONICA
Sterne und Weltraum 5/2002 S.24ff. SuW **41** Nr. 5, ISSN 0039-1263
- Tilmann Althaus
Schott baut Spiegelträger für PANSTARRS
Sterne und Weltraum 2/2004 S.62ff. SuW **43** Nr. 2, ISSN 0039-1263
- [108] Tilmann Althaus / Mark Showalter
Neue Planetenmonde
Sterne und Weltraum 1/2004 S.12 SuW **43** Nr. 1, ISSN 0039-1263
- [109] Tilmann Althaus / ESO
Ein neues Bild des Halleyschen Kometen
Sterne und Weltraum 11/2003 S.13 SuW **42** Nr. 11, ISSN 0039-1263
- [110] Tilmann Althaus
Neues vom Asteroiden Juno
Sterne und Weltraum 11/2003 S.19 SuW **42** Nr. 11, ISSN 0039-1263
- [111] anonym / F. Marchis, UC Berkeley
Vulkanausbruch auf Io
Sterne und Weltraum 2/2003 S.12 SuW **42** Nr. 2, ISSN 0039-1263
- [112] Tilmann Althaus / Albert Conrad, KECK
(511) Davida im Blick von KECK
- Tilmann Althaus / G. Bernstein, D. Tilling
Die kleinsten Kuipergürtel-Objekte
Sterne und Weltraum 4/2004 S.11f. SuW **43** Nr. 4, ISSN 0039-1263
- [113] Ralf Gerstheimer
Sonnenfinsternisse auf Jupiter und seinen Monden
Sterne und Weltraum 2/2004 S.62ff. SuW **43** Nr. 2, ISSN 0039-1263

- [114] J.D. Giorgini, S.J. Ostro, L.A.M. Benner, P.W. Chodas, S.R. Chesley, R.S. Hudson, M.C. Nolan, A.R. Klemola, E.M. Standish, R.F. Jurgens, R. Rose, A.B. Chamberlin, D.K. Yeomans, J.-L. Margot
Asteroid 1950 DA's Encounter with Earth in 2880: Physical Limits of Collision Probability Prediction
Science Vol 296 S.132ff. - <http://www.sciencemag.org> (132.pdf)
und <http://www.sciencemag.org/cgi/content/full/296/5565/132/DC1> Animationen 1-4
und Update der NASA Risk page, 02.03.2005
- [115] Lutz D. Schmadel, Joachim Schubart
Gefunden: Hermes - Die Wiederentdeckung nach 66 Jahren
Sterne und Weltraum 7/2004 S.30ff. SuW **43** Nr. 7, ISSN 0039-1263
- [116] Tilmann Althaus
Komet Tempel 1 enthält Wasser
Sterne und Weltraum 10/2006 S.12f. SuW **45** Nr. 10, ISSN 0039-1263
- Tilmann Althaus / Philip Lamy
Der Kern des Kometen Churyumov-Gerasimenko
Sterne und Weltraum 2/2004 S.15 SuW **43** Nr. 2, ISSN 0039-1263
- Thomas Bürke
Die Entstehung der Karin-Familie
Sterne und Weltraum 11/2002 S.23 SuW **41** Nr. 11, ISSN 0039-1263
- [117] M. P. / Axel M. Quetz, SuW-Redaktion
Partyballon?
Sterne und Weltraum 7/2004 S.7 SuW **43** Nr. 7, ISSN 0039-1263
mit Bild [ISS] beim Vorbeiflug [...vor dem Mond], Tom Laskowski
- auch:
Klaus-Dieter Dunzer / Axel M. Quetz, SuW-Redaktion
Venus- und Merkurdurchgang gleichzeitig?
Joachim Grotherr / Axel M. Quetz, SuW-Redaktion
Venusdurchgang: Wer hat sich wie bewegt?
Sterne und Weltraum 10/2004 S.6 SuW **43** Nr. 6, ISSN 0039-1263
- [118] Götz Hoeppe
Im Schatten des Titan
Sterne und Weltraum 7/2004 S.21f. SuW **43** Nr. 7, ISSN 0039-1263
- [119] Stefan Heutz
Auf dem Weg zum Jupiter - Hochaufgelöste Planetenphotos
Sterne und Weltraum 7/2004 S.64f. SuW **43** Nr. 7, ISSN 0039-1263

- [120] Peter C. Slansky
Was leistet die Philips ToUcam? - Empirische Testverfahren für den
Amateurastronomen
Sterne und Weltraum 6/2006 S.74ff. SuW **45** Nr. 6, ISSN 0039-1263
- [121] Joachim Lorenz
Zwei schnelle Kleinplaneten
Sterne und Weltraum 7/2004 S.66 SuW **43** Nr. 7, ISSN 0039-1263
- [122] Jürgen Wolf, Lars Ohlenmacher
Kleinplanet 2004 XP14 bei seinem dichten Erdvorbeiflug am 3. Juli 2006 (Bild)
Sterne und Weltraum 10/2006 S.54 SuW **45** Nr. 10, ISSN 0039-1263
- [123] Tilmann Althaus / Hsiang-Kuang Chang et al.
Mit Röntgenstrahlung Transneptune aufspüren
Sterne und Weltraum 10/2006 S.11, SuW **45** Nr. 10, ISSN 0039-1263
- Axel M. Quetz
Bedeckung durch TNOs
Sterne und Weltraum 10/2006 S.92f. SuW **45** Nr. 10, ISSN 0039-1263
- Hsiang-Kuang Chang et al.
Occultation of X-rays from Scorpius X-1 by small trans-neptunian objects
Nature 442, S.660-663 [2006]
- [124] Karl Brandl
pers. Mitt. 2002/2004
- [125] Jörn Streppel
Analysis and Design of a Landing Mission to the Jovian Moon Europa using Electric
Propulsion
ILR / DLR, 29.03.2006
- [126] Mark Wade
Encyclopedia Astronautica
Adresse bei Zugriff: <http://www.astronautix.com>
- Einzelne Flugkörper, Flüge, Organisationen und Personen können nach ihrer
Funktion, Typen- bzw. Missionsbezeichnung in den entsprechenden Indizes nach
Fachbereichen oder im Gesamtindex leicht aufgefunden werden. Da die Organisation
einer website im Gegensatz zu einem Buch nicht statisch ist, und sich ein
Momentanzustand nicht durch eine Auflage, ISBN und Drucknummerierung fixieren
läßt, wird für diese Quelle auf eine nähere Spezifizierung verzichtet. -

- [127] Tilmann Althaus
Ein Spion für den Mars - MARS RECONNAISSANCE ORBITER erreicht den Roten Planeten
Sterne und Weltraum 5/2006 S.16ff. SuW **45** Nr. 5, ISSN 0039-1263
- Tilmann Althaus
SMART-1 erreicht den Mond
Sterne und Weltraum 2/2005 S.19f. SuW **44** Nr. 2, ISSN 0039-1263
- Tilmann Althaus
NEW HORIZONS auf dem Weg zum Pluto
Sterne und Weltraum 3/2006 S.14f. SuW **45** Nr. 3, ISSN 0039-1263
- [128] Daniel Fischer
Satellitenrettung mit Hilfe des Mondes
Sterne und Weltraum 7/1998 S.612f. SuW **37** Nr. 7, ISSN 0039-1263
Nach zwei Mondrunden auf einer brauchbaren Bahn
Sterne und Weltraum 10/1998 S.816 SuW **37** Nr. 10, ISSN 0039-1263
- [129] Alan Harris
Asteroidenabwehr im All
Sterne und Weltraum 10/2004 S.21f. SuW **43** Nr. 10, ISSN 0039-1263
- [130] M. Wilh. Meyer
Kometen und Meteore
Kosmos Bibliothek, 1907, Franckh'sche Verlagshandlung Stuttgart
S.59f.,69
- [131] Sabine Wolters
pers. Mitt., Aachen, Frühjahr 2006
- [132] Richard P. Laeser, William I. McLaughlin, Donna M. Wolf
Fernsteuerung und Fehlerkontrolle von Voyager 2
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 1/1987 S.60ff.
- [133] Theodore B. Taylor
Kernwaffen der dritten Generation
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 6/1987 S.38ff.
- [134] Steven Aftergood, David W. Hafemeister, Oleg F. Prilutsky, Joel R. Primack, Stanislaw N. Rodionow
Kernreaktoren im Weltraum
Spektrum der Wissenschaft, ISSN 0170-2971, 8/1991 S.106ff.

- [135] ILS / Lockheed Martin
Atlas Launch System Mission Planner's Guide
Revision 10 - December 2004
CLSB-0409-1109, rev. 10
<http://www.ilslaunch.com> AMPG10.pdf
- [136] Raumflugmechanik I, II
Umdruck zur Vorlesung an der RWTH Aachen - Erstellt im April 1990
- [137] ILS / Lockheed Martin
Proton Launch System Mission Planner's Guide
Revision 6 - December 2004
LKEB-9812-1990, rev. 6
<http://www.ilslaunch.com> pmpg_r6.pdf
- [138] Boeing
Delta IV Payload Planners Guide
October 2000, Update - April 2002
MDC 00H0043
<http://www.boeing.com/dls> DELTA_IV_PPG_2000.PDF,
Delta_IV_PPG_Update_Revised_Nov_2002.PDF
- [139] arianespace
Ariane 5 User's Manual
Issue 4 Revision 0 November 2004
<http://www.arianespace.com> Ariane5_users_manual_Issue4.pdf
- [140] A.E. Roy
Orbital Motion
Second Edition
Adam Hilger Ltd, 1982, ISBN 0-85274-462-5
Preface to Second Edition November 1981
- [141] Thomas Bürke, **SOHO** - Exploring the Sun
Sterne und Weltraum 5/2000 S.338ff. SuW **39** Nr. 5, ISSN 0039-1263
auch: Daniel Fischer
Sohos Rückkehr: die Rettung eines Satelliten
Sterne und Weltraum 11/1998 S.928ff. SuW **37** Nr. 11, ISSN 0039-1263;
Soho wieder im Einsatz
Sterne und Weltraum 4/1999 S.323 SuW **38** Nr. 4, ISSN 0039-1263;
sowie
SuW Special 4 - Sonne, S.38ff., ISSN 1434-2057; und <http://www.suw-online.de>

- [142] Minor Planet Center
New- And Old-Style Minor Planet Designations
<http://cfa-www.harvard.edu/iau/info/OldDesDoc.html>
Temporary Minor Planet Designations
<http://cfa-www.harvard.edu/iau/info/TempDesDoc.html>
- [143] F. Bertoldi, W. Altenhoff, A. Weiss, K.M. Menten, C. Thum
The trans-neptunian object UB313 is larger than Pluto
nature Vol 439, 2 February 2006, doi:10.1038/nature04494
http://www.astro.uni-bonn.de/~bertoldi/ub313/Nature_Bertoldi.pdf
- [144] M.E. Brown, E.L. Schaller, H.G. Roe, D.L. Rabinowitz, C.A. Trujillo
Direct measurement of the size of 2003 UB313 from the Hubble Space Telescope
Astrophys. J. Lett., 643, L61, 2006.
<http://www.gps.caltech.edu/~mbrown/papers/ps/xsize.pdf>

Allgemeine Informationen finden sich u.a. in

- [-] <http://www.spaceguarduk.com>
- [-] Bergmann · Schaefer
Lehrbuch der Experimentalphysik
Band 7 Erde und Planeten
de Gruyter, 1997, ISBN 3-11-012985-X
Vorwort Juni 1997
Band 8 Sterne und Weltraum
de Gruyter, 1997, ISBN 3-11-015173-1
Vorwort Juni 1997
- [-] Oskar Höfling
Physik Band II Teil 3 Quanten und Atome
Dümmler, 1986, ISBN 3-427-41163-X
dreizehnte Auflage, Vorwort im Frühjahr 1986, S.979f.
- [-] Fran Bosnjakovic, K. F. Knoche
Technische Thermodynamik Teil I
7., vollständig neubearbeitete und erweiterte Auflage
Steinkopff Verlag Darmstadt, 1988, ISBN 3-7985-0759-7
- [-] anonym
Periodic Table of the Elements - Table of Periodic Properties of the Elements
Sargent-Welch, 1979/1962-1980, Cat.No. S-188606
- [-] Axel M. Quetz
Lavaozean
Sterne und Weltraum 2/2001 S.194 SuW **40** Nr. 2, ISSN 0039-1263
Sterne und Weltraum 3/2001 S.296 SuW **40** Nr. 3, ISSN 0039-1263
- [-] Scott Adams
The Dilbert Principle, Boxtree, 1996, ISBN 0 7552 2287 2, S.315ff.
printing 4
- [-] Ben R. Rich & Leo Janos
Skunk Works, Warner Books, 1994, ISBN 0 7515 1503 5
Acknowledgements January 1994, reprinted 1997

A. Anhänge

A.1. SI-fremde Einheiten

AE	Astronomische Einheit, 1.49597871475E11 m
Bit	eine binäre Informationseinheit
Byte	8 in einem Wort zur gleichzeitigen Bearbeitung zusammengefaßte Bit
ft	Fuß, foot, feet 1 ft = 12 in = 0.3048 m
Fuß	landschaftlich = 0.25 ... 0.34 m , Pariser, ~ 0.37 m (errechnet aus Literatur- und Kartenangaben nach [32][33])
g	mittlere Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche, 1 g = 9.80665 m/s ²
GB	Gigabyte, 1024 ³ * 8 binäre Informationseinheiten - °)
Goldmark	GM, von 1871 bis 1914 Bezeichnung für die Währung des Deutschen Reiches, die allgemein nur Mark genannt, von 1919 bis 1923 definiert als 1/1395 von 1 Pfund Feingold, d.h. 0.358423 g Au, als inflationsfreie Maßeinheit für die Reparationszahlung; entspricht 0.0115 heutigen Feingold-Unzen von 31.103481 g
in	Zoll, inch 1 in = 0.0254 m
kB	Kilobyte, 1000 * 8 binäre Informationseinheiten - °)
KB	Kilobyte, 1024 * 8 binäre Informationseinheiten - °)
lb	Pfund, 1 lb = 0.4536 kg (Plural: lbs)
LD	Lunar Distance, mittlere Mondentfernung, 1 LD = 3.844E8 m
mag	Größenklasse, logarithmisches Maß der Helligkeit astronomischer Objekte, 5 mag Differenz entsprechen einem Intensitätsunterschied von 1 : 100, somit ist 1 mag ≈ 1 : 2.512. Die Größenklasse mag sinkt mit steigender Helligkeit; dunkelste nachweisbare Objekte um 28mag, mit bloßem Auge um 6 mag, Polarstern ca. 2 mag, Sirius -1.46 mag, Venus bis zu -4.4 mag, Sonne -27.74 mag [49-I-220][109]
MB	Megabyte, 1024 ² * 8 binäre Informationen - °)
Meile	, römische, milia 1479 m mile, UK, 1 mile = 1760 yds = 1609.3426 m statute mile, U.S., 1 mi = 1760 yds = 1609.3472 m international nautical mile, 1 NM = 1852 m Imperial nautical mile, 1 impNM = 1853.181 m US nautical mile, 1 USNM = 1853.248 m , französische = 4450 m , schweizer = 4800 m , deutsche oder geographische = 1/15 Äquatorgrad = 7420.439 m metrische Post-Meile; in Sachsen, im Norddeutschen Bund nach metr. System = 7500 m , preußische, auch deutsche Land-Meile = 7532.48 m , österreichische = 7586.66 m , sächsische, auch Post-Meile, = 9062 m

..TNT benötigte äquivalente Masse des Sprengstoffes TNT zur Erreichung des freigesetzten bzw. freisetzbaren Energieinhaltes eines explosiven Ereignisses, 4.125 MJ/kgTNT - ¹⁾)
 yd, yds yard, yards, 1 yd = 3 ft = 0.9144 m

°) oft werden für KB, MB, GB stillschweigend und fälschlich $1E3 * 8$, $1E6 * 8$, bzw. $1E9 * 8$ binäre Informationseinheiten angenommen. Die Abweichung beträgt -2.34, -4.63, bzw. -6.87 %.

¹⁾ Meist in Tonnen (tTNT) mit SI-Präfix angegeben. Je nach Quelle werden knapp 4...4.4 MJ/kgTNT genannt oder ergeben sich aus Umrechnungen anderer Angaben. Oft werden 4.184 MJ/kgTNT genannt, was sich aus der in vor-SI-Zeiten als handlich angesehenen Vereinfachung von 1 kgTNT = $1E6$ cal = 4.184 MJ ergibt. TNT setzt tatsächlich etwa 4.6 MJ/kg explosiv frei, also 1.1157 kgTNT. Der Äquivalentwert berücksichtigt also bereits Verluste. Hier werden durchgehend 4.125 MJ/kgTNT angenommen, der Mittelwert der sich aus einer größeren Menge von genauen Angaben in der verwendeten Literatur ergebenden Werte.

A.2. Bezeichnungssysteme für kleine Körper des Sonnensystems

Ab dem 01.01.1925 wurden neue Beobachtungen wegen der Zunahme ihrer Häufigkeit und den begrenzten Kapazitäten zur Bahnnachrechnung zuerst nur registriert und mit einer Bezeichnung nach dem Muster *YYYY MZN* versehen. *YYYY* steht für die Jahreszahl und *M* für die Monatshälfte, also den Zeitraum vom 01. bis einschließlich 15. des Monats oder vom 16. bis zum letzten Tag des Monats. *I* und *J* sind dabei gleichgesetzt. *Z* steht für den Platz in der zeitlichen Reihenfolge der in diesem Zeitraum beobachteten und gemeldeten Asteroiden. Reicht die Zahl der zugelassenen 25 Buchstaben im Alphabet nicht aus, so wird nach dessen erstem Durchlauf eine tiefergestellt oder kleiner geschriebene Zahl *N* angehängt in der Weise ...QY, QZ, QA1, QB1,... QY1, QZ1, QA2,... usw. Also ist ein Asteroid der ($N * 25 + Z$)-te der im betreffenden Halbmonat *M* des Jahres *YYYY* beobachteten. 1950 DA ist der - A - erste zwischen - D - dem 16.02.1950 und dem 28.02.1950 beobachtete Asteroid, und 2005 ED318 der - D318 - ($318 * 25 + 4$)-te, also 7954-te zwischen - E - dem 01.03.2005 und dem 15.03.2005 gesichtete.

Bei rückwirkender Anwendung vor 1925 wird die erste Stelle der Jahreszahl durch ein A ersetzt, z.B. A904 OA für das erste in der ersten Julihälfte 1904 gesichtete Objekt, damit es nicht zu Verwechslungen mit dem damals verwendeten, jahresunabhängig durchlaufenden doppelten Zählbuchstaben kommt. Es gab mindestens 19 weitere derartige Bezeichnungssysteme mit insgesamt mindestens 44 Schreibweisen; das vom Observatorium Simëis während des Ersten und Zweiten Weltkrieges verwendete ist stellvertretend in der folgenden Tabelle aufgeführt. [142]

Buchstabe	M - Halbmonat	Z - Zähler	für 1892	von 1893 bis 1925	Simëis 1914..18
A	01. .. 15. Januar	1	1	1	1
B	16. .. 31. Januar	2	2	2	2
C	01. .. 15. Februar	3	3	3	3
D	16. .. 28./29. Februar	4	4	4	4
E	01. .. 15. März	5	5	5	5
F	16. .. 31. März	6	6	6	6
G	01. .. 15. April	7	7	7	7
H	16. .. 30. April	8	8	8	8
I	ausgelassen	ausgelassen	8	8	8
J	01. .. 15. Mai	9	9	9	9
K	16. .. 31. Mai	10	10	10	10
L	01. .. 15. Juni	11	11	11	11
M	16. .. 30. Juni	12	12	12	12
N	01. .. 15. Juli	13	13	13	13
O	16. .. 31. Juli	14	14	14	14
P	01. .. 15. August	15	15	15	15
Q	16. .. 31. August	16	16	16	16
R	01. .. 15. September	17	17	17	17
S	16. .. 30. September	18	18	18	18
T	01. .. 15. Oktober	19	19	19	19
U	16. .. 31. Oktober	20	20	20	20
V	01. .. 15. November	21	21	21	21
W	16. .. 30. November	22	22	22	22
X	01. .. 15. Dezember	23	23	23	23
Y	16. .. 31. Dezember	24	24	24	24
Z	ungenutzt	25	25	25	25
Überlaufregel	YYYY -> YYYY + 1 M: Y -> A	N -> N + 1 Z: Z -> A	nicht aufgetreten	Z: Z -> AA durchlaufend bis 1916 ZZ, 1916 AA ... dann umlaufend	YYYYΣ Z ; Z : a, b,.. y, z, aa, .. zz ; alternativ Nummer
spätere Nachträge	nach der selben Regel weitergezählt	nach der selben Regel weitergezählt	YYYY a, b,.. 1914 α, β,..	YYYY a, b,.. mit Leerstelle wegen der Verwechslung mit Kometen (YYYYa), (YYYYb)	unbekannt

Tabelle A.2.1 - Buchstabencode in den vorläufigen Bezeichnungen für Asteroiden

A.3. Transitbeobachtungen vor Sonne und Mond, und nahe Erdpassagen

Lewis gibt in [37-85ff.] zusätzlich zu dem bekannten Atmosphärendurchflug von 1972 über dem Zion National Park drei weitere sichere Beobachtungen sehr naher Vorbeigänge aus dem 19. Jahrhundert an, sowie eine mögliche; eine Verwechslung mit künstlichen Satelliten ist also ausgeschlossen. Eine weitere Beobachtung wurde von Astronomen des ESO in einer Beobachtungspause mit dem freien Auge gemacht. Unter Annahme der wahrscheinlichsten Relativgeschwindigkeit von 40 km/s gibt Lewis die wahrscheinliche Entfernung von der Erde an. Die folgende Tabelle faßt die wichtigsten Daten zusammen:

Datum	Beschreibung	angen. v, km/s	result. Distanz, km
03.07.1845	Meteor von kometenartigem Erscheinungsbild, 26 Minuten beobachtbar; Jahn, Leipzig °)	40	35000
07.07.1872	horizontaler Meteor mit ansteigender Bahn beim verlöschen		~100
22.05.1889	heller, langsamer, horizontaler Meteor; 400 km über Südengland in 16 s, minimale Höhe etwa 80 km über einem Ort 10 km E Oxford; viele Beobachter u.a. in Bristol, Reading, Clifton	25	80
27.10.1890	Komet mit $\frac{1}{2}^\circ$ breitem, 90° langen Schweif; sichtbar von Kapstadt (Südafrika) aus nur von 19:45 bis 20:32; während dieser 47 Minuten einen Bogen von etwa 100° am Firmament beschrieben	40	80000
09.02.1913	zerbrechender Bolide, sichtbar von Regina, Saskatchewan, bis Bermuda; 4000 km in 6 Minuten in der Atmosphäre geflogen	11.11	~100
10.08.1972	Tageslicht-Bolide, sichtbar von Utah bis Alberta über 1500 km, 10.1 km/s Erd-Relativ, -15...-19 mag, 15...80 m, 0.12...18 MtTNT; tiefster Punkt über Süd-Montana; gefährdetste Region von Provo, Utah über Salt Lake City bis Idaho Falls sehr nahe an NORAD	15.0	58
??.03.1992	Komet mit klar sichtbarem Kern von 1 mag (Helligkeit ~ Wega) und fast runder Koma von 2° Durchmesser, aber ohne wahrnehmbaren Schweif; zog in 3 Minuten durch 20° ; Kerndurchmesser bei Albedo 0.07 wäre 340 m, bei $A = 0.023$ etwa 600 m; je nach Dichte kinetische Energie 845...15000 MtTNT	40	20000

[37-85ff.] - °) [130-69]

Tabelle A.3.1 - Beobachtete nahe Erdvorbeigänge von Kleinkörpern

Dr M. Wilhelm Mayer berichtet 1907 in seinem populärwissenschaftlichen Werk *Kometen und Meteore* über visuelle Transitbeobachtungen vor Mond und Sonne, und von nahen Vorbeigängen an der Erde, von denen einer datiert ist:

»Da diese Körper, ehe sie in die Atmosphäre gelangen, offenbar an sich dunkel sind, so wird man wegen ihrer Kleinheit dann nichts mehr von ihnen sehen können. Es sind aber doch, namentlich von du Cellié-Muller, einige Fälle verzeichnet worden, wo man kleine dunkle Körper sehr schnell vor dem Monde und auch der Sonne hinziehen sah.

Diese "kosmischen Sternschnuppen" können unter Umständen ziemlich weit von der Erde entfernt gewesen sein und waren dann in Wirklichkeit recht große Körper, die in diesem Fall nicht mehr zu den Sternschnuppen zu zählen wären.« [130-59f.]

»...solcher Feuerkugeln, die dann oft in wenigen Sekunden in schnellem Fluge einen weiten Weg über die Himmelsdecke hin beschreiben, in einzelnen Fällen aber auch sehr langsam dahinziehen, so daß sie den entzückten Beschauern minutenlang das majestätische Schauspiel gewährten.

So war das merkwürdige Meteor, das am 3. Juli 1845 Jahn in Leipzig beobachtete, 26 Minuten lang sichtbar und erinnerte durch die ganze Art seines Erscheinens so sehr an einen Kometen, daß wir es wohl auch als eine wirkliche Übergangsform von diesen zu den Meteoren anzusprechen haben.« [130-69]

Diese Beobachtungen sollte man im Kontext folgender Bemerkung von Leif Kahl Kristensen sehen:

»Abstract: Objects on collision course with the Earth have t days before impact a daily motion less than $0.0085 \cdot t/d$ and may in practice be undetectable. We need thus not worry about recent NEO in the news media. It seems paradoxical, but they cannot hit the Earth simply because they were discovered. [...] Conclusion: Asteroids or comets heading directly towards the Earth have so small a daily motion 3-4 weeks before impact that they cannot be discovered from the Earth. For protection by interception with short notice, the objects must be discovered from space. The best is of course a discovery years in advance.« [48-829]

A.3.1. Untere Grenze des Durchmessers eines Objektes in Transitbeobachtung

Gesucht ist die geringste Entfernung von der Erdoberfläche h , bzw. der Radius NEO - Erdmittelpunkt R , in der ein Objekt der gemessenen scheinbaren Größe φ^* und Winkelgeschwindigkeit φ' gerade die lokale Fluchtgeschwindigkeit hat. Gegeben sind Gravitationskonstante Γ , Erdradius r_{\oplus} und -masse M_{\oplus} bzw. $\mu_{\oplus} = \Gamma \cdot M_{\oplus}$, sowie die in [117] erwähnten Werte $\varphi^* = 15''$ und $\varphi' = 0.1 \text{ } ^\circ/\text{s}$. Setzt man zur Vereinfachung den Abstand vom Beobachter der geringsten Höhe h des Objektes gleich, legt also den Beobachter in die geozentrische Bahnebene unter das Perigäum, so erhält man gleichzeitig den geringsten Abstand und damit die untere Schranke für die Objektgröße. Es ergibt sich für diesen Abstand die Höhe h

$$h = R - r_{\oplus}$$

mit der lokalen Fluchtgeschwindigkeit

$$v_{\text{Flucht}} = \sqrt{(2 \cdot \mu_{\oplus} / R)}$$

als tangentielle Geschwindigkeit v in h mit der beobachteten scheinbaren Winkelgeschwindigkeit φ'

$$v = \varphi' \cdot h$$

dann durch Gleichsetzen der Geschwindigkeit, quadrieren und umstellen wie folgt

$$\begin{aligned} \varphi' \cdot (R - r_{\oplus}) &= \sqrt{(2 \cdot \mu_{\oplus} / R)} \\ R^3 - 2r_{\oplus} \cdot R^2 + R \cdot r_{\oplus}^2 &= 2 \cdot \mu_{\oplus} / \varphi'^2 \end{aligned}$$

unter Einführung von $Y = R / r_{\oplus}$ und Division durch r_{\oplus}^3 eine Gleichung der Form

$$Y^3 - 2Y^2 + Y = C = 2 \cdot \mu_{\oplus} / (\varphi'^2 \cdot r_{\oplus}^3) ,$$

die iterativ gelöst werden kann. Für den in [117] beschriebenen Fall ergeben sich $C = 1.00879$, $Y=1.7576$, und somit $h = (Y-1) \cdot r_{\oplus} = 4382$ km und $d = \varphi^* \cdot h = 351$ m. Dieser Durchmesser ist als Untergrenze anzusehen, da durch die Überstrahlungseffekte des hellen Hintergrundes eine dunkle Scheibe immer kleiner erscheint als sie ist; visuell ebenso wie photographisch. Eine bekannte Erscheinung dieses Effekts ist die Tropfenform von Merkur oder Venus im Transit vor der Sonne beim Kontakt mit dem Rand der Sonnenscheibe.

Die Winkelbewegung von Erde und Mond (im Perigäum) kann zusammen bis zu $\pm 4,34\%$ von φ' betragen, die tatsächliche parabolische Geschwindigkeit also entsprechend abweichen. Entsprechend eingesetzt ergibt sich mit $\varphi'_{\text{real}} = 1.0434 \varphi'_{\text{beobachtet}}$: $C = 0.9266$; $Y = 1.7315$; $h = 4665.7$ km; $d = 339.3$ m.

Bedeutender für die Beobachtung ist, daß sich das Objekt schnell vor dem hellen Hintergrund bewegt und sich um seinen eigenen Durchmesser in

$$t = \varphi^* / \varphi'$$

weiterbewegt; in diesem Fall ist $t = 0.0417$ s oder $1 / 24$ s. Dies ist die Bildwechselrate von Kinofilmen. Für normal aufgelöstes Fernsehen beträgt sie $1 / 25$ oder $1 / 30$ s, je nach System; für astronomische Kameras oder für die Astronomie angepaßte Webcams sind in der Regel nur Bildwechselraten $\geq 1 / 10$ s nutzbar. [119][121]

A.4. Sämtliche offiziellen Informationen über das Teller-Ulam-Prinzip

Sämtliche vom amerikanischen Verteidigungsministerium freigegebene Darstellungen - »DOE declassified statement« - zur Wirkungsweise von Kernwaffen im Originalwortlaut mit dem Jahr der Veröffentlichung:

1972: »The fact that in thermonuclear (TN) weapons, a fission 'primary' is used to trigger a TN reaction in thermonuclear fuel referred to as a 'secondary'«

1979: »The fact that, in thermonuclear weapons, radiation from a fission explosive can be contained and used to transfer energy to compress and ignite a physically separate component containing thermonuclear fuel.« mit dem betonten Zusatz »*Any elaboration of this statement will be classified.*«

1991: »Fact that fissile and/or fissionable materials are present in some secondaries, material unidentified, location unspecified, use unspecified, and weapons undesignated.«

1998: »The fact that materials may be present in channels and the term 'channel filler,' with no elaboration.«

Einige andere Informationen, z.B. über die Art der in einigen frühen Waffen verwendeten Kernbrennstoffe, wurden ohne weitere präzise technische Angaben ebenfalls freigegeben.

Die voranstehenden sind weltweit die einzigen offiziellen Angaben zur Wirkungsweise von Kernsprengsätzen, die Fusionsbrennstoff verwenden. [25] In allen anderen Ländern außer den USA herrscht totale und erfolgreiche Geheimhaltung, besonders - und auch diesbezüglich besonders im Gegensatz zu den USA - auch im Sinne der Einkapselung freigewordener, aber nicht absichtlich freigegebener Informationen.

A.5. (136199) Eris = 2003 UB313 »Xena« = Planet Lila = Planet X?

Bemerkenswert ist der fast zwei Jahre als 2003 UB313 »Xena« oder »Planet Lila« von der Presse schon als vermeintlich zehnter Planet aufgefaßte Zwergplanet (136199) Eris. Eris ist mit höchster Sicherheit größer als Pluto; diese Schätzung basiert auf der scheinbaren Helligkeit und Entfernung, und gilt selbst beim höchsten anzunehmenden Pluto-Durchmesser bis zu einer angenommenen Albedo < 0.88 . Schon damit handelt es sich um das größte seit dem Planeten Neptun gefundene planetenartige Objekt im Sonnensystem, und den größten festen Himmelskörper seit dem Neptunmond Triton, der von W. Lassell ebenfalls 1846 entdeckt wurde. Messungen der Verzerrung der Punktabbildungsfunktion des Hubble Space Telescope durch das winzige Planetenscheibchen ergeben einen Durchmesser von um 2400 km, Messungen des Wärmestrahlungsgleichgewichtes im mm-Wellenbereich um 3000 km. [143][144] Im Aphel bei 97.5 AE gefunden, war Eris zu langsam für die automatische Erkennung, die jeweils nachtweise auf die in einer Beobachtungsnacht erhaltenen Aufnahmen angewandt wird. Der Fund des bis dato fernsten gesehenen Objektes des Sonnensystems gelang Anfang 2005 nach einer durch andere große langsame KBO angeregten Modifikation der Auswertungsprogramme, die aber auch eine um eine Größenordnung höhere manuelle Nacharbeit erforderte. Kennzeichen des Objektes sind eine sehr hohe Albedo durch eine ausgefrorene CH_4/N_2 -Atmosphäre und ein großer Mond, ehemals als S/2005 (2003 UB313) 1 »Gabrielle« bekannt, nun (136199) I Dysnomia.

Die vorläufig verwendeten Namen sind interne Spitznamen des Entdeckerteams, aus einer neuseeländischen Fernsehserie entliehen. »Planet Lila« entstammt der Adresse einer von den Entdeckern für ihre Entdeckung erstellten website. [15] Eine offizielle Benennung beider und die Nummerierung von 2003 UB313 als Kleinplanet blieben unbefristet zurückgestellt, bis die IAU am 25.08.2006 über den Status entschied. Danach werden (1) Ceres, der nun auch als Kleinplanet registrierte (134340) Pluto und dieses Objekt als Zwergplaneten klassifiziert, und für diesen Status eine Liste mit 12 weiteren Kandidaten aus dem Haupt- und dem Kuipergürtel vorgelegt.

Zwischenzeitlich wurde die Diskussion des umstrittenen Planetenstatus von Pluto durch die Entdeckung zweier weiterer Monde verschärft. Ein Zusammenhang zwischen dieser Benennung der Monde (134340) II und III als Nix und Hydra mit dem in der deutschen Fernsehserie Raumpatrouille Orion öfters schwer angeschlagenen Schiff Hydra besteht mit Sicherheit nicht. Die Initialen wurden vielmehr nach der Sonde New Horizons gewählt, an deren Nutzlast die Entdecker dieser Monde maßgeblich mitarbeiten.

Der Name der mythischen Tochter der Nacht und Zwietrachtsäherin Eris wurde von den Entdeckern von 2003 UB313 als kleine Hommage an die von diesem Objekt erzwungene Diskussion der Definitionen des Planetenstatus gewählt. Die Benennung des Mondes nach Eris' Tochter Dysnomia folgt der mythischen Logik, sowie der vom Entdecker des Plutomondes Charon, J.W. Christy, etablierten Tradition, die erste Silbe des Namens gleichlautend mit dem der Ehefrau des Entdeckers zu wählen. Die Begeisterung und das Interesse an der Astronomie der Kleinplaneten des Sonnensystems über alle Regeln der IAU hinweg, welche die inoffiziellen Spitznamen in der Presse und besonders bei den Fans der Fernsehserie Xena: Warrior Princess auslösten, wird durch den Namen des Mondes ebenfalls geehrt. Dysnomia ist die Personifikation der Gesetzlosigkeit, englisch lawlessness. Der Name der Xena-Darstellerin ist Lucy Lawless.