



universität
wien

DIPLOMARBEIT / DIPLOMA THESIS

Titel der Diplomarbeit / Title of the Diploma Thesis

„Historische Fallmaschinen“

verfasst von / submitted by

Theres Fuhrmann

angestrebter akademischer Grad / in partial fulfilment of the requirements for the
degree of

Magistra der Naturwissenschaften (Mag. rer. nat.)

Wien, 2017 / Vienna, 2017

Studienkennzahl lt. Studienblatt /
degree programme code as it appears on
the student record sheet:

A 190 406 412

Studienrichtung lt. Studienblatt /
degree programme as it appears on
the student record sheet:

Lehramtsstudium
UF Mathematik UF Physik

Betreut von / Supervisor:
Mitbetreut von / Co-Supervisor:

Univ.-Prof. Dr. Martin Hopf
Ass.-Prof. Mag. Dr. Franz Sachslehner

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen einen großen Dank aussprechen, die mich mit ihrer Hilfe am Gelingen dieser Diplomarbeit tatkräftig unterstützt und mich während meiner gesamten Studienzeit begleitet haben.

Allen voran möchte ich Univ.-Prof. Dr. Martin Hopf und Ass.-Prof. Mag. Dr. Franz Sachslehner für die Übernahme und Betreuung meiner Diplomarbeit danken. Ein besonders großes Dankeschön gilt dabei Franz Sachslehner. Danke Franz, für deine Unterstützung bei der Durchführung und Auswertung der Experimente, dass ich mit Fragen jederzeit zu dir kommen konnte und du jedes Mal dein Bestes gegeben hast, um mir weiterzuhelfen, für deine Geduld und deine Hilfe bei der Fertigstellung der Arbeit, besonders als es gegen Ende für mich schon sehr stressig wurde. Zu guter Letzt, danke für die Überlassung der historischen Geräte im Zuge der Diplomarbeit und den Einblick in die historische Sammlung der Fakultät für Physik, den ich dank dir bekommen habe.

Des Weiteren möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mich nicht nur in der Zeit während der Fertigstellung dieser Diplomarbeit ertragen hat, sondern mich auch schon mein ganzes Leben lang begleitet. Insbesondere gehört meiner Mutter Erika, meinen Schwestern Anna und Kristin mein Dank. Danke für das Korrekturlesen der Arbeit.

Außerdem möchte ich mich bei meiner Studienkollegin Pia bedanken. Für deine Freundschaft und Hilfsbereitschaft vom ersten Tag unseres Physikstudiums an. Ohne dich wäre so manche Vorlesung oder Übung nur halb so lustig gewesen. Weiters möchte ich hier meine gute Freundin Marlene erwähnen. Danke für deine liebevollen „Drohungen“, wenn ich mal wieder faul und nachlässig mit meinem Studium war.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Historische Betrachtung des freien Falls	3
2.1	Der freie Fall in der aristotelischen Bewegungslehre	3
2.2	Die Weiterentwicklung der aristotelischen Fallbewegung	9
2.3	Der freie Fall im 15. und 16. Jahrhundert	13
2.4	Das Fallgesetz des Galileo Galilei	14
2.5	Entwicklungen zur Fallbewegung im Schatten von Galilei	18
3	Die Atwood'sche Fallmaschine	20
3.1	Entwicklung der Atwood'schen Fallmaschine.....	20
3.2	Experimente mit der Atwood'schen Fallmaschine	23
3.2.1	Bestimmung der Trägheitsmomente.....	25
3.2.2	Versuchsdurchführung und Ergebnisse	28
3.2.3	Diskussion der Ergebnisse.....	36
3.2.4	Einfluss der Fadenmasse.....	37
3.2.5	Einfluss der Reibung.....	41
3.2.6	Energieerhaltung	43
4	Das Hipp'sche Chronoskop mit Fallapparat.....	45
4.1	Ursprung und Entwicklung des Hipp'schen Chronoskops	45
4.2	Aufbau und Funktion des Hipp'schen Chronoskops	47
4.3	Fallzeitmessung mit dem Hipp'schen Chronoskop	50
4.3.1	Versuchsdurchführung	51
4.3.2	Ergebnisse und Diskussion.....	53
5	Der elektro-ballistische Pendelapparat von Navez.....	54
5.1	Beschreibung des Navez'schen Pendelapparates.....	54
5.2	Versuche mit dem Navez'schen Pendelapparat	56
5.2.1	Schwingungszeiten	56
5.2.2	Versuchsdurchführung und Ergebnisse	57
5.2.3	Diskussion der Ergebnisse.....	64

6	Der Fallapparat nach Lippich.....	66
6.1	Vorüberlegungen von Lippich zu seinem Fallapparat	66
6.2	Beschreibung des Fallapparats nach Lippich.....	68
6.3	Fallversuch mit dem Fallapparat nach Lippich	74
6.3.1	Versuchsdurchführung	74
6.3.2	Auswertung der Fallkurve und Ergebnisse.....	76
6.3.3	Diskussion der Ergebnisse	80
7	Zwei moderne Versuche zur Fallbewegung	82
7.1	Luftkissentisch	82
7.1.1	Versuchsdurchführung.....	82
7.1.2	Ergebnisse	84
7.1.3	Diskussion.....	88
7.2	Fallapparat	90
7.2.1	Beschreibung des Fallapparats.....	90
7.2.2	Ergebnisse	91
7.2.3	Diskussion.....	93
8	Fazit	94
	Literaturverzeichnis.....	96
	Abbildungsverzeichnis.....	100
	Tabellenverzeichnis	106
	Anhang A: Zusammenfassung.....	108
	Anhang B: Abstract	109
	Anhang C: Lebenslauf	110

1 EINLEITUNG

"Die Natur ist unerbittlich und unveränderlich, und es ist ihr gleichgültig, ob die verborgenen Gründe und Arten ihres Handelns dem Menschen verständlich sind oder nicht." – Galileo Galilei (WeltN24 GmbH 2014)

Ein viel diskutiertes Thema in der Geschichte der Physik stellt die natürliche Bewegung des freien Falls dar. Angefangen in der Antike bei Aristoteles bis hin zur Formulierung des heute bekannten Fallgesetzes durch Galileo Galilei im 17. Jahrhundert befassten sich viele Physiker mit dem Phänomen des freien Falls. Und selbst darüber hinaus war der freie Fall noch zentraler Gegenstand zahlreicher Untersuchungen und Experimente.

Beginnend bei den ersten Spekulationen von Aristoteles, über die Weiterentwicklung im Mittelalter bis hin zur Formulierung des Fallgesetzes und den Experimenten von Galilei und seinen Zeitgenossen, gibt diese Diplomarbeit einen Überblick über die wichtigsten historischen Betrachtungen zum freien Fall und versucht die Geschichte zu diesem Thema, aufbauend auf zahlreiche Literatur, aufzuarbeiten.

Anschließend erfolgt eine chronologische Beschreibung der Fallapparate aus der historischen Sammlung der Fakultät für Physik der Universität Wien. Dazu zählen die Atwood'sche Fallmaschine in drei verschiedenen Ausführungen, das Hipp'sche Chronoskop mit Fallapparat, der elektro-ballistische Pendelapparat von Navez mit Fallapparat und der Fallapparat nach Lippich. Da es sich bei diesen Apparaten um sehr alte Instrumente aus dem späten 18. Jahrhundert und 19. Jahrhundert handelt, ist es nicht immer einfach ausführliche Literatur zu manchen Geräten zu erhalten. Dies spiegelt sich auch in den Beschreibungen wider, wodurch manche Kapitel ausführlicher und andere wiederum weniger detailliert ausfallen.

Neben zahlreichen historischen Originalwerken, wie z.B. von Atwood (1784) und Lippich (1866) selbst, aber auch von Stefan Meyer (1896) zum Navez'schen Fallapparat oder von Hirsch (1865) und Oelschläger (1848) zum Hipp'schen Fallapparat, konnte auch auf umfangreiche neuere Literatur, wie z.B. Simonyi (1990) und Freely (2014) zur Geschichte des freien Falls, Schraven (2003 und 2004) zum Fallapparat von Hipp oder Esposito und Schettino (2012) zur Atwood'schen Fallmaschine, zurückgegriffen werden.

Der praktische Teil dieser Diplomarbeit umfasst die Durchführung von Experimenten mit den historischen Fallapparaten der Universität Wien. Dazu zählen die Reproduktionen der originalen Versuche, sowie der Nachweis der Gesetzmäßigkeiten beim freien Fall als auch der verlangsamten Fallbewegung und die Ermittlung der Erdbeschleunigung. Abschließend werden noch zwei moderne Instrumente zum freien Fall vorgestellt, mit ihnen Experimente durchgeführt und den historischen Apparaten gegenübergestellt.

Bei der Auswertung der Messergebnisse wurden neben den herkömmlichen Methoden Kugelschreiber, Papier und Taschenrechner, auch moderne Computerprogramme wie Excel, Mathcad und QTI-Plot verwendet.

2 HISTORISCHE BETRACHTUNG DES FREIEN FALLS

2.1 Der freie Fall in der aristotelischen Bewegungslehre

Die Bewegungslehre des Aristoteles¹, zusammen mit dem gesamten aristotelischen Weltbild, war annähernd über 2000 Jahre vorherrschend (vgl. Hund 1978: 29). Kennzeichnend für die aristotelische Bewegungslehre ist die Unterteilung in Bewegungen nach einer ewigen bzw. ungestörten Ordnung – die Bewegungen der himmlischen Sphären (*motus a se*) – und den irdischen Bewegungen. Bei den irdischen Bewegungen wird wiederum in die Bewegungen der Lebewesen (*motus a se*), sowie in natürliche und erzwungene Bewegungen (*motus secundum naturam/motus naturalis* und *motus violentus*) unterschieden. Unter den natürlichen Bewegungen versteht Aristoteles Bewegungen, die eine gestörte Ordnung wieder herstellen, wonach schwere Körper sich nach unten bewegen und leichte Körper nach oben (Simonyi 1990: 77).

Des Weiteren liegt der aristotelischen Dynamik das Axiom zugrunde, wonach keine Bewegung ohne einer ihr zugrundeliegenden Ursache, bzw. im heutigen Sprachgebrauch, einer ihr zugrundeliegenden Kraft, stattfinden kann: „*omne quod movetur ab alio movetur (alles was in Bewegung ist, wird von etwas anderem bewegt)*“ (Aristoteles zit. nach Dijksterhuis 1956: 30). Daher wird die Bewegung als ein Prozess angesehen, welcher aufhört, sobald keine Kraft mehr wirksam ist. Gemäß der aristotelischen Auffassung muss dabei die wirkende Kraft in unmittelbarem Kontakt mit dem zu bewegenden Körper stehen. Demnach gibt es für jede Bewegung eine zugehörige antreibende Kraft (*motor conjunctus*) - (vgl. Simonyi 1990: 77).

In der aristotelischen Dynamik ist die Bewegung nicht ausschließlich nur von der wirkenden Kraft abhängig. Bei jeder Bewegung eines Körpers, muss dieser auch

¹ Aristoteles (384-322 v. Chr.), Schüler von Platon, zählt zu den größten und einflussreichsten Philosophen aller Zeiten. Seine Werke prägten von der Spätantike bis in die Renaissance Jahrhunderte der Philosophie und selbst heute noch werden sie mit scharfem und nicht-antiquarischem Interesse studiert. Aristoteles hinterlässt eine Vielzahl an Schriften, welche eine große Breite an Disziplinen, wie z.B. Logik, Metaphysik, Ethik, Politik, Rhetorik und viele mehr, umfasst (vgl. Shields 2016).

Widerstände überwinden. Aristoteles brachte diese Faktoren mit der Geschwindigkeit in Verbindung, wonach die Geschwindigkeit mit der antreibenden Kraft und dem Widerstand zusammenhängt. Spätere Aristoteles-Kommentatoren versuchten die Geschwindigkeit, die Kraft und den Widerstand in einen allgemein gültigen Zusammenhang zu bringen, woraus man das Grundgesetz der aristotelischen Bewegungslehre erhält (vgl. Lindberg 2000: 63f und Simonyi 1990: 77). In der heute üblichen Schreibweise lässt sich dieses Grundgesetz wie folgt ableiten (Simonyi 1990: 77):

$$\text{Geschwindigkeit} \sim \frac{\text{antreibende Kraft}}{\text{Widerstand}} \quad \text{bzw.} \quad v \sim \frac{F}{R}$$

Anders ausgedrückt, besagt dieses Grundgesetz, dass die Geschwindigkeit v direkt proportional zur antreibenden Kraft F und indirekt proportional zum Widerstand R ist (vgl. Lindberg 2000: 64). Wirkt eine große Kraft auf einen Körper ein, so bewegt sich dieser auch mit einer größeren Geschwindigkeit und eine kleine Kraft erzeugt eine kleine Geschwindigkeit (vgl. Simonyi 1990: 77).

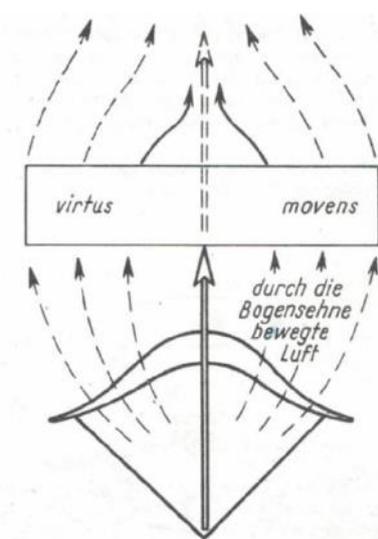


Abbildung 1: Was hält die Bewegung eines Pfeils aufrecht, nachdem er die Bogensehne verlassen hat? (Quelle: Simonyi 1990: 79)

Die Deutung und Anwendung der aristotelischen Bewegungslehre auf alltägliche Phänomene war nicht immer einfach, und bereitete den späteren Aristoteles-Kommentatoren einige Probleme. Besondere Schwierigkeiten gab es bei der Anwendung der aristotelischen Dynamik auf die erzwungene Bewegung eines Wurfes, wie bei einem Schuss mit Pfeil und Bogen. So stellte sich die Frage: Was ist die Ursache, der *motor conjunctus*, für die weitere horizontale Bewegung eines Pfeils, nachdem dieser die Bogensehne verlassen hat? Gemäß der Auffassung von Aristoteles muss die antreibende Kraft, welche für die Bewegung des Pfeils zuständig

ist, zu jeder Zeit der Bewegung in unmittelbarem Kontakt mit dem Pfeil stehen. Bis ins Mittelalter haben die Aristoteles-Kommentatoren für dieses Problem folgende Lösung

abgeleitet: Solange ein Kontakt zwischen dem Pfeil und der Bogensehne besteht, also sich Bogensehne und Pfeil berühren und der Bogen gespannt ist, übernimmt die Spannkraft des Bogens die Funktion des *motor conjunctus*. Dabei bringt er einerseits den Pfeil und dessen umgebendes Medium, also die umgebende Luft, in Bewegung und andererseits überträgt er dem umgebenden Medium eine Bewegungsenergie (*virtus movens*). Verlässt der Pfeil die Bogensehne, so bewegt die umgebende Luft unter Verwendung des *virtus movens* den Pfeil weiter und fungiert somit als *motor conjunctus*. Dabei wird auch die nächste Luftschicht wieder weiterbewegt und erhält ebenfalls ein *virtus movens*. Dieser Prozess der Übertragung eines *virtus movens* wird stetig wiederholt und hält die Bewegung des Pfeils aufrecht. Dadurch steht der Pfeil zu jedem Zeitpunkt der Bewegung in unmittelbarem Kontakt mit dem *motor conjunctus*, welcher für die Bewegung verantwortlich ist. In Abbildung 1 wird diese Auffassung der Aristoteles-Kommentatoren veranschaulicht dargestellt (Simonyi 1990: 79f).

Wesentlich komplizierter, als die zuvor beschriebene Wurfbewegung, ist die natürliche Bewegung, insbesondere jene eines fallenden Körpers. Da ein solcher Körper keine *res animata* ist, also selbst nicht belebt ist, kann er sich offensichtlich von allein nicht bewegen. Da zudem die aristotelische Bewegungslehre keine Fernwirkung kennt, stellt sich nun die Frage, was hier der *motor conjunctus* ist. Unter Zuhilfenahme des gesamten aristotelischen Begriffssystems schafften es die Scholastiker, die hier

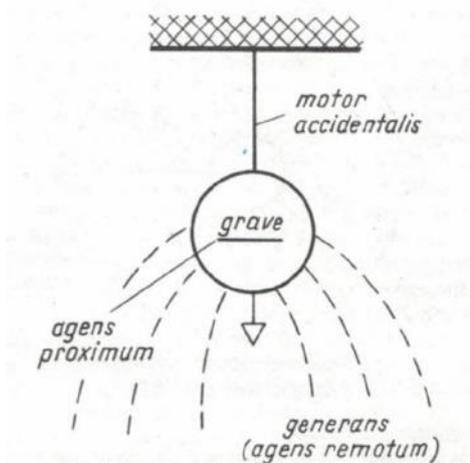


Abbildung 2: Scholastische Auffassung der Bewegung eines frei fallenden Körpers. (Quelle: Simonyi 1990: 79)

auf tretenden Bewegungsabläufe mit der aristotelischen Bewegungslehre zu vereinen. Im Vordergrund steht hier ein *generans*, eine einwirkende Ursache, wobei nicht klar definiert ist, was genau darunter zu verstehen ist. Dieses *generans* soll für die Schwere, im heutigen Sprachgebrauch für das Gewicht, eines Körpers zuständig sein und die Gravitation verursachen. Da jedoch dieses *generans* nicht in direktem Kontakt mit dem Körper steht, kann es nicht die Rolle des *motor conjunctus* übernehmen. Weiteres erzeugt dieses *generans* eine substantielle Form, welche das Wirkende, das *agens*

proximum ist. Die Wirkung der substantiellen Form tritt nicht unmittelbar auf, sondern über die *accidentia*. Das hier auftretende *accidens (agens instrumental)* fungiert als Gravitationsaccidens, welches „die natürliche Lage des Körpers in der Nähe des Erdmittelpunkts“ (Simonyi 1990: 80) vorschreibt. Der *motor accidentalis* übernimmt die Aufgabe, die *impedimenta*, jene Faktoren, welche die Bewegung behindern, zu beseitigen, damit überhaupt eine Bewegung möglich ist. Ein Versuch, dieses komplizierte Begriffssystem zu veranschaulichen, ist in Abbildung 2 zu sehen. Dabei zu beachten ist jedoch, dass die eigentliche Vorstellung durch jede Darstellung in Form von Formeln und Grafiken verfälscht wird. Diese Verfälschungen sind umso gravierender, als es beim Erklären der Phänomene und den dabei gebrauchten Begriffen keine klaren Vorstellungen gegeben hat (Simonyi 1990: 80).

Dijksterhuis formuliert dazu drei wichtige Fragen, welche bei der Untersuchung der Fallerscheinung entstehen:

„Was ist das *aliud* (das andere), das einen fallenden Körper in Bewegung bringt und hält? Wie kommt es, daß der eine Körper im Fallen eine gegebene Strecke in kürzerer Zeit durchläuft als der andere? Welche Ursache bewirkt, daß die Körper im Fallen ihre Bewegung beschleunigen?“ (Dijksterhuis 1956: 28)

Bei der ersten Frage handelt es sich dabei um die Frage nach dem *motor conjunctus* bei einem fallenden Körper. Dieser Frage wurde bereits im vorangegangenen Absatz nachgegangen. Jedoch kann keine konkrete Aussage dazu getroffen werden, was bei der Fallbewegung als *motor conjunctus* dient, da sich Aristoteles dazu nicht eindeutig äußert (vgl. Dijksterhuis 1956: 29).

Auch auf die zweite Frage, warum nicht alle Körper mit einer gleichen Geschwindigkeit fallen, wird bei Aristoteles nicht direkt als solche eingegangen. Man kann lediglich auf seine Meinung aus diversen anderen Ausschnitten schließen, wo er andere seiner Überlegungen zur Fallerscheinungen erläutert (vgl. Dijksterhuis 1956: 29).

„Wenn ein bestimmtes Gewicht eine bestimmte Strecke in einer bestimmten Zeit zurücklegt, so wird ein größeres Gewicht die Strecke in einer kürzeren Zeit zurücklegen, und das Verhältnis der Zeiten wird sich umgekehrt verhalten wie das der Gewichte, das heißt wenn das halbe Gewicht eine gewisse Zeit braucht, so wird das ganze die halbe Zeit brauchen.“ (Aristoteles zit. nach Sambursky 1965: 130)

Gemäß Aristoteles verhält sich also das Gewicht eines herabfallenden Körpers umgekehrt proportional zur Zeit, welche dieser Körper benötigt um eine bestimmte Strecke zurückzulegen (vgl. Lindberg 2000: 63), und direkt proportional zur Fallgeschwindigkeit (vgl. Sambursky 1965: 130).

Bereits bei der Abhandlung des Bewegungsverlaufs bei einem geradlinigen Wurf wurde auf das umgebende Medium eingegangen, ohne welches eine fortdauernde Bewegung nicht möglich wäre. Bei der Untersuchung der Bewegung eines fallenden Körpers kommt Aristoteles erneut auf die Wichtigkeit des umgebenden Mediums zu sprechen, wobei er seine Schlussfolgerungen allerdings nicht experimentell nachgewiesen hatte. So kommt Aristoteles zu der Folgerung, dass die Fallgeschwindigkeit eines fallenden Körpers von der Dichte des umgebenden Mediums abhängt und sich umgekehrt proportional dazu verhält (Sambursky 1965: 136).

In den beiden vorangegangenen Absätzen ist die Fallgeschwindigkeit jeweils als die gemittelte Geschwindigkeit über eine bestimmte Strecke zu verstehen. Bei der Behandlung der dritten von Dijksterhuis formulierten Fragen ist mit der Geschwindigkeit die Geschwindigkeit zu einem bestimmten Zeitpunkt, im heutigen Sprachgebrauch die Momentangeschwindigkeit, gemeint. Schwer zu verstehen ist jedoch, wie Aristoteles versuchte, die aus Alltagserfahrungen bekannte Erscheinung zu erklären, dass die Geschwindigkeit eines fallenden Körpers mit der Zeit zunimmt. Dabei zeigt Aristoteles, dass sich die natürliche geradlinige Fallbewegung nicht ins Unermessliche ausweiten kann, wobei er sich darauf beruft, dass andernfalls auch die Geschwindigkeit und mit ihr die Schwere des fallenden Körpers unendlich groß werden würde. Daher stammt wohl folglich die Meinung, dass die Schwere eines fallenden Körper zunimmt, wenn sich dieser an seinen natürlichen Ort annähert (vgl. Dijksterhuis 1956: 29f). Kurz zuvor verneint Aristoteles jedoch, *„daß ein so äußerlicher Umstand wie die Entfernung zu einem bestimmten Ort irgendeinen Einfluß haben könnte, wo doch die substantielle Form des grave [der Schwere] sich nicht ändert.“* (zit. nach Dijksterhuis 1956: 30)

Zu erwähnen ist nun, dass die Antworten, welche Aristoteles zu den drei oben genannten Fragen in Bezug auf die Fallerscheinung gab, nur sehr unzulänglich ausfallen.

Dies ist wohl darauf zurückzuführen, dass die Fallbewegung eine natürliche Bewegung ist, welche sehr spontan abläuft und daher das Bedürfnis nach einer Erklärung nicht so stark ausgeprägt ist, wie bei einer erzwungenen Bewegung, bei der wir ein Phänomen beobachten können, welches im Widerspruch mit seiner Art zu stehen scheint (vgl. Dijksterhuis 1956: 30).

Erste Kritik an der aristotelischen Bewegungslehre kam vom Aristoteles-Kommentator Johannes Philoponos². Philoponos widerspricht in einem seiner Kommentare der aristotelischen Auffassung, dass sich in einem gegebenen Medium die Geschwindigkeit und das Gewicht eines fallenden Körpers proportional zueinander verhalten (vgl. Freely 2014: 41f). Zudem kritisiert Philoponos den Zusammenhang der Fallgeschwindigkeit und des umgebenden Mediums, welchen Aristoteles annimmt (vgl. Hund 1978: 34).

„Aristoteles nimmt fälschlich an, daß die Zeiten, die zur Bewegung in verschiedenen Stoffen nötig sind, im gleichen Verhältnis zueinander stehen, wie die Dichten dieser Stoffe. Das ist aber völlig irrtümlich, und unsere Auffassung kann durch tatsächliche Beobachtung noch viel eindrucksvoller als durch verbale Argumentation bekräftigt werden. Lassen wir nämlich zwei Gewichte von der gleichen Höhe herabfallen, wobei das eine viel schwerer als das andere sein soll, so bemerken wir, daß das Verhältnis der zur Bewegung nötigen Zeiten nicht von dem Verhältnis der Gewichte abhängt: Der Unterschied zwischen den Fallzeiten ist sehr klein.“ (Philoponos zit. nach Simonyi 1990: 137)

Des Weiteren verwirft Philoponos die aristotelische Theorie zur Wurfbewegung, wonach die dem Wurfobjekt umgebende Luft die Funktion des *motor conjunctus* innehat (vgl. Dijksterhuis 1956: 89). Philoponos ist der Ansicht, dass die Fortbewegung des Wurfgeschosses nicht mit der Luft in Zusammenhang steht (vgl. Hund 1978: 34). Gemäß Philoponos wird stattdessen dem Wurfgeschoss ein bewegendes unstoffliches Vermögen durch den Werfer mitgegeben, welches als *motor conjunctus* fungiert (vgl. Dijksterhuis 1956: 89). Diese Auffassung kommt im 14. Jahrhundert in der Impetustheorie wieder zum Tragen (vgl. Freely 2014: 42).

² Johannes Philoponos (um 490-570) aus Alexandria zählte mit seinen kritischen Kommentaren zu den aristotelischen Theorien als letzter wichtiger Naturphilosoph in der griechischen Antike, der Aristoteles kommentierte (vgl. Freely 2014: 41).

2.2 Die Weiterentwicklung der aristotelischen Fallbewegung

Wie bereits im vorangegangenen Kapitel erläutert, blieben verschiedene Fragen zur Fall- und Wurfbewegung bei Aristoteles unbeantwortet und jene Theorien, wo er explizit seine Meinung kundtat, gaben Anlass für Zweifel. Daher wundert es auch nicht, dass dieses Thema im Mittelalter wieder aufgegriffen und mit großem Interesse behandelt wurde (Dijksterhuis 1956: 198).

Haben sich die Ideen von Albertus Magnus³ zur Bewegungslehre und der Schwerkraft stark an jenen von Aristoteles orientiert (Freely 2014: 124), so verwarf Wilhelm von Ockham⁴ den Ansatz von Aristoteles, dass die bewegende Kraft immer in unmittelbarem Kontakt mit dem zu bewegendem Körper stehen muss (Freely 2014: 172).

In Albertus' Ansichten findet zwar der Begriff Impetus in Bezug auf die Wurfbewegung Anwendung, jedoch betrachtet er diesen ausgehend vom Medium und nicht dem bewegenden Objekt zugehörig. Auch bei der Behandlung der Beschleunigung von fallenden Körpern entlehnt er die Auffassung von Aristoteles. So wird nach der Ansicht von Albertus ein Körper deswegen immer schneller, je mehr er sich der Erde annähert, da dabei sein Sehnen nach seinem natürlichen Ort immer größer wird (vgl. Freely 2014: 124f). Ockham hingegen vertrat weder die Theorien von Aristoteles noch jene der Impetustheorie von Philoponos. Stattdessen betrachtete Ockham den Bewegungsbegriff als einen abstrakten Begriff, der nur innerhalb des bewegten Körpers existiert und lediglich die veränderte Beziehung zweier Körper zueinander im Raum beschreibt (Freely 2014: 170f).

³ Der Dominikaner Albertus Magnus (um 1200-1280) war ein deutscher Gelehrter, der die zur damaligen Zeit bekannten Schriften von Aristoteles in großem Ausmaß aufbereitete. Im Zuge dessen beschäftigte er sich nicht nur mit den Naturwissenschaften, sondern auch mit der Logik, Mathematik, Metaphysik, Politik und Ethik (vgl. Freely 2014: 121f).

⁴ Wilhelm von Ockham (um 1287-1347) zählt zu den berühmtesten Persönlichkeiten in der Geschichte der Philosophie zur Zeit des Hochmittelalters. Heutzutage ist er wohl am bekanntesten für sein Eintreten für den metaphysischen Nominalismus. Neben der Metaphysik vertrat Ockham unter anderem auch in der Logik, der Physik, der Ethik und der Theologie einflussreiche Ansichten (vgl. Spade & Panaccio 2016).

Für die Wissenschaftsgeschichte große Bedeutung kamen den Ideen von Jean Buridan⁵ zu (Freely 2014: 185), welche für die Weiterentwicklung der Bewegungslehre im 14. Jahrhundert sehr fruchtbringend waren (Simonyi 1990: 150).

In seinem Werk „*Questiones octavi libri physicorum*“ beschäftigt sich Buridan mit der, schon in der Antike und später durch Philoponos viel diskutierten Frage aus der aristotelischen Bewegungslehre, was einen frei fallenden Körper in Bewegung hält. Das Problem in diesem Zusammenhang besteht in der aristotelischen Dynamik darin, dass ein unbelebter Körper in Bewegung zur Aufrechterhaltung seiner Bewegung stets in Kontakt mit einem Beweger, dem *motor conjunctus*, sein muss. Dazu zitiert Buridan die zwei von Aristoteles vorgeschlagenen Lösungsmöglichkeiten (Simonyi 1990: 150):

1. Ein bewegender Körper hinterlässt immer wieder ein Vakuum am Ort, den er zuvor aufgrund seiner Bewegung verlässt. Dadurch strömt Luft in den leeren Raum hinter dem Körper nach und bewegt diesen weiter. Diesen Ansatz verwirft Aristoteles selbst, da stets die nachströmende Luft hinter sicher wieder ein Vakuum hinterlässt, in das wiederum Luft nachströmen müsste und immer so weiter. Aristoteles argumentiert weiter, dass dadurch der bewegte Körper all das hinter ihm liegende Universum in Bewegung bringen müsste, was jedoch unmöglich ist (vgl. Simonyi 1990: 150f).
2. Die Bewegung wird durch das vom bewegten Körper an die ihm umgebende Luft übertragene Bewegungsvermögen, dem *virtus movens* wie in Kapitel 2.1 zur Wurfbewegung beschrieben, aufrecht erhalten (vgl. Simonyi 1990: 151).

Buridan kritisiert beide Lösungsmöglichkeiten von Aristoteles. Dazu argumentiert er, dass ein abgeworfener Speer, bei dem das hintere Ende eine scharfe Spitze aufweist, zumindest genauso weit fliegen kann, wie ein anderer geworfener Körper, obwohl aber die nachströmende Luft in wesentlich weniger nach vorne schieben kann. Weiters merkt Buridan an, dass sich ein Schiff noch lange weiterbewegen kann, nachdem der Antrieb

⁵ Jean Buridan (um 1295-1358) war zweimaliger Rektor an der Pariser Universität (zuerst 1328 und dann 1340). Zu den überlieferten Schriften von Buridan zählen hauptsächlich die Vorlesungen, welche er im Zuge seiner Lehrtätigkeit an der Pariser Universität las. Abgesehen von einem Lehrwerk sowie zwei wissenschaftlichen Abhandlungen zur Logik, verfasste Buridan Bücher und Kommentare zu den bedeutendsten Werken von Aristoteles (vgl. Freely 2014: 184).

aussetzt, obwohl die Luft die Bewegung eher hemmt statt fördert, wie jeder feststellen kann, der sich auf Deck des Schiffes befindet (Simonyi 1990: 151).

Buridan schreibt, dass einem Körper, wenn dieser in Bewegung versetzt wird, vom Beweger einen bestimmten *Impetus* übertragen wird und dieser Impetus ist dafür verantwortlich, dass sich ein Körper auf seiner Wurfbahn weiterbewegt, nachdem der Werfer ihn nicht mehr berührt. Der Widerstand der Luft und die Schwerkraft wirken jedoch dem Impetus entgegen, wodurch dieser immer schwächer und die Bewegung immer langsamer wird. Im Weiteren schreibt Buridan, ein Körper mit mehr Masse an Materie kann einen größeren Impetus aufnehmen, als ein Körper mit geringerer Masse an Materie. Nach Buridan verhält sich folglich der Impetus proportional zur Geschwindigkeit und Masse des bewegten Körpers (Crombie 1964: 303f).

Die Impetustheorie von Buridan lässt sich in weiterer Folge auch auf den freien Fall anwenden. Buridan sieht in seiner Impetustheorie auch den Grund, wieso ein schwerer Körper beim freien Fall stets beschleunigt und immer schneller wird. Er argumentiert damit, dass zu Beginn die Gravitation allein den fallenden Körper in Bewegung versetzt, im weiteren Bewegungsverlauf überträgt jedoch die Gravitation dem Körper einen zusätzlichen Impetus, welcher zusammen mit der Schwerkraft den Körper weiter bewegt, wodurch er sich nun schneller fortbewegt als zu Beginn. Dadurch bewegt sich der fallende Körper immer schneller und wodurch wiederum der Impetus immer weiter wächst. Deshalb, so schreibt Buridan, sei es offensichtlich, dass die Bewegung während des freien Falles kontinuierlich beschleunigt wird (Crombie 1964: 304f).

Nikolaus von Oresme⁶ übernahm den Impetusbegriff von Buridan. Als Erklärung für die Beschleunigung eines fallenden Objekts nannte er den Impetus, welcher aufgrund der Schwerkraft anwächst. Entgegen der zur damaligen Zeit überwiegenden Ansicht, die Geschwindigkeit sei von der beim Fall zurückgelegten Strecke abhängig, gelang es

⁶ Nikolaus von Oresme (um 1320-1382) studierte an der Pariser Universität zur Zeit als Buridan dort lehrte und war dessen berühmtester Schüler. Oresme war Sekretär des französischen Kronprinzen und späteren Königs Karl V., der ihm die Aufgabe übertrug, sämtliche Werke von Aristoteles auf Französisch zu übersetzen (vgl. Freely 2014: 191).

Oresme richtig zu schlussfolgern, dass bei der Fallbewegung die Fallzeit direkt proportional zur Fallgeschwindigkeit ist (vgl. Freely 2014: 193).

Von großer Bedeutung bei der Untersuchung des freien Falls sind die Betrachtungen von Albert von Sachsen⁷. Nach Albert von Sachsen sei der Zuwachs in der Geschwindigkeit beim freien Fall zum einen proportional zur Fallzeit und zum anderen proportional zur zurückgelegten Fallstrecke. Jedoch war die sich daraus ergebende Schlussfolgerung, dass nach sehr langer Fallzeit die Geschwindigkeit unendlich groß wird, für ihn nicht zufrieden stellend. So folgerte er, dass der Widerstand während dem Bewegungsverlauf stärker wächst, als der Impetus, sodass im Endzustand die Geschwindigkeit einen definierten Wert nicht übersteigt (Simonyi 1990: 152).

In der Bewegungslehre wurden im 13. und 14. Jahrhundert erstmals die gleichförmige und die gleichmäßig beschleunigte Bewegung, sowie deren Gesetzmäßigkeiten behandelt. Zudem wurden die Begriffe konstante Geschwindigkeit, mittlere Geschwindigkeit und Momentangeschwindigkeit, wie sie auch in der heutigen Mechanik zur Anwendung kommen, verbreitet. Ein weiterer großer Schritt zu dieser Zeit wurde erreicht, indem man die Relativität von Bewegungen erkannte und man durch Einführung der Impetustheorie von der Vorstellung abkam, dass bei jeder Bewegung der bewegte Körper in unmittelbarem Kontakt mit seinem Beweger stehen muss. Interessant war jedoch, dass im Mittelalter, trotz der Widersprüchlichkeit, beim freien Fall teilweise der Ansatz vertreten wurde, die Geschwindigkeit sei proportional zur Fallzeit und andererseits gab es aber auch die Ansicht, die Geschwindigkeit sei proportional zur Fallstrecke (vgl. Simonyi 1990: 153).

⁷ Albert von Sachsen (um 1316-1390) war zur gleichen Zeit wie Buridan an der Pariser Universität tätig und gehörte zu einem der ersten durch ihn beeinflussten Gelehrten. Albert von Sachsen orientierte sich in seinen naturphilosophischen Vorlesungen in Paris an Buridan, wodurch er dazu beitrug, die Ansichten von Buridan zur Erklärung der Wurfbewegung und der Beschleunigung beim freien Fall mittels der Impetustheorie zu verbreiten. Im März 1365 wurde Albert von Sachsen erster Rektor der damals neu gegründeten Universität Wien (vgl. Freely 2014: 190f).

2.3 Der freie Fall im 15. und 16. Jahrhundert

Im 15. Jahrhundert, ein Jahrhundert nachdem die Impetustheorie von Buridan verbreitet wurde, griff Leonardo da Vinci⁸ die Impetustheorie wieder auf und baute auf diese seine Ansichten zur Dynamik auf. In seinen Untersuchungen kam er zu dem Ergebnis, dass eine von einer schiefen Ebene herabrollende Kugel während des Bewegungsvorgangs gleichmäßig beschleunigt wird, sich die Geschwindigkeit also in gleichbleibenden Zeitintervallen immer um denselben Betrag erhöht. Des Weiteren gelang es Leonardo da Vinci zu zeigen, dass eine von einer bestimmten Höhe frei herabfallende Kugel dieselbe Geschwindigkeit erfährt, wie eine Kugel, die von einer schiefen Ebene mit gleicher Anfangshöhe hinunter rollt, wobei jedoch jene Kugel, welche die schiefe Ebene hinab rollt, mehr Zeit für den Vorgang benötigt (Freely 2014: 197).

Eine Verknüpfung zwischen dem freien Fall und der gleichmäßig veränderten Bewegung wird erstmals in den Tagebüchern von Leonardo da Vinci angedeutet (vgl. Simonyi 1990: 166), *„etwa, wenn er vom freien Fall sagt, daß in jedem Zeitintervall ein Geschwindigkeitsgrad hinzukäme, oder bei zwei Körpern, die nacheinander fallen, daß nach jedem Zeitintervall der eine um einen Grad weiter weg ist als der andere.“* (zit. nach Hund 1978: 93) Diesen Zusammenhang kann man nun so verstehen, dass Wege, die in gleichen Zeitintervallen zurückgelegt wurden, mit der Zeit linear wachsen. Wie bereits da Vinci, nur wesentlich deutlicher, hatte später auch Domingo de Soto⁹ den freien Fall mit der gleichmäßig veränderten Bewegung verknüpft (vgl. Hund 1978: 93). Domingo de Soto erklärte dazu, dass beim freien Fall die Geschwindigkeit und die Fallzeit zueinander proportional seien, also die Geschwindigkeit *gleichförmig ungleichförmig*, also gleichförmig beschleunigt sei. Auch beim gerade in die Höhe geworfenen Körper nannte

⁸ Leonardo da Vinci (1452-1519), der berühmteste Gelehrte aus der Zeit der Renaissance (vgl. Simonyi 1990: 165), war ein revolutionärer Wissenschaftler und Künstler. Leider sind seine wissenschaftlichen Entdeckungen und Leistungen in den Bereichen der Dynamik, Mechanik, Optik, Technologie, Hydrostatik, Anatomie und Geologie aufgrund seiner außerordentlichen künstlerischen Meisterleistungen in den Hintergrund gerückt (vgl. Freely 2014: 197).

⁹ Domingo de Soto (1495-1560) war spanischer Jesuit und Beichtvater von Kaiser Karl V (vgl. Simonyi 1990: 162).

er die Bewegung *gleichförmig ungleichförmig*, diesmal jedoch als gleichförmig verzögerte Bewegung. In beiden Fällen wendete Domingo de Soto die mittlere Geschwindigkeit an (vgl. Crombie 1964: 331):

„Wenn ein Körper A sich eine Stunde lang derart bewegt, daß seine Bewegung allmählich von Null bis Acht anwächst, legt er dieselbe Entfernung zurück, wie ein Körper B, der sich in der gleichen Zeit gleichförmig mit der Geschwindigkeit Vier bewegt.“ (Domingo de Soto zit. nach Simonyi 1990: 163)

Auch Giovanni Battista Benedetti¹⁰ zählte zu den Gelehrten, die die aristotelische Auffassung zur Bewegungslehre und mit ihr die Ansichten von Aristoteles zum freien Fall im 16. Jahrhundert kritisch hinterfragten. Benedetti stellte sich mehrere Körper, wobei alle dasselbe Gewicht besitzen sollen, vor und ließ sie gedanklich herabfallen, einmal die Körper miteinander verbunden und einmal getrennt voneinander. Daraus zog Benedetti die Schlussfolgerung, dass sich die Geschwindigkeit unabhängig davon, ob die Körper miteinander verbunden oder getrennt sind, nicht ändern kann. Daher wird ein aus allen einzelnen Körper zusammen gebildeter großer Körper, mit der gleichen Geschwindigkeit herabfallen, wie jeder der einzelnen Körper. Folglich muss für alle Körper bestehend aus demselben Material unabhängig ihrer Größe gelten, dass sie ein und dieselbe Fallgeschwindigkeit besitzen. Jedoch unterlief Benedetti in diesem Zusammenhang ein Fehler. Betrachtet man Körper mit gleichem Volumen, aber unterschiedlichem Material, so waren nach Benedettis Auffassung, die Geschwindigkeit und das Gewicht dieser Körpers zueinander proportional (Crombie 1964: 364f).

2.4 Das Fallgesetz des Galileo Galilei

Ähnlich wie schon Albert von Sachsen und Buridan kritisiert auch Galileo Galilei¹¹ die aristotelische Bewegungslehre (Crombie 1964: 380). So wendet sich Galilei in seinem

¹⁰ Giovanni Battista Benedetti (1530-1590) war italienischer Naturphilosoph (vgl. Hund 1978: 94).

¹¹ Galileo Galilei (1564–1642) spielte seit jeher in jeder Geschichte zur Naturwissenschaft eine bedeutende Rolle, und in vielen Geschichten zur Philosophie ist er einer der zentralen Figuren, wenn nicht sogar die zentrale Figur in der wissenschaftlichen Revolution des 17. Jahrhunderts. Sein Werk in Physik oder Naturphilosophie, Astronomie und Methodik der Wissenschaft regt nach über 400 Jahren noch immer zu Diskussionen an (vgl. Machamer 2017).

Werk „De motu“ gegen die aristotelische Dynamik, und insbesondere gegen die These, dass Körper umso schneller fallen, je schwerer sie sind (vgl. Freely 2014: 302). Wie über tausend Jahre zuvor Philoponos, kam auch Galilei zu der Schlussfolgerung, dass die zur Fallbewegung benötigte Zeit nicht vom Gewicht des fallenden Körpers abhängt (vgl. Freely 2014: 42), was Galilei widerlegt haben soll, indem er verschiedene Gewichte vom schiefen Turm von Pisa hinunterfallen ließ (vgl. Freely 2014: 302). Jedoch ist nicht erwiesen, dass er diese Experimente tatsächlich vom schiefen Turm von Pisa aus durchgeführt hat, stattdessen geht man heute davon aus, dass es sich dabei um Gedankenexperimente handelte. Im Beweis dazu, dass sich Körper bestehend aus demselben Material, aber mit unterschiedlicher Größe gleich schnell bewegen, argumentiert Galilei in Wirklichkeit ident wie schon Benedetti damit, dass ein ganzer Körper nicht schneller fallen kann, als jeder seiner Einzelteile (Crombie 1964: 382).

In einem Brief aus dem Jahr 1606 deutet sich erstmals eine erfolgreiche Wendung in Bezug auf die kinematische Auffassung der Probleme an. So schreibt Galilei in diesem Brief von einem Beweis, dass sich die Strecken s , die ein fallender Körper in bestimmten Zeitabschnitten t zurücklegt, genauso zueinander verhalten, wie die Quadrate der zugehörigen Zeitabschnitte, woraus man den heute bekannten Zusammenhang (Abbildung 3)

$$s = \frac{1}{2}at^2$$

Gleichung 1: Fallgesetz nach Galilei

erhält, wobei a die Beschleunigung ist. Abgeleitet hat er dieses Gesetz, wie er selbst behauptet, aus dem Axiom, dass die zurückgelegte Strecke und die Momentangeschwindigkeit zueinander proportional sind. Wie aber später gezeigt wurde, hatte sich Galilei nicht an diesem Axiom bedient, um seine These zu beweisen, wie er fälschlicherweise sagte, sondern liegt seiner Beweisführung zugrunde, dass sich die Momentangeschwindigkeit proportional zur Zeit verhält. Crombie schreibt dazu, dass Galilei wahrscheinlich seinen Fehler

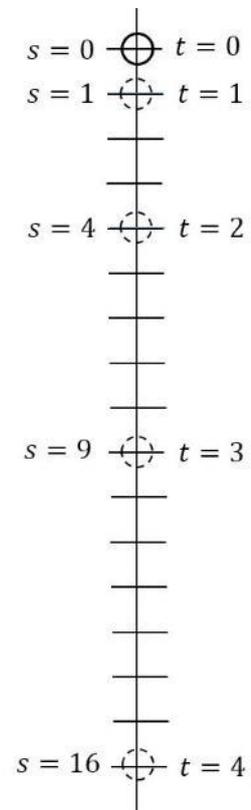


Abbildung 3: Grafische Darstellung des Fallgesetzes

um 1609 bereits erkannt hatte und das richtige Beschleunigungsgesetz formulierte, jedoch wurde es erst 1632 in Galileis Werk „Dialogo“ („*Dialog über die beiden hauptsächlichsten Weltsysteme, das ptolemäische und das kopernikanische*“ (Hund 1978: 97)) veröffentlicht. Des Weiteren schreibt Crombie, ist es möglich, dass Galilei schon 1604 das Experiment mit der schiefen Ebene, auf der eine Kugel hinunterrollt, durchgeführt hat, beschrieben wird es aber erst 1638 in seinen Werk „Discorsi“¹² („*Unterredungen und mathematische Demonstrationen über zwei neue Wissenszweige, die Mechanik und die Fallgesetze betreffend*“ (Hund 1978: 99)), wo er auch wieder seinen mathematischen Beweis dazu darlegt (Crombie 1964: 383).

Unter Verwendung der heute üblichen Schreibweise und analog zu Galilei, kann man die Beweisführung des Fallgesetzes wie folgt ableiten: Unter der Annahme, dass die Fallzeit der Geschwindigkeit v proportional ist, erhält man $v = at$. Beachtet man, dass der Körper mit der Geschwindigkeit Null zu fallen beginnt, ergibt dies für die mittlere Geschwindigkeit $v_m = v/2 = at/2$ und somit folgt daraus für die zurückgelegte Strecke

$$s = v_m t = \frac{at}{2} t = \frac{1}{2} at^2.$$

Weiteres erhält man durch Umformen

$$\frac{s}{t^2} = \frac{a}{2} = \text{const.}$$

beziehungsweise

$$\frac{s_1}{t_1^2} = \frac{s_2}{t_2^2} = \frac{s_3}{t_3^2} = \dots$$

Gleichung 2: Weg-Zeit-Relation beim freien Fall

In Folge ergibt sich: die zurückgelegten Strecken Δs in aufeinanderfolgenden, gleich großen Zeitabschnitten Δt verhalten sich zueinander, wie die aufeinanderfolgenden ungeraden Zahlen: $\Delta s_1 : \Delta s_2 : \Delta s_3 \dots = 1 : 3 : 5 \dots$ (vgl. Simonyi 1990: 202f).

¹² Galileis Discorsi wurden 1636 fertiggestellt, jedoch erst zwei Jahre später veröffentlicht (vgl. Freely 2014: 329). Sie sind für die weitere Entwicklung der Wissenschaft das bedeutendste Werk von Galilei. Bei der Erstellung des Werks hatte Galilei auch seine vorangegangenen Untersuchungen zur Mechanik mit einfließen lassen. Die Discorsi sind in Form einer sechstägigen Unterhaltung zwischen drei Gesprächspartnern geschrieben, wobei der freie Fall und die Versuche an der schiefen Ebene Thema des dritten und vierten Tages sind. Verfasst wurde das Buch in lateinischer Sprache mit italienischen Einschüben (vgl. Simonyi 1990: 200).

Die oben hergeleiteten Zusammenhänge lassen sich sehr einfach experimentell nachweisen, indem man jeweils den Weg und die zugehörige Zeit misst. Beim freien Fall treten jedoch so kleine Zeitabschnitte auf, dass es sehr schwierig wird, diese zu messen und somit das Fallgesetz zu bestätigen. Um dieses Problem der Zeitmessung zu umgehen, hat sich Galilei einer schiefen Ebene bedient (Abbildung 4 – in der halben Zeit wird ein Viertel des Weges zurückgelegt). Den Neigungswinkel der Ebene hat er klein gewählt. Dadurch konnte er den freien Fall, „ohne den Charakter des zeitlichen Ablaufes der Erscheinung zu verändern“ (Simonyi 1990: 203), soweit verlangsamen, dass er die Zeit mit geeigneter Genauigkeit messen konnte. Diese Methode der Verlangsamung des freien Falls hat Galilei damit begründet, dass man bei stetiger Vergrößerung des Neigungswinkels der Ebene (Abbildung 5) das Phänomen des freien Falls wieder erreicht (vgl. Simonyi 1990: 203).

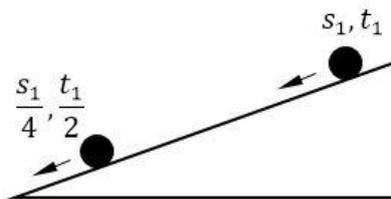


Abbildung 4: Galileis Versuchsprinzip: eine Kugel rollt eine schiefe Ebene hinab

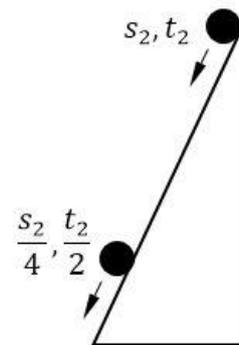


Abbildung 5. Näherung des freien Falls bei Vergrößerung des Neigungswinkels

Zur Zeitmessung verwendete Galilei eine Spezialform der Wasseruhr. Dabei ließ er Wasser aus einem Behälter über eine dünne Röhre für die Zeitspanne, in der die Kugel die schiefe Ebene hinunterrollt, ausfließen. Das ausgeflossene Wasser hatte er in einem zweiten Becher gesammelt und mit einer genauen Waage die Menge bestimmt. So konnte er dann aus der ausgelaufenen Wassermenge auf die Laufzeit der Kugel rückschließen. Mit diesem Verfahren ist es Galilei gelungen, den konstanten Zusammenhang zwischen den zurückgelegten Strecken und den Quadraten der Laufzeit für eine bestimmte schiefe Ebene nachzuweisen (vgl. Simonyi 1990: 203).

Im weiteren Verlauf der Geschichte haben sich Galileis Untersuchungen zum freien Fall als „eine der Grundlagen der Mechanik des 17. Jahrhunderts“ (Crombie 1964: 377) erwiesen.

2.5 Entwicklungen zur Fallbewegung im Schatten von Galilei

Die Weiterentwicklung des freien Falls im 16. und 17. Jahrhundert hat einen wichtigen Teil zur Weiterentwicklung der Dynamik und des naturwissenschaftlichen Denkens geleistet. Eine zentrale Rolle in dieser Weiterentwicklung spielt Galilei, doch bevor Galilei seine Untersuchungen zur Fallbewegung in den Discorsi veröffentlicht hat, wurden auch in den Niederlanden wichtige Fortschritte auf diesem Gebiet gemacht (Dijksterhuis 1956: 366).

So beschreibt Galileis Zeitgenosse Simon Stevin¹³ in einem seiner Werke aus dem Jahr 1586 einen Fallversuch, den er zusammen mit seinem Kollegen De Groot durchgeführt hat (Simonyi 1990: 210):

„Nehmen wir zwei Bleikugeln (wie es [...] Herr Jan Cornets de Groot und ich selbst es getan haben), deren eine um das zehnfache größer und schwerer ist als die ander und lassen wir sie aus einer Höhe von 30 Fuß gleichzeitig fallen, auf ein Brett oder auf irgendeinen Gegenstand, der das Aufprallen gut hörbar macht. Wir werden feststellen, ... daß die Kugeln derart gleichzeitig das Bret erreichen, daß die zwei Töne uns als ein einziger und derselbe erscheinen. Wir werden weiter feststellen, daß dasselbe auch geschieht, wenn wir das Experiment mit gleich großen Kugeln wiederholen, deren Gewichte aber sich wie ein zu zehn verhalten.“ (Stevin zit. nach Simonyi 1990: 210)

Mit diesem Fallversuch gelang es Stevin, die Fallgesetze des Aristoteles und dessen Behauptung, dass sich die Fallzeit, die ein frei fallender Körper zum Zurücklegen einer bestimmten Strecke aus dem Ruhezustand benötigt, umgekehrt proportional zum Gewicht des fallenden Körpers verhält, nachzuprüfen und folglich mit den experimentell erhaltenen Ergebnissen zu widerlegen (vgl. Dijksterhuis 1956: 366).

¹³ Simon Stevin (1548-1620) war flämischer Ingenieur und Mathematiker. Er war der Erste, der die Grundgesetze für die Statik und die Hydrostatik formulierte. Stevins Werk „De thiende“ („Das Zehntel“) war das wichtigste Werk zur Mathematik, das er 1585 verfasst hatte. In deutscher Übersetzung trug das Werk den Untertitel „Das erste Lehrbuch der Dezimalbruchrechnung“ (vgl. Freely 2014: 302ff).

Eine weitere wichtige Leistung zum Verständnis der Fallbewegung hat Isaac Beeckman¹⁴ im Jahr 1618 erbracht. Beeckman gelang es gemeinsam mit Descartes, einen Zusammenhang zwischen dem Verlauf des freien Falls und der Schwerkraft herzustellen (Dijksterhuis 1956: 367), die Aufzeichnungen dazu findet man in seinem Tagebuch (Simonyi 1990: 211).

In heute üblicher Ausdrucksweise lassen sich Beeckmans Aufzeichnungen wie folgt zusammenfassen: Angenommen die Schwerkraft wirkt in Form von vielen kleinen Stößen, die schnell aufeinanderfolgen und jeder dieser Stöße bewirkt einen gleich großen Zuwachs in der Geschwindigkeit. Weiteres soll der Körper die Geschwindigkeit, die er einmal erhalten hat, beibehalten. Wenn nun in den

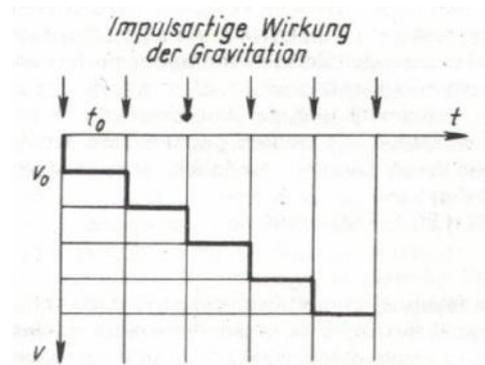


Abbildung 6: Geschwindigkeitsverlauf bei Beeckmans Argumentation der stoßweise wirkenden Schwerkraft. (Quelle: Simonyi 1990: 211)

Zeitabständen t_0 mit jedem Stoß eine Geschwindigkeit v_0 erteilt wird, dann wächst die Gesamtgeschwindigkeit stufenförmig an (Abbildung 6). Erfolgen die Stöße jedoch in immer kleineren Zeitabständen, so geht der stufenförmige Verlauf der Geschwindigkeit in einen linearen Verlauf über, woraus man folglich die Aussage ableiten kann, dass die Geschwindigkeit und die Zeit zueinander proportional sind (Simonyi 1990: 211).|

¹⁴ Isaac Beeckman (1588-1637) war niederländischer Philosoph und Wissenschaftler. Seine Beobachtungen zu den diversesten Naturerscheinungen notierte Beeckman in einem Tagebuch. Er pflegte eine enge Freundschaft mit Simon Stevin und René Descartes (1596-1650), der ein hochangesehener Mathematiker war. Descartes' Ideen zur Bewegung waren stark von Beeckman beeinflusst, obwohl Descartes dies später bestritt (vgl. Freely 2014: 305).

3 DIE ATWOOD'SCHE FALLMASCHINE

3.1 Entwicklung der Atwood'schen Fallmaschine

Die Atwood'sche Fallmaschine, entwickelt vom Engländer George Atwood, beeinflusste die Verbreitung der Newton'schen Mechanik und spielte auch eine große Rolle in Bezug auf den endgültigen Erfolg des Newtonismus, auch wenn dies heutzutage nicht immer richtig erkannt oder sogar berücksichtigt wird (Esposito & Schettino 2012: 7).

George Atwood (1745-1807) beschrieb seine Fallmaschine erstmals 1784 in seinem Lehrbuch „A Treatise on the Rectilinear Motion and Rotation of Bodies“ (Abbildung 7), für das er heute am besten bekannt ist, jedoch hatte er seine Fallmaschine bereits zwischen 1776 und 1779 erfunden (Esposito & Schettino 2012: 8). Bevor Atwood seinen Treatise veröffentlichte, war bereits in einem Brief aus dem Jahr 1780 von dem Portugiesen Magellan¹⁵ von der Atwood'schen Fallmaschine die Rede. Magellan war der erste der die Fallmaschine schriftlich erwähnt und diese, zusammen mit möglichen Experimenten, beschrieben hatte. 1781 wurde erstmals eine Skizze der Fallmaschine in einer Arbeit von dem Italiener Poli¹⁶ abgebildet (Esposito & Schettino 2012: 24).

Wie aus diversen Lehrbüchern seit dem Ende des 18. Jahrhunderts hervorgeht, kam die Atwood'sche Fallmaschine seit jeher in

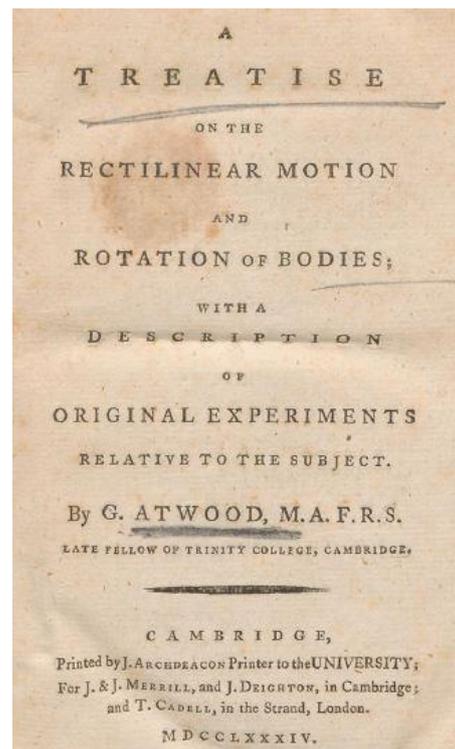


Abbildung 7: Titelseite aus Atwoods Treatise

¹⁵ Jean Hyacinthe de Magellan (ehemals João Jacinto de Magalhães, 1722-1790) war portugiesischer Naturwissenschaftler (vgl. Home 2004).

¹⁶ Giuseppe Saverio Poli (1746-1825) war italienischer Physiker und lehrte an der Militärakademie in Neapel (vgl. Borelli 2015).

Experimenten zum Einsatz, deren Ziel es war, die Gesetze der geradlinigen Bewegung (und der Rotationsbewegung) von Körpern, mit besonderem Bezug auf die Schwerkraft, zu überprüfen (vgl. Esposito & Schettino 2012: 8).

Interessant sind Atwoods Überlegungen zu den Problemen, die in klassischen Experimenten zum freien Fall auftreten (Esposito & Schettino 2012: 9). In Kapitel 7 seines Treatise erläutert Atwood zu Beginn kurz seine Überlegungen und die üblichen Schwierigkeiten bei den Untersuchungen zum freien Fall, bevor er anschließend seine Fallmaschine beschreibt.

Atwood schreibt in seinem Treatise, dass Untersuchungen von frei fallenden Körpern deshalb schwierig sind, da der Luftwiderstand bei den hohen Geschwindigkeiten, die die Körper erreichen, zu Fehlern in der Messung führt. Will man diesen Fehler vermeiden, ist es notwendig die Fallhöhen wesentlich zu reduzieren. Dadurch verkleinern sich aber die Fallzeiten so sehr, dass dies wiederum die Messgenauigkeit beeinflusst. Eine Lösung, dieses Problem zu umgehen und die effektive Beschleunigung zu vermindern, ist es, die Körper in Form von Kugeln eine schiefe Ebene hinunter rollen zu lassen, „*according to the experiments of the celebrated author [Galilei] of this theory*“¹⁷ (Atwood 1784: 296). Wie gewünscht, tritt bei dieser Versuchsanordnung eine konstante Beschleunigung auf, jedoch wird die Situation dadurch verkompliziert, dass der Körper die Ebene hinunter rollt, anstatt zu gleiten (vgl. Greenslade 1985: 25).

In Bezug auf die Untersuchung von Körpern auf der schiefen Ebene, erwähnt Atwood ein weiteres Problem: Es gibt keine Möglichkeit die beschleunigte Masse von der Beschleunigungskraft zu trennen. Man sollte nicht verschiedene Kräfte auf ein und dieselbe Masse anwenden oder die gleiche Kraft auf verschiedene Massen. Gemäß Atwood ist es deshalb notwendig, ein Instrument zu erfinden, das es erlaubt, die Masse des bewegten Körpers, die konstante Kraft, welche den Körper bewegt, die aus der Ruhelage zurückgelegte Strecke, die benötigte Zeit und die erlangte Geschwindigkeit zu untersuchen (vgl. Greenslade 1985: 25).

¹⁷ Wie man im Treatise lesen kann, verweist hier Atwood auf das in Kapitel 2.4 beschriebene Experiment von Galilei, bei der eine Kugel eine schiefe Ebene hinabrollt.

Nun stellt sich jedoch folgende Frage: Wie ist es möglich, eine Reihe von Messungen mit einer einzigen Maschine durchzuführen, in der Kräfte, Massen, Geschwindigkeiten, Strecken und Zeiten eine Rolle spielen (Esposito & Schettino 2012: 11)?

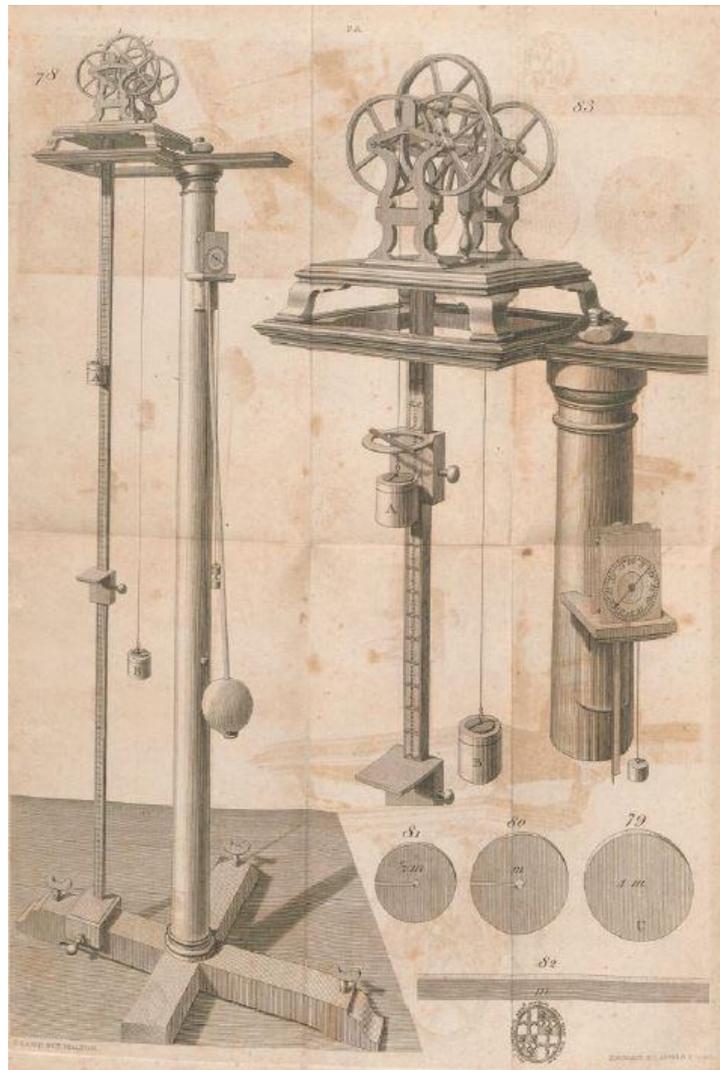


Abbildung 8: Fallmaschine von Atwood, originale Abbildung aus dem Treatise

Atwoods Lösung zu diesem Problem war seine Fallmaschine, wie sie in Abbildung 8 zu sehen ist. Seine Idee war es, eine Maschine zu entwickeln, die es erlaubt, all diese Größen zu untersuchen. Dazu bediente er sich zweier gleich großer Massen m_1 und m_2 , welche er an den beiden Enden einer sehr leichten und dünnen Schnur befestigte. Die Schnur ließ er über eine Umlenkrolle verlaufen, welche um ihre horizontale Achse drehbar gelagert war. Um die Reibung der Umlenkrolle bei Drehung gering zu halten, wird die Umlenkrolle auf vier kleinen Rädern gelagert, welche sich mit der Umlenkrolle

mitdrehen. Solange die Massen zu beiden Seiten der Umlenkrolle gleich groß sind, befindet sich das gesamte System im Gleichgewicht. Fügt man jedoch auf einer der beiden Seiten eine kleine Masse m_A hinzu, so erzeugt man ein Ungleichgewicht und das System wird in Bewegung gesetzt (vgl. Atwood 1784: 299).

Zusätzlich zu dem Räderwerk, bestehend aus der Umlenkrolle und den vier kleinen Rädern, welche Atwood auf einer Säule platzierte, gehörte zu seiner Fallmaschine noch ein Pendel zur Zeitmessung und ein Zollstock zur Längenbestimmung, welcher auf einer zweiten Säule montiert ist (vgl. Esposito & Schettino 2012: 11f).

Die gesamte bewegte Masse M entspricht dann der Summe der Massen m_1 , m_2 und m_A , sowie der trägen Massen der Umlenkrolle und der vier kleinen Rädern, und der Masse der Schnur. Die Masse und die Trägheit der Schnur sind jedoch so minimal, dass sie kaum Einfluss auf die Experimente haben und daher vernachlässigt werden können, wie Atwood schreibt (Atwood 1784: 299f).

3.2 Experimente mit der Atwood'schen Fallmaschine

Zur Durchführung der Experimente stand eine Fallmaschine (als Dauerleihgabe) aus der *Sammlung Physikalischer Geräte* der HTL Ottakring zur Verfügung (Datierung 1900, Fa. Lenoir & Forster; Höhe: 2,3m). Alle anderen in dieser Arbeit verwendeten historischen Geräte gehören zur physikhistorischen Sammlung der Universität Wien, so auch ein metallenes (Datierung „vor 1900“) und ein hölzernes Räderwerk nach Atwood (Datierung ca. 1800), womit ergänzend ebenfalls experimentiert wurde.

Die Fallmaschine der HTL Ottakring (Abbildung 10) ist ähnlich wie jene, die Atwood in seinem Treatise beschreibt, jedoch besitzt sie kein Räderwerk mit einem großen Rad und vier kleinen Rädern, sondern nur mehr eine Umlenkrolle, wie in Abbildung 9 zu sehen. Zusätzlich besitzt die Fallmaschine eine Längenskala (in cm), eine Fallklappe und ein Sekundenpendel. Ein Hebel am Pendel löst die Fallklappe aus, sodass die Bewegung

der Massen zum selben Zeitpunkt beginnt wie die Pendelschwingung. Leider stimmen die Zahlangaben auf dem Maßstab nicht mehr mit den tatsächlichen Längen zusammen, da sich die Holzstaffeln wohl durch das Alter der Maschine bzw. Feuchtigkeitsverlust verkürzt haben.



Abbildung 10: Fallmaschine aus der Sammlung physikalischer Geräte der HTL Ottakring



Abbildung 9: Umlenkrolle und Fallklappe der Fallmaschine aus der Sammlung Physikalischer Geräte der HTL Ottakring

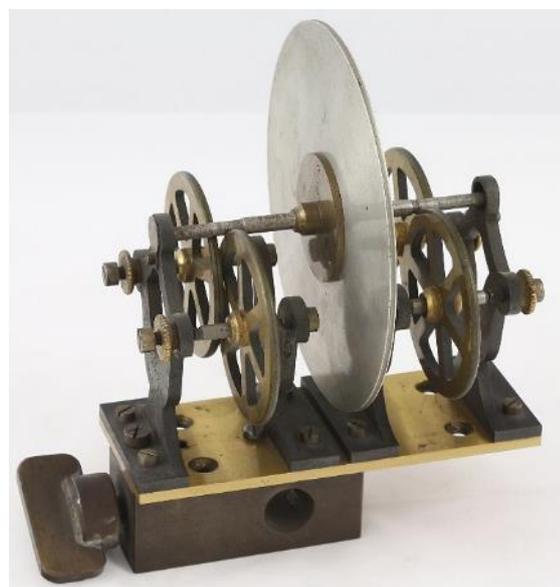


Abbildung 11: Metallenes Räderwerk nach Atwood der Universität Wien

Die Räderwerke (Abbildung 11 und Abbildung 12) bestehen aus den vier kleinen Rädern und einer Umlenkrolle, jedoch ohne einem Pendel und einer Längenskala, wobei eines der beiden Räderwerke aus Metall und das andere aus Holz gefertigt ist. Die dazugehörigen Stative sind nicht mehr erhalten, vermutlich wurden sie aus Platzgründen schon vor langer Zeit entsorgt. Immerhin scheint die Atwood'sche Fallmaschine an der Universität Wien bereits im Inventarverzeichnis der Jahre 1806 bis 1807 auf (Inventarien des physikalischen Institutes 2000). Ebenso wird eine derartige Maschine im Inventarverzeichnis des Jahres 1817 genannt (Kohout und Sachslehner 2010: 23).



Abbildung 12: Hölzernes Räderwerk nach Atwood der Universität Wien

3.2.1 Bestimmung der Trägheitsmomente

Vor Beginn der Fallversuche an den Atwood'schen Maschinen wurde, wurde zuerst für alle drei verwendeten Apparate das Trägheitsmoment der Umlenkrolle nach dem Prinzip des physikalischen Pendels ermittelt. Als Drehachse des physikalischen Pendels diente die Drehachse der Umlenkrolle. Um tatsächlich ein physikalisches Pendel zu erhalten, wurde an der Umlenkrolle jeweils eine kleine Zusatzmasse angebracht. In

Abbildung 13 ist die Position der Anbringung der Zusatzmasse an jeder Umlenkrolle schematisch dargestellt.

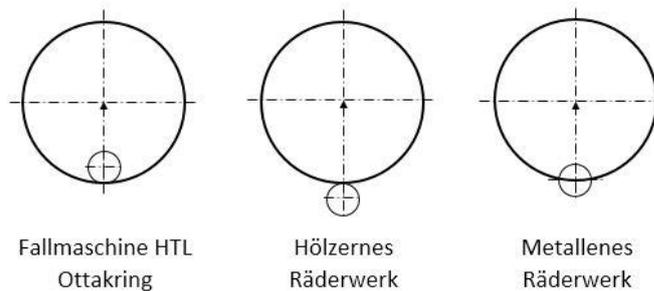


Abbildung 13: Anbringung der Zusatzmasse an der Umlenkrolle

Aus der Schwingungsdauer bei kleinen Auslenkwinkeln lässt sich das Trägheitsmoment des physikalischen Pendels berechnen. Die Schwingungsdauer wurde mit einer Stoppuhr gemessen. Für die Umlenkrollen der Fallmaschine der HTL Ottakring und des metallenen Räderwerks wurde die Schwingungsdauer t_{10} für 10 Schwingungen t_{10} , für das hölzerne Räderwerk für 5 Schwingungen t_5 gemessen und daraus die Schwingungsdauer für eine Schwingung $T = \frac{t_{10}}{10}$ bzw. $T = \frac{t_5}{5}$ bestimmt. Die gemessenen Schwingungszeiten sind in Tabelle 1 angegeben. Die Fehlerrechnung erfolgte, wie auch in allen nachfolgenden Berechnungen, gemäß dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz.

Fallmaschine HTL	Räderwerk Metall	Räderwerk Holz
$t_{10} = (7,40 \pm 0,01)s$	$t_{10} = (5,78 \pm 0,01)s$	$t_{10} = (7,37 \pm 0,01)s$
$T = (0,740 \pm 0,001)s$	$T = (0,578 \pm 0,001)s$	$T = (1,474 \pm 0,002)s$

Tabelle 1: Schwingungsdauer der physikalischen Pendel

Die Masse des Zusatzgewichts $m_z = (69,9472 \pm 0,0003)g$ wurde mit einer Feinwaage gewogen. Der Durchmesser der Zusatzmasse $D_z = (39,70 \pm 0,05)mm$ wurde mit einer Schiebelehre gemessen. Die Durchmesser $D_s = \frac{U_s}{\pi}$ der Umlenkrollen wurden aus dem Rillenumfang U_s bestimmt. Die Winkelrichtgrößen D für die physikalischen Pendel und das Trägheitsmoment der Zusatzmasse für die einzelnen Fallmaschinen können daraus, wie in Tabelle 2 angegeben, berechnet werden.

	Winkelrichtgröße	Trägheitsmoment Zusatzmasse
Fallmaschine HTL Ottakring	$D = m_Z * g * \frac{D_S - D_Z}{2}$	$J_Z = m_Z * \left(\frac{D_Z}{2}\right)^2 * \frac{1}{2} + m_Z * \left(\frac{D_S - D_Z}{2}\right)^2$
Metallenes Räderwerk	$D = m_Z * g * \frac{D_S}{2}$	$J_Z = m_Z * \left(\frac{D_Z}{2}\right)^2 * \frac{1}{2} + m_Z * \left(\frac{D_S}{2}\right)^2$
Hölzernes Räderwerk	$D = m_Z * g * \frac{D_S + D_Z}{2}$	$J_Z = m_Z * \left(\frac{D_Z}{2}\right)^2 * \frac{1}{2} + m_Z * \left(\frac{D_S + D_Z}{2}\right)^2$

Tabelle 2: Winkelrichtgröße der physikalischen Pendel und Trägheitsmoment der Zusatzmasse für die einzelnen Fallapparate

Aus Gleichung 3 für die Schwingungsdauer lässt sich nach Umformen das Trägheitsmoment J des physikalischen Pendels berechnen (Gleichung 4).

$$T = 2\pi * \sqrt{\frac{J}{D}}$$

Gleichung 3: Schwingungsdauer des physikalischen Pendels

$$J = \left(\frac{T}{2\pi}\right)^2 * D$$

Gleichung 4: Trägheitsmoment des physikalischen Pendels

Durch Differenzbildung $J_S = J - J_Z$ aus dem Trägheitsmoment des physikalischen Pendels und dem Trägheitsmoment der Zusatzmasse kann weiters das Trägheitsmoment J_S der Umlenkrolle berechnet werden, woraus sich für die träge Masse der Umlenkrolle M_S Gleichung 5 ergibt.

$$M_S = \frac{J_S}{\left(\frac{D_S}{2}\right)^2}$$

Gleichung 5: Träge Masse der Umlenkrolle

Die Werte für den Rillenumfang U_S , den Durchmesser D_S , das Trägheitsmoment J_S und der trägen Masse M_S der Umlenkrollen, sowie die Winkelrichtgröße D und das Trägheitsmoment J für die physikalischen Pendel und das Trägheitsmoment J_Z der Zusatzmasse können für die einzelnen Atwood'schen Fallapparate Tabelle 3 entnommen werden.

	Fallmaschine HTL	Räderwerk Metall	Räderwerk Holz
U_S [mm]	(534 ± 1)	(368 ± 1)	(657 ± 1)
D_S [mm]	$(169,98 \pm 0,32)$	$(117,14 \pm 0,32)$	$(209,13 \pm 0,32)$
$D \left[\frac{kg * m^2}{s^2} \right]$	$(0,04469 \pm 0,00012)$	$(0,04018 \pm 0,00011)$	$(0,08535 \pm 0,00012)$
J [$* 10^{-4} kg * m^2$]	$(6,199 \pm 0,024)$	$(3,400 \pm 0,011)$	$(46,972 \pm 0,092)$
J_Z [$* 10^{-4} kg * m^2$]	$(3,106 \pm 0,015)$	$(2,537 \pm 0,014)$	$(10,965 \pm 0,029)$
J_S [$* 10^{-4} kg * m^2$]	$(3,093 \pm 0,029)$	$(0,863 \pm 0,017)$	$(36,007 \pm 0,097)$
M_S [g]	$(42,82 \pm 0,41)$	$(25,16 \pm 0,50)$	$(329,3 \pm 1,1)$

Tabelle 3: U_S, D_S, J_S und M_S der Umlenkrollen, D und J der physikalischen Pendel, sowie J_Z der Zusatzmasse für die einzelnen Fallapparate

3.2.2 Versuchsdurchführung und Ergebnisse



Abbildung 14: Laborboy, um die Höhe für das hölzerne Räderwerk anzupassen

Die Versuchsdurchführung und Auswertung der Ergebnisse zur gleichmäßig beschleunigten Bewegung waren für alle drei Atwood'schen Maschinen ähnlich. Ziel war es, für eine gegebene Fallhöhe $h = (1,738 \pm 0,001)m$ die verlangsamte Beschleunigung, mit der sich das System bewegt, zu ermitteln und daraus in Folge die Erdbeschleunigung zu bestimmen.

Die Höhe der Fallklappe an der Fallmaschine der HTL Ottakring konnte nicht verändert werden. Um jedoch die Fallhöhe variieren zu können, besitzt die Fallmaschine eine Auffangplatte (Abbildung 16), welche in der Höhe verstellt werden konnte. Die gewünschte Fallhöhe konnte so durch Verschieben der Auffangplatte eingestellt werden und wurde mit einem Maßband nachgemessen. Bei den beiden Räderwerken wurde zuerst die Fallklappe auf eine bestimmte Höhe fixiert. Ein Laborboy bzw. Hölzer dienten dazu, die gewünschte Höhe zum Boden anschließend anzupassen (Abbildung 14 und Abbildung 15).



Abbildung 16: Auffangplatte der Fallmaschine der HTL Ottakring



Abbildung 15: Hölzer, um die Höhe für das metallene Räderwerk anzupassen

Als Schnur, welche um die Umlenkrolle gelegt wurde, wurde ein Perylknoten mit einem Durchmesser von $0,3\text{mm}$ verwendet. An den beiden Enden der Schnur wurden Gewichtsteller befestigt, auf die im Anschluss die für das Experiment verwendeten Massen in Form von Schlitzgewichten aufgelegt wurden. Damit die beiden Laufmassen m_1, m_2 genau gleich groß waren, erfolgte die Feinabstimmung durch passend zugeschnittene Kupferplättchen und Kupferdrähte. Auch die Antriebsmassen m_A und die Ausgleichsmassen für die Reibung m_R wurden durch Zuschneiden von Kupferplättchen und Kupferdrähten hergestellt. Die verwendeten Massen wurden anschließend mit einer Feinwaage bestimmt und können aus Tabelle 4 entnommen werden.

	Fallmaschine HTL	Räderwerk Metall	Räderwerk Holz
m_A [g]	$(1,1440 \pm 0,0003)$	$(1,1153 \pm 0,0003)$	$(1,7655 \pm 0,0003)$
m_R [g]	$(0,5070 \pm 0,0003)$	$(0,4800 \pm 0,0003)$	$(3,8890 \pm 0,0005)$
m_1 [g]	$(260,1173 \pm 0,0007)$		
m_2 [g]	$(260,1176 \pm 0,0007)$		

Tabelle 4: Verwendete Massen bei den Experimenten mit den drei Atwood'schen Maschinen

Daraus erhält man für die gesamte beschleunigte Masse, inklusive der trägen Masse der Umlenkrolle $M = m_1 + m_2 + m_A + m_R + M_S$. Beschleunigt wird das gesamte System lediglich von der Antriebsmasse m_A , woraus sich die Beschleunigung des Systems gemäß Gleichung 6 berechnen lässt.

$$a = \frac{m_A}{M} * g = \frac{m_A}{m_1 + m_2 + m_A + m_R + M_S} * g$$

Gleichung 6: Verlangsamte Beschleunigung des Systems

Der gerundete Wert $g = 9,808m/s^2$ für die Erdbeschleunigung in Wien (Schwartz & Lindau 2003: 10) wurde, wie auch für alle nachfolgenden Berechnungen, als fehlerfrei angenommen.

Die Beschleunigung a aus Gleichung 6 kann nun in Gleichung 1 eingesetzt und damit durch Umformen die Fallzeit ermittelt werden.

Die berechneten Werte für die Beschleunigung des Systems und die Fallzeit sind in Tabelle 5 angegeben.

	Fallmaschine HTL	Räderwerk Metall	Räderwerk Holz
$a [* 10^{-2} m/s^2]$	$(1,9869 \pm 0,0016)$	$(1,9998 \pm 0,0020)$	$(2,0248 \pm 0,0027)$
$t [s]$	$(13,2267 \pm 0,0066)$	$(13,1840 \pm 0,0077)$	$(13,1023 \pm 0,0096)$

Tabelle 5: Berechnete Beschleunigung des Systems und Fallzeit für die einzelnen Fallmaschinen

Die Zeitnehmung erfolgte bei allen drei Atwood'schen Fallapparaten mit einer elektrischen Stoppuhr (Modell Quantum). Der Start der Fallmaschine geschah über eine Fallklappe, welche beim Auslösen einen Stromkreis unterbricht, wodurch die Zeitnehmung gestartet wurde. Bei der Fallmaschine aus der Sammlung physikalischer Geräte der HTL Ottakring war bereits eine solche Fallklappe vorhanden (Abbildung 19), für die beiden Räderwerke musste eine passende Fallklappe konstruiert werden (Abbildung 18). Das Stoppen der Messung erfolgte durch Schließen eines Stromkreises, wobei der fallende Körper beim Auftreffen auf den Boden ein Aluminiumplättchen (Dicke $50\mu m$) hinunterdrückt, das dadurch einen Kontaktschluss mit zwei anderen Aluminiumplättchen (Dicke 70μ) herstellte (Abbildung 17).



Abbildung 19: Fallklappe der Fallmaschine der HTL Ottakring



Abbildung 18: Fallklappe der beiden Räderwerke



Abbildung 17: Stoppvorrichtung

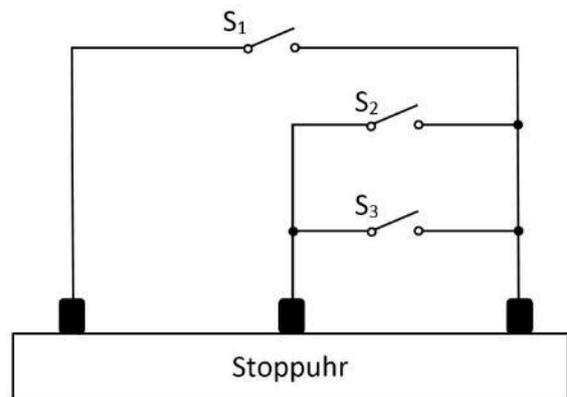


Abbildung 20: Schaltung zum Starten und Stoppen der elektrischen Uhr

Da die Stoppuhr nur beim Kontaktschluss startete und stoppte, die Fallklappe aber den Kontakt unterbricht, wurde eine eigene Schaltung benötigt. Die verwendete Schaltung zum Starten und Stoppen der elektrischen Uhr wurde gemäß Abbildung 20 aufgebaut. Dabei entspricht der Schalter S_1 der Fallklappe, S_2 wurde durch ein Kabel realisiert, dass zum Öffnen und zum Schließen lediglich an- bzw. abgesteckt wurde, und S_3 ist der Schalter zum Stoppen der Zeitmessung. Vor Beginn der Zeitnehmung ist darauf zu achten, dass die Schalter S_1 und S_2 geschlossen und der Schalter S_3 offen ist. Beim Start des Fallvorgangs wird der Schalter S_1 durch Öffnen der Fallklappe ebenfalls geöffnet und die Messung gestartet. Anschließend muss händisch auch S_2 geöffnet werden, wofür während der relativ langen Fallzeit von ca. 13s ausreichend Zeit ist. Gestoppt wird die Messung, indem das Gewicht am Boden auftrifft und dabei den Schalter S_3 schließt.

Die damit gemessenen Fallzeiten sind für alle drei verwendeten Atwood'schen Fallapparate in Tabelle 6 angegeben.

Fallmaschine HTL	Räderwerk Metall	Räderwerk Holz
t [s]		
13,12	13,96	13,97
13,10	14,20	13,52
12,90	14,15	12,67
13,04	14,12	12,60
13,03	13,83	11,87
13,04	14,21	11,23
12,87	14,26	10,39
13,09	14,12	9,78
12,89	14,29	9,83
12,92	13,93	9,61
13,00	14,03	9,78
–	14,00	9,52
–	14,01	9,63
–	14,04	9,90
–	13,63	10,33
–	13,73	10,47
–	13,83	10,84
–	13,81	10,90
–	13,66	11,21
–	13,97	11,56
–	13,93	11,90
–	14,06	12,20
–	–	12,86
–	–	13,55
–	–	14,36
–	–	16,01
–	–	17,38

Tabelle 6: Fallzeiten der gleichmäßig beschleunigten Bewegung für eine Fallhöhe $h = 1,738m$

Aus den gemessenen Fallzeiten kann nun der Mittelwert \bar{t} bestimmt und in weiterer Folge daraus, durch Umformen des Fallgesetzes (Gleichung 1), die Beschleunigung des Systems a' berechnet werden.

Gemäß Gleichung 7 kann weiters auch die Erdbeschleunigung g' berechnet werden.

$$g' = \frac{(m_1 + m_2 + m_A + m_R + M_S)}{m_A} * a'$$

Gleichung 7: Aus den Messergebnissen ermittelte Erdbeschleunigung

Die aus den Experimenten erhaltenen Ergebnisse für die Fallzeit \bar{t} , die Beschleunigung des Systems a' und die ermittelte Erdbeschleunigung g' können für alle drei Atwood'schen Fallmaschinen Tabelle 7 entnommen werden.

	Fallmaschine HTL	Räderwerk Metall	Räderwerk Holz
\bar{t} [s]	(13,000 ± 0,028)	(13,990 ± 0,040)	(11,77 ± 0,040)
a' [$* 10^{-2} m/s^2$]	(2,0568 ± 0,0090)	(1,776 ± 0,011)	(2,51 ± 0,17)
g' [m/s^2]	(10,153 ± 0,046)	(8,710 ± 0,055)	(12,16 ± 0,83)

Tabelle 7: Mittlere Fallzeit, Beschleunigung des Systems und ermittelte Erdbeschleunigung

Des Weiteren wurde derselbe Versuch mit der Atwood'schen Fallmaschine, aus der Sammlung physikalischer Geräte der HTL Ottakring, für verschiedene Fallhöhen wiederholt und die Ergebnisse grafisch dargestellt. Die Zeitmessung erfolgte analog wie bereits zuvor beschrieben. Tabelle 8 zeigt die Messergebnisse.

h [cm]	t [s]			
(25,0 ± 0,1)	4,63	4,64	4,61	–
(50,0 ± 0,1)	6,70	6,73	6,75	6,83
(75,0 ± 0,1)	8,53	8,40	8,40	8,41
(100,0 ± 0,1)	9,70	9,78	9,76	9,78
(125,0 ± 0,1)	10,93	10,95	10,93	–
(150,0 ± 0,1)	12,04	12,04	12,04	–

Tabelle 8: Fallzeiten in Abhängigkeit der Fallhöhen

In weiterer Folge konnte daraus wieder der Mittelwert der Fallzeit \bar{t} und, unter Verwendung von Gleichung 6 und Gleichung 7, die Beschleunigung des Systems, sowie die ermittelte Erdbeschleunigung berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9 angegeben.

h [cm]	\bar{t} [s]	a' [m/s ²]	g' [m/s ²]
(25,0 ± 0,1)	(4,63 ± 0,01)	(0,02332 ± 0,00014)	(11,511 ± 0,070)
(50,0 ± 0,1)	(6,753 ± 0,028)	(0,02193 ± 0,00019)	(10,825 ± 0,095)
(75,0 ± 0,1)	(8,435 ± 0,032)	(0,02108 ± 0,00017)	(10,406 ± 0,085)
(100,0 ± 0,1)	(9,755 ± 0,019)	(0,021017 ± 0,000085)	(10,375 ± 0,043)
(125,0 ± 0,1)	(10,94 ± 0,01)	(0,020888 ± 0,000042)	(10,311 ± 0,023)
(150,0 ± 0,1)	(12,04 ± 0,01)	(0,020695 ± 0,000037)	(10,216 ± 0,020)
(173,8 ± 0,1)	(13,000 ± 0,028)	(0,020568 ± 0,000090)	(10,153 ± 0,046)

Tabelle 9: Fallzeit, Beschleunigung des Systems und ermittelte Erdbeschleunigung

Mit Hilfe von QTI-Plot wurden anschließend die Fallhöhen in Abhängigkeit der Fallzeit (Abbildung 22) grafisch dargestellt und eine Regressionsanalyse mit einem Polynom 2.Ordnung erstellt. Daraus erhält man eine Bewegungsgleichung der Form

$$h(t) = \frac{a}{2} * t^2 + v_0 * t + h_0.$$

Gleichung 8: Bewegungsgleichung für die Fallhöhe in Abhängigkeit der Fallzeit

Die zugehörige Beschleunigung $a/2$ bzw. a , die Anfangsgeschwindigkeit v_0 und die Anfangshöhe h_0 können Abbildung 22 entnommen werden.

Um den linearen Zusammenhang zwischen der Fallhöhe und dem Quadrat der Fallzeit zu zeigen, wurden diese ebenfalls mit QTI-Plot in einem Diagramm dargestellt (Abbildung 21). Unter Verwendung einer linearen Regression ergibt dies eine Bewegungsgleichung der Form

$$h(t^2) = \frac{a}{2} * t^2 + h_0,$$

Gleichung 9: Bewegungsgleichung für die Fallhöhe in Abhängigkeit der Fallzeit zum Quadrat

wobei die zugehörige Beschleunigung $a/2$ bzw. a und die Anfangshöhe h_0 in Abbildung 21 angegeben sind.

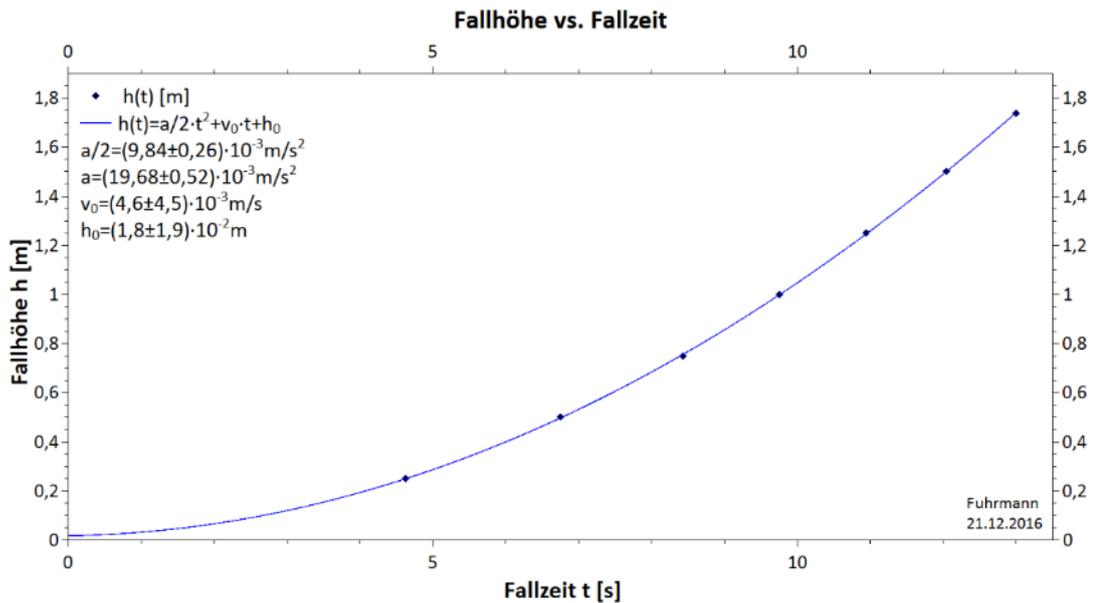


Abbildung 22: Fallhöhe vs. Fallzeit für die Fallmaschine der HTL Ottakring

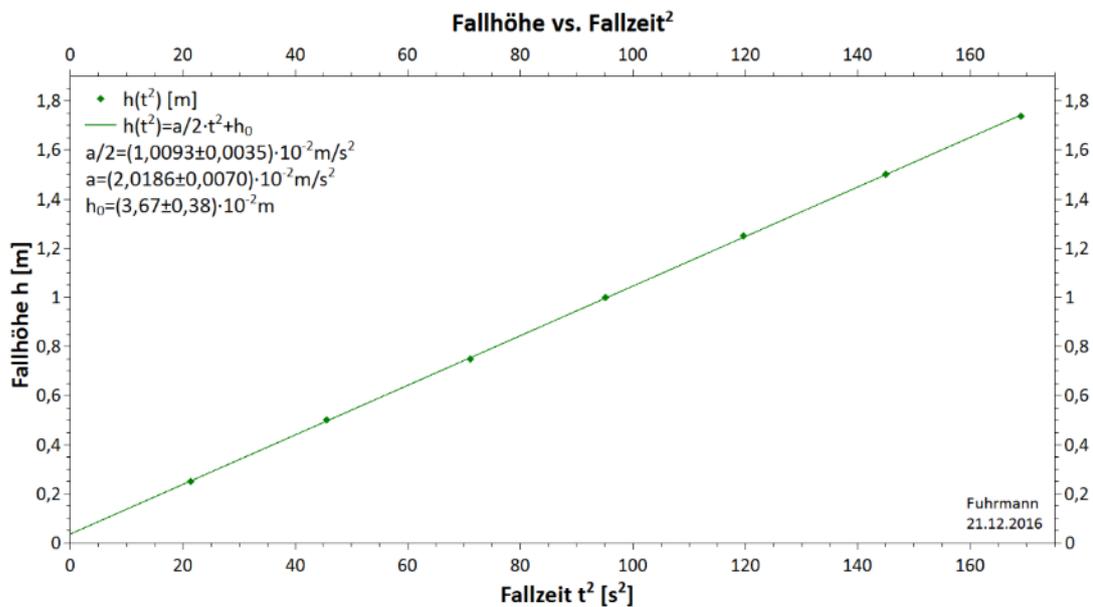


Abbildung 21: Fallhöhe vs. Fallzeit² für die Fallmaschine der HTL Ottakring

Zuletzt wurde auch mit der Fallmaschine der HTL Ottakring noch eine gleichförmige Bewegung für zwei unterschiedliche Strecken s_1 und s_2 untersucht. Dazu wurde eine Antriebsmasse $m'_A = (1,1453 \pm 0,0003)g$, in Form eines länglichen Plättchens, nach einer Beschleunigungsstrecke von $(44,5 \pm 0,1)cm$ abgehoben, sodass sich anschließend das System mit einer konstanten Geschwindigkeit weiterbewegt. Die Zeitmessung erfolgte diesmal mit Lichtschranken der Firma Vernier und unter

Verwendung von LabQuest. Die gemessenen Zeiten sind für beide Strecken in Tabelle 10 angegeben. Der daraus berechnete Mittelwert der Zeit \bar{t} , sowie die durch Umformen der Gleichung $s = v * t$ erhaltene Geschwindigkeit v können ebenfalls Tabelle 10 entnommen werden.

	$s_1 = (130,5 \pm 0,1)cm$	$s_2 = (65,3 \pm 0,1)cm$
$t [s]$	9,677	5,149
	9,539	4,980
	9,599	5,030
	9,513	4,961
	9,584	4,884
	9,582	4,944
	9,588	4,884
	–	4,946
	–	4,917
$\bar{t} [s]$	$(9,583 \pm 0,020)$	$(4,966 \pm 0,028)$
$v [m/s]$	$(0,13618 \pm 0,00031)$	$(0,13149 \pm 0,00077)$

Tabelle 10: Zeit und Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Strecke für eine gleichförmige Bewegung

3.2.3 Diskussion der Ergebnisse

Ein Vergleich von Tabelle 5 und Tabelle 7 zeigt, dass es für alle drei Atwood'schen Fallmaschinen zu Abweichungen der aus den Experimenten erhaltenen Werten, zu den theoretischen Werten für die Fallzeit und die Beschleunigung, kommt. Ebenso auch bei der Erdbeschleunigung. Interessanterweise kommt es hier jedoch bei der Fallmaschine der HTL Ottakring und dem hölzernen Räderwerk Abweichungen von der Theorie nach oben, wohingegen der Wert für das metallene Räderwerk nach unten abweicht. Nicht unerlässlich zu erwähnen ist in diesem Zusammenhang, die Aussagekraft der Ergebnisse zum hölzernen Räderwerk, da die Umlenkrolle nicht 100% rund läuft und sehr deutlich „eiert“, wie mit freiem Auge festgestellt werden konnte. Dies beeinflusst in Folge

wiederum den Bewegungsverlauf des Systems, wie aus der sehr starken Fluktuation der Fallzeiten in Tabelle 6 für das hölzerne Räderwerk hervorgeht.

Im weiteren Verlauf der Versuchsdurchführung konnte in den Experimenten mit der Fallmaschine der HTL Ottakring zur gleichmäßig beschleunigten Bewegung zwar der quadratische Zusammenhang zwischen der Fallzeit und der Fallhöhe (Abbildung 22) bzw. der lineare Verlauf des Quadrats der Fallzeit und der Fallhöhe (Abbildung 21) nachgewiesen werden, jedoch liegt die berechnete Erdbeschleunigung g' wie bereits zuvor über der tatsächlichen Erdbeschleunigung $g = 9,808m/s^2$.

Auch bei den beiden Versuchen zur gleichförmigen Bewegung kommt es zu Diskrepanzen zwischen den experimentellen Ergebnissen und der Theorie. Die Theorie der gleichförmigen Bewegung besagt, dass sich der bewegte Körper mit einer konstanten Geschwindigkeit fortbewegt. Demnach muss die Geschwindigkeit mit der sich das System der Atwood'schen Fallmaschine fortbewegt, nachdem die Antriebsmasse abgehoben wurde, immer gleich groß sein, unabhängig davon, wie lang die Messstrecke ist, unter der Voraussetzung einer gleichen Beschleunigungsstrecke. Die Messergebnisse liefern nichtsdestotrotz für beide Versuche unterschiedliche Geschwindigkeiten (Tabelle 10), wobei die Geschwindigkeit bei längerer Messstrecke größer ist, als jene bei der kürzeren Messstrecke. Folglich muss das System nach Abheben der Antriebsmasse noch einer weiteren Beschleunigung unterliegen. Erklären kann man diese zusätzliche Beschleunigung durch den Einfluss der Fadenmasse und einer etwas zu hoch gewählten Masse für den Reibungsausgleich, welche das System geringfügig weiter beschleunigt.

3.2.4 Einfluss der Fadenmasse

Atwood (1784: 300) schreibt in seinem Treatise, die Masse der Schnur könne in den Experimenten aufgrund ihrer geringen Größe vernachlässigt werden. Die Ergebnisse aus den Versuchen zeigen jedoch, dass der Einfluss der Fadenmasse (für den verwendeten

Faden) sehr wohl von Bedeutung ist. Aufgrund dessen soll nachfolgend eine Korrektur der theoretischen Werte, unter Berücksichtigung der Fadenmasse, für die Fallmaschine aus der Sammlung physikalischer Geräte der HTL Ottakring durchgeführt werden.

Für alle durchgeführten Versuche wurde ein Perylfaeden mit einem Durchmesser von $d = 0,3\text{mm}$ und einer Gesamtlänge von $l = (2,43 \pm 0,01)\text{m}$. Die spezifische Masse des Fadens beträgt $m'_F = (0,0824 \pm 0,0003)\text{g/m}$, für die gesamte Fadenlänge ergibt dies eine Masse von $m_F = (0,2002 \pm 0,0011)\text{g}$.

Zu Beginn der Versuchsdurchführung wurden die Massen so aufeinander abgeglichen, dass sie sich in der Ausgangsposition im Gleichgewicht befinden. Dadurch befindet sich der größte Teil der Fadenmasse auf der Seite ohne Antriebsmasse. Setzt sich nun das System in Bewegung, so wandert der Gewichtteller mit der Antriebsmasse immer weiter Richtung Boden und der Anteil an der Fadenmasse auf dieser Seite wird immer größer. Dies hat zur Folge, dass die Antriebsmasse um den Anteil der Fadenmasse pro zurückgelegten Streckenabschnitt Δs zunimmt. Zu diesem Zweck wurde der Bewegungsverlauf gestückelt und für jeden Streckenabschnitt separat untersucht.

Stückelt man den Bewegungsverlauf wie in Abbildung 23 ersichtlich, so ergibt sich für die Teilstrecken Δs_n ($n = 0,1, \dots, 18$) der folgende Zusammenhang

$$\begin{aligned} \Delta s_1 &= \frac{a_1}{2} * \Delta t_1^2 + v_0 * \Delta t_1, \\ \Delta s_2 &= \frac{a_2}{2} * \Delta t_2^2 + v_1 * \Delta t_2, \\ &\vdots \\ \Delta s_n &= \frac{a_n}{2} * \Delta t_n^2 + v_{n-1} * \Delta t_n, \end{aligned}$$

wobei für die Anfangsbedingungen gelten:

$$s_0 = 0\text{m}, v_0 = 0\text{m/s}, t = 0\text{s}.$$

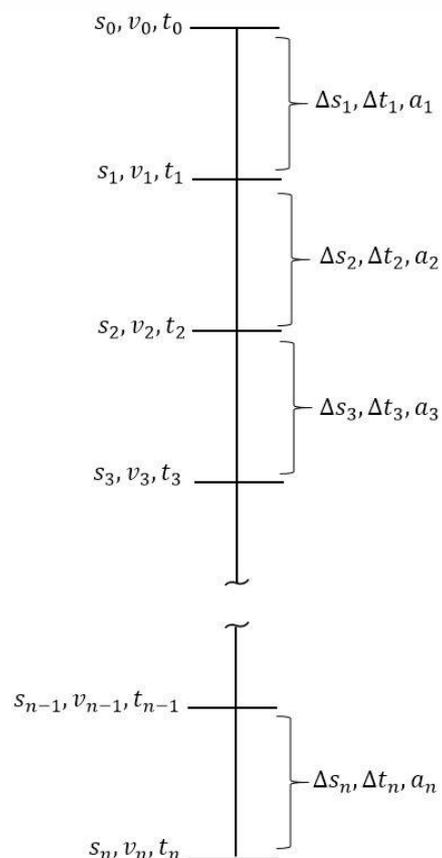


Abbildung 23: Stückelung des Bewegungsverlaufs

Durch Umformen erhält man daraus für die Zeitintervalle die Gleichung

$$\Delta t_n = \frac{\sqrt{2a_n \Delta s_n + v_{n-1}^2} - v_{n-1}}{a_n} \quad (n = 1, 2, \dots, 18)$$

mit den Geschwindigkeiten $v_n = a_n \Delta t_n + v_{n-1}$ ($n = 1, 2, \dots, 18$).

Die Unterteilung des Fallweges erfolgte bis zu einem zurückgelegten Weg von $1,738m$ in lauter gleich große Teilstrecken von $\Delta s_1 = \Delta s_2 = \dots = \Delta s_{17} = 0,1m$, wodurch sich für die letzte Teilstrecke eine Länge von $\Delta s_{18} = 0,038m$ ergibt.

Für die gesamte zurückgelegte Strecke gilt:

$$s_n = \sum_{i=0}^n \Delta s_i, t_n = \sum_{i=0}^n \Delta t_i \quad (n = 0, 1, \dots, 18).$$

Die Beschleunigungen lassen sich nach Korrektur von Gleichung 6 unter Berücksichtigung der Fadenmasse wie folgt berechnen:

$$a_n = \frac{m_A + m'_F * s_n}{m_1 + m_2 + m_A + m_F + m_R + M_S} * g$$

Gleichung 10: Beschleunigung des Systems unter Berücksichtigung der Fadenmasse

Führt man alle diese Berechnungen durch, so erhält man für eine Fallhöhe von $1,738m$ eine Fallzeit von $t_{18} = 13,113s$. Vergleicht man dieses Ergebnis mit der theoretischen Fallzeit von $t = 13,227s$ ohne Berücksichtigung der Fadenmasse und der gemessenen Fallzeit von $\bar{t} = 13,000s$, so kann man bereits eine Verbesserung in der Fallzeit zwischen der Theorie und dem Experiment erkennen. Dadurch sieht man, dass es sich sehr wohl lohnt, die Masse des Fadens in den Berechnungen zu berücksichtigen.

Berücksichtigt man zusätzlich noch einen allgemeinen Fehler $\Delta m = 0,02g$ (gefitteter Wert), welcher auf einen Fehler im Massenabgleich und im Abgleich der Masse für den Reibungsausgleich zurückgeführt werden kann, so ergibt dies analog zu Gleichung 10 für die Beschleunigung

$$a'_n = \frac{m_A + m'_F * s_n + \Delta m}{m_1 + m_2 + m_A + m_F + m_R + M_S} * g.$$

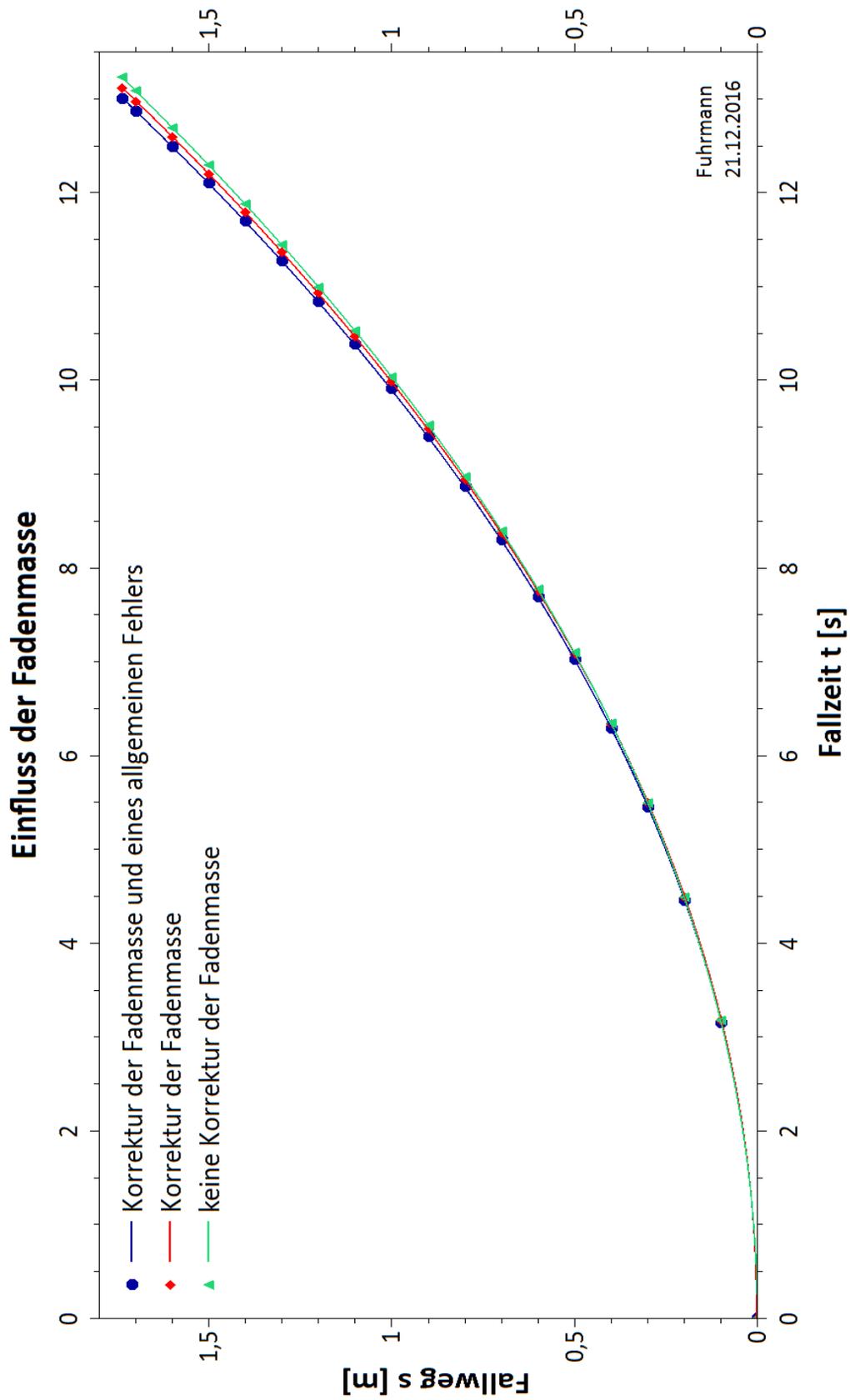


Abbildung 24: Einfluss der Fadenmasse auf die Fallzeit

In weiterer Folge erhält man daraus eine Fallzeit von $t'_{18} = 13,002s$, was eine rechnerische Übereinstimmung mit der Fallzeit aus den Experimenten $\bar{t} = 13,000s$ ergibt, d.h. eine Korrektur der theoretischen Werte durch die Masse des Fadens ist gerechtfertigt. Der Einfluss der Fadenmasse und des allgemeinen Fehlers auf die Fallzeit ist in Abbildung 24 zu sehen.

3.2.5 Einfluss der Reibung

Betrachtet man die experimentellen Werte für die Erdbeschleunigung g' (Tabelle 9 und Abbildung 25), so kann man eine Fluktuation der berechneten Werte erkennen, wobei die Abweichung von der tatsächlichen Erdbeschleunigung g umso größer ausfällt, je kleiner die Fallhöhe ist.

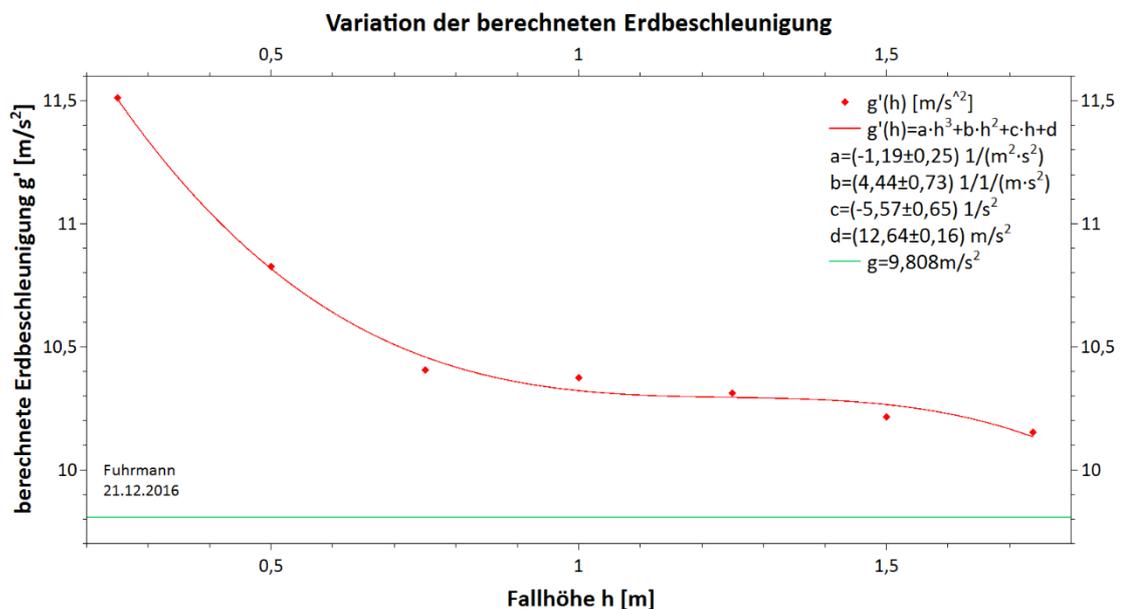


Abbildung 25: Variation der berechneten Erdbeschleunigung für die Fallmaschine der HTL Ottakring

Durch Umformen und Gleichsetzen erhält man aus dem Fallgesetz (Gleichung 1) und Gleichung 6 für die Erdbeschleunigung

$$g = \frac{2s}{t^2} * \frac{m_1 + m_2 + m_A + m_F + m_R + M_S}{m'_A}$$

Gleichung 11: Berechnete Erdbeschleunigung in Abhängigkeit der Antriebsmasse

Wie man daraus sieht, bedeutet ein zu großer Wert für die Erdbeschleunigung, dass die Antriebsmasse zu klein ist, da alle anderen Werte auf Veränderungen zu unempfindlich reagieren. Um den richtigen Wert von $9,808\text{m/s}^2$ für die berechnete Erdbeschleunigung bei jeder Fallhöhe zu erhalten, muss man nun die Antriebsmasse anpassen. Dabei ist bei kleineren Fallhöhen eine größere Anpassung der verwendeten Antriebsmasse von $m_A = 1,1440\text{g}$ notwendig, als bei größeren Fallhöhen. Durch Umformen von Gleichung 11 kann nun für die tatsächliche Erdbeschleunigung g die benötigte Antriebsmasse m'_A berechnen. Die daraus erhaltenen Werte für die Antriebsmasse in Abhängigkeit der Fallhöhe sind in Abbildung 26 dargestellt.

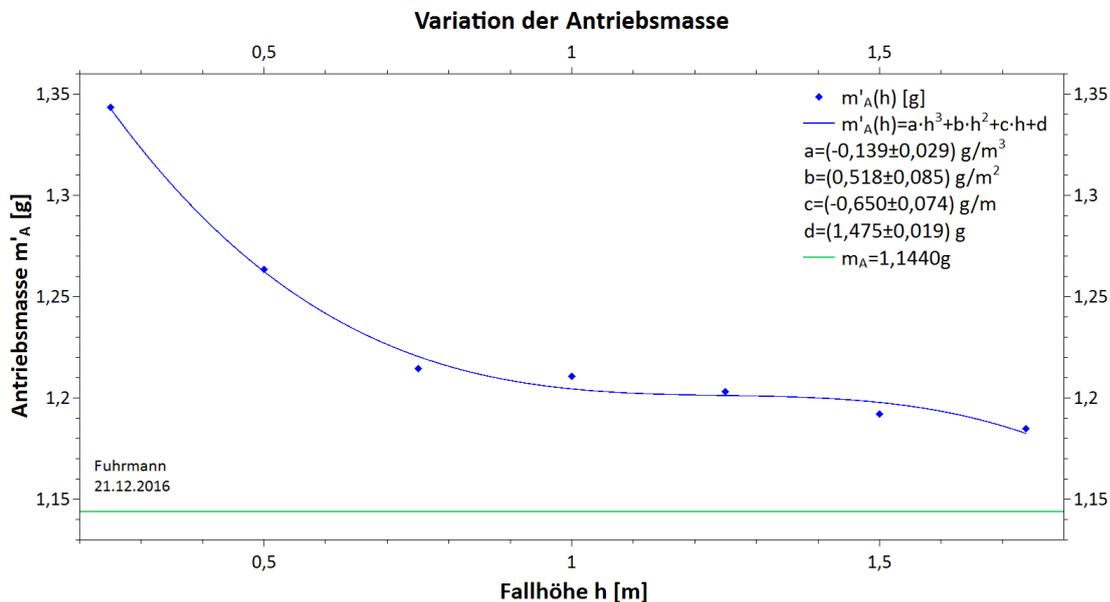


Abbildung 26: Variation der Antriebsmasse für die Fallmaschine der HTL Ottakring

Die Werte der berechneten Antriebsmasse m'_A fallen zunächst rasch und ab der Fallhöhe von $0,75\text{m}$ nur mehr geringfügig. Grundsätzlich kann das so verstanden werden: Mit steigender Fallhöhe werden immer größere Geschwindigkeiten erreicht, dadurch steigt auch die Reibung in den Lagern der Umlenkrolle. Ab der Fallhöhe von $0,75\text{m}$ wird der zunehmende Einfluss der Fadenmasse wirksam, wodurch die Kurve für m'_A nur mehr leicht fällt. Kurzum, die Variation der Antriebsmasse in Abhängigkeit der Fallhöhe kann nun auf eine Überlagerung des Einflusses von Reibung und Fadenmasse zurückgeführt werden.

3.2.6 Energieerhaltung

Aus den Ergebnissen zur gleichförmigen Bewegung bei der Fallmaschine der HTL Ottakring lässt sich unter Berücksichtigung des Einflusses der Masse des Fadens und eines allgemeinen (gefitteten) Massefehlers Δm_A (hauptsächlich Fehler in der Reibungsmasse) die Energieerhaltung ableiten.

Allgemein gilt die Energieerhaltung

$$E_{pot} = E_{kin}.$$

Die gesamte potentielle Energie des Systems der Fallmaschine zu Beginn der Versuchsdurchführung setzt sich lediglich aus der potentiellen Energie der Antriebsmasse $m_A = 1,1440g$ inklusive einer Ausgleichsmasse $\Delta m_A = 0,02836g$, aufgrund der zuvor diskutierten Einflüsse, zusammen. Die Höhe der Massen $h = 0,445m$ entspricht dabei der Beschleunigungsstrecke, welche die Massen zurücklegen, bis die Antriebsmasse abgehoben wird und sich das System mit konstanter Geschwindigkeit weiterbewegt. Bei einer Erdbeschleunigung von $g = 9,808m/s^2$ ergibt dies für die potentielle Energie

$$E_{pot} = (m_A + \Delta m_A) * g * h = 5,1168J.$$

Die kinetische Energie zum Zeitpunkt des Abhebens der Antriebsmasse setzt sich aus der Energie der Translationsbewegung der Massen an der Schnur und der Rotationsbewegung der Umlenkrolle zusammen:

$$E_{kin} = E_{trans} + E_{rot}.$$

Die Energie der Translationsbewegung ergibt bei einer Geschwindigkeit zum Zeitpunkt des Abhebens der Antriebsmasse von $v = 0,140m/s$:

$$E_{trans} = \frac{1}{2} * (m_1 + m_2 + m_A + m_F + m_R) * v^2 = 5,1164J.$$

Die Rotationsenergie berechnet sich aus dem Trägheitsmoment J der Umlenkrolle und der Winkelgeschwindigkeit $\omega = v/r$ für den Radius r der Umlenkrolle zu

$$E_{rot} = \frac{1}{2} * J * \omega^2 = \frac{1}{2} * J * \frac{v^2}{r^2} = 0,00042J.$$

Daraus folgt schließlich für die kinetische Energie des Systems $E_{kin} = 5,1168J$, womit die Energieerhaltung für das System der Fallmaschine gezeigt ist.

Auf eine Fehlerrechnung wurde in diesem und im vorangegangenen Kapitel bewusst verzichtet, da es sich lediglich um eine Veranschaulichung handelt.

4 DAS HIPPI'SCHE CHRONOSKOP MIT FALLAPPARAT

4.1 Ursprung und Entwicklung des Hipp'schen Chronoskops

Das Hipp'sche Chronoskop, entwickelt vom deutschen Uhrenmacher und Mechaniker Matthäus Hipp¹⁸, ist eines der bedeutendsten Erfindungen für die psychologische Forschung im späten 19. und frühen 20. Jahrhundert (Schraven 2004: 1).

Bei einem Besuch von Wilhelm Eisenlohr¹⁹ in Karlsruhe lernte Hipp das Wheatstone'sche Chronoskop kennen, welches Eisenlohr vom englischen Physiker Charles Wheatstone²⁰ erworben hatte. Das Wheatstone'sche Chronoskop diente zum Messen sehr kleiner Zeitintervalle und erlaubte eine Messung auf $\frac{1}{100}$ Sekunden genau. Eisenlohr versuchte, unter Verwendung dieses Chronoskops, die Fallzeit einer Metallkugel zu bestimmen und damit das Fallgesetz von Galilei für fallende Körper nachzuweisen. Jedoch stimmten die Messwerte von Eisenlohr nicht mit den theoretischen Werten des Fallgesetzes überein (Schraven 2003: 3f).

Eine Erklärung für die Abweichung der gemessenen Fallzeit von der theoretischen Fallzeit war schnell gefunden: Das Wheatstone'sche Chronoskop ist so konzipiert, dass es still steht, solange ein mit dem Chronoskop verbundener elektrischer Stromkreis geschlossen ist. Wird dieser Stromkreis unterbrochen, so setzt sich das Chronoskop in Bewegung und die Zeitnehmung wird gestartet, bis der Stromkreis wieder geschlossen wird. Dieses Öffnen und Schließen des Stromkreises erfolgte mit Hilfe einer fallengelassenen Metallkugel, welche zu Beginn einen Teil des Stromkreises darstellt, während des Falls den Stromkreis unterbricht und beim Auffallen den Stromkreis wieder schließt. Dadurch kann das Chronoskop genau jene Zeit messen, welche die Kugel für

¹⁸ Matthäus Hipp (1813-1893) war ein bekannter deutscher Uhrmacher und Mechaniker. Nach Beendigung seiner Ausbildungszeit eröffnete er im Juli 1840 in Reutlingen seine eigene Uhrenwerkstatt. Innerhalb kürzester Zeit erlangte Hipp mit seinen Erfindungen große Bekanntheit in Uhrmacherkreisen (vgl. Schraven 2003: 3f).

¹⁹ Wilhelm Eisenlohr (1799-1872) war deutscher Mathematiker und Physiker (vgl. Ronge 1959: 418).

²⁰ Charles Wheatstone (1802-1875) war britischer Physiker und Erfinder (vgl. Meyer 1909: 579).

den Fall benötigt. Da sich das Uhrwerk des Chronoskops erst in Bewegung setzt, wenn der Stromkreis unterbrochen wird, ist der Bewegungsverlauf zu Beginn eine beschleunigte Bewegung und geht erst nach etwa einer halben Sekunde in eine gleichförmige Bewegung über, woraus die Abweichungen der Messwerte zu den theoretischen Werten resultierten (Oelschläger 1848: 589).

Hipp erkannte dieses Problem des Wheatstone'schen Chronoskop und entwickelte kurze Zeit später sein eigenes Chronoskop, basierend auf dem Wheatstone'schen Chronoskop. Dieses neue Chronoskop wurde mit dem gleichen Experiment, wie zuvor das Wheatstone'sche Chronoskop, getestet und zeigte bemerkenswerte Ergebnisse. Die aus dem Experiment erhaltenen Ergebnisse wichen nur wenige 1/100 Sekunden von den theoretischen Werten ab, wodurch das Newton'sche Fallgesetz nachgewiesen werden konnte (Schraven 2003: 4).

Diese genauen Ergebnisse erreichte Hipp dadurch, dass er das Uhrwerk seines Chronoskops im Gegensatz zum Wheatstone'schen Chronoskop, bereits vor dem Fall der Metallkugel, laufen ließ und die Zeiger erst durch das Unterbrechen des Stromkreises beim Fall der Kugel hinzuschaltete. Dadurch konnte er das Uhrwerk schon vor dem Fall starten und jene Zeitspanne, welche die Uhr benötigt, bis sie eine gleichförmige Bewegung durchführt, ausschließen (Oelschläger 1848: 590).

Das Hipp'sche Chronoskop wurde erstmals 1848 von Wilhelm Oelschläger in seinem Artikel „Das Wheatstone'sche Chronoskop, verbessert vom Uhrmacher Hipp in Reutlingen“ schriftlich erwähnt (Schraven 2003: 5). Ein Jahr später veröffentlichte Oelschläger einen zweiten Artikel über das Hipp'sche Chronoskop, in welchem er eine genaue Beschreibung des Chronoskops gibt. Zusätzlich schreibt er in diesem Artikel von einem Instrument, dem Fallapparat, welcher zum Chronoskop gehört und zum Kalibrieren und zu dessen Kontrolle dient (Schraven 2004: 3). A. Hirsch gibt in seinem im Jahr 1865 veröffentlichten Artikel „Chronoskopische Versuche über die Geschwindigkeit der verschiedenen Sinneseindrücke und der Nerven-Leitung“ eine sehr detaillierte Beschreibung über das Chronoskop wieder (Schraven 2004: 5). Während Oelschläger noch darauf verwies, das Chronoskop für physikalischen Experimente und ballistische

Versuche einzusetzen (Schraven 2004: 3), verwendete Hirsch als erster Wissenschaftler das Chronoskop für Messungen im Bereich der Psychologie (Schraven 2003: 14).

4.2 Aufbau und Funktion des Hipp'schen Chronoskops

Nachfolgend soll eine kurze Beschreibung des Aufbaus und der Funktion des Hipp'schen Chronoskops anhand der von Hirsch 1865 in „Chronoskopische Versuche über die Geschwindigkeit der verschiedenen Sinneseindrücke und der Nerven-Leitung“ publizierten Zeichnungen (Abbildung 27) gegeben werden.

Wie auch schon Wheatstone verwendete Hipp ebenfalls ein mechanisches Uhrwerk, angetrieben durch ein Gewicht, in Kombination mit einer elektromechanischen Einheit, welche für den Start und Stopp der Messungen zuständig ist. Im Gegensatz zu Hipp, hatte jedoch Wheatstone die Trägheit des mechanischen Uhrwerks in seinem Chronoskop nicht berücksichtigt. Dieses Problem der Trägheit spielte bei Hipps Chronoskop keine Rolle mehr, da Hipp die Bewegung des Uhrwerks von jener des Zeigerwerks trennte. So konnte zuerst das Uhrwerk in Bewegung gesetzt werden und anschließend, nachdem eine konstante Arbeitsgeschwindigkeit erreicht wurde, die Messung durch Zuschalten des Zeigerwerks, gestartet werden (Schraven 2003: 14).

In Abbildung 27 (Fig. I) ist die Hemmung des Hipp'schen Chronoskops ersichtlich. Die Hauptbestandteile sind eine Stahllamelle f , welche an einem ihrer Enden fest fixiert ist, und ein Steigrad s mit 20 Zähnen. Versetzt man die Lamelle in Schwingung, so vollführt sie 1000 Schwingungen pro Sekunde, wodurch das charakteristische Arbeitsgeräusch von 1000 Hertz gegeben ist. Pro Sekunde macht das Steigrad 91 Umdrehungen (Schraven 2003, 14f). Mit Hilfe einer Stimmgabel und des erzeugten Tons der Lamelle, lässt sich das Chronoskop regulieren (Hirsch 1865: 187).

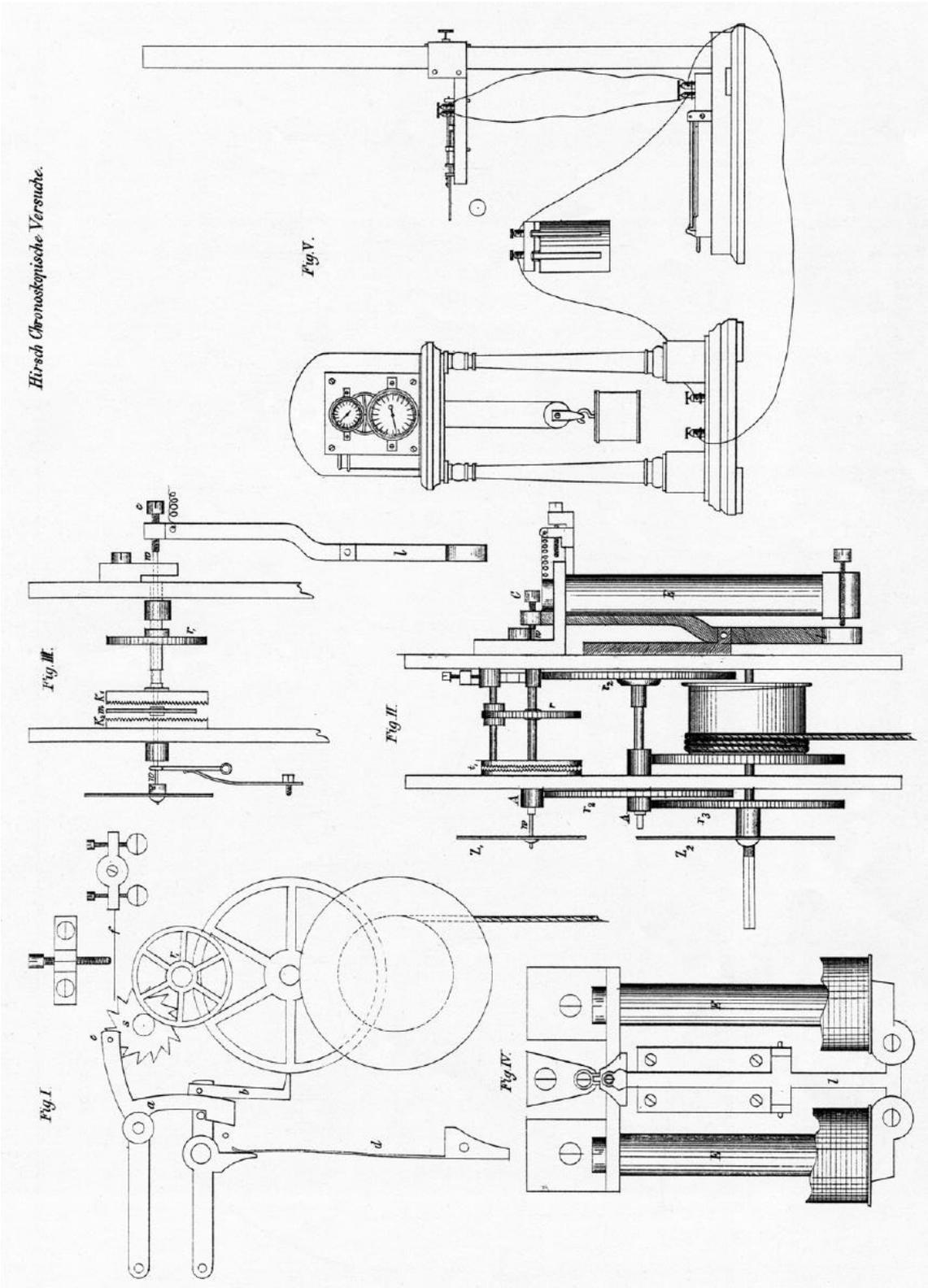


Abbildung 27: Konstruktion des Hipp'schen Chronoskops

Das Uhrwerk wird händisch durch Betätigen zweier Schnüre, welche an den Hebeln (Abbildung 27, Fig. I links) befestigt sind, gestartet und gestoppt. Der obere Hebel dient zum Starten des Uhrwerks. Der Stift *e* löst das Steigrad *s* und bewegt die Klinke *b*. Die Klinke überträgt die Energie der gespannten Springfeder *d* auf das Räderwerk und das Steigrad. Dadurch wird die Lamelle rasch beschleunigt und kann in Folge ihre 1000 Schwingungen pro Sekunde ausführen (Schraven 2003: 15).

Das Zeigerwerk ist vom Uhrwerk getrennt und hat zwei Ziffernblätter, welche jeweils in hundert Teile unterteilt sind. Der Zeiger des unteren Ziffernblattes macht eine Umdrehung in 10 Sekunden, der obere Zeiger benötigt 1/10 Sekunden für eine Umdrehung. Somit kann man am oberen Ziffernblatt 1/1000 Sekunden und am unteren Ziffernblatt 1/10 Sekunden ablesen (Schraven 2003: 15).

Wie in Abbildung 27 (Fig. III) ersichtlich, ist der Zeiger des oberen Zeigerwerks mit der Welle *w* verbunden, welche horizontal durch die Hohlwelle des Kronrads *K1* und das Rad *R1* verschoben werden kann. Die Welle *w* besitzt einen Mitnehmer *m*, welcher in das bewegliche Kronrad *K1* oder das starre Kronrad *K2* eingreifen kann. Jedes dieser Kronräder besitzt 100 Zähne. Greift der Mitnehmer *m* in das Kronrad *K1* ein, so bewegen sich die Welle *w* und der Zeiger mit dem Kronrad *K1* mit. Greift der Mitnehmer *m* in das Kronrad *K2* ein, so befinden sich die Welle *w* und der Zeiger in Ruhe. Die Welle *w* und der Mitnehmer *m* lassen sich mit Hilfe des Hebels *l*, welcher durch den Elektromagneten betätigt wird, bewegen. Ist der Elektromagnet aktiv, so wird die Welle *w* nach rechts gedrückt und der Mitnehmer greift in das Kronrad *K2* ein, wodurch die Zeiger still stehen. Wird der Stromkreis unterbrochen, ist der Elektromagnet inaktiv und der Hebel *l* übt keinen Druck auf die Welle *w* aus, wodurch der Mitnehmer in das drehende Kronrad *K1* eingreift und die Bewegung des Kronrades *K1* auf die Zeiger übertragen wird (Schraven 2003: 15f).

4.3 Fallzeitmessung mit dem Hipp'schen Chronoskop

Die Universität Wien ist im Besitz von zwei Hipp'schen Chronoskopen und einem zugehörigen Fallapparat, zu sehen in Abbildung 28. Das kleinere der beiden Hipp'schen Chronoskope (erworben 1856) funktioniert leider nicht mehr. Man kann die beiden Schnüre zum Starten und Stoppen des Chronoskops zwar noch betätigen, jedoch setzt sich das Uhrwerk nicht mehr in Bewegung. Mit dem größeren Chronoskop (Peyer Farwarger & Cie, Neuchâtel Suisse, Nr. 16898, erworben 1897) konnten noch Versuche durchgeführt werden.



Abbildung 28: Kleines Hipp'sches Chronoskop, großes Hipp'sches Chronoskop und Hipp'scher Fallapparat

4.3.1 Versuchsdurchführung

Für die Betätigung des Relais', welches die Zeiger an das mechanische Uhrwerk ankoppelt bzw. entkoppelt, benötigt das Hipp'sche Chronoskop eine Spannungsversorgung, wobei eine 4,5V-Flachbatterie ausreichend ist. Das Chronoskop und der Fallapparat wurden nebeneinander aufgestellt und gemäß Abbildung 29 mit Verbindungskabeln verbunden.

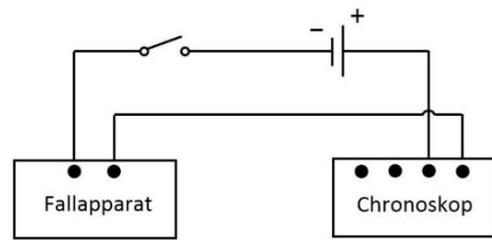


Abbildung 29: Schaltung zur Fallzeitmessung mit dem Hipp'schen Chronoskop



Abbildung 30: Versuchsaufbau mit dem großen Hipp'schen Chronoskop und dem Hipp'schen Fallapparat

Als Fallhöhe wurde am Hipp'schen Fallapparat eine Höhe von 40cm eingestellt. Mittels Wasserwaage wurde darauf geachtet, dass der Fallapparat horizontal und vertikal ausgerichtet ist. Als fallender Körper wurde eine Metallkugel, mit Masse $m = (109,7662 \pm 0,0004)g$ und Durchmesser $d = (30,0 \pm 0,1)mm$, verwendet, die bereits beim Fallapparat dabei ist (in Abbildung 30 rechts zu sehen, auf der Bodenplatte des Fallapparats).

Vor der Versuchsdurchführung ist die Uhr aufzuziehen, d.h. durch Drehen einer kleinen, beiliegenden Kurbel wird das Gewicht hochgezogen, indem man die Kurbel an den Zapfen, welcher am unteren Ziffernblatt hervorsteht, ansteckt und vorsichtig nach links dreht, das Gewicht sollte man dabei nicht entlasten. Bevor der Versuch gestartet wird, werden die Zeiger auf 0 gestellt.

Der Fallapparat besteht aus einem Stromkreis mit zwei zueinander parallelen Schaltpfaden. Zunächst wird der Stromkreis geschlossen, indem man die Kugelhalterung des Apparats (Abbildung 32) schließt und die Kugel darauf platziert. Ist die Kugelhalterung geöffnet, so ist auch der Stromkreis offen. Wird die Bodenplatte des Fallapparats (Abbildung 31) nach unten gedrückt, so wird der Stromkreis wieder geschlossen. Dieser Stromkreis wird geöffnet, indem man die Bodenplatte anhebt. Liegt die Bodenplatte nur leicht auf, so ist der Stromkreis ebenfalls offen.

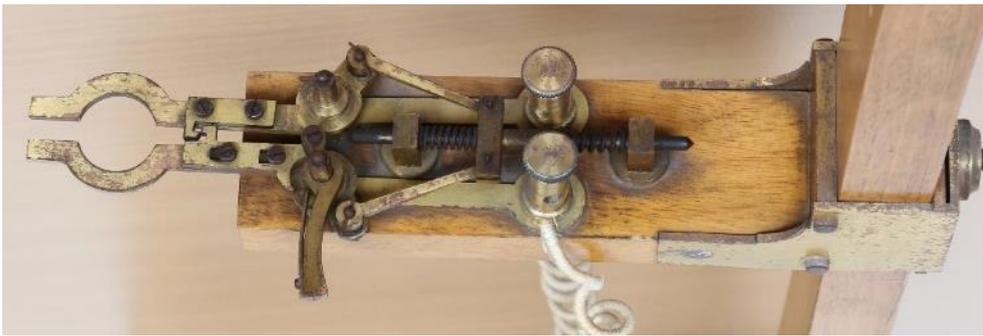


Abbildung 32: Kugelhalterung des Hipp'schen Fallapparat



Abbildung 31: Bodenplatte des Hipp'schen Fallapparats locker aufliegend (mit der Kugel als Fallkörper)

Zu Beginn des Versuchs ist nun der obere Schaltkontakt mit der Kugelhalterung und der Kugel zu schließen und der zweite Stromkreis ist zu öffnen, indem man die Bodenplatte nur leicht auf den Kontakt auflegt. Anschließend kann das Uhrwerk des Chronoskops durch kurzes Ziehen an der längeren Schnur gestartet werden. Läuft das Uhrwerk, so kann durch Betätigen des Auslösehebels die Kugelhalterung geöffnet werden, wodurch

die Kugel hinabfällt, der Stromkreis geöffnet wird und die Zeiger am Chronoskop zu laufen beginnen. Die Zeitmessung läuft solange, bis der Stromkreis wieder geschlossen wird. Dies geschieht dadurch, dass die Kugel beim Aufprall auf die Bodenplatte diese hinunterdrückt und so wieder den elektrischen Kontakt schließt. Sobald der Stromkreis geschlossen ist, stoppen die Zeiger. Das Uhrwerk wird erst durch Ziehen an der kurzen Schnur gestoppt.

Die Fallzeit der Kugel kann man einfach an der Uhr ablesen. Der untere Zeiger zeigt die Umdrehungen des oberen Zeigers an, wobei eine Umdrehung des oberen Zeigers einer Zeit von $0,1s$ entspricht. Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, kann man auf dem oberen Zifferblatt $0,001s$ und am unteren Zifferblatt $0,1s$ ablesen.

4.3.2 Ergebnisse und Diskussion

Wie sich gezeigt hat, lässt sich das große Hipp'sche Chronoskop zwar noch in Gang setzen, jedoch funktioniert die Zeitnehmung nicht mehr korrekt. Gemäß dem Fallgesetz (Gleichung 1) beträgt die Fallzeit $0,286s$, für eine Fallhöhe von $h = 40\text{ cm}$ und bei einer Erdbeschleunigung von $g = 9,808\text{ m/s}^2$. Dieses Ergebnis wurde bei mehrmaliger Versuchsdurchführung nur einmal erzielt, bei allen anderen Durchführungen wurden Zeiten kleiner als $0,286s$ gemessen.

Durch Mitfilmen mit einer Kamera konnte festgestellt werden, dass der obere Zeiger keine ganze Umdrehung durchführte, während jedoch der untere Zeiger am Ende eine Zeit von $0,1s$ anzeigte. Daraufhin wurde in einem separaten Versuch die Zeitnehmung gestartet. Mit einer Stoppuhr wurde die Zeit mitgemessen, und es hat sich gezeigt, dass das Chronoskop zu langsam läuft. Die Vermutung liegt nun nahe, dass hier irgendwo eine Reibung auftritt, die das Uhrwerk bremst und so die Uhr immer langsamer läuft. Daher wäre es wohl ratsam, das Chronoskop komplett überholen zu lassen.

5 DER ELEKTRO-BALLISTISCHE PENDELAPPARAT VON NAVEZ

5.1 Beschreibung des Navez'schen Pendelapparates

Der vom belgischen Major Navez 1848 erfundene Apparat, „*war der erste brauchbare Apparat*“ (Schwalbe 1873: 29) um die Zeitdauer von sehr schnell ablaufenden Phänomenen, wie zum Beispiel der Flugzeit von Geschossen, zu bestimmen. In seiner Arbeit „*Note sur un nouveau système de chronométrie électro-balistique*“ gibt Navez eine Zusammenstellung der Elemente, welche in den elektro-ballistischen Apparaten benutzt werden und beschreibt mehrere dieser Apparate (Schwalbe 1873: 29). Das Ziel von Navez ist es, „*ein System der Chronometrie zu schaffen, welches in der Ballistik alle Zeiten von der kleinsten bis zur grössten ohne Lücke zu messen erlaubt.*“ (Schwalbe 1873: 29f)

Das Prinzip der, als elektro-ballistischer Pendelapparat bekannten, Konstruktion von Navez besteht darin, dass man die Schwerkraft solange auf einen frei fallenden Körper, einen über eine schiefe Ebene fallenden Körper oder auf ein Vertikalpendel einwirken lässt, solange das zu untersuchende Geschoss eine bestimmte Strecke durchfliegt (Kuhn 1866: 32).

Im Gegensatz zur ursprünglichen Verwendung des Navez'schen Pendelapparats für ballistische Zwecke (Mousson 1874: 608), hatte ihn Stefan Meyer²¹ zur Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von mechanischen Impulsen in Drähten verwendet. Vermutlich genau um diesen Apparat, den Meyer um 1896 verwendete, handelt es sich in der vorliegenden Arbeit (der genaue Zeitpunkt des Erwerbs ist nicht mehr bekannt). So schreibt Meyer dazu in seiner 1896 veröffentlichten Arbeit „Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines mechanischen Impulses in gespannten Drähten“:

²¹ Der österreichische Physiker Stefan Meyer (1872-1949) war Professor für Physik an der Universität Wien, wo er über drei Jahrzehnte die Leitung des Instituts für Radiumforschung innehatte. Ein besonderer Verdienst von Meyer war seine maßgebliche Beteiligung am Aufbau dieses Instituts. Meyer hatte eine Vorreiterrolle in der Erforschung der Radioaktivität, so gehen die ersten in Österreich durchgeführten Untersuchungen zur Radioaktivität auf ihn zurück (vgl. Karlik 1973: 1).

„Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mechanischer Impulse in Drähten wurde bisher noch nicht direct gemessen. Man bediente sich, um dieselbe zu erfahren, meist akustischer Methoden, [...], oder aber berechnete sie aus Elasticitätsmodul und Dichte des betreffenden Körpers. Wenn nun auch diese Methoden, [...], einwurfsfrei geblieben sind, ist es doch von einer gewissen Bedeutung, directe Messungen vorzunehmen, [...]. Solche Messungen zu machen, ist mir mittelst eines Apparates von Navez gelungen.“ (Meyer 1896: 1015)

Der elektro-ballistische Pendelapparat von Navez soll nachfolgend anhand von Abbildung 34 und Abbildung 33, beschrieben werden. Der Pendelapparat (Abbildung 34) besteht zum einem aus einem Elektromagneten M_1 und dem Pendel P , welches an der Stelle K einen Eisenkern besitzt. Solange Strom durch den M_1 fließt, wird das Pendel durch den Magneten in Ausgangsstellung gehalten. In dem Moment, in dem der Strom am Magneten unterbrochen wird, beginnt das Pendel zu fallen und nimmt aufgrund der Reibung den Zeiger Z , der hinter dem Pendel angebracht ist, mit. Ein zweiter Elektromagnet M_2 dient dazu, den Zeiger zu stoppen. Dabei wird eine, mit dem Zeiger starr verbundene Eisenscheibe S , durch M_2 angezogen und festgehalten. Der Zeiger ist mit einem Nonius versehen (vgl. Meyer 1896: 1015f). Die Skala des Pendelapparates ist in halbe Grad geteilt, sodass man mittels Nonius auf $0,05^\circ$ genau die Ausschlagwinkel ablesen kann (vgl. Mousson 1874: 609). Die abgelesenen Graden entsprechen bestimmten Schwingungszeiten, welche dem Navez'schen Apparat zugehörigen Tabellen entnommen werden können (Meyer 1896: 1016).

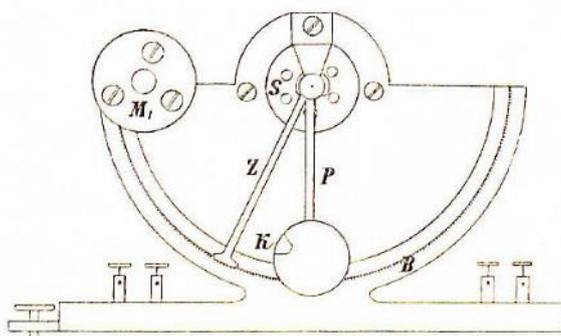


Abbildung 34: Navez'scher Pendelapparat

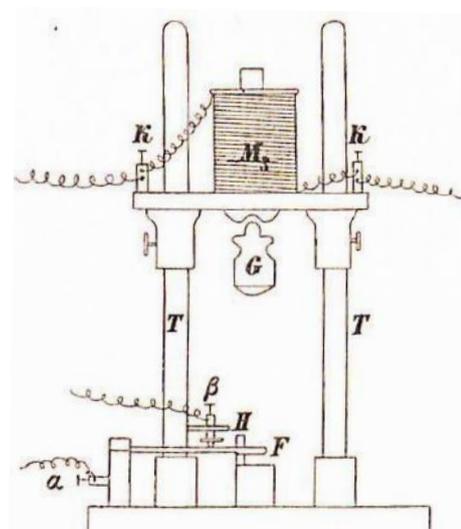
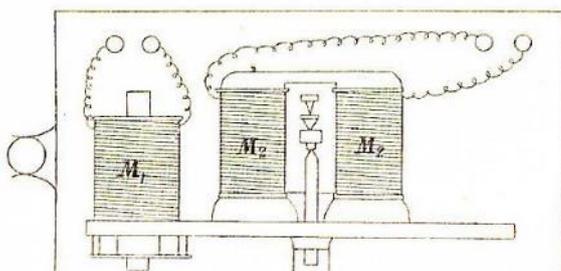


Abbildung 33: Navez'scher Fallapparat

Dem Pendelapparat wird ein Fallapparat (Abbildung 33) zwischengeschaltet, um das Pendel, aufgrund der sehr kleinen Zeiten, in dem Moment beobachten zu können, wenn es seine schnellste Bewegung vollführt. Dazu trägt der Elektromagnet M_3 ein Gewicht G , solange er erregt ist. Wird der Strom an M_3 unterbrochen, so fällt das Gewicht hinab, wo es auf eine Feder F trifft. Drückt das Gewicht bei seinem Aufprall auf die Feder, so wird der Kontakt zwischen den beiden Punkten α und β getrennt. Ein Sperrhaken H verhindert, dass die Feder nach dem Aufprall des Gewichtes sofort wieder zurückschnellt. Die Träger T des Elektromagneten und die Klemmen K sind voneinander isoliert (Meyer 1896: 1016f).

5.2 Versuche mit dem Navez'schen Pendelapparat

5.2.1 Schwingungszeiten

Wie bereits im vorangegangenen Kapitel erwähnt, können mit dem Navez'schen Pendelapparat nur die Auslenkwinkel des Pendels in Grad gemessen werden. Unter Verwendung von Tabellen, kann man anschließend den Auslenkwinkel in Schwingungszeiten umrechnen. Dazu ist dem Navez'schen Pendelapparat ein Buch mit dem Titel „*Tafel der Schwingungszeiten welche den Anzeigen des elektro-ballistischen Pendels des Navez [...] Apparates entsprechen, von J. 1858*“ (Abbildung 35) beigelegt, aus dem die den Graden zugehörigen Schwingungszeiten entnommen werden können (in Abstufung von $0,05^\circ$).

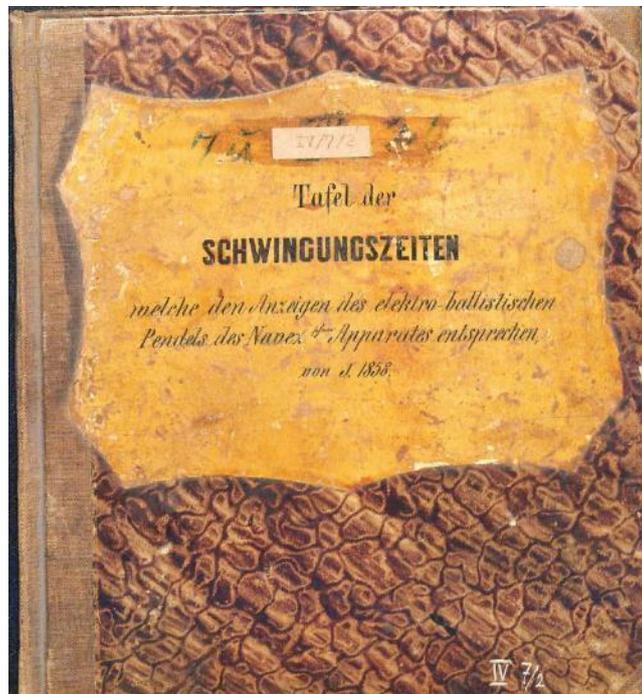


Abbildung 35: Deckblatt des Buches mit den Schwingungszeiten zum Navez'schen Pendelapparat

In diesem Buch sind für die Winkel von 20,00° bis 131,00° durchgehend und darüber hinaus nur für einzelne Winkel Schwingungszeiten angegeben. Da bei den durchgeführten Experimenten Ausschlagwinkel des Pendels größer als 131,00° erhalten wurden, wurden die angeführten Schwingungszeiten aus dem Buch in QTI-Plot übertragen und mit Hilfe eines Regressionspolynoms 5. Grades (Gleichung 12) ausgewertet. Die grafische Darstellung des Polynoms, sowie die Koeffizienten a bis f des Polynoms können Abbildung 36 entnommen werden.

$$t(\alpha) = a * \alpha^5 + b * \alpha^4 + c * \alpha^3 + d * \alpha^2 + e * \alpha + f$$

Gleichung 12: Regressionspolynom 5. Grades

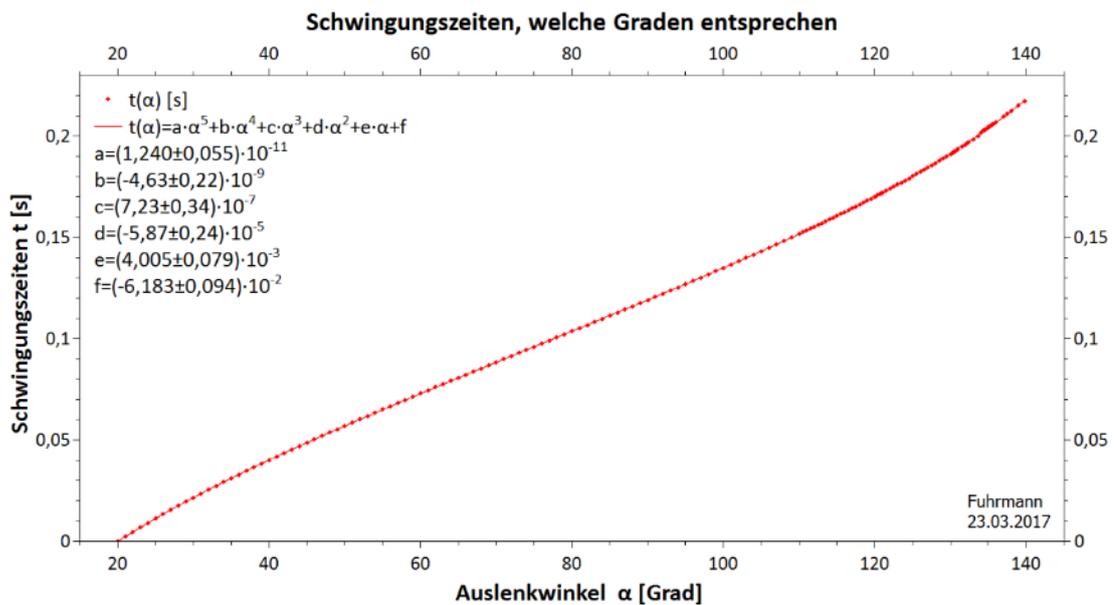


Abbildung 36: Schwingungszeiten in Abhängigkeit der Auslenkwinkel für den Navez'schen Pendelapparat

5.2.2 Versuchsdurchführung und Ergebnisse

Da sich die Schwingungszeit, welche mit dem Navez'schen Pendelapparat (Abbildung 37) bestimmt werden kann, aus der Fallzeit des Navez'schen Fallapparates (Abbildung 38) und der eigentlich zu messenden Zeit zusammensetzt, ist es notwendig zuerst die Fallzeit des Navez'schen Fallapparates zu bestimmen.



Abbildung 37: Navez'scher Pendelapparat mit Abdeckung



Abbildung 38: Navez'scher Fallapparat

Vor der Versuchsdurchführung wurden der Pendelapparat und der Fallapparat mit der angebrachten Wasserwaage bzw. dem Lot ausgerichtet.



Abbildung 39: Ausgangstellung des Navez'schen Pendelapparats bei Versuchsbeginn

Für die Messung der Fallzeit des Navez'schen Fallapparates wurden zwei Schaltungen, wie in Abbildung 40 ersichtlich, aufgebaut. Solange nun der Schalter in der linken Schaltung geschlossen ist, liegt an den beiden Elektromagneten M_{P0} und M_{FN} eine Spannung an. Dadurch hält M_{P0} das Pendel und den Zeiger des Pendelapparats in Ausgangsstellung (Abbildung 39) und M_{FN} hält den fallenden Körper²², welcher beim Navez'schen Fallapparat verwendet wurde, gehoben. Vor der Versuchsdurchführung ist darauf zu achten, dass der Schalter F_{FN} in der rechten Schaltung geöffnet ist, wodurch keine Spannung am Elektromagneten M_{P1} anliegt. Wird nun der Schalter in der linken Schaltung geöffnet, so liegt keine Spannung mehr an M_{P0} und M_{FN} an. Dadurch sind die beiden Elektromagneten nicht mehr magnetisch und das Pendel bzw. das Gewicht beginnen zu fallen. Trifft der fallende Körper auf die Feder des Fallapparats auf, so wird der Schalter F_{FN} geschlossen. Dadurch wird sofort Spannung an M_{P1} angelegt und in Folge wird das Pendel in seiner Bewegung durch M_{P1} gestoppt und der mitgewanderte Zeiger wird arretiert. Die Amperemeter in beiden Schaltungen dienten lediglich der Kontrolle und Überwachung. Als Spannungsquelle wurde in beiden Schaltungen ein Netzgerät verwendet.

Die dabei erhaltenen Auslenkwinkel α können Tabelle 11 entnommen werden. Die Schwingungszeiten t , welche unter Verwendung von Gleichung 12 ermittelt wurden, sind ebenfalls in Tabelle 11 zu finden. Für den Mittelwert der Schwingungszeiten erhält man in Folge $\bar{t} = (0,0622 \pm 0,0013)s$.

²² Als fallender Körper wurde eine Schraubenmutter M10, mit einer Masse von $(10,3243 \pm 0,0003)g$, verwendet.

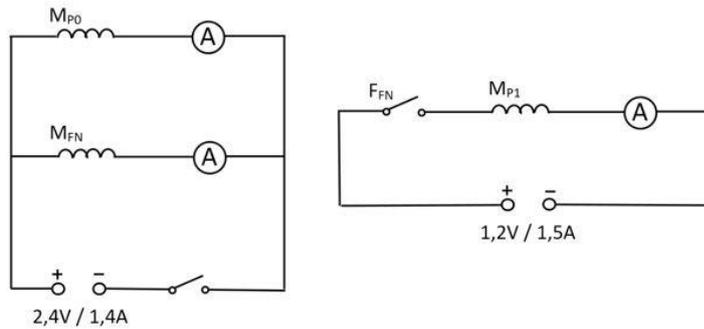


Abbildung 40: Schaltungen zum Messen der Fallzeit des Navez'schen Fallapparates

α [°]	t [s]
51,70	0,059742
50,20	0,057308
56,05	0,066712
52,10	0,060388
53,90	0,063282
51,20	0,058933
53,95	0,063362
56,60	0,067586

Tabelle 11: Auslenkwinkel und Schwingungszeiten für den Navez'schen Fallapparat

Für die eigentliche Messung wurde der Hipp'sche Fallapparat in die Schaltungen eingebaut und diese, wie in Abbildung 42 dargestellt, angepasst. Wie zuvor muss der Schalter F_{FN} zu Beginn geöffnet sein, damit an M_{P1} keine Spannung anliegt. Die Schalter S_{AB} und S_{FH} müssen geschlossen sein, damit das Pendel und der fallende Körper des Navez'schen Fallapparats durch M_{P0} bzw. M_{FN} in Ausgangsposition gehalten werden. Als Schalter zum Starten des Pendels dient nun der Auslösehebel für die Kugelhalterung des Hipp'schen Fallapparats. Wird dieser Auslösehebel betätigt, so wird der Schalter S_{FH} geöffnet und das Pendel, sowie die Kugel des Hipp'schen Fallapparats beginnen zu fallen. Zum Auffangen der Kugel des Hipp'schen Fallapparats wurde eine Auffangbox (Abbildung 41) gebaut. Der drehbare Deckel der Auffangbox dient als Schalter S_{AB} . Sobald die Kugel den Deckel der Auffangbox schräg zu stellen beginnt, wird dieser Schalter geöffnet und das Gewicht des Navez'schen Fallapparats (hier die Schraubenmutter) beginnt zu fallen. Das Stoppen der Messung erfolgt nun analog wie zuvor, indem das fallende Gewicht auf die Schaltfeder der des Navez'schen Fallapparats auftrifft.

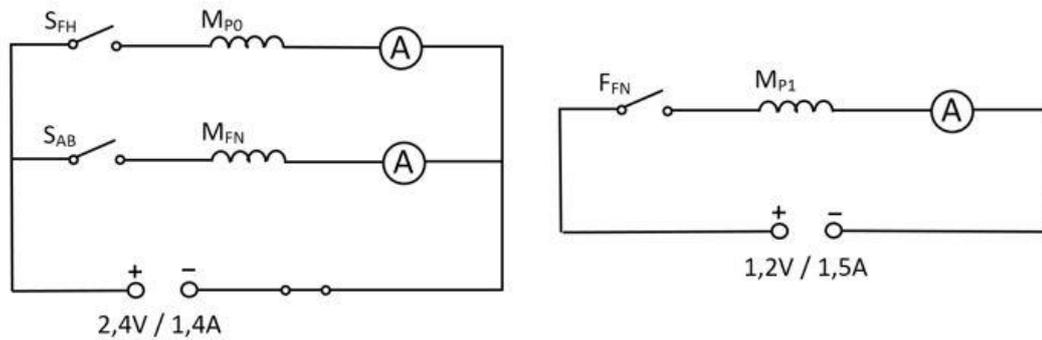


Abbildung 42: Schaltungen zum Messen der Fallzeit des Hipp'schen Fallapparates



Abbildung 41: Auffangbox für die Kugel des Hipp'schen Fallapparats, Schalter S_{AB} geschlossen

Nun wurden am Hipp'schen Fallapparat die Fallhöhen h variiert und die Auslenkwinkel α' des Pendels gemessen. Die zugehörigen Schwingungszeiten t' wurden wieder unter Verwendung von Gleichung 12 berechnet. Die Werte für die Auslenkwinkel und die Schwingungszeiten in Abhängigkeit der Fallhöhe sind in Tabelle 12 angegeben. Als Fallhöhe wurde der Abstand von der Unterkante der Kugel, wenn diese in der Kugelhalterung liegt, bis zur Oberseite der Auffangbox gemessen. Aus den gemessenen Schwingungszeiten können anschließend die Mittelwerte \bar{t}' für die einzelnen Fallhöhen ermittelt werden. Da sich diese Schwingungszeiten aus der Fallzeit des Navez'schen und der Fallzeit des Hipp'schen Fallapparats zusammensetzen, muss man die Differenz aus dieser Schwingungszeit \bar{t}' und der zuvor berechneten Schwingungszeit \bar{t} ermitteln. Die aus dieser Differenz $t = \bar{t}' - \bar{t}$ erhaltene Zeit entspricht der Fallzeit t des Hipp'schen Fallapparats. Weiters kann man aus dieser Fallzeit durch Umformen des Fallgesetzes

(Gleichung 1) die Erdbeschleunigung g' bestimmen. In Tabelle 13 sind nun die mittlere Schwingungszeit \bar{t}' , die Fallzeit t für den Hipp'schen Fallapparat und sowie die berechnete Erdbeschleunigung g' zu sehen.

$h [mm]$							
(82 ± 1)		(61 ± 1)		(40 ± 1)		(21 ± 1)	
$\alpha [^\circ]$	$t [s]$						
138,50	0,215972	131,15	0,196067	122,30	0,176006	104,10	0,142456
140,55	0,222210	132,30	0,198956	125,50	0,182862	107,90	0,148922
137,00	0,211613	137,40	0,212759	121,55	0,174455	99,60	0,135017
139,60	0,219277	133,40	0,201793	113,40	0,158692	104,10	0,142456
134,90	0,205780	131,40	0,196688	117,05	0,165527	106,50	0,146517
140,20	0,221121	136,10	0,209076	122,05	0,176423	115,05	0,161742
140,40	0,221742	136,25	0,209498	125,45	0,182751	111,30	0,154895
140,05	0,220657	136,50	0,210197	122,00	0,175383	105,00	0,143970

Tabelle 12: Auslenkwinkel und Schwingungszeiten für diverse Fallhöhen des Hipp'schen Fallapparats

	$h [mm]$			
	(82 ± 1)	(61 ± 1)	(40 ± 1)	(21 ± 1)
$\bar{t}' [s]$	$(0,2173 \pm 0,0021)$	$(0,2044 \pm 0,0024)$	$(0,1740 \pm 0,0029)$	$(0,1467 \pm 0,0029)$
$t [s]$	$(0,1551 \pm 0,0025)$	$(0,1422 \pm 0,0028)$	$(0,1118 \pm 0,0032)$	$(0,0845 \pm 0,0032)$
$g' [m/s^2]$	$(6,82 \pm 0,14)$	$(6,03 \pm 0,26)$	$(6,40 \pm 0,40)$	$(5,88 \pm 0,53)$

Tabelle 13: Mittlere Schwingungszeiten und Fallzeiten für den Hipp'schen Fallapparat, sowie die berechnete Erdbeschleunigung in Abhängigkeit der Fallhöhe

Unter Verwendung von QTI-Plot wurden ein zugehöriges Weg-Zeit-Diagramm und eine Regressionsanalyse erstellt, wobei für die Regressionsanalyse ein Polynom 2. Ordnung verwendet wurde. In Abbildung 43 ist die Fallhöhe in Abhängigkeit der Fallzeit grafisch dargestellt. Die aus der Regressionsanalyse erhaltene Bewegungsgleichung hat die in Gleichung 8 angegebene Form. Die Werte für die Beschleunigung $a/2$ bzw. a , die Anfangsgeschwindigkeit v_0 und die Anfangshöhe h_0 können ebenfalls Abbildung 43 entnommen werden.

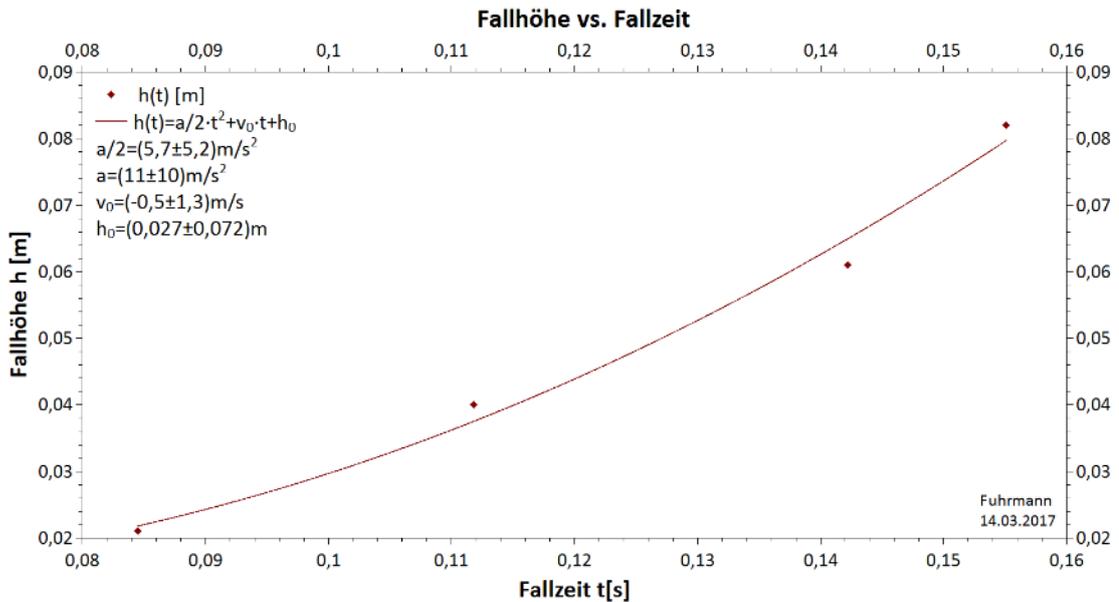


Abbildung 43: Fallhöhe vs. Fallzeit für den Hipp'schen Fallapparat

Um den linearen Zusammenhang zwischen der Fallhöhe und dem Quadrat der Fallzeit zu zeigen, wurden diese ebenfalls mit QTI-Plot in einem Diagramm dargestellt (Abbildung 44). Unter Verwendung einer linearen Regression ergibt dies eine Bewegungsgleichung gemäß Gleichung 9, wobei die zugehörige Beschleunigung $a/2$ bzw. a und die Anfangshöhe h_0 in Abbildung 44 angegeben sind.

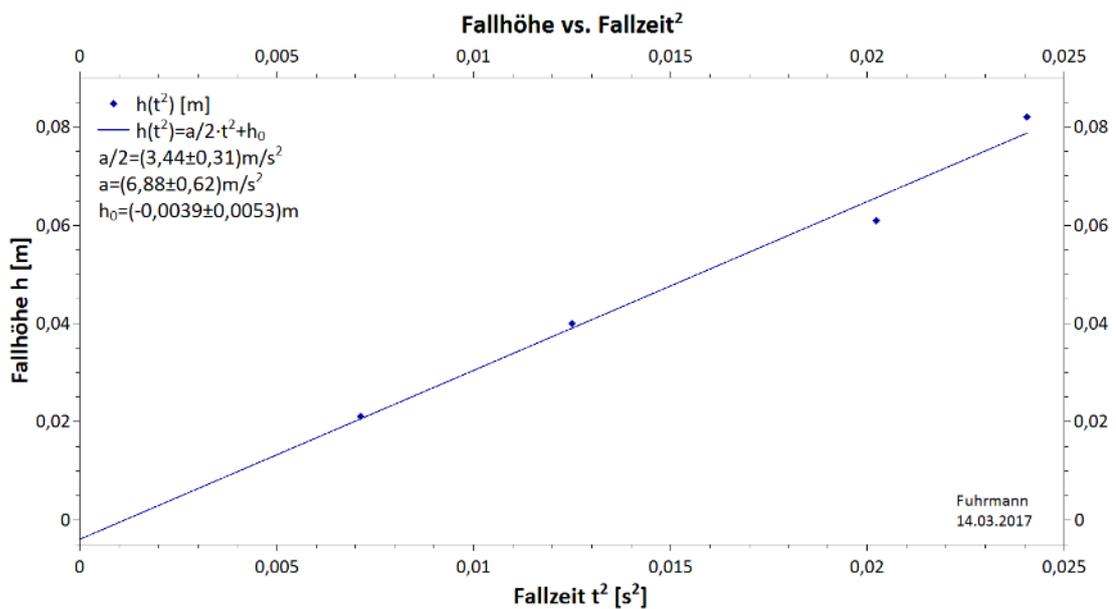


Abbildung 44: Fallhöhe vs. Fallzeit² für den Hipp'schen Fallapparat

5.2.3 Diskussion der Ergebnisse

Prinzipiell funktionierte die Messung mit dem Navez'schen Pendelapparat gut, jedoch dürfte in der Messung ein systematischer Fehler aufgetreten sein, wie sich bei der Berechnung der Erdbeschleunigung zeigt. Die aus den Versuchen erhaltenen Erdbeschleunigungen g' sind alle in der Größenordnung von $5,35m/s^2 - 6,96m/s^2$ inklusive der Fehler und sind somit grundsätzlich alle wesentlich kleiner als die tatsächliche Erdbeschleunigung $g = 9,808m/s^2$, was wohl auf zu große gemessene Fallzeiten und folglich zu große Auslenkwinkel des Pendelzeigers zurückzuführen ist.

Wie aber in Abbildung 44 ersichtlich, ist der lineare Zusammenhang zwischen dem Quadrat der Fallzeit und der Fallhöhe trotz des Fehlers noch gegeben. Auch der quadratische Zusammenhang zwischen der Fallzeit und der Fallhöhe konnte nachgewiesen werden (Abbildung 43), jedoch sind hier die Abweichungen der Messwerte von der Regressionskurve stärker ausgebildet.

Einen wesentlichen Einfluss auf die Größe der Auslenkung des Pendelzeigers hat die hohe magnetische Remanenz der Elektromagneten, welche eine Verzögerung in der Zeitmessung hervorrufen. Dies konnte insbesondere beim Elektromagneten M_{P1} zum Stoppen des Pendels beobachtet werden. So bedurfte es, nachdem man den Stromkreis wieder unterbrochen hatte, einiges an Zeit, bis der Magnet endgültig entmagnetisiert war und man das Pendel und den Zeiger wieder in Ausgangsposition bringen konnte. Etwas schneller ging es, wenn man den Strom umpolte. Ungleichmäßiges Warten auf die Entmagnetisierung (dauerte oft einige Minuten) könnte für die auffällige Streuung der Messpunkte in Abbildung 43 und Abbildung 44 verantwortlich sein.

Kuhn schreibt, dass es einer sorgfältigen Behandlung des Apparates und einer größtmöglichen Genauigkeit bei der Versuchsdurchführung bedarf, wenn die erhaltenen Ergebnisse brauchbar sein sollen (vgl. Kuhn 1866: 34).

Meyer gelang es in seiner Arbeit durch Mittelwertbildung von 50 bis 70 Einzelmessungen mit dem Navez'schen Pendel- und Fallapparat brauchbare Ergebnisse zu erzielen, bei denen eine genügende Übereinstimmung seiner Messergebnisse mit den Theoriewerten bzw. mit den Ergebnissen aus anderen Versuchen gegeben ist (vgl. Meyer 1896: 1020f).

6 DER FALLAPPARAT NACH LIPPICH

6.1 Vorüberlegungen von Lippich zu seinem Fallapparat

Der Fallapparat nach Lippich wurde erstmals am 30. November 1865 in der Sitzung der „mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften“ vorgestellt, die Grundidee zum Fallapparat hatte er bereits im Januar 1865 veröffentlicht (Lippich 1866: 561). Im Zuge der Sitzung wurde die Arbeit „Über einen neuen Fallapparat“ von Ferdinand Lippich²³, in welcher er seinen Fallapparat und die damit durchgeführten Versuche beschreibt, vorgelegt.

Zu Beginn seiner Arbeit verweist Lippich kurz auf bisherige Apparate zur Untersuchung der Fallbewegung und erläutert seine Beweggründe für die Konstruktion seines Fallapparats. So schreibt er, dass die Atwood'sche Fallmaschine zwar gut geeignet ist, die Fallgesetze zu demonstrieren, jedoch kritisiert er, dass man selbst an sehr sorgfältig konstruierten Maschinen keine große Genauigkeit erreicht und auch der ermittelte Wert für die Fallbeschleunigung nur in Grenzen den richtigen Wert ergibt. An der Morin'schen Fallmaschine²⁴ kritisiert er, dass der untersuchte frei fallende Körper, unter genauerer Betrachtung, kein echter frei fallender Körper ist, sondern die auftretende Reibung die Bewegung verzögert und die Bewegung nicht als konstant angesehen werden kann. Zudem bemängelt Lippich an beiden Fallmaschinen ihre Größe und ihre schwerfällige Handhabung. Die Entwicklung der Chronoskope hat es erlaubt, sehr kleine Zeiten zu erfassen und Fallversuche bei geringen Höhen durchzuführen. Die Chronoskope ermöglichen eine direkte Messung und besitzen eine große Genauigkeit, trotzdem

²³ Ferdinand Lippich (1838-1913) war Physiker und Mathematiker. In der Zeit, als er seine Arbeit über den Fallapparat verfasste, war Lippich als Professor an der Technischen Universität in Graz tätig. 1893 wurde er wirkliches Mitglied der Akademie der Wissenschaften in Wien. Lippichs Hauptinteresse lag in der Optik und Akustik (vgl. Seidl 1971: 236f).

²⁴ Bei der Morin'schen Fallmaschine wird ein 2m hoher vertikaler Zylinder mit einem Papier überzogen. Ein Uhrwerk dreht diesen Zylinder gleichmäßig um seine Achse, während ein mit einem Stift versehener Körper vor dem Zylinder herabfällt und so auf das, durch den Zylinder mitdrehende Papier, eine Linie zeichnet. Wickelt man das Papier von dem Zylinder ab, so stellt sich die aufgezeichnete Linie auf dem abgewickelten Papier als Parabel mit vertikaler Achse dar. Dadurch wird gezeigt, dass sich die Fallstrecken proportional zum Quadrat der Fallzeiten verhalten (vgl. Meyer 1906: 299f).

schließt selbst das Hipp'sche Chronoskop zu kleine Fallhöhen aufgrund von Ungenauigkeiten in der Zeit von $0,004s$ aus. Da diese Versuche sehr zeitraubend und die Apparate sehr teuer sind, lassen sie laut Lippich noch etwas zu wünschen übrig (Lippich 1866: 549ff).

Lippichs Ziel bei der Konstruktion seines Fallapparates war es nun, das Positive an den erwähnten Maschinen in einem Gerät zu vereinen, wobei er die beschriebenen Mängel beseitigen wollte (Lippich 1866: 551).

Lippichs Grundidee bei der Konstruktion seines Fallapparates war folgende:

„Denken wir uns einen Körper in der Nähe einer vertical stehenden Fläche herabfallend, - mit diesem soll eine Vorrichtung verbunden sein, die nach gleichen Zeitabschnitten ein Zeichen auf die Fläche macht; die Abstände dieser Zeichen müssten sofort das Gesetz erkennen lassen, nach welchem die zurückgelegten Wege mit den Zeiten wachsen.“ (Lippich 1866: 551)

Da der Versuch so nicht durchgeführt werden konnte, hatte Lippich die Vorrichtung, mit der die Zeichen für die Zeitnehmung erzeugt werden, als fest und die Fläche, auf die die Zeichen erzeugt werden, als beweglich angenommen. Die Zeichen mussten eine Linie sein, da im Falle von Punkten, die Genauigkeit beim Abmessen der Fallstrecken zu gering ausfallen würde und beim Aufzeichnen der Punkte die fallende Fläche weggedrückt werden würde. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, bediente sich Lippich eines schwingenden Stabes, um die Zeit aufzuzeichnen. Den Stab stellte er vertikal mit einem Stift, welcher senkrecht zur Schwingungsebene montiert wird, am oberen Ende. Parallel zur Schwingungsebene ließ Lippich eine Schiene, bespannt mit berußtem Papier, herabfallen, wobei der Stift das Papier vorsichtig berührt. Der Stift zeichnet sodann eine sinusförmige Kurve auf das berußte Papier auf, aus der man direkt auf die Fallgesetze schließen kann. Wichtig dabei war, dass die Schiene mit dem berußten Papier in dem Moment beginnt, indem der Stab mit dem Stift durch den Gleichgewichtspunkt seiner Schwingung hindurchgeht (Lippich 1866: 552).

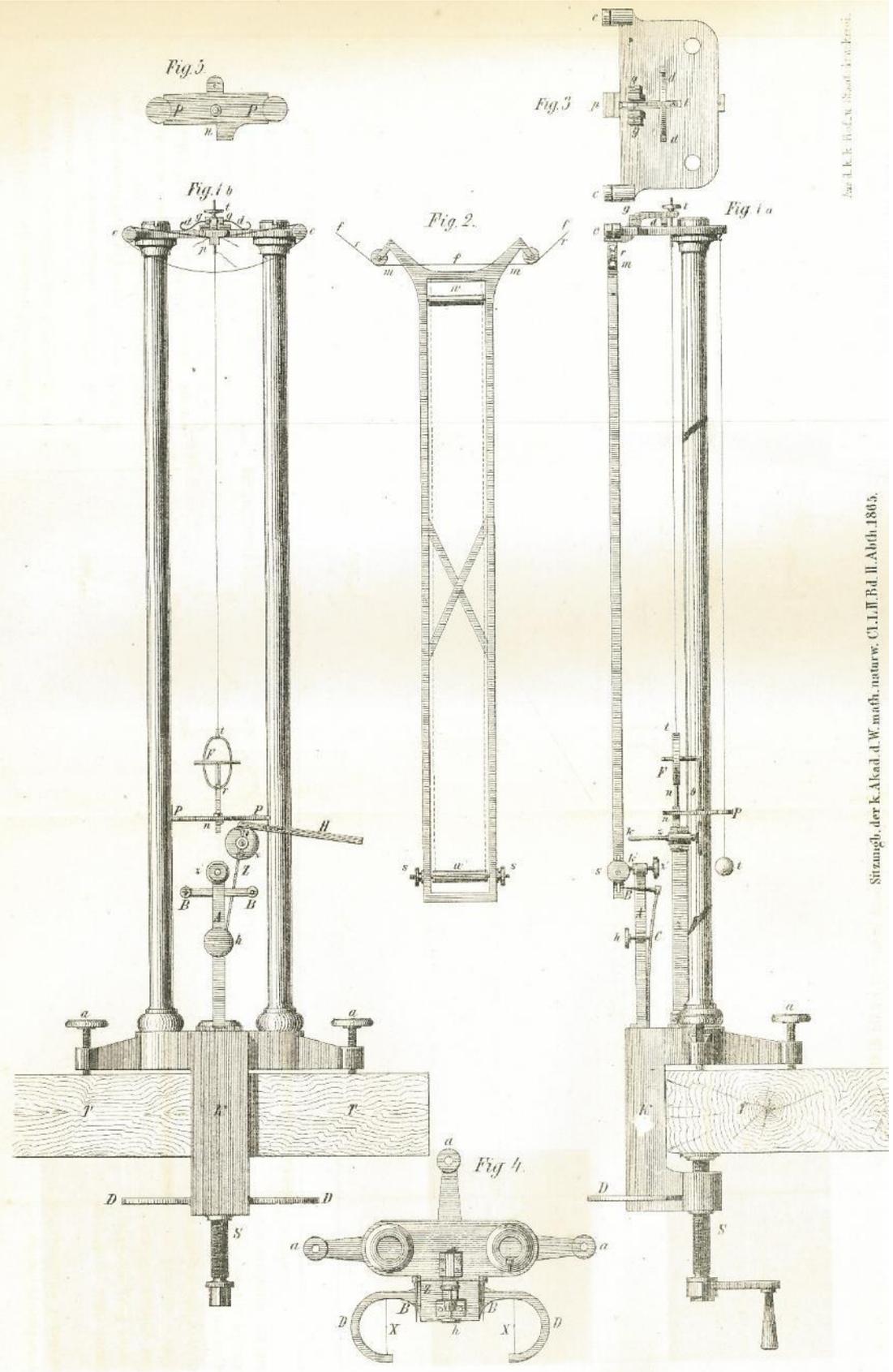
Damit der Versuch einfach und sicher gelingt, stellte Lippich drei Bedingungen an seinen Fallapparat:

1. Die Schiene mit dem berußten Papier soll so fallen, dass die Papierfläche stets parallel zur Schwingungsebene des Stabes mit dem Stift ist und keine Schwankungen der Papierfläche in Bezug auf ihre vertikale Achse auftreten. Des Weiteren soll die Anfangsgeschwindigkeit Null sein und die Auslösung des Falles plötzlich erfolgen (Lippich 1866: 552).
2. Nachdem die Schiene heruntergefallen ist und der Stift die Kurve auf das berußte Papier gezeichnet hat, soll die Schiene am Ende so aufgefangen werden, dass die Rußschicht nicht zerstört wird (Lippich 1866: 553).
3. Dass Papier soll auf einfachste Weise abgenommen und auf die Schiene gespannt werden können, sodass eine vollkommene Ebene entsteht (Lippich 1866: 553).

6.2 Beschreibung des Fallapparats nach Lippich

Nachfolgend soll eine kurze Beschreibung des Fallapparats nach Lippich (Abbildung 45) angelehnt an Lippichs Beschreibung in seiner Arbeit „Über einen neuen Fallapparat“, gegeben werden.

Zum Montieren des Fallapparates an einer ebenen Platte T , besitzt das Fußgestell eine Klemme K , welche mit einer Druckschraube S an der Platte festgeklemmt werden kann und zu der die drei Stellschrauben a gehören (Abbildung 45, Fig. 1a,b). Die zwei Säulen, die am Fußgestell befestigt sind, tragen die Aufhängvorrichtung für die Fallschiene. Vom oberen Ende der Fallschiene (Abbildung 45, Fig. 1a und Fig. 2) gehen zwei Arme weg, an deren Enden jeweils ein kleines Rad r zu finden ist. Mit Hilfe dieser Räder kann man die Schiene auf dem Faden, wie in Abbildung 45 abgebildet, aufhängen, wodurch sich die Mittellinie der Fallschiene stets von selbst vertikal ausrichtet. Damit der Faden nicht an der Schiene streift und problemlos aufgehängt werden kann, besitzen die beiden Arme bei m Löcher. An den beiden Enden der Fallschiene befinden sich zwei Wellen w, w' ,



Inv. L. K. E. Hof. W. Schott. J. v. Kersch.

Sitzungb. der k. Akad. d. W. math. naturw. Cl. I. II. Bd. II. Abth. 1865.

Abbildung 45: Konstruktion des Fallapparats nach Lippich

über die man einen Papierstreifen eben aufspannen kann. Dazu ist es wichtig, dass das Papier nicht allzu schwach und möglichst glatt ist. Um das Papier zu spannen, wird es um die beiden Wellen gewickelt und an den Enden zusammengeklebt. Die Welle w' lässt sich entlang einem Schlitz zu diesem Zweck hin und her schieben, bis das Papier gespannt ist. Anschließend kann man die Welle mit den beiden Schraubenmuttern s befestigen (Lippich 1866: 553).

Des Weiteren ist direkt auf dem Fußgestell der Stab Z montiert, an dessen oberen Ende eine Schraube z angebracht ist. Als Schreibstift verwendete Lippich einen Coconfaden, den er mit Wachs bei k an die Schraube angeklebt hat. Damit der Faden eine saubere Linie zeichnet, empfiehlt Lippich, den Faden 2-3mm aus dem Wachs heraus schauen zu lassen. Mit Hilfe eines Laufgewichts, welches am Stab angebracht ist, lässt sich die Schwingungsdauer des Stabes regulieren. Mit dem Hebel H , der um o drehbar an einer der beiden Säulen gelagert ist, kann man den Stab in die Ausgangsstellung bringen. Durch Betätigen des Hebels wird der Stab in Schwingung gesetzt, wobei er beim ersten Durchgang durch die Ruhelage, die Aufhängung der Fallschiene auslöst, wodurch diese wiederum zu fallen beginnt (Lippich 1866: 553f).

Um die Fallschiene am Fallapparat aufzuhängen, wird der Faden fff der Fallschiene um die beiden Rollen c (Abbildung 45, Fig. 1a,b und Fig. 3) geschlungen, sodass der Faden genau in den Nuten der Rollen liegt. Die Enden des Fadens werden zwischen dem kürzeren Teil des Hebels pgt und dem vorragenden Teil der Platte fest eingeklemmt. Die Platte mit den beiden Rollen und dem Hebel befindet sich an den oberen Enden der beiden Säulen. Der Hebel ist in g gelagert und wird bei t , durch die Feder F am unteren Ende der Schnur tt' , welche über den Stift nn am Vorsprung der Platte P eingehängt wird, gespannt (Abbildung 45, Fig. 1a,b und Fig. 5). Die Länge der Schnur ist so bemessen, dass beim Einhängen des Stifts an der Platte, die Feder der Länge nach gezogen wird. Unter Verwendung der Schraubenmutter t lässt sich die Spannung in der Feder nachregulieren. Der Stift nn hat eine solche Länge, sodass der schwingende Stab, beim erstmaligen Durchgang durch seine Ruhelage, den Stift wegstoßen muss, um daran vorbei zu kommen. Folglich drückt die Feder d den Hebel pgt in die Höhe, wodurch plötzlich der Faden, mit dem die Fallschiene aufgehängt ist, freigelassen wird und die

Fallschiene zu Boden fällt. Mittels dem auf die Platte P aufgesetzten Teil b wird verhindert, dass die die Feder F an die fallende Schiene anschlägt und so den freien Fall beeinflusst (Lippich 1866: 554). Die Ausgangslage der gespannten Feder F und des schwingenden Stabes sind in Abbildung 46 ersichtlich.



Abbildung 46: Ausgangslage des schwingenden Stabes und der gespannten Feder

Um eine Mittellinie der Schwingung zu erhalten, ist am Fußgestell auch noch die kleine Säule A angebracht, an deren oberen Ende sich die Schraube z' befindet. An der Schraube wiederum ist ein zweiter Schreibstift k' befestigt. Es hat sich jedoch herausgestellt, wie Lippich schreibt, dass es bequemer und einfacher ist, die Mittellinie anschließend händisch zu konstruieren (Lippich 1866: 554).

Eine weitere Feder C ist an ihrem unteren Ende hinter der Säule A montiert. Diese Feder lässt sich über die Schraube h beliebig nach hinten zurückbiegen. Am oberen Ende endet die Feder in zwei Seitenarmen mit den gleichlangen, vorspringenden Spitzen B (Abbildung 45, Fig. 1a,b und Fig. 4). Die Feder mit den beiden Schienen dient dazu, die Fallschiene in ihrer Aufhängung auszupendeln und in eine ruhige, vertikal hängende

Ausgangsposition zu bringen. Dazu wird, vor dem Einhängen der Schiene, die Schraube herausgedreht, sodass die Feder an der Säule anliegt. Dadurch stehen die beiden Spitzen so weit nach vorne, dass man die Schiene beim Einhängen vorsichtig an die Spitzen anlegen kann. Dies verhindert, dass die Schiene eine pendelförmige Bewegung einnimmt und somit nicht an die Schreibspitzen anschlägt. Dreht man nun die Schraube hinein und biegt somit die Feder wieder zurück, kann man nun ganz vorsichtig die Fallschiene in ihre vertikale Lage bringen, bis die Schreibspitzen die Papierfläche leicht berühren. Vor dem Auslösen des Hebels *pgt*, wird die Schiene vollkommen beruhigt und die Spitzen *B* endgültig von der Schiene abgehoben (Lippich 1866: 554f).

Eine Fangvorrichtung *D* (Abbildung 45, Fig. 1a,b und Fig. 4) am unteren Teil der Klemme *K* dient dazu, die Fallschiene sanft abzufangen. Dazu sind bei *X* Darmsaiten aufgespannt, welche die oberen Arme der Fallschiene auffangen. Damit die Schiene auch sicher vertikal fällt und von den Darmsaiten gefangen wird, kann man über die Stellschrauben *a* und einem Senkblei *l* den gesamten Fallapparat vertikal ausrichten. Eine andere Möglichkeit die Fallschiene aufzufangen ist es, einfach unter den Fallapparat ein Gefäß, das man zuvor mit Tüchern oder ähnlichem ausgepolstert hat, zu stellen und die Fallschiene dort hineinfallen zu lassen (Lippich 1866: 555).

Lippich empfiehlt in seiner Arbeit, die Schwingungsdauer des Stabes so anzupassen, dass man auf die gesamte Länge des Papierstreifens 4-6 ganze Schwingungen bekommt (Lippich 1866: 555). Abbildung 47 zeigt die von Lippich erhaltenen Fallkurven.

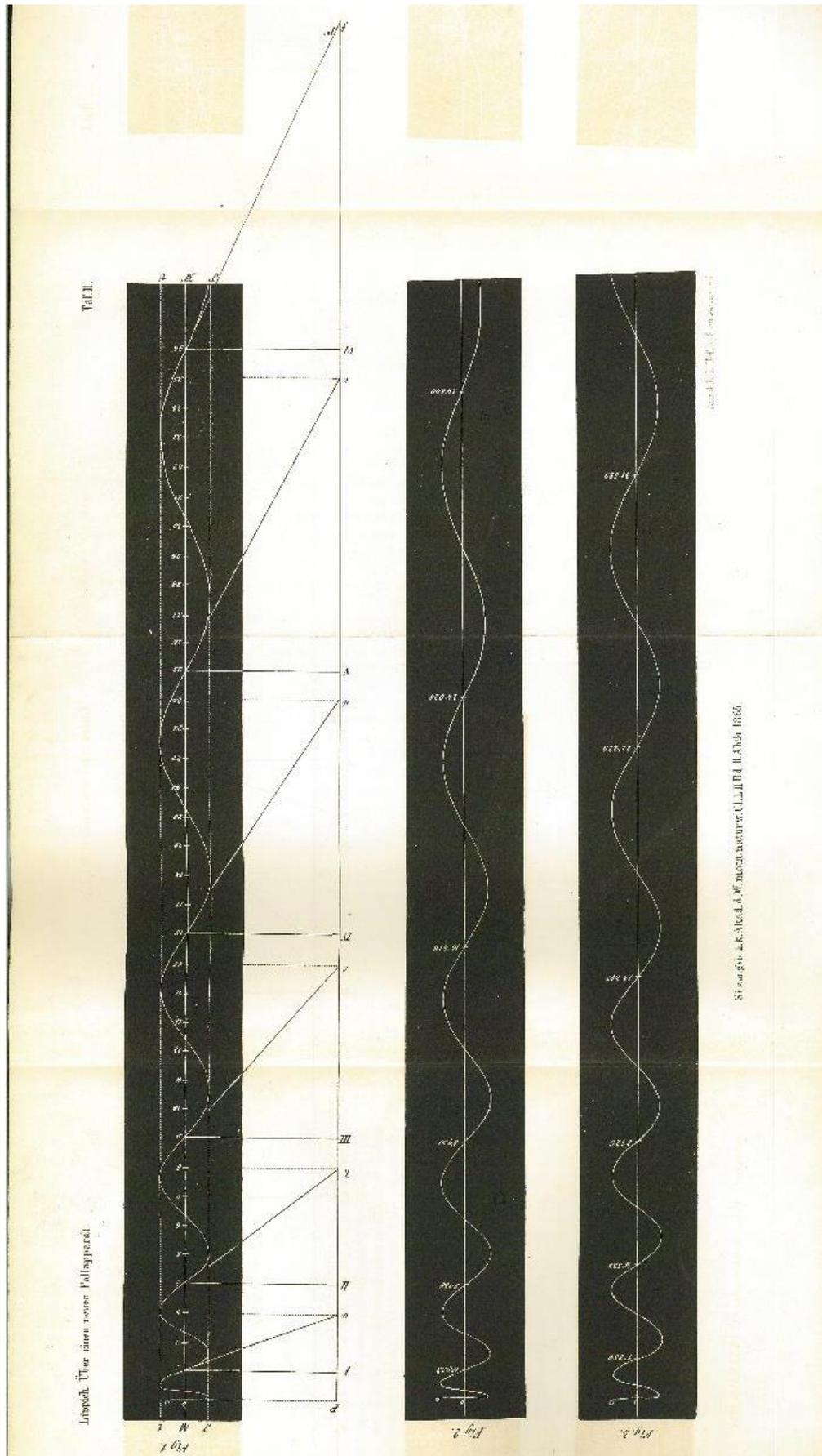


Abbildung 47: Fallkurven von Lippich

6.3 Fallversuch mit dem Fallapparat nach Lippich

6.3.1 Versuchsdurchführung

Durchgeführt wurde der Versuch analog dazu, wie ihn Lippich in seiner Arbeit beschreibt, jedoch wurde statt der Fallschiene eine Aluminiumplatte verwendet, da die originale Fallschiene nicht mehr vorhanden ist. Auf das Bespannen der Aluminiumplatte mit beruften Papier konnte verzichtet

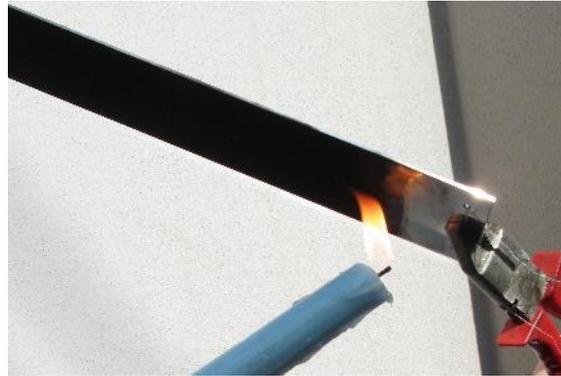


Abbildung 48: Berußen der Aluminiumplatte

werden, da man die Aluminiumplatte gleich direkt berußen konnte. Das Berußen der Platte erfolgte über der Flamme einer Kerze (Abbildung 48), wobei darauf zu achten war, dass die Rußschicht nicht mit Wachs verunreinigt wurde, d.h. der Kerzendocht durfte die Aluminiumplatte nicht berühren.

Zum Auffangen der Fallschiene bzw. der Aluminiumplatte wurde unter dem Fallapparat ein Kübel gestellt, welcher mit Luftpolsterfolie und Schaumfolie ausgelegt wurde, da die auch die Fangvorrichtung zum Fallapparat nicht mehr vorhanden ist.



Abbildung 49: Schreibstift des Fallapparats

Da kein Coconfaden zur Verfügung stand, wurde als Schreibstift am schwingenden Stab weißer Zwirn (Stärke 50) verwendet. Dieser wurde zuerst mit einem feinen Kupferdraht an der Schraube befestigt und anschließend mit Wachs fixiert (Abbildung 49).

Vor Beginn der Versuchsdurchführung ist darauf zu achten, dass der Fallapparat nach Lippich (Abbildung 51), unter Verwendung der drei Stellschrauben und des zugehörigen Lots, in vertikale Stellung gebracht wird, damit die Fallplatte beim freien Fall nicht an den Fallapparat anschlägt. Weiters ist bei den Versuchen auch wichtig, dass die Platte in der Ausgangsposition genau vertikal hängt, sodass beim Fall der Platte der Schreibstift immer in gleicher Weise auf die Platte drückt. Um eine vertikale Aufhängung der Aluminiumplatte zu erreichen, wurde diese wie in Abbildung 50 dargestellt, mit einem sehr dünnen Faden (weißer Zwirn) aufgehängt.



Abbildung 50: Aufhängung der Aluminiumplatte mit einem dünnen Faden



Abbildung 51: Fallapparat nach Lippich der Universität Wien, erworben 1878 von der Firma Houdek und Hervert, Prag

Nach Beenden der Fallversuche, wurde unter Verwendung einer Lichtschranke und eines Universalzählers, beide der Marke NTL, die Schwingungsdauer des schwingenden Stabes mit dem Schreibstift ermittelt. Dazu wurde die Lichtschranke mit dem Universalzähler verbunden und wie in Abbildung 52 ersichtlich aufgebaut.

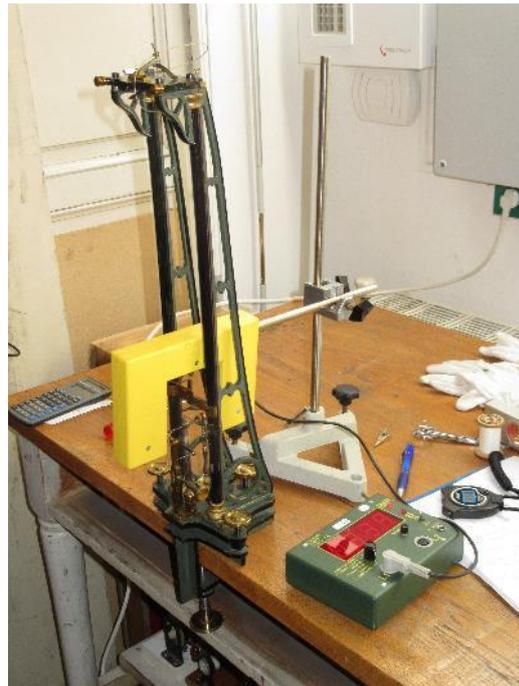


Abbildung 52: Messung der Schwingungsdauer des schwingenden Stabes

Die verwendete Lichtschranke konnte nur die Impulse bei Unterbrechung des Lichtstrahls messen. Mit Hilfe des Universalzählers wurden so die Anzahl der erfassten Impulse in einer Zeitspanne von 10s gemessen, wobei (387 ± 1) Impulse in 10s erfasst wurden. Da sich der Stab in seiner Schwingung nach vorne und hinten bewegt, wurden so pro Schwingung mit der Lichtschranke jeweils zwei Impulse erfasst. Um nun die Anzahl der Schwingungen pro 10s zu erhalten, muss die Anzahl der Impulse durch zwei dividiert werden, woraus man folglich $(193,5 \pm 0,5)$ Schwingungen pro 10s erhält. Die Frequenz des schwingenden Stabes erhält man, indem man die Anzahl der Schwingungen pro 10s durch zehn dividiert. Für den schwingenden Stab ergibt dies eine Frequenz von $f = (19,35 \pm 0,05)Hz$, bzw. eine Schwingungsdauer für eine Schwingung von $\tau = (0,05168 \pm 0,0014)s$.

6.3.2 Auswertung der Fallkurve und Ergebnisse

Wie sich herausstellte, benötigt es etwas an Übung, bis man mit dem Fallapparat nach Lippich eine Fallkurve erhält, welche man für eine optimale Auswertung heranziehen kann. So waren im Zuge der Versuchsdurchführung 20 Wiederholungen nötig, um eine



passende Fallkurve zu erhalten. Dabei hat sich gezeigt, dass die Qualität der Berußung der Fallplatte einen besonders großen Einfluss auf das Ergebnis des Fallversuchs und somit auf die Fallkurve hat. Sobald nämlich beim Berußen der Docht der Kerze mit der Platte in Berührung kommt, wird etwas Wachs auf die Platte übertragen, wodurch der Schreibstift des Fallapparats an diesen Stellen nicht mehr schreibt.

Damit die Platte nicht nach jeder Versuchsdurchführung neu berußt werden musste, wurden pro Berußung, mehrere Fallkurven auf der Aluminiumplatte aufgezeichnet. Die für die weitere Auswertung verwendete Fallkurve ist in Abbildung 53 zu sehen (linke durchgehende Kurve). Erhalten wurde die verwendete Fallkurve in der 20. Versuchswiederholung.

Um die Fallkurve auswerten zu können, musste zuerst die Mittellinie der Schwingungen konstruiert werden. Dazu wurden jeweils alle Maxima und alle Minima miteinander verbunden, und der Abstand der dadurch erhaltenen Linien halbiert. Durch Verbinden der Halbierungspunkte erhält man die Mittellinie. Die Abstände zwischen den Punkten, in denen die Mittellinie die Fallkurve schneidet, entsprechen nun den beim freien Fall zurückgelegten Strecken Δs in immer gleichen Zeitabständen Δt (Tabelle 14), wobei diese Zeitabstände der Schwingungsdauer τ für eine Schwingung des schwingenden Stabes entsprechen. Setzt man die einzelnen Streckenabschnitte in Relation zum ersten Streckenabschnitt, erhält man annähernd den von Galilei

Abbildung 53: Fallkurve nach Lippich
(Kontrast und Helligkeit erhöht)

entdeckten Zusammenhang $\Delta s_1 : \Delta s_2 : \Delta s_3 \dots = 1 : 3 : 5 \dots$ (Kapitel 2.4), ebenfalls zu sehen in Tabelle 14.

n	$(\Delta s_n \pm 1) \text{ mm}$	$\Delta s_1 / \Delta s_n$
1	13	1
2	39	$(3,00 \pm 0,25)$
3	65,5	$(5,04 \pm 0,40)$
4	89,5	$(6,88 \pm 0,54)$
5	116	$(8,92 \pm 0,69)$

Tabelle 14: Zurückgelegte Strecken in gleichen Zeitabschnitten

Die zurückgelegten Strecken bzw. Fallwege s und benötigten Zeiten t ab Beginn des freien Falls können Tabelle 15 entnommen werden. Die Strecken ab Beginn des freien Falls (in Abbildung 53 unten) entsprechen in der Fallkurve den Abständen vom ersten Schnittpunkt der Kurve und der Mittellinie, bis zu den Schnittpunkten der Kurve mit der Mittellinie nach der jeweiligen Anzahl von Schwingungen (vgl. Abbildung 47).

$(s \pm 1) \text{ mm}$	$t \text{ [s]}$		$g' \text{ [m/s}^2\text{]}$
13	τ	$(0,05168 \pm 0,0014)$	$(9,74 \pm 0,84)$
52	2τ	$(0,10336 \pm 0,0028)$	$(9,74 \pm 0,27)$
117,5	3τ	$(0,15504 \pm 0,0042)$	$(9,78 \pm 0,16)$
207	4τ	$(0,20672 \pm 0,0056)$	$(9,69 \pm 0,11)$
323	5τ	$(0,25840 \pm 0,0070)$	$(9,675 \pm 0,081)$

Tabelle 15: Fallwege, Fallzeiten und berechnete Erdbeschleunigung für die Fallkurve nach Lippich

Nach Umformen des Fallgesetzes (Gleichung 1) kann man in weiterer Folge die Erdbeschleunigung g' berechnen (Tabelle 15). Für den Mittelwert der berechneten Fallbeschleunigung erhält man daraus $\bar{g}' = (9,722 \pm 0,019) \text{ m/s}^2$.

Anschließend wurden die Ergebnisse für die Fallstrecken in Abhängigkeit der Fallzeit mittels QTI-Plot grafisch dargestellt (Abbildung 54). Unter Verwendung eines Regressionspolynoms 2. Ordnung konnte daraus eine Bewegungsgleichung, analog zu

Gleichung 8, gewonnen werden. Die Werte für die Beschleunigung $a/2$ bzw. a , die Anfangsgeschwindigkeit v_0 und den Anfangsweg s_0 der Bewegungsgleichung können Abbildung 54 entnommen werden.

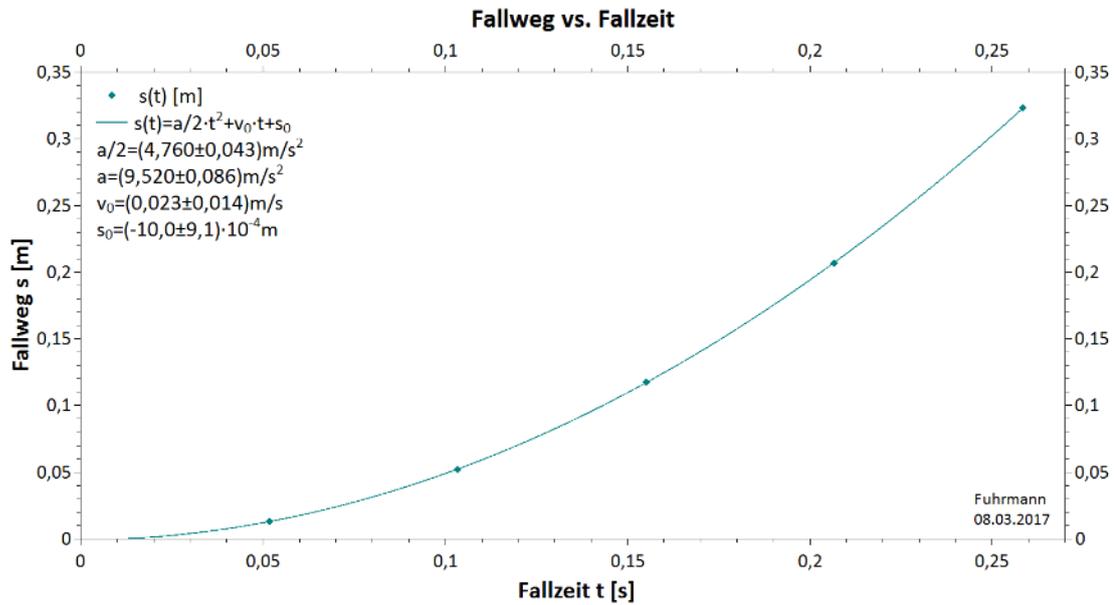


Abbildung 54: Fallweg vs. Fallzeit für die Fallkurve nach Lippich

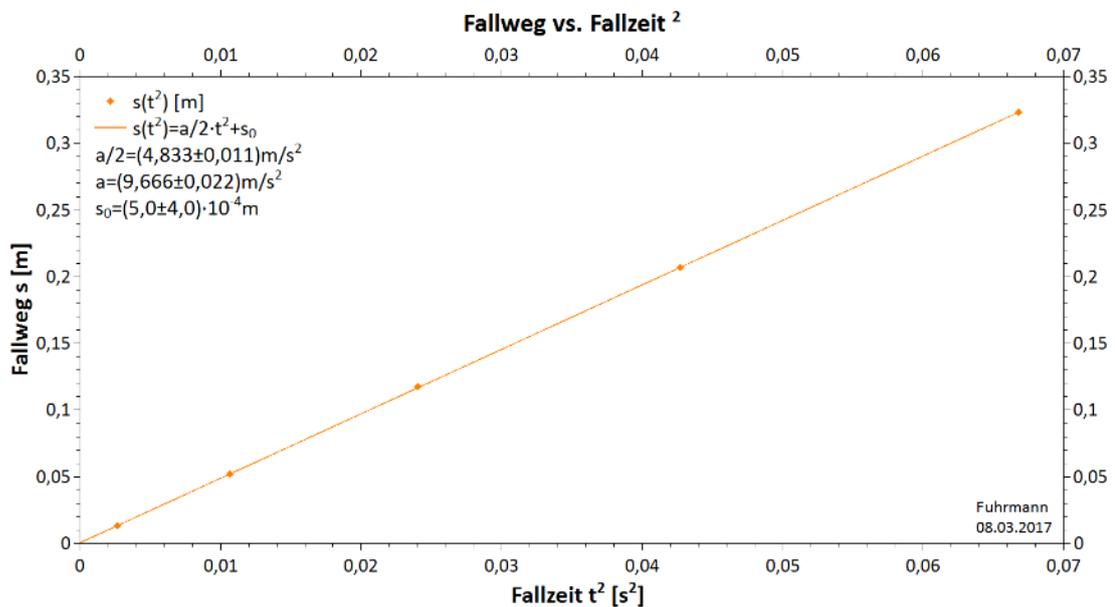


Abbildung 55: Fallweg vs. Fallzeit² für die Fallkurve nach Lippich

Trägt man im Diagramm den Fallweg in Abhängigkeit zum Quadrat der Fallzeit auf (Abbildung 55), so erhält man einen linearen Verlauf gemäß dem Fallgesetz. Die mittels linearer Regression erhaltene Bewegungsgleichung entspricht Gleichung 9. Die Werte für die Beschleunigung $a/2$ bzw. a und den Anfangsweg s_0 können Abbildung 55 entnommen werden.

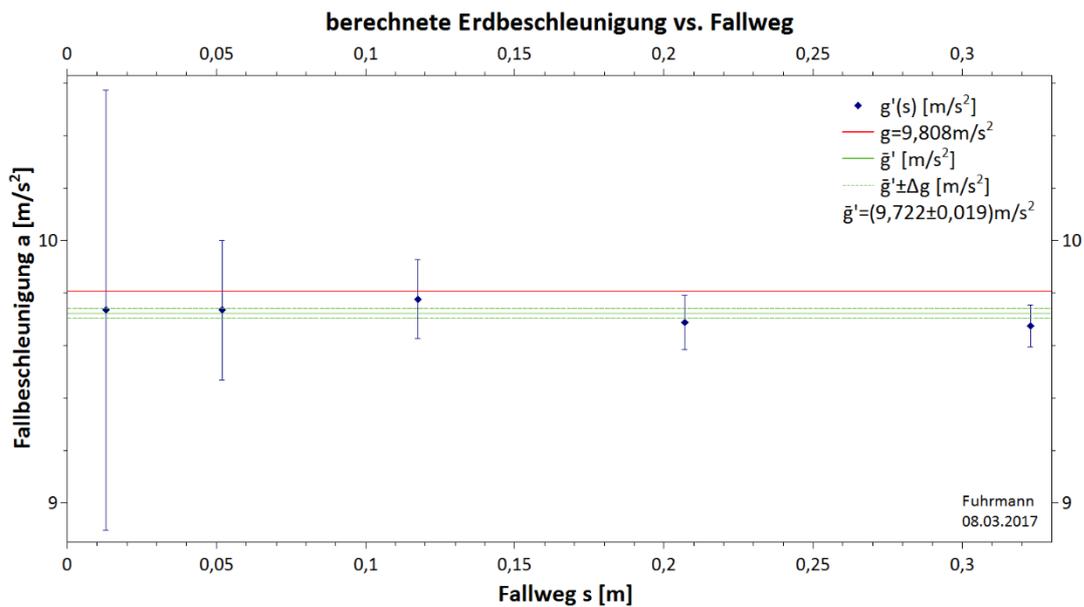


Abbildung 56: Berechnete Erdbeschleunigung vs. Fallweg für die Fallkurve nach Lippich

In Abbildung 56 sind die Werte der berechneten Erdbeschleunigung g' , zusammen mit ihren Fehlern, aus Tabelle 15 für die einzelnen Fallstrecken grafisch dargestellt. Des Weiteren ist auch der Mittelwert aus den berechneten Erdbeschleunigungen \bar{g}' inklusive des Fehlers, sowie die tatsächliche Erdbeschleunigung g eingezeichnet. Der Wert für die mittlere berechnete Erdbeschleunigung \bar{g}' ist in Abbildung 56 zu sehen.

6.3.3 Diskussion der Ergebnisse

Wie aus Tabelle 14 ersichtlich, lässt sich mit Hilfe des Fallapparats nach Lippich der Zusammenhang, der in jeweils gleich großen Zeitintervallen zurückgelegten Strecken mit den aufeinanderfolgenden ungeraden Zahlen, von Galilei, sehr gut nachweisen und

die aus den Versuchen erhaltenen Ergebnisse stimmen innerhalb ihrer Fehler mit der Theorie überein.

Auch der quadratische Zusammenhang der Fallhöhe und der Fallzeit (Abbildung 54), sowie die direkte Proportionalität der Fallhöhe und dem Quadrat der Fallzeit (Abbildung 55) konnten mit dem Fallapparat nach Lippich nachgewiesen werden.

Lediglich bei der Ermittlung der Erdbeschleunigung g' kommt es zu Abweichungen mit der tatsächlichen Erdbeschleunigung $g = 9,808m/s^2$, wie aus Abbildung 56 und Tabelle 15 hervorgeht. So stimmen nur drei der fünf Versuchswerte innerhalb ihrer Fehler mit dem tatsächlichen Wert überein, wodurch folglich auch der Mittelwert der berechneten Erdbeschleunigung \bar{g}' von der tatsächlichen Erdbeschleunigung abweicht.

Eine Möglichkeit, woher die Fehler in der Erdbeschleunigung herrühren, könnte in der Auswertung der Fallkurve liegen, da die Auswertung grafisch erfolgt und es hier eine besondere Genauigkeit und Sorgfalt benötigt. Dass der Fehler auf eine Verzögerung des freien Falls der Fallschiene zurückzuführen ist, ist eher unwahrscheinlich, da die Fallschiene beim Fall lediglich den Schreibstift berührt und dieser so fein ausgeführt ist, dass er wohl kaum einen Einfluss auf den freien Fall ausübt.

7 ZWEI MODERNE VERSUCHE ZUR FALLBEWEGUNG

Zwei neue Methoden für Fallversuche stellen der Luftkissentisch der Firma Leybold Didactic GmbH und der Fallapparat der Firma 3B Scientific GmbH dar. Beim Luftkissentisch wird mittels einer Umlenkrolle der freie Fall eines Körpers, ähnlich wie bei der Atwood'schen Fallmaschine, verlangsamt, wodurch sich der fallende Körper mit einer geringeren Beschleunigung als der Erdbeschleunigung Richtung Boden bewegt. Beim Fallapparat kann der freie Fall direkt, ähnlich wie mit dem Hipp'schen Chronoskop oder dem Navez'schen Pendelapparat, untersucht werden.

7.1 Luftkissentisch

Mit Hilfe des Luftkissentisches der Firma Leybold Didactic GmbH (Abbildung 57) können zweidimensionale Bewegungen sowohl qualitativ als auch quantitativ untersucht werden. Dazu bedient man sich Gleiter, welche an der Unterseite ein Gebläse eingebaut haben, um sich so möglichst reibungsfrei auf dem Luftkissentisch fortzubewegen. Elektroden im Mittelpunkt oder am Umfang des Gleiters zeichnen die Bewegung auf einem elektrisch leitenden Metallpapier auf, wenn eine Spannung angelegt wird. Um den zeitlichen Verlauf zu registrieren, erfolgt die Spannungsversorgung impulsweise mit einer Frequenz von 10Hz oder 50Hz (vgl. Leybold Didactic GmbH 2014).

7.1.1 Versuchsdurchführung

Vor Beginn der Versuchsdurchführung ist darauf zu achten, dass der Luftkissentisch horizontal ausgerichtet ist. Am einfachsten bedient man sich dazu einer Wasserwaage. Bei Bedarf kann man nun den Luftkissentisch mit Hilfe der Stellschrauben waagrecht ausjustieren.

Für die Durchführung des Versuchs wird ein unelastischer Haftring über den Gleiter $m_G = (1000,8 \pm 0,1)g$ gegeben. Bei zusätzlicher Verwendung einer Zusatzmasse $m_Z = (500,0 \pm 0,1)g$ wird diese zuerst am Gleiter montiert und anschließend erst der Haftring. Des Weiteren wird eine Umlenkrolle am Rand des Luftkissentisches montiert. Eine Beschleunigungsmasse $m_B = (19,0218 \pm 0,0003)g$ wird mit einem Faden am Haftring befestigt, wobei darauf zu achten ist, dass der Faden über die Umlenkrolle geführt wird. Für den Versuchsaufbau siehe auch Abbildung 57.

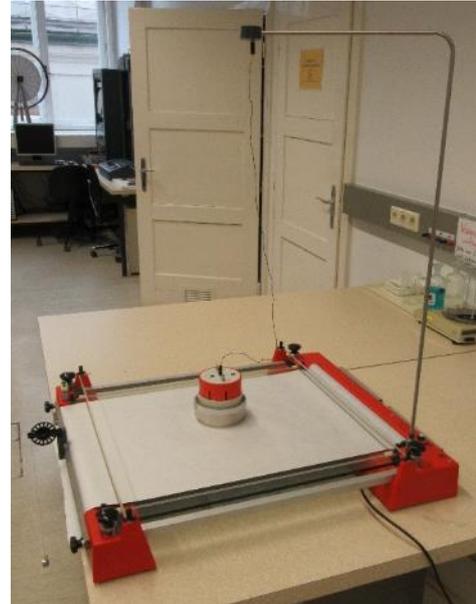


Abbildung 57: Luftkissentisch der Universität Wien mit Versorgungsmast, Gleiter und Umlenkrolle

Über den Versorgungsmast wird der Gleiter unter Verwendung eines Kabels mit Spannung versorgt. Für die Spannungsimpulse wurde bei den durchgeführten Versuchen eine Frequenz von $50Hz$ gewählt, welche am Luftkissentisch eingestellt wird. Da beim durchgeführten Versuch lediglich die Mittelpunktbewegung des Gleiters von Bedeutung ist, wird auch nur die Mittelpunkt-Elektrode mit Spannung versorgt.

Damit der Gleiter unter sich einen Luftpolster aufbaut, auf welchem er sich annähernd reibungsfrei fortbewegt, muss vor der Aufzeichnung der Motor des Gleiters eingeschaltet werden. Nun wird der Gleiter am hinteren Ende des Luftkissentisches festgehalten, während die Beschleunigungsmasse am Faden frei hängt. Wird anschließend der Gleiter losgelassen, so versetzt die Beschleunigungsmasse den Gleiter in Bewegung, indem diese Richtung Boden fällt und über die Umlenkrolle und dem Faden den Gleiter mit sich zieht, hin zum vorderen Ende des Luftkissentisches. Beim Loslassen des Gleiters ist darauf zu achten, dass man dem Gleiter keinen zusätzlichen Impuls überträgt. Um die Aufzeichnung zu starten, muss möglichst gleichzeitig, wenn der Gleiter losgelassen wird, der Handschalter am Luftkissentisch gedrückt werden. Der Handschalter wird dabei erst losgelassen, kurz bevor der Gleiter am vorderen Ende des Luftkissentisches ankommt. Bei erfolgreicher Versuchsdurchführung erhält man eine

Aufzeichnung wie in Abbildung 58 ersichtlich, wobei der Versuch hier schon mehrmals durchgeführt wurde. Insgesamt wurde der Versuch 6-mal durchgeführt – 4 Versuche ohne Zusatzmasse und 2 Versuche bei zusätzlicher Verwendung der Zusatzmasse um die Masse des Gleiters zu erhöhen.

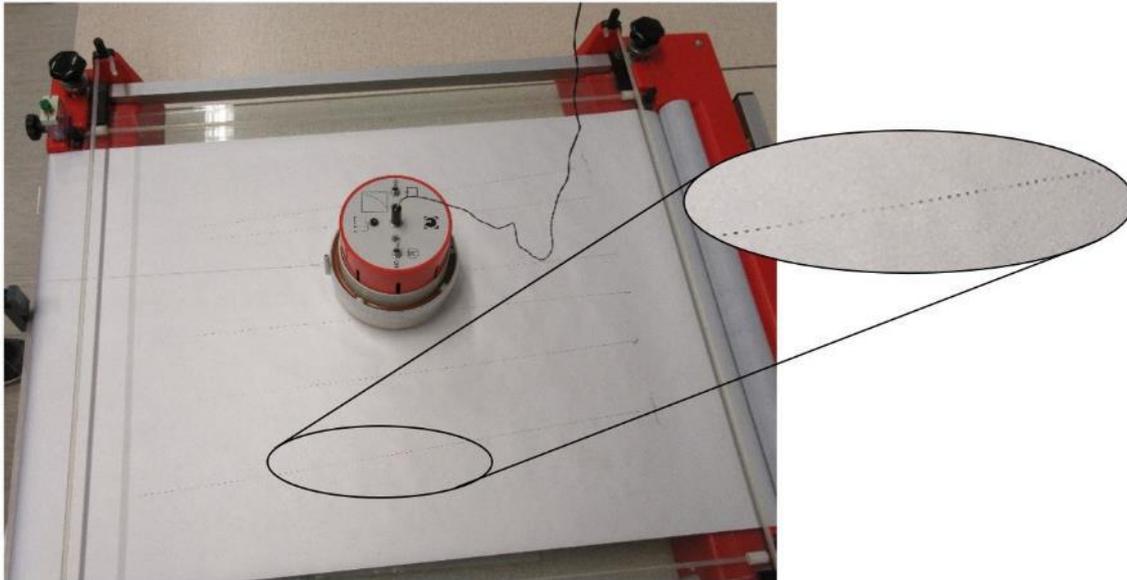


Abbildung 58: Aufzeichnung der Bewegung des Gleiters auf Metallpapier

7.1.2 Ergebnisse

Die aufgezeichneten Bewegungsverläufe wurden zuerst händisch unter Verwendung eines Geodreiecks ausgewertet und die Daten anschließend für weitere Auswertungen in QTI-Plot übertragen, wobei für jeden Versuch eine eigene Auswertung erfolgte.

Die bei der Versuchsdurchführung erhaltenen Bahnkurven sind strichlierte Linien. Aufgrund der verwendeten Spannungsfrequenz von 50Hz entsprechen die einzelnen Markierungen bzw. Striche einer Zeitdifferenz von $0,02\text{s}$.

Da die Auswertung für sehr kleine Zeiten bzw. sehr kleine Strecken sich als schwierig herausstellte, da die Markierungspunkte so nahe beieinander liegen, dass man sie nicht unterscheiden kann, wurde mit der Auswertung erst nach einem zurückgelegten Weg von 10mm begonnen, wodurch sich für die Anfangszeit $t = 0\text{s}$ ein Anfangsweg von $x_0 = 0,01\text{m}$ ergibt.

Tabelle 16 zeigt die Werte für die zurückgelegte Strecke $x(t)$ des Gleiters für die einzelnen Versuche in Abhängigkeit der Zeit t , herausgelesen aus den Aufzeichnungen für alle 0,1s, wobei die Versuche 1 bis 4 ohne Zusatzmasse und die Versuche 5 und 6 mit Zusatzmasse durchgeführt wurden.

Versuch	1	2	3	4	5	6
t [s]	$x(t)$ [m]					
0	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
0,1	0,0165	0,018	0,0185	0,016	0,015	0,015
0,2	0,0245	0,027	0,0295	0,023	0,0215	0,021
0,3	0,034	0,038	0,0415	0,032	0,0285	0,0285
0,4	0,0455	0,0505	0,0555	0,0425	0,037	0,0365
0,5	0,0585	0,0645	0,071	0,054	0,0465	0,046
0,6	0,073	0,08	0,088	0,068	0,057	0,056
0,7	0,0885	0,097	0,1065	0,0825	0,0685	0,067
0,8	0,106	0,1155	0,1265	0,099	0,081	0,0795
0,9	0,125	0,1355	0,148	0,117	0,095	0,0925
1	0,1455	0,157	0,171	0,1365	0,1095	0,107
1,1	0,1675	0,1805	0,1955	0,1575	0,125	0,1225
1,2	0,191	0,205	0,2215	0,18	0,142	0,1385
1,3	0,216	0,231	0,249	0,204	0,1599	0,156
1,4	0,243	0,259	0,278	0,229	0,1785	0,1745
1,5	0,271	–	0,308	0,256	0,198	0,194
1,6	0,3005	–	0,34	0,2845	0,219	0,2145
1,7	0,332	–	0,373	0,3135	0,241	0,236
1,8	0,365	–	0,408	0,344	0,264	0,2585
1,9	0,3985	–	–	0,376	0,288	0,282
2	–	–	–	0,41	0,3125	0,3065
2,1	–	–	–	–	0,338	0,332
2,2	–	–	–	–	0,365	0,3585
2,3	–	–	–	–	0,393	0,386
2,4	–	–	–	–	–	0,4145
2,5	–	–	–	–	–	0,443

Tabelle 16: Ergebnisse aus den 6 Versuchen zum Luftkissentisch

Unter Verwendung von QTI-Plot wurden die Messergebnisse aus Tabelle 16 in einem Weg-Zeit-Diagramm, zu sehen in Abbildung 59, grafisch dargestellt und eine Regressionsanalyse mit einem Polynom 2. Ordnung erstellt. Dadurch erhält man eine Bewegungsgleichung analog zu Gleichung 8.

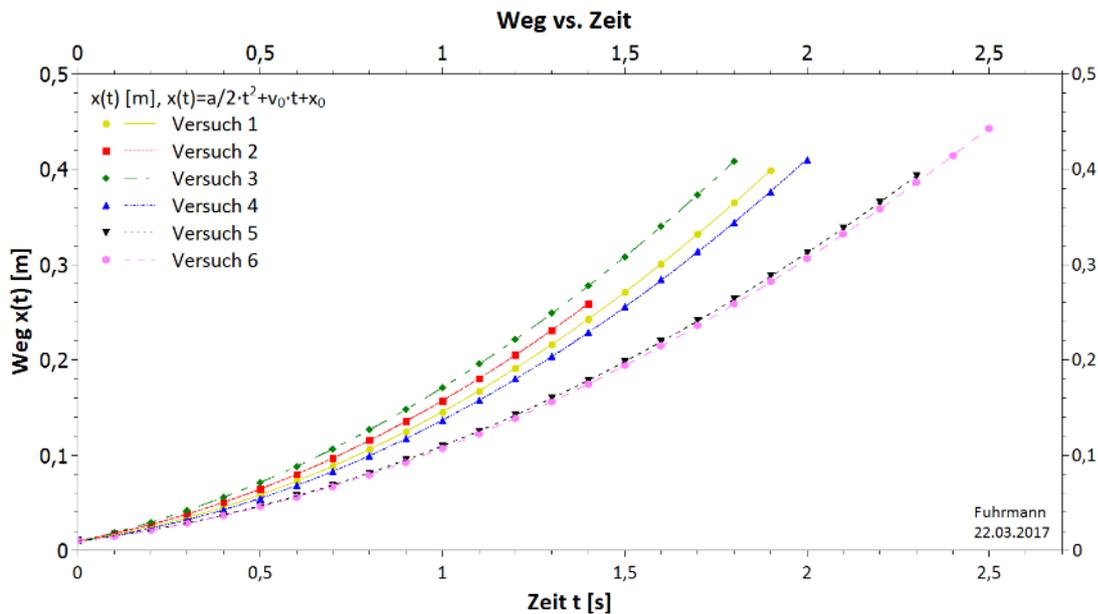


Abbildung 59: Weg-Zeit-Diagramm zu den Versuchen zum Luftkissentisch

Die Werte für die Beschleunigung a , sowie die Anfangsgeschwindigkeit v_0 und den Anfangsweg x_0 zum Zeitpunkt $t = 0s$, welche man aus der Regressionsanalyse in QTI-Plot erhält, sind in Tabelle 17 angegeben.

Versuch	$a [m/s^2]$	$v_0 [m/s]$	$x_0 [m]$
1	$0,15360 \pm 0,00032$	$0,05891 \pm 0,00031$	$0,00976 \pm 0,00013$
2	$0,15314 \pm 0,00040$	$0,07059 \pm 0,00029$	$0,010009 \pm 0,000086$
3	$0,15008 \pm 0,00058$	$0,08665 \pm 0,00054$	$0,00920 \pm 0,00021$
4	$0,14678 \pm 0,00072$	$0,05390 \pm 0,00073$	$0,00938 \pm 0,00032$
5	$0,10282 \pm 0,00028$	$0,04862 \pm 0,00032$	$0,00953 \pm 0,00016$
6	$0,10174 \pm 0,00022$	$0,04647 \pm 0,00029$	$0,00980 \pm 0,00016$

Tabelle 17: Beschleunigung, Anfangsgeschwindigkeit und Anfangsweg beim Luftkissentisch

Da sich der Gleiter nicht vollkommen reibungsfrei auf dem Luftkissentisch fortbewegt, kann man in weiterer Folge den Gleitreibungskoeffizienten μ_G des Bewegungssystems ermitteln. Dafür vergleicht man die theoretische Kraft F_{th} mit welcher sich der Gleiter fortbewegt, wenn das System reibungsfrei wäre, mit der tatsächlich wirkenden Kraft F_{tat} , welche aufgrund der Reibung auf das System einwirkt und erhält aus der Differenz den Gleitreibungskoeffizienten.

Für die Versuche 1 bis 4 in denen keine Zusatzmasse verwendet wurde, erhält man die theoretische und die tatsächliche Kraft wie folgt:

$$F_{th} = m_B * g$$

Gleichung 13: Theoretische Kraft im Fall eines reibungsfreien Systems

$$F_{tat} = (m_G + m_B) * a$$

Gleichung 14: Tatsächliche Kraft im Fall aufgrund der Reibung

Nach Differenzbildung erhält man für die Reibungskraft (in Abhängigkeit der Normalkraft des Gleiters, wobei die Reibung der Umlenkrolle vernachlässigt wurde) unter der Betrachtung, dass lediglich eine Gleitreibung auftritt:

$$F_R = m_G * g * \mu_G \Leftrightarrow F_R = F_{th} - F_{tat} = m_B * g - (m_G + m_B) * a$$

Gleichung 15: Auftretende Reibungskraft beim Luftkissentisch

Durch Gleichsetzen und Umformen von Gleichung 15 erhält man für den Gleitreibungskoeffizienten des Systems:

$$\mu_G = \frac{m_B * g - (m_G + m_B) * a}{m_G * g}$$

Gleichung 16: Gleitreibung des Systems Luftkissentisch

Nimmt man das System als reibungsfrei an, so lässt sich durch Gleichsetzen von Gleichung 13 und Gleichung 14 und Umformen, die Erdbeschleunigung g' aus den Experimenten berechnen.

$$g' = \frac{(m_G + m_B) * a}{m_B}$$

Gleichung 17: Aus den Versuchen zum Luftkissentisch berechnete Erdbeschleunigung

Für die Versuche 5 und 6 müssen die Berechnungen (Gleichung 13 bis Gleichung 17) um den Wert der Zusatzmasse erweitert werden, wodurch man für die tatsächliche Kraft

$$F_{tat} = (m_B + m_Z) * g,$$

für die theoretische Kraft

$$F_{th} = (m_G + m_Z + m_B) * a,$$

für die Reibungskraft

$$F_R = (m_G + m_Z) * g * \mu_G \Leftrightarrow F_R = F_{th} - F_{tat} = m_B * g - (m_G + m_Z + m_B) * a,$$

für den Gleitreibungskoeffizienten des Systems

$$\mu_G = \frac{m_B * g - (m_G + m_Z + m_B) * a}{(m_G + m_Z) * g}$$

und für die aus den Versuchen ermittelte Erdbeschleunigung

$$g' = \frac{(m_G + m_Z + m_B) * a}{m_B}$$

erhält.

Die Werte für den Gleitreibungskoeffizienten des Luftkissentischs und die berechnete Erdbeschleunigung für alle sechs Versuche sind in Tabelle 18 zu finden.

Versuch	μ_G	$g' [m/s^2]$
1	$(3,048 \pm 0,034) * 10^{-3}$	$8,235 \pm 0,018$
2	$(3,096 \pm 0,042) * 10^{-3}$	$8,210 \pm 0,022$
3	$(3,414 \pm 0,061) * 10^{-3}$	$8,046 \pm 0,032$
4	$(3,757 \pm 0,075) * 10^{-3}$	$7,870 \pm 0,039$
5	$(2,058 \pm 0,029) * 10^{-3}$	$8,215 \pm 0,023$
6	$(2,170 \pm 0,023) * 10^{-3}$	$8,129 \pm 0,018$

Tabelle 18: Gleitreibungskoeffizient des Luftkissentischs und daraus berechnete Erdbeschleunigung

7.1.3 Diskussion

Wie in Abbildung 59 ersichtlich, kann man die Abhängigkeit des zurückgelegten Weges von der Zeit sehr gut mit einem Regressionspolynom 2. Ordnung angleichen. Trägt man den zurückgelegten Weg in Abhängigkeit zum Quadrat der Zeit auf (Abbildung 60),

kommt es zu Abweichung gegenüber der Theorie. So kann man erkennen, dass zu Beginn kein linearer Zusammenhang zwischen dem Weg und der Zeit besteht und die Kurve erst zu einem späteren Zeitpunkt langsam in einen annähernd linearen Verlauf übergeht. Dieses Verhalten kann man wohl darauf zurückführen, dass die Haftreibung zu Beginn der Bewegung einen deutlichen Einfluss hat.

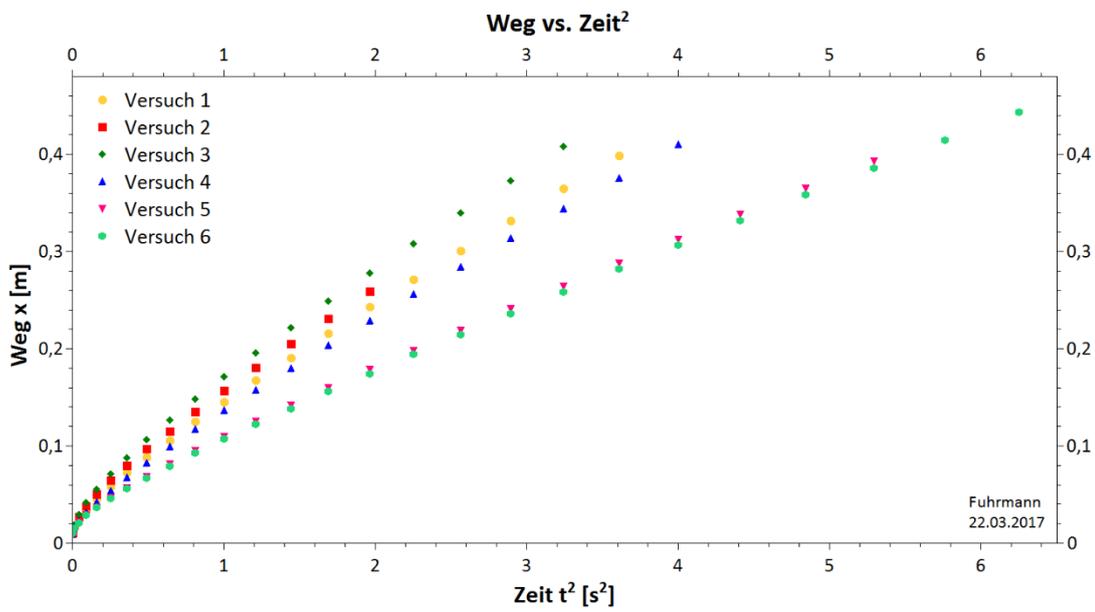


Abbildung 60: Zurückgelegter Weg in Abhängigkeit zum Quadrat der Zeit für den Luftkissentisch

Dies spiegelt sich auch in der berechneten Erdbeschleunigung wieder. Wie aus Tabelle 18 hervorgeht, kommt es auch hier zu einer systematischen Abweichung der berechneten Erdbeschleunigung g' von der tatsächlichen Erdbeschleunigung.

Vergleicht man Tabelle 17 und Tabelle 18 miteinander, so ist deutlich zu sehen, dass die Tendenz besteht, dass Gleitreibungskoeffizient und Anfangsgeschwindigkeit des Gleiters zueinander proportional sind.

7.2 Fallapparat

7.2.1 Beschreibung des Fallapparats

Der Fallapparat der Firma 3B Scientific GmbH (Abbildung 61) dient dazu, die Fallzeiten eines fallenden Körpers für verschiedene Fallhöhen zu messen. Als fallender Körper wird eine kleine Stahlkugel verwendet. Die Auslösevorrichtung für den Fall der Kugel, kann in der Höhe (20 – 960mm) variabel verstellt werden. Die Auslösevorrichtung des Fallapparats ist in ihrer Funktion als Schalter ähnlich aufgebaut wie die Kugelhalterung des Hipp'schen Fallapparats, wobei abweichend zu letzterem ein Haltemagnet die Kugel vor dem Start fixiert. Wird die Auslösevorrichtung betätigt, so beginnt die Kugel zu fallen. Durch

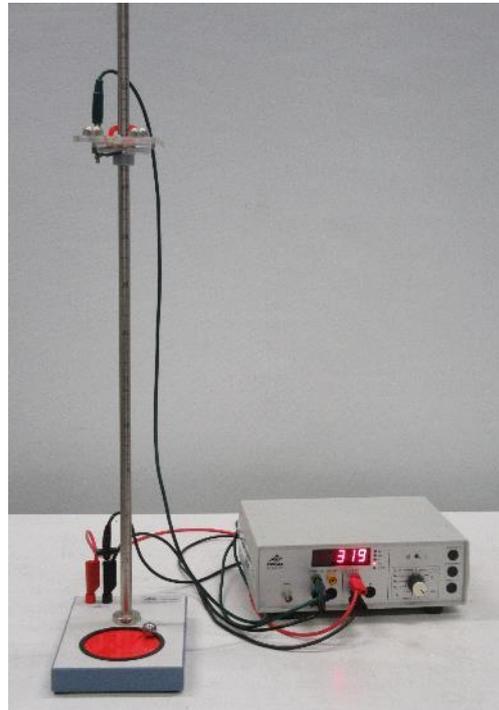


Abbildung 61: Fallapparat mit Digitalzähler

die Trennung des Kontakts zwischen der Kugel und der Auslösevorrichtung wird daraufhin die Zeitmessung gestartet. Trifft die Kugel nach dem Fall auf die Bodenplatte des Fallapparats auf, so wird die Zeitnehmung gestoppt. Die Bodenplatte des Apparats ist so konstruiert, dass die Kugel nach dem Aufprall auf ihr liegen bleibt und nicht hinunterfällt (vgl. 3B Scientific GmbH 2015).

Um Versuche mit dem Fallapparat durchführen zu können, wird zusätzlich ein Digitalzähler (ebenfalls der Firma 3B Scientific GmbH, Abbildung 61) benötigt. Dieser wird entsprechend der Farben der Buchsen mit dem Fallapparat verbunden.

Die gewünschte Fallhöhe kann durch Höhenverstellung der Auslösevorrichtung und der Skala an der Stativstange eingestellt werden. Der Fallversuch wurde für verschiedene Fallhöhen wiederholt.

7.2.2 Ergebnisse

Die Messergebnisse für die Fallzeit t aus den Fallversuchen sind in Tabelle 19 in Abhängigkeit der Fallhöhen h angegeben. Des Weiteren kann auch die, durch Umformen des Fallgesetzes (Gleichung 1) aus den Messergebnissen, berechnete Erdbeschleunigung g' , Tabelle 19 entnommen werden.

$(h \pm 2) \text{ mm}$	$(t \pm 0,001) \text{ s}$	$g' [\text{m/s}^2]$
16	0,053	$(11,4 \pm 1,5)$
20	0,062	$(10,4 \pm 1,1)$
30	0,077	$(10,12 \pm 0,73)$
40	0,089	$(10,10 \pm 0,56)$
50	0,100	$(10,00 \pm 0,45)$
100	0,142	$(9,92 \pm 0,25)$
150	0,174	$(9,91 \pm 0,18)$
200	0,202	$(9,80 \pm 0,14)$
250	0,225	$(9,88 \pm 0,12)$
300	0,247	$(9,83 \pm 0,11)$
350	0,266	$(9,893 \pm 0,094)$
400	0,285	$(9,849 \pm 0,085)$
450	0,302	$(9,868 \pm 0,079)$
500	0,319	$(9,827 \pm 0,073)$
600	0,349	$(9,852 \pm 0,066)$
700	0,377	$(9,850 \pm 0,060)$

Tabelle 19: Fallhöhe, Fallzeiten und berechnete Erdbeschleunigung aus den Fallversuchen

Die Werte für die Fallzeit t und Fallhöhe h wurden wie zu den vorangegangenen Versuchen in QTI-Plot übertragen und in Diagrammen (Abbildung 63 und Abbildung 62) mittels Regressionsanalyse, ähnlich wie zum Fallversuch mit dem Fallapparat nach Lippich (Kapitel 6.3.2), ausgewertet. Die Werte aus den Regressionsanalysen für die Bewegungsgleichungen (Gleichung 8 und Gleichung 9) können wieder den zugehörigen Abbildungen entnommen werden.

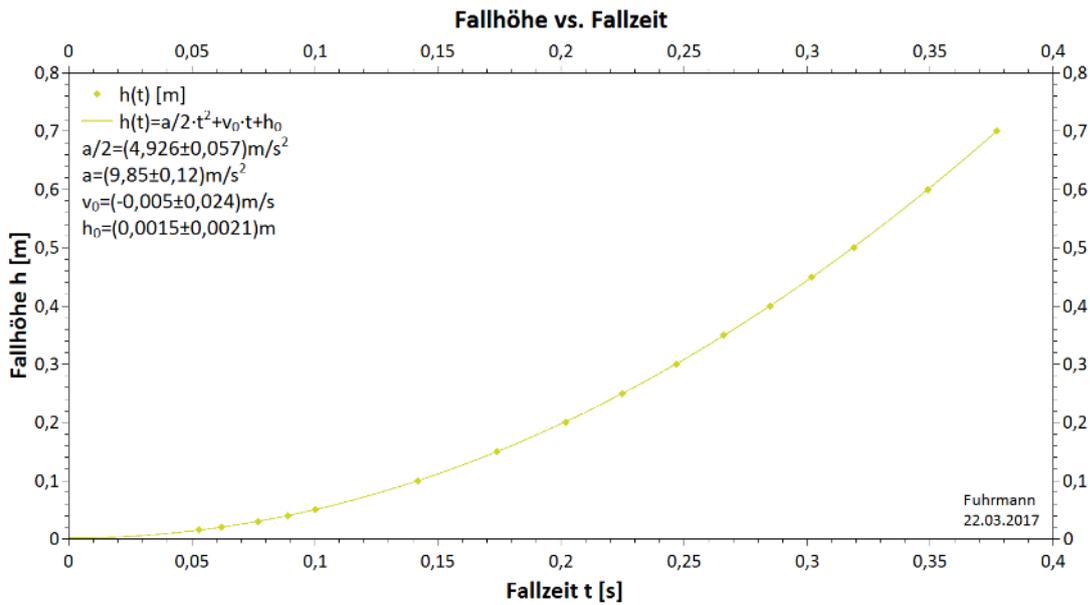


Abbildung 63: Fallhöhe vs. Fallzeit für den modernen Fallapparat

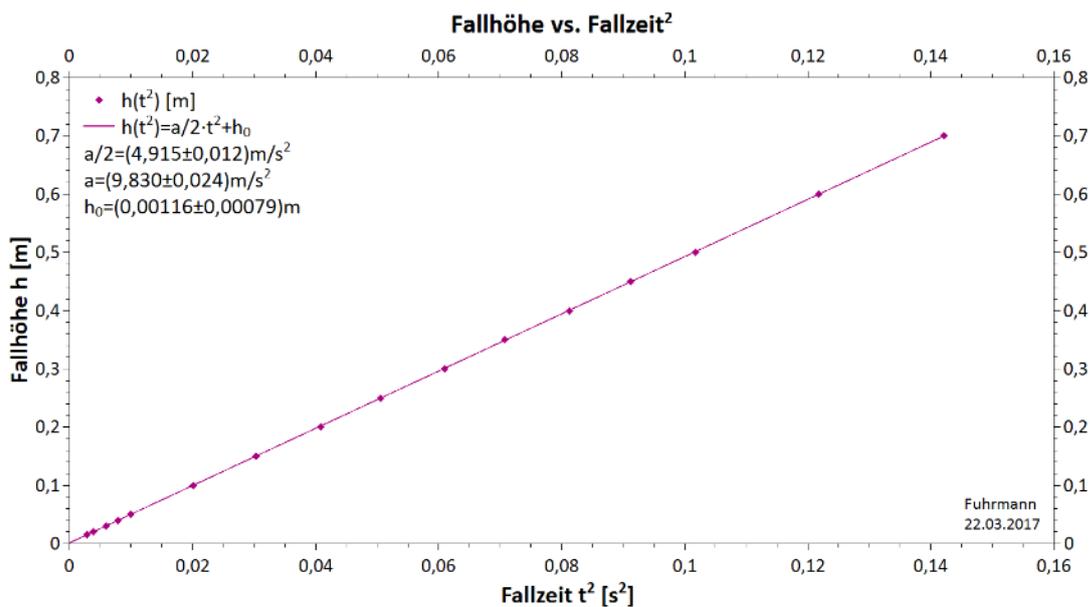


Abbildung 62: Fallhöhe vs. Fallzeit zum Quadrat für den modernen Fallapparat

Zuletzt wurden, ebenfalls wie bereits bei der Auswertung zum Fallapparat nach Lippich, die berechneten Erdbeschleunigungen g' aus Tabelle 19 zusammen mit ihren Fehlern in Abhängigkeit der Fallhöhe grafisch dargestellt (Abbildung 64). Zusätzlich wurde zum Vergleich auch die tatsächliche Erdbeschleunigung g in das Diagramm eingezeichnet.

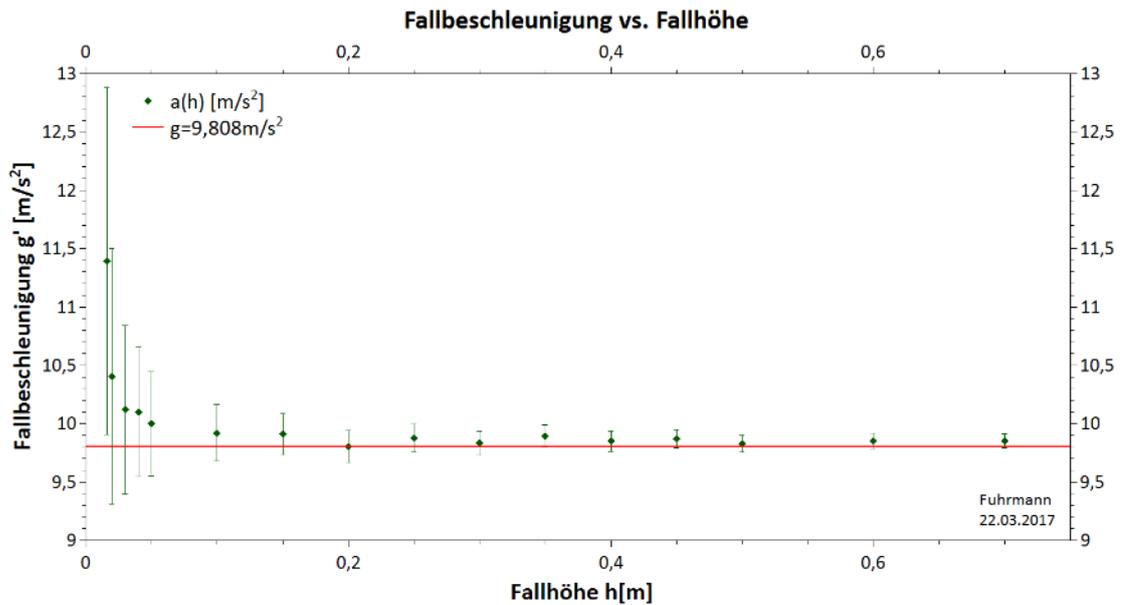


Abbildung 64: Berechnete Erdbeschleunigung für die Fallhöhen am modernen Fallapparat

7.2.3 Diskussion

Wie auch bei den vorangegangenen Versuchen, konnte auch mit dem modernen Fallapparat der Firma 3B Scientific GmbH, die aus dem Fallgesetz abgeleiteten Zusammenhänge zwischen der Fallhöhe und der Fallzeit nachgewiesen werden (Abbildung 63 und Abbildung 62).

Von allen durchgeführten Versuchen stimmen die Ergebnisse aus den Versuchen mit dem modernen Fallapparat am besten mit der Theorie überein, wie die Werte der berechneten Erdbeschleunigung \bar{g}' (Abbildung 64 und Tabelle 19) zeigen. Die Abweichung der Werte für die berechnete Erdbeschleunigung für kleine Fallhöhe kann mit der Ansprechzeit des Digitalzählers erklärt werden.

8 FAZIT

Über die Jahrhunderte hinweg war der freie Fall in der Geschichte der Physik ein oft behandeltes Thema und wurde von vielen namhaften Physikern und Naturwissenschaftlern in ihren Arbeiten aufgegriffen. Sie alle versuchten die Hintergründe zu erforschen und Antworten darauf zu geben, wie der freie Fall zu erklären sei. Es wurden verschiedene Meinungen im Laufe der Zeit vertreten und unterschiedlichste Standpunkte eingenommen, bis letztendlich Galilei im 17. Jahrhundert das Fallgesetz erstmals formulierte und seine Versuche an der schiefen Ebene präsentierte.

Die historischen Fallapparate stellen ausgeklügelte Instrumente dar, das Fallgesetz nachzuweisen oder zu verwenden, wie auch kurze Zeiten zu messen oder die gleichmäßig beschleunigte Bewegung zu studieren. Auf bemerkenswerte Weise ist es Atwood gelungen, wie einst Galilei mit der schiefen Ebene, die Fallbewegung zu verlangsamen und so eine Umgebung zu schaffen, in der man die Newton'sche Dynamik mit hoher Genauigkeit untersuchen kann. Auch der Fallapparat nach Lippich ist äußerst beeindruckend und mit einer solchen Scharfsinnigkeit für hohe Präzision konstruiert, dass man mit ihm nicht nur Messungen zum freien Fall anstellen kann, sondern während des Fallversuchs zugleich die grafische Darstellung gewonnen wird.

Während der Fallapparat nach Lippich direkt den freien Fall untersucht und die Atwood'sche Fallmaschine ein Instrument zur Verlangsamung des freien Falls darstellt, sind das Hipp'sche Chronoskop mit Fallapparat und der elektro-ballistische Pendelapparat mit dem zugehörigen Fallapparat von Navez in die Kategorie der Zeitmesser und Chronoskope einzuordnen, zu deren Hauptanwendungsgebiet Messungen von in der Zeit sehr rasch ablaufender Vorgänge zählen.

Im Zuge dieser Diplomarbeit ist es größtenteils gelungen, die historischen Fallapparate wieder in Gang zu setzen und mit ihnen die originalen Experimente zu reproduzieren, jedoch bedarf es der einen oder anderen Überholung der Apparate. Die Gesetzmäßigkeiten des freien Falls konnten nachgewiesen und die Erdbeschleunigung mehr oder weniger genau, im Rahmen der Fehler, ermittelt werden.

Vom Untersuchungsgegenstand und dem Inhalt der historischen Experimente gibt es kaum Unterschiede zu jenen mit den modernen Instrumenten. Da es sich beim Fallgesetz um ein fundamentales Grundgesetz handelt, sind der Forschungsgegenstand und die prinzipiellen Untersuchungsergebnisse unabhängig davon, ob man sie aus modernen oder historischen Experimenten gewinnt. Wichtig sind lediglich eine hohe Genauigkeit und eine sorgfältige Ausführung der Experimente. Einzig die Technologie und die Möglichkeiten des Experimentierens haben sich weiterentwickelt und die Handhabung der Instrumente ist benutzerfreundlicher geworden, wodurch sie sich auch sehr gut als Demonstrationsversuche für neugierige und interessierte Laien eignen.

So ist der freie Fall ein Phänomen, das jedes Kind schon kennt.

LITERATURVERZEICHNIS

3B Scientific GmbH. (2015). *Freier-Fall-Gerät*. Abgerufen am 23. März 2017 von https://www.3bscientific.de/freier-fall-geraet-u8400830-3b-scientific,p_573_14285.html

Atwood, G. (1784). *A treatise on the rectilinear motion and rotation of bodies; with a description of original experiments relative to the subject*. Abgerufen am 16. Jänner 2017 von <http://www.e-rara.ch/doi/10.3931/e-rara-3910>

Borelli, A. (2015). Poli, Giuseppe Saverio. In *Dizionario Biografico degli Italiani* (Bd. 84). Abgerufen am 02. Juni 2017 von [http://www.treccani.it/enciclopedia/giuseppe-saverio-poli_\(Dizionario-Biografico\)/](http://www.treccani.it/enciclopedia/giuseppe-saverio-poli_(Dizionario-Biografico)/)

Crombie, A. (1964). *Von Augustinus bis Galilei: Die Emanzipation der Naturwissenschaft*. Köln [u.a.]: Kiepenheuer & Witsch.

Dijksterhuis, E. (1956). *Die Mechanisierung des Weltbildes*. Berlin [u.a.]: Springer.

Esposito, S., & Schettino, E. (2012). *Spreading scientific philosophies with instruments: The case of Atwood's machine*. Abgerufen am 16. Jänner 2017 von <https://arxiv.org/abs/1204.2984>

Freely, J. (2014). *Aristoteles in Oxford. Wie das finstere Mittelalter die moderne Wissenschaft begründete*. Stuttgart: Klett-Cotta.

Greenslade, T. (1985). Atwood's machine. *The Physics Teacher*, 23, S. 24-28. Abgerufen am 16. Jänner 2017 von <http://dx.doi.org.uaccess.univie.ac.at/10.1119/1.2341703>

Hirsch, A. (1865). Chronoskopische Versuche über die Geschwindigkeit der verschiedenen Sinneseindrücke und der Nerven-Leitung. *Untersuchungen zur Naturlehre des Menschen und der Thiere*, 9, S. 183-199. Abgerufen am 18. Oktober 2016 von <http://vlp.mpiwg-berlin.mpg.de/library/data/lit67>

- Home, R. W. (2004). Magellan, Jean Hyacinthe de (1722–1790). In *Oxford Dictionary of National Biography*. Oxford University Press. Abgerufen am 02. Juni 2017 von <http://www.oxforddnb.com.uaccess.univie.ac.at/view/article/17780>
- Hund, F. (1978). *Geschichte der physikalischen Begriffe. Teil 1. Die Entstehung des mechanischen Naturbildes* (2., neu bearb. Ausg.). Mannheim [u.a.]: Bibliographisches Institut.
- Inventarien des physikalischen Institutes. (2000). Box 2, Nachtragsinventare 1806 - 1894. Österreichische Zentralbibliothek für Physik.
- Karlik, B. (1973). Meyer, Stefan. In *Österreichisches Biographisches Lexikon 1815–1950* (Bd. 6, S. 1). Wien: Verlag der Österreichischen Akademie der Wissenschaften. Abgerufen am 30. Mai 2017 von http://www.biographien.ac.at/oebl/oebl_M/Maier_Stefan_1872_1949.xml?frames=yes
- Kohout, E., & Sachslehner, F. (2010). Inventarium des Physikalischen Museums 1817. Abgerufen am 12. Juni 2017 von <https://phaidra.univie.ac.at/view/o:51005>
- Kuhn, C. (1866). Ueber den elektrobalistischen Chronographen von le Boulengè, nebst einigen Bemerkungen über die gebräuchlichen elektrobalistischen Apparate. *Polytechnisches Journal*, 179, S. 30-50. Abgerufen am 30. Mai 2017 von <http://dingler.culture.hu-berlin.de/article/pj179/ar179011>
- Leybold Didactic GmbH. (2014). *Gebrauchsanweisung großer Luftkissentisch (337801)*. Abgerufen am 27. März 2017 von <https://www.ld-didactic.de/documents/de-DE/GA/GA/3/337/337801d.pdf>
- Lindberg, D. (2000). *Die Anfänge des abendländischen Wissens*. München: Deutscher Taschenbuch Verlag.
- Lippich, F. (1866). Über einen neuen Fallapparat: vorgelegt in der Sitzung am 30. November 1865. In *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* (Bd. 52, S. 549-562). Wien:

- K.-k. Hof- und Staatsdruckerei. Abgerufen am 29. Mai 2017 von <http://www.mdz-nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn:nbn:de:bvb:12-bsb10138149-8>
- Machamer, P. (2017). Galileo Galilei. (E. N. Zalta, Hrsg.) *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*. Abgerufen am 23. Mai 2017 von <https://plato.stanford.edu/archives/sum2017/entries/galileo/>
- Meyer. (1906). Fallmaschine. In *Meyers Großes Konversations-Lexikon* (Bd. 6, S. 299f). Leipzig: Bibliographisches Institut. Abgerufen am 29. Mai 2017 von <http://www.zeno.org/nid/20006587704>
- Meyer, S. (1896). Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines mechanischen Impulses in gespannten Drähten: vorgelegt in der. In *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* (Bd. 105, S. 1015-1023). Wien: K.-k. Hof- und Staatsdruckerei.
- Meyers. (1909). Wheatstone. In *Meyers Großes Konversations-Lexikon* (Bd. 20, S. 579). Leipzig: Bibliographisches Institut. Abgerufen am 29. Mai 2017 von <http://www.zeno.org/nid/20007691971>
- Mousson, A. (1874). *Die Physik auf der Grundlage der Erfahrung: Die Lehren vom Magnetismus und der Electricität* (2. umgearbeitete und vermehrte Ausg., Bd. 3). Zürich: Friedrich Schulthess.
- Oelschläger, W. (1848). Das Wheatstone'sche Chronoskop, verbessert vom Uhrmacher Hipp in Reutlingen. *Annalen der Physik*, 150(8), S. 589-591. Abgerufen am 18. Oktober 2016 von <http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k151599>
- Ronge, G. (1959). Eisenlohr, Wilhelm. In *Neue Deutsche Biografie* (Bd. 4, S. 418). Berlin: Duncker & Humblot. Abgerufen am 29. Mai 2017 von <https://www.deutschebiographie.de/gnd116434317.html#ndbcontent>
- Sambursky, S. (1965). *Das physikalische Weltbild der Antike*. Zürich [u.a.]: Artemis.

- Schneebeli, H. (1875). Ueber die Anziehungszeit und Abreissungszeit der Elektromagnete. *Annalen der Physik*, 231(8), S. 615-624. Abgerufen am 18. Oktober 2016 von <http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k15239z>
- Schraven, T. (2003). *The Hipp Chronoscope*. Abgerufen am 18. Oktober 2016 von http://vlp.mpiwg-berlin.mpg.de/documents/schraven_art13.pdf
- Schraven, T. (2004). *The Hipp Chronoscope*. Abgerufen am 18. Oktober 2016 von The Virtual Laboratory: <http://vlp.mpiwg-berlin.mpg.de/essays/data/enc13>
- Schwalbe, B. (1873). *Die Fortschritte der Physik im Jahre 1869. Dargestellt von der physikalischen Gesellschaft zu Berlin*. (Bd. 25). Berlin: Georg Reimer.
- Schwartz, R., & Lindau, A. (2003). *Das europäische Gravitationszonenkonzept nach WELMEC für eichpflichtige Waagen*. Braunschweig: Physikalisch-Technische Bundesanstalt. Abgerufen am 06. Mai 2017 von http://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/fachabteilungen/abteilung_1/1.1_masse/1.15/gravzonen.pdf
- Seidl. (1971). Lippich, Ferdinand. In *Österreichisches Biographisches Lexikon 1815–1950* (Bd. 5, S. 236f). Wien: Verlag der Österreichischen Akademie der Wissenschaften. Abgerufen am 29. Mai 2017 von http://www.biographien.ac.at/oebl/oebl_L/Lippich_Ferdinand_1838_1913.xml
- Shields, C. (2016). Aristotle. (E. N. Zalta, Hrsg.) *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*. Abgerufen am 19. Mai 2017 von <https://plato.stanford.edu/entries/aristotle/>
- Simonyi, K. (1990). *Kulturgeschichte der Physik*. Thun [u.a.]: Deutsch.
- Spade, P. V., & Panaccio, C. (2016). William of Ockham. (E. N. Zalta, Hrsg.) *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*. Abgerufen am 19. Mai 2017 von <https://plato.stanford.edu/entries/ockham/>
- WeltN24 GmbH. (2014). "Und sie bewegt sich doch": Galileo Galilei in Zitaten. Abgerufen am 9. Juni 2017 von <https://www.welt.de/geschichte/article160308328/Galileo-Galilei-in-Zitaten.html>

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1: Was hält die Bewegung eines Pfeils aufrecht, nachdem er die Bogensehne verlassen hat? (Quelle: Simonyi 1990: 79)	4
Abbildung 2: Scholastische Auffassung der Bewegung eines frei fallenden Körpers (Quelle: Simonyi 1990: 79)	5
Abbildung 3: Grafische Darstellung des Fallgesetzes (Grafik von Theres Fuhrmann erstellt, nach Simonyi 1990: 202)	15
Abbildung 4: Galileis Versuchsprinzip: eine Kugel rollt eine schiefe Ebene hinab (Grafik von Theres Fuhrmann erstellt, nach Simonyi 1990: 202)	17
Abbildung 5. Näherung des freien Falls bei Vergrößerung des Neigungswinkels (Grafik von Theres Fuhrmann erstellt, nach Simonyi 1990: 202)	17
Abbildung 6: Geschwindigkeitsverlauf bei Beeckmans Argumentation der stoßweise wirkenden Schwerkraft (Quelle: Simonyi 1990: 211)	19
Abbildung 7: Titelseite aus Atwoods Treatise (aus Atwood 1784: Titelseite)	20
Abbildung 8: Fallmaschine von Atwood, originale Abbildung aus dem Treatise (aus Atwood 1784: Anhang)	22
Abbildung 9: Umlenkrolle und Fallklappe der Fallmaschine aus der Sammlung Physikalischer Geräte der HTL Ottakring (von Franz Sachslehner zur Verfügung gestellt)	24
Abbildung 10: Fallmaschine aus der Sammlung physikalischer Geräte der HTL Ottakring (von Franz Sachslehner zur Verfügung gestellt)	24
Abbildung 11: Metallenes Räderwerk nach Atwood der Universität Wien (von Franz Sachslehner zur Verfügung gestellt)	24

Abbildung 12: Hölzernes Räderwerk nach Atwood der Universität Wien (von Franz Sachslehner zur Verfügung gestellt)	25
Abbildung 13: Anbringung der Zusatzmasse an der Umlenkrolle (Grafik von Theres Fuhrmann erstellt)	26
Abbildung 14: Laborboy, um die Höhe für das hölzerne Räderwerk anzupassen (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	28
Abbildung 15: Hölzer, um die Höhe für das metallene Räderwerk anzupassen (von Franz Sachslehner zur Verfügung gestellt)	29
Abbildung 16: Auffangplatte der Fallmaschine der HTL Ottakring (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	29
Abbildung 17: Stoppvorrichtung (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	31
Abbildung 18: Fallklappe der beiden Räderwerke (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	31
Abbildung 19: Fallklappe der Fallmaschine der HTL Ottakring (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	31
Abbildung 20: Schaltung zum Starten und Stoppen der elektrischen Uhr (Schaltung von Theres Fuhrmann erstellt)	31
Abbildung 21: Fallhöhe vs. Fallzeit ² für die Fallmaschine der HTL Ottakring (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	35
Abbildung 22: Fallhöhe vs. Fallzeit für die Fallmaschine der HTL Ottakring (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	35
Abbildung 23: Stückelung des Bewegungsverlaufs (Grafik von Theres Fuhrmann erstellt)	38

Abbildung 24: Einfluss der Fadenmasse auf die Fallzeit (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	40
Abbildung 25: Variation der berechneten Erdbeschleunigung für die Fallmaschine der HTL Ottakring (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	41
Abbildung 26: Variation der Antriebsmasse für die Fallmaschine der HTL Ottakring (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	42
Abbildung 27: Konstruktion des Hipp'schen Chronoskops (aus Hirsch 1865: Anhang)	48
Abbildung 28: Kleines Hipp'sches Chronoskop, großes Hipp'sches Chronoskop und Hipp'scher Fallapparat (von Franz Sachslehner zur Verfügung gestellt)	50
Abbildung 29: Schaltung zur Fallzeitmessung mit dem Hipp'schen Chronoskop (Schaltung von Theres Fuhrmann erstellt)	51
Abbildung 30: Versuchsaufbau mit dem großen Hipp'schen Chronoskop und dem Hipp'schen Fallapparat (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	51
Abbildung 31: Bodenplatte des Hipp'schen Fallapparats locker aufliegend (mit der Kugel als Fallkörper) (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	52
Abbildung 32: Kugelhalterung des Hipp'schen Fallapparat (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	52
Abbildung 33: Navez'scher Fallapparat (aus Meyer 1896: 1017)	55
Abbildung 34: Navez'scher Pendelapparat (aus Meyer 1896: 1016)	55
Abbildung 35: Deckblatt des Buches mit den Schwingungszeiten zum Navez'schen Pendelapparat (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	56

Abbildung 36: Schwingungszeiten in Abhängigkeit der Auslenkwinkel für den Navez'schen Pendelapparat (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	57
Abbildung 37: Navez'scher Pendelapparat mit Abdeckung (von Franz Sachslehner zur Verfügung gestellt)	58
Abbildung 38: Navez'scher Fallapparat (von Franz Sachslehner zur Verfügung gestellt)	58
Abbildung 39: Ausgangstellung des Navez'schen Pendelapparats bei Versuchsbeginn (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	59
Abbildung 40: Schaltungen zum Messen der Fallzeit des Navez'schen Fallapparates (Schaltung von Theres Fuhrmann erstellt)	60
Abbildung 41: Auffangbox für die Kugel des Hipp'schen Fallapparats, Schalter S_{AB} geschlossen (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	61
Abbildung 42: Schaltungen zum Messen der Fallzeit des Hipp'schen Fallapparates (Schaltung von Theres Fuhrmann erstellt)	61
Abbildung 43: Fallhöhe vs. Fallzeit für den Hipp'schen Fallapparat (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	63
Abbildung 44: Fallhöhe vs. Fallzeit ² für den Hipp'schen Fallapparat (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	63
Abbildung 45: Konstruktion des Fallapparats nach Lippich (aus Lippich 1866: Tafel 1)	69
Abbildung 46: Ausgangslage des schwingenden Stabes und der gespannten Feder (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	71
Abbildung 47: Fallkurven von Lippich (aus Lippich 1866: Tafel 2)	73

Abbildung 48: Berußen der Aluminiumplatte (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	74
Abbildung 49: Schreibstift des Fallapparats (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	74
Abbildung 50: Aufhängung der Aluminiumplatte mit einem dünnen Faden (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	75
Abbildung 51: Fallapparat nach Lippich der Universität Wien (von Franz Sachslehner zur Verfügung gestellt)	75
Abbildung 52: Messung der Schwingungsdauer des schwingenden Stabes (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	76
Abbildung 53: Fallkurve nach Lippich (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	77
Abbildung 54: Fallweg vs. Fallzeit für die Fallkurve nach Lippich (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	79
Abbildung 55: Fallweg vs. Fallzeit ² für die Fallkurve nach Lippich (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	79
Abbildung 56: Berechnete Erdbeschleunigung vs. Fallweg für die Fallkurve nach Lippich (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	80
Abbildung 57: Luftkissentisch der Universität Wien mit Versorgungsmast, Gleiter und Umlenkrolle (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	83
Abbildung 58: Aufzeichnung der Bewegung des Gleiters auf Metallpapier (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	84
Abbildung 59: Weg-Zeit-Diagramm zu den Versuchen zum Luftkissentisch (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	86

Abbildung 60: Zurückgelegter Weg in Abhängigkeit zum Quadrat der Zeit für den Luftkissentisch (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	89
Abbildung 61: Fallapparat mit Digitalzähler (erstellt von Theres Fuhrmann und Franz Sachslehner)	90
Abbildung 62: Fallhöhe vs. Fallzeit zum Quadrat für den modernen Fallapparat (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	92
Abbildung 63: Fallhöhe vs. Fallzeit für den modernen Fallapparat (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	92
Abbildung 64: Berechnete Erdbeschleunigung für die Fallhöhen am modernen Fallapparat (mit QTI-Plot erstellte Grafik, von Theres Fuhrmann)	93

TABELLENVERZEICHNIS

Alle in dieser Diplomarbeit verwendeten Tabellen wurden selbst erstellt.

Tabelle 1: Schwingungsdauer der physikalischen Pendel.....	26
Tabelle 2: Winkelrichtgröße der physikalischen Pendel und Trägheitsmoment der Zusatzmasse für die einzelnen Fallapparate	27
Tabelle 3: US, DS, Js und MS der Umlenkrollen, D und J der physikalischen Pendel, sowie JZ der Zusatzmasse für die einzelnen Fallapparate.....	28
Tabelle 4: Verwendete Massen bei den Experimenten mit den drei Atwood'schen Maschinen	29
Tabelle 5: Berechnete Beschleunigung des Systems und Fallzeit für die einzelnen Fallmaschinen.....	30
Tabelle 6: Fallzeiten der gleichmäßig beschleunigten Bewegung für eine Fallhöhe $h = 1,738m$	32
Tabelle 7: Mittlere Fallzeit, Beschleunigung des Systems und ermittelte Erdbeschleunigung	33
Tabelle 8: Fallzeiten in Abhängigkeit der Fallhöhen	33
Tabelle 9: Fallzeit, Beschleunigung des Systems und ermittelte Erdbeschleunigung	34
Tabelle 10: Zeit und Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Strecke für eine gleichförmige Bewegung	36
Tabelle 11: Auslenkwinkel und Schwingungszeiten für den Navez'schen Fallapparat...60	
Tabelle 12: Auslenkwinkel und Schwingungszeiten für diverse Fallhöhen des Hipp'schen Fallapparats	62

Tabelle 13: Mittlere Schwingungszeiten und Fallzeiten für den Hipp'schen Fallapparat, sowie die berechnete Erdbeschleunigung in Abhängigkeit der Fallhöhe.....	62
Tabelle 14: Zurückgelegte Strecken in gleichen Zeitabschnitten	78
Tabelle 15: Fallwege, Fallzeiten und berechnete Erdbeschleunigung für die Fallkurve nach Lippich	78
Tabelle 16: Ergebnisse aus den 6 Versuchen zum Luftkissentisch	85
Tabelle 17: Beschleunigung, Anfangsgeschwindigkeit und Anfangsweg beim Luftkissentisch.....	86
Tabelle 18: Gleitreibungskoeffizient des Luftkissentischs und daraus berechnete Erdbeschleunigung	88
Tabelle 19: Fallhöhe, Fallzeiten und berechnete Erdbeschleunigung aus den Fallversuchen	91

Anhang A: ZUSAMMENFASSUNG

Einen zentralen Beitrag zur Entwicklung der heutigen klassischen Mechanik leisteten die Erkenntnisse zum freien Fall. Bereits in der Antike beschäftigte sich Aristoteles mit dem Phänomen des freien Falls. Bis ins 17. Jahrhundert wurde dieses Phänomen von vielen Physikern behandelt und diskutiert, bis zuletzt Galilei das heute bekannte Fallgesetz formulierte. Und selbst danach war der freie Fall Thema vieler Untersuchungen und Experimente. Im Laufe der Jahre wurden immer wieder neue Apparate entwickelt, um Versuche zum freien Fall durchzuführen. Einige dieser historischen Apparate umfasst auch die historische Sammlung der Fakultät für Physik in Wien. Dazu zählen die Atwood'sche Fallmaschine in drei verschiedenen Ausführungen, das Hipp'sche Chronoskop mit Fallapparat, der elektro-ballistische Pendelapparat mit Fallapparat von Navez und der Fallapparat nach Lippich.

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, die Geschichte zum freien Fall aufzuarbeiten und einen Überblick darüber zu geben. Darauf aufbauend beschäftigt sich diese Diplomarbeit mit den oben genannten, historischen Fallapparaten der Universität Wien und gibt eine Beschreibung der Apparate. Im praktischen Teil dieser Diplomarbeit, wurden charakteristische Experimente mit diesen historischen Apparaten durchgeführt und modernen Experimenten gegenübergestellt.

Anhang B: ABSTRACT

A central contribution to the development of today's classical mechanics was provided by the findings about the free fall. In the antiquity Aristotle already dealt with the phenomenon of free fall. Until the 17th century, this phenomenon was handled and discussed by many physicists, until Galilei finally formulated what today is known as the law of free fall. And even after that, the free fall was subject of many studies and experiments. Over the years, new apparatuses have been developed over and over again in order to conduct free fall tests. The historical collection of the Faculty of Physics of the University Vienna still owns some of these historical apparatuses. These are the Atwood's machine in three different models, the Hipp chronoscope with a fall apparatus, the pendulum apparatus and the fall apparatus from Navez and the fall apparatus from Lippich.

The aim of this diploma thesis is to review the history of the free fall and give an overview of it. Based on this, this diploma thesis deals with the historical free fall apparatuses of the University of Vienna and gives a description of the instruments. In the practical part of this thesis, typical experiments were carried out with these historical instruments and compared with modern experiments.

Anhang C: LEBENSLAUF

Persönliche Daten

Name: Theres Fuhrmann
Wohnhaft in: Weiden am See
Geburtsdatum: 20. Juni 1992, in Kittsee
Nationalität: Österreich

Schul- und Berufsausbildung, Berufliche Erfahrung

- 10/2012 – 07/2017 **Universität Wien**
Studienrichtung Lehramt für Mathematik und Physik
- 04/2012 – 09/2012 **Diamond Aircraft Industries**
Abteilung Statik; Tätigkeit: Testingenieurin
- 10/2011 – 03/2012 **Montanuniversität Leoben**
Studienrichtung Industrielogistik
- 09/2006 – 06/2011 **Höhere technische Bundeslehranstalt Eisenstadt**
Ausbildungsschwerpunkt Flugtechnik
Abschluss: Reife- und Diplomprüfung / Matura
- 09/2002 – 06/2006 **Bundes- und Bundesrealgymnasium Neusiedl/See**
- 09/1998 – 06/2002 **Volksschule Weiden/See**