

Laserspektroskopie

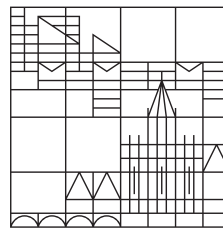
Fortgeschrittenenpraktikumsbericht

vorgelegt von

Hermann Bttcher & Yannik Dornseiff

an der

Universität
Konstanz



Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Sektion
Fachbereich Physik

Tutor: Timo Raab

Konstanz, 2018

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	IV
1 Einleitung	1
2 Versuch	2
2.1 Feinstruktur	2
2.2 Hyperfeinstruktur	2
2.3 Termschema von Cäsium	3
2.4 Diodenlaser	4
2.4.1 Laserschwelle des verwendeten Diodenlasers	4
2.5 Linienbreite	5
2.5.1 Natürliche Linienbreite	5
2.5.2 Dopplerverbreiterung	6
2.5.2.1 Druckverbreiterung	6
2.5.3 Konfokales Fabry-Perot-Etalon	6
2.6 Transmissionsspektroskopie	6
2.7 Dopplerfreie Spektroskopie	6
2.7.1 Cross-over Resonanzen	6
2.8 Zeeman-Effekt	7
Bibliographie	8
Anhang	9
.1 Netzteil-Kennlinie	10

Abbildungsverzeichnis

1	Termschema von ^{133}Cs ($I = \frac{7}{2}$) mit Feinstruktur und Hyperfeinstruktur. Die erlaubten Anregungsübergänge sind rot markiert.	3
2	Ausgangsleistung P als Funktion des Eingangsstroms I der verwendeten Laserdiode bei einer Temperatur von $T = 21.4(20)^\circ\text{C}$. Eingezeichnet ist auch die lineare Regression Gleichung (2.1) zur Bestimmung der Laserschwelle Gleichung (2.2). . .	5
3	Aufbau eines Fabry-Perot- <i>Etalons</i> aus zwei sphrischen Hohlspiegeln. Zustzlich ist der Strahlengang eines einfallenden Lichtstrahls eingezeichnet. Nach $n \cdot 4$, $n \in \mathbb{N}$ Reflektionen setzt der Strahl seinen Weg hinter dem Interferometer geradlinig fort. Weitere Ausfhrungen in Abschnitt 2.5.3.	7
4	Zusammenhang zwischen dem <i>Coarse</i> und der Stromstrke des Netzteils des Diodenlasers.	10

Tabellenverzeichnis

1 Einleitung

Die Sekunde ist das 9.192.631.770-fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids ^{133}Cs entsprechenden Strahlung - so die Definition nach dem SI-Einheitensystem. Genau diese Periodendauer soll im folgenden Versuch gemessen werden. Hierzu werden sowohl die Feinstruktur als auch die Hyperfeinstruktur erklärt und mittels der dopplerfreien Spektroskopie der Übergang aufgelöst.

2 Versuch

2.1 Feinstruktur

Nach dem semiklassischen Atommodell kreisen die negativ geladenen Elektronen auf einer Kreisbahn um den positiv geladenen Atomkern. Die Rotation stellt einen Kreisstrom dar. Dieser erzeugt ein magnetisches Dipolmoment, welches über den Bahndrehimpuls \vec{L} ausgedrückt werden kann. Gemäß dem Stern-Gerlach-Experiment (und anderen Experimenten) haben Elektronen ein weiteres magnetisches Dipolmoment inne, welchem der Spin \vec{s} zugrunde liegt. Die beiden magnetischen Momente wechselwirken in der sogenannten *Spin-Bahn-Kopplung*. Je nach Einstellung des Elektronenspins (*Spin-up*/ *Spin-down*, d.h. für die z-Komponente des Spins $s_z = \pm \frac{\hbar}{2}$) ergibt sich eine positive, bzw. negative Energiekorrektur $\Delta E_{l,s}$, die sogenannte *Spin-Bahn-Kopplungsenergie*.

Bei der mathematischen Betrachtung sind für die *Feinstrukturaufspaltung* außerdem relativistische Effekte zu beachten. Auf der Umlaufbahn um den ruhenden Kern dreht sich das Elektron einmal um die zum Drehimpuls parallele Achse. Dies führt zu einer Korrektur der kinetischen Energie ΔE_{rel} .

Zuletzt muss der *Darwin-Term* ΔE_{Darwin} berücksichtigt werden. Als Folge der relativistischen Zitterbewegung des Elektrons auf seiner Kreisbahn verkompliziert sich die elektrostatische Wechselwirkung zwischen Elektron und Atomkern.

Die gesamte Energiekorrektur

$$\Delta E = \Delta E_{l,s} + \Delta E_{\text{rel}} + \Delta E_{\text{Darwin}}$$

führt zur sogenannten *Feinstrukturaufspaltung*.

Zur Beschreibung dieser Zustände wird der Gesamtdrehimpuls $\vec{j} = \vec{L} + \vec{s}$ mit der zugehörigen gutartigen Gesamtdrehimpulsquantenzahl j eingeführt. Letzte kann die Werte

$$j = +\frac{1}{2} \quad \text{für} \quad l = 0$$

und

$$j = l \pm \frac{1}{2} \quad \text{für} \quad l > 0$$

annehmen. Somit spalten alle Zustände mit $l > 0$ in zwei *Feinstrukturniveaus* auf.

2.2 Hyperfeinstruktur

Analog zum Spin des Elektrons wird auch dem räumlich ausgedehnten Atomkern ein Spin zugeordnet, der sogenannte *Kernspin* \vec{I} . Das dem Spin zugeordnete magnetische Moment des Kerns wechselwirkt mit dem Gesamtspin des Elektrons \vec{j} . Wiederum kommt es je nach Ausrichtung des Kernspins zu einer Energiekorrektur welche positiv und negativ ausfallen kann. Die Projektion auf die z-Richtung von \vec{I} kann die $(2I + 1)$ Werte

$$I_z = m_I \cdot \hbar \quad \text{mit} \quad -I \leq m_I \leq +I$$

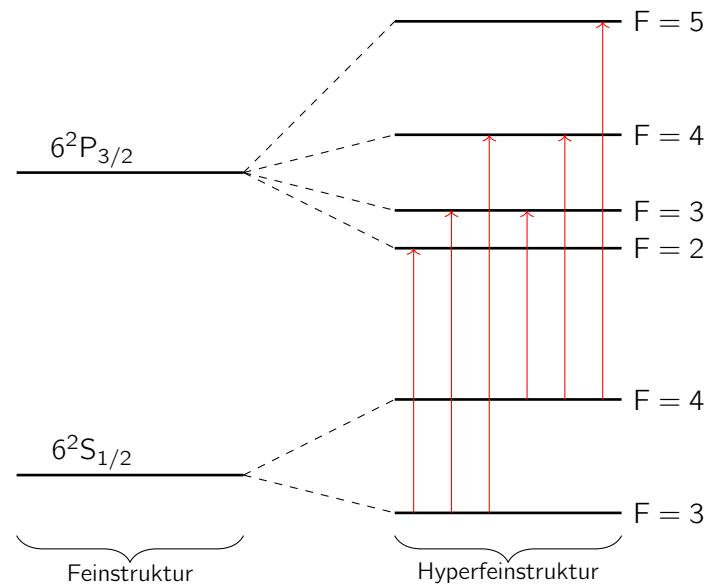


Abbildung 1 Termschema von ^{133}Cs ($I = \frac{7}{2}$) mit Feinstruktur und Hyperfeinstruktur. Die erlaubten Anregungsübergänge sind rot markiert.

annehmen. Zur Zustandsbeschreibung wird nun der Gesamtdrehimpuls des Atoms $\vec{F} = \vec{j} + \vec{I}$ mit der zugehörigen gutartigen Quantenzahl F ,

$$|j - I| \leq F \leq |j + I|$$

eingeführt. Die *Feinstruktur*niveaus spalten also in

$$\begin{cases} (2I + 1), & I < j \\ (2j + 1), & j < I \end{cases}$$

*Hyperfeinstruktur*niveaus auf. Aufgrund der im Vergleich zum Elektron extrem großen Masse des Kerns

$$m_{\text{Kern}} \approx Z \cdot 1836 \cdot m_e,$$

mit der Kernladungszahl Z , ist die Energieaufspaltung in Folge der *Hyperfeinstruktur* sehr klein. Um diese zu messen ist also extrem schmalbandiges Licht notwendig, welches gleichzeitig so intensiv sein muss, dass ein messbares Signal entsteht. Weil Monochromatoren zu breitbandig sind, erfordert das Experiment also einen Laser.

2.3 Termschema von Cäsium

Im Versuch wird das Nuklid ^{133}Cs verwendet. Für die Zustände wird die Nomenklatur $n^{2s+1}l_j$ verwendet. Der relevante Teil des Termschemas von Cäsium für den Versuch, d.h. der Grundzustand $6^2S_{1/2}$ und der angeregte Zustand $6^2P_{3/2}$ mit Feinstrukturaufspaltung und Hyperfeinstrukturaufspaltung sind in Abb. 1 abgebildet. Die Kernspinquantenzahl ist $I = \frac{7}{2}$. Weiter sind die erlaubten angeregten optischen Übergänge rot eingezeichnet. Für diese ist zu beachten, dass anregende Photonen einen Spin von 1 tragen. Bei Verwendung von linear polarisiertem Licht gelten die Übergangsregeln

$$\Delta I = 1 \quad \text{und} \quad \Delta F = -1, 0, +1.$$

2.4 Diodenlaser

Es folgt eine Kurzfassung von ??? zur Funktion von Diodenlasern.

Diodenlaser sind aus Halbleitern aufgebaut. Bei der Rekombination von Elektronen im Leitungsband mit den Löchern im Valenzband wird das Laserlicht emittiert. Der Hauptteil eines Diodenlasers besteht aus einem $p-n$ -Übergang, welcher durch Dotierung erzeugt wird. Die Besetzungsinversion mit Löchern im Valenzband und Elektronen im Leitungsband wird durch das Anlegen einer Spannung erreicht. Dieser Prozess ist der Pumpprozess des Lasers. Die Rekombination der Löcher und Elektronen kann spontan oder stimuliert erfolgen. Das dabei emittierte Licht ist nur kohärent, falls die stimulierte Emission überwiegt. Aufgrund des hohen Brechungsindex n der Halbleiterkristalle beträgt die Reflektivität der Grenzfläche zu Vakuum in etwa 30 %. Damit können die Kristalle selbst, ohne weitere Behandlung, als Resonatoren fungieren. Diejenige Seite, auf der kein Licht austreten soll, wird zusätzlich verspiegelt. Für die Ausbildung von stehenden Wellen im Resonator gilt der Zusammenhang

$$\lambda = \frac{2nL}{m}.$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge des Lichts, L die Länge des Resonators (Halbleiterkristalls) und m eine natürliche Zahl.

Einer der Vorteile eines Diodenlasers ist dessen Durchstimmbarkeit bezüglich der Frequenzen. In Abhängigkeit der Betriebstemperatur T und der Stromstärke I ??? ändert sich die Frequenz der Laserstrahlung. Die Temperatur beeinflusst die Ausdehnung des Kristalls und damit die Länge des Resonators. Unter Voraussetzung einer konstanten Temperatur ändert sich mit der Stromstärke die Ladungsträgerdichte im Halbleiter. Damit ändert sich auch der Brechungsindex des Kristalls und somit die optische Länge des Resonators. Die Durchstimmbarkeit ist für diesen Versuch von Bedeutung, um die Resonanzfrequenz von Cäsium zu treffen.

Weiter weist ein Diodenlaser, wie alle Laser, eine schmale Linienbreite auf. Dieser Vorteil, welcher für dieses Experiment von großer Bedeutung ist, wird in Abschnitt 2.5 vertieft.

2.4.1 Laserschwelle des verwendeten Diodenlasers

Der in diesem Versuch verwendete Diodenlaser weist den in Abb. 2 abgebildeten Zusammenhang zwischen Eingangsstrom und Ausgangsleistung auf. Die lineare Regression für Messpunkte mit Eingangsstrom $I \geq 31$ liefert die Gerade

$$P(I) = -5.21(6) \text{ mW} + 0.156(1) \text{ V} \cdot I \quad (2.1)$$

Und damit die Laserschwelle

$$I_{\text{Schwelle}} = 33.37(56) \text{ A}. \quad (2.2)$$

Gemessen wurde die Ausgangsleistung in Abhängigkeit des *Coarse* der Spannungsquelle. Mithilfe von *Coarse*-Stromstärke-Kennlinie des Netzteils des Diodenlasers (Abschnitt .1) wird die Eingangsstromstärke des Lasers ermittelt. Diese Daten liegen nicht in digitaler Form vor und mussten deshalb vom Graphen abgelesen werden. Hierbei ist ein nicht zu vernachlässigender Fehler aufgetreten, der, zusammen mit dem unbekannten Fehler der des Graphen selber, auf

$$\delta I = \pm 2 \text{ mA}$$

geschätzt wird. Zudem liegt der Fehler des Powermeters??? bei

$$\delta P = 0,003 \cdot P.$$

Beide Fehler sind mithilfe der Fehlerbalken in Abb. 2 angegeben. Bei der Berechnung der linearen Regression wurde der Fehler des Powermeters mit einer $\frac{1}{\text{Fehler}}$ -Gewichtung berücksichtigt. Die Messungen wurden bei der Diodenlasertemperatur

$$T = 21.4(20)^\circ\text{C}$$

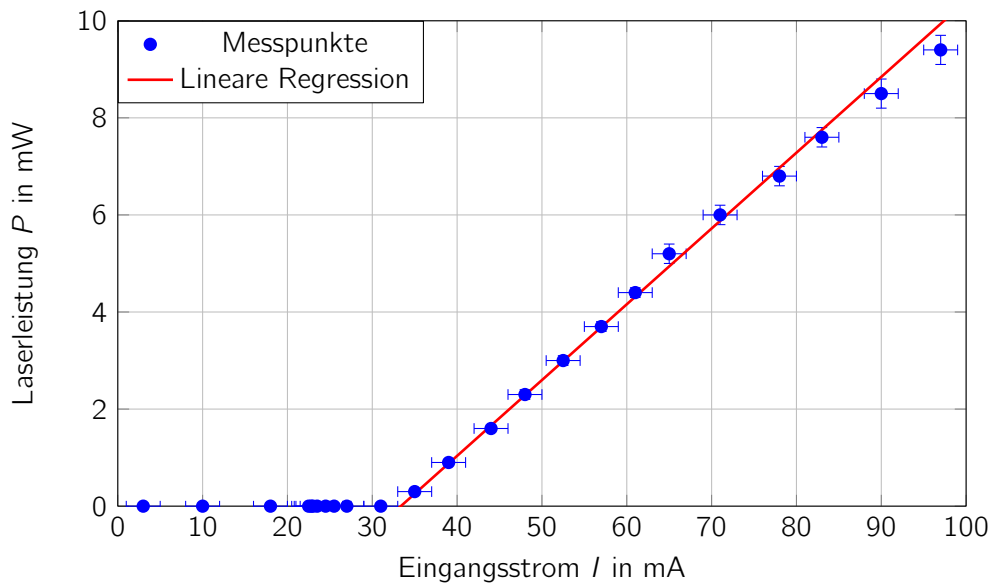


Abbildung 2 Ausgangsleistung P als Funktion des Eingangsstroms I der verwendeten Laserdiode bei einer Temperatur von $T = 21.4(20)^\circ\text{C}$. Eingezeichnet ist auch die lineare Regression Gleichung (2.1) zur Bestimmung der Laserschwelle Gleichung (2.2).

durchgeführt. Während die Anzeige des Regelungsinstruments den Wert laut technischer Daten präziser angibt, ist das Gerät seit Jahren nicht geeicht geworden. Deshalb dient die Anzeige nur als Anhaltspunkt, bzw. für Temperaturdifferenzen, jedoch nicht für absolute Temperaturmessungen. Dementsprechend groß ist der Fehler mit 2°C gewählt.

2.5 Linienbreite

Als *Linienbreite* bezeichnet man das zunächst unerwartete Frequenzintervall, welches beispielsweise von der Strahlung eines einzelnen optischen Übergangs abgedeckt wird. Anstelle einer diskreten Frequenz wird eine glockenförmige Verteilung gemessen. Die Verbreiterung setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Im Folgenden werden nur diejenigen Mechanismen betrachtet, welche für dieses Experiment von Bedeutung sind. Dazu gehören die *natürliche Linienbreite*, die *Dopplerverbreiterung* und die *Druckverbreiterung*.

2.5.1 Natürliche Linienbreite

Die *natürliche Linienbreite* wird quantenmechanisch mit der Heisenberg'schen Energie-Zeit-Unschärferelation

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$$

begründet, mit der Energieunschärfe ΔE und der Zeitunschärfe Δt . Da ein beobachtetes Photon, welches von einem Elektron emittiert wurde, den Zeitpunkt des optischen Übergangs einschränkt, ist dessen Frequenz wegen

$$\Delta E = \hbar \Delta f$$

nur bis auf eine Frequenzunschärfe Δf definiert. Umgekehrt kann so von Atomen Strahlung mit einer entsprechenden Frequenzunschärfe absorbiert werden. Die *natürliche Linienbreite* kann auch über den klassischen Ansatz eines gedämpften harmonischen Oszillators für das angeregte Elektron gezeigt werden. Eine ausführliche Herleitung bietet geeignete Fachliteratur (z.B. [1]).

2.5.2 Dopplerverbreiterung

Der Dopplerverbreiterung liegt der relativistische Doppler-Effekt zugrunde. Bewegt sich ein Atom im Laborsystem mit einer Geschwindigkeitskomponente $v_z \neq 0$ parallel zum emittierten, bzw. absorbierten Photon, so ist die Frequenz des Photons im Laborsystem eine rot-, bzw. blauverschoben. Im Falle von entgegengesetzten Bewegungen von Atom und Photon kommt es zur Blauverschiebung (die vom Atom observierte Frequenz wird größer), im Falle von gleichgerichteten Bewegungen zur Rotverschiebung (die vom Atom observierte Frequenz wird kleiner).

Die Dopplerverbreiterung ist etwa 1000-mal größer als die Verbreiterung durch die *natürliche Linienbreite*. Damit liegt sie in der Größenordnung der Hyperfeinstrukturaufspaltung des angeregten Cesium-Niveaus und muss bei der Messung eliminiert werden. Das Vorgehen wird in Abschnitt 2.7 erläutert.

2.5.2.1 Druckverbreiterung

Im Experiment befinden sich die Cesiumatome in einem Gas in einer Glasampulle. Je nach Gasdruck in der Gaskammer kommt es zu mehr oder weniger Stößen zwischen den Cäsium-Atomen. Die Wechselwirkung zwischen den Atomen beeinflusst das Termschema und verbreitert damit die Spektrallinien. Die Linienverbreiterung ist proportional zum Druck. Somit kann und wird der Effekt der *Druckverbreiterung* durch einen geringen Druck in der Gaskammer minimiert, sodass die Größenordnung weit unter der der Hyperfeinstrukturaufspaltung liegt.

2.5.3 Konfokales Fabry-Perot-Etalon

Zur Messung der Linienbreite muss ein Spektrum des Lasers aufgezeichnet werden. Um dabei nicht die Vorteile der Schmalbandigkeit eines Lasers zu verlieren, kann hierzu keine einfache Diode verwendet werden. Stattdessen kommt ein *konfokales Fabry-Perot-Etalon* zum Einsatz. Dieses ist aus zwei gegenüberliegenden sphärischen Hohlspiegeln im Abstand L aufgebaut. Der Vorteil der sphärischen Spiegel gegenüber Planspiegeln liegt darin, dass die Empfindlichkeit bezüglich Justierungen der Spiegel minimiert wird und außerdem die Beugungsverluste reduziert. Der exemplarische Aufbau eines *konfokales Fabry-Perot-Etalon* ist in Abb. 3 abgebildet und ein Strahlenverlauf eingezeichnet. Geometrisch ist klar, dass Parallel einfallende Strahlen genau dann ihren Weg hinter dem Etalon geradlinig fortsetzen und interferieren, wenn sie $n \cdot 4$ -mal ($n \in \mathbb{N}$) reflektiert werden. Der Krümmungsradius der Spiegel ist gleich dem Abstand der beiden Spiegel L . Wenn für die Abstände zwischen den Reflektionspunkten und der optischen Achse $\rho_1, \rho_2 \ll L$, und weiter für den Winkel zwischen einfallendem Strahl und der optischen Achse $\theta \ll 1$ gilt, dann ist die Bedingung für konstruktive Interferenz gegeben durch

$$4L + \frac{\rho_1^2 \rho_2^2}{L^3} \approx 4L = m \frac{c}{f}.$$

2.6 Transmissionsspektroskopie

2.7 Dopplerfreie Spektroskopie

6 statt 3 erwartete Peaks

2.7.1 Cross-over Resonanzen

genau in der mittels

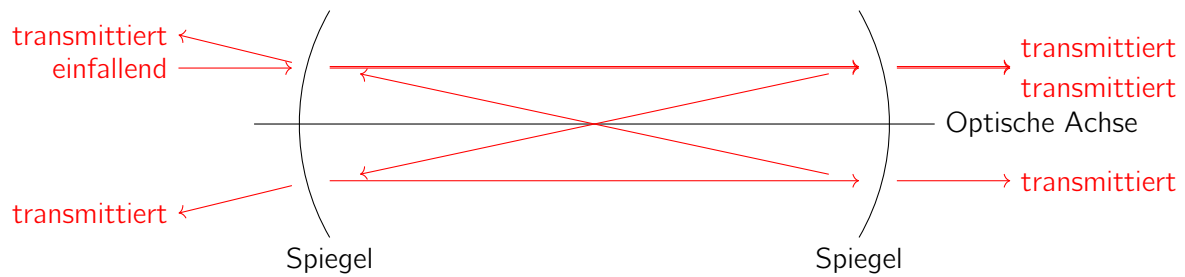


Abbildung 3 Aufbau eines Fabry-Perot-*Etalons* aus zwei sphärischen Hohlspiegeln. Zusätzlich ist der Strahlengang eines einfallenden Lichtstrahls eingezeichnet. Nach $n \cdot 4$, $n \in \mathbb{N}$ Reflektionen setzt der Strahl seinen Weg hinter dem Interferometer geradlinig fort. Weitere Ausführungen in Abschnitt 2.5.3.

2.8 Zeeman-Effekt

nicht observierbar!

Literatur

- [1] Wolfgang Demtröder. „Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper“. In: Hrsg. von Wolfgang Demtröder. Springer Spektrum, 2015. Kap. 7, 226 ff.

Anhang

.1 Netzteil-Kennlinie

Abbildung 4 zeigt die für die Berechnung der Laserschwelle in Abschnitt 2.4.1 verwendete Charakteristik des verwendeten Netzteils.

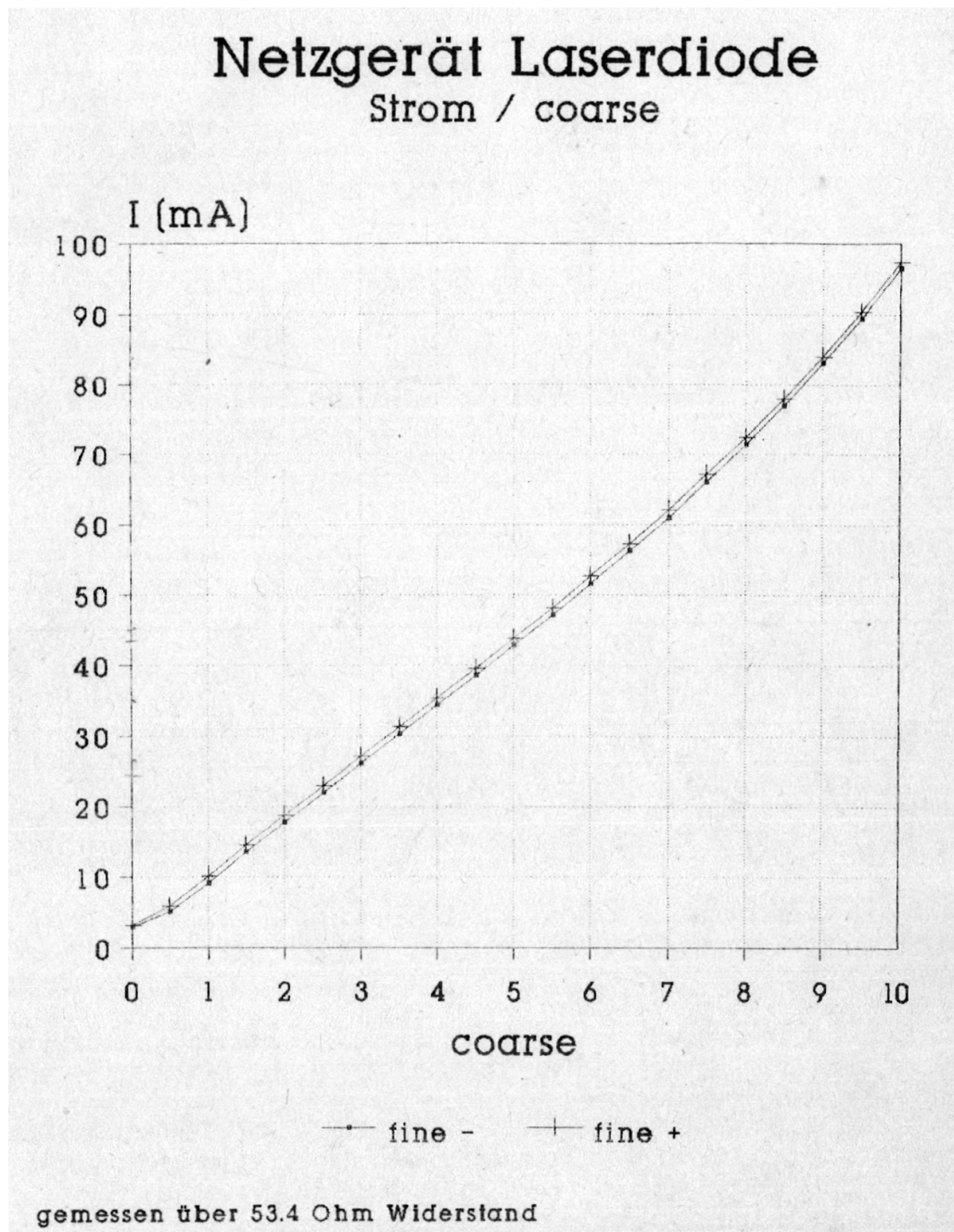


Abbildung 4 Zusammenhang zwischen dem Coarse und der Stromstärke des Netzteils des Diodenlasers.