



WHZ Westsächsische
Hochschule Zwickau
Hochschule für Mobilität



Fraunhofer
IWS

Bachelorarbeit

Entwicklung und Evaluierung eines VCSEL-basierten optischen Messverfahrens zur Wasserstoffdetektion in einer Multipass-Gaszelle

Dominik Becher

geboren am 28. März 2004

Fakultät: Physikalische Technik/Informatik
Studiengang: Physikalische Technik mit Vertiefung MVT

1. Gutachter: Prof. Dr. Peter Hartmann
Westsächsische Hochschule Zwickau

2. Gutachter: M. Sc. Daniel Ruf
Fraunhofer AZOM Zwickau

Ausgabedatum: 31.03.2026

Abgabedatum: 26.05.2026

Autorenreferat

Das Ziel der Arbeit ist die Entwicklung und Evaluierung eines neuen Verfahrens zur Detektion von Wasserstoff. Dazu wurde zunächst eine Swept-Source-VCSEL-Diode mit einem zeitlich und spektral hochauflösenden Spektrometer charakterisiert und bezüglich ihrer Zentralwellenlängenverschiebung vermessen. Hierbei ergab sich bei definierten Temperatur- und Strom-einstellungen eine Verschiebung von 1,2 nm über den Absorptionspeak von Wasserstoff bei $\lambda = 852,49$ nm.

Aufbauend darauf wurde eine Multipass-Gasmesszelle entwickelt, in welcher die VCSEL mit der Zentralwellenlänge $\lambda = 852,3$ nm als Lichtquelle diente. Dieser Aufbau wurde hinsichtlich seiner Langzeitstabilität in Bezug auf Leistung und Zentralwellenlänge untersucht. Es zeigte sich, dass Schwankungen der Leistung und der Wellenlänge für die Messung relevant sind. Aufgrund dessen mussten diese sowohl rechnerisch als auch experimentell eliminiert werden. Mit der entwickelten Multipass-Gasmesszelle konnte Wasserstoff mit weniger als 5 Vol.% detektiert und somit die Praktikabilität des optischen Aufbaus nachgewiesen werden. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass ein kostengünstiges Verfahren zum Nachweis von Wasserstoff entwickelt wurde.

Abstract

The aim of this work is to develop and evaluate a new method for detecting hydrogen. To this end, a swept-source VCSEL diode was first characterized using a spectrometer with high temporal and spectral resolution, and its central wavelength shift was measured. At defined temperature and current settings, this resulted in a shift of 1,2 nm across the absorption peak of hydrogen at $\lambda = 852,49$ nm.

Building on this, a multipass gas measurement cell was developed in which the VCSEL with a central wavelength of $\lambda = 852,3$ nm served as the light source. This setup was investigated for its long-term stability in terms of power and central wavelength. It was found that fluctuations in power and wavelength are relevant to the measurement. Consequently, these had to be eliminated both theoretically and experimentally. Using the developed multipass gas sensing cell, hydrogen at concentrations of less than 5 Vol.% was detected, thereby demonstrating the practicality of the optical setup. It can therefore be concluded that a cost-effective method for detecting hydrogen has been developed.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Bachelorarbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt meinen Betreuern, Herrn Prof. Dr. Peter Hartmann und Herrn Daniel Ruf, für die wertvolle fachliche Unterstützung, die hilfreichen Anregungen und die konstruktive Kritik während des gesamten Bearbeitungszeitraums. Ebenso danke ich der gesamten Arbeitsgruppe des Fraunhofer AZOM für die freundliche und vielfältige Unterstützung vor Ort und die Bereitstellung der notwendigen Ressourcen.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei meinen Eltern, Marlies und Matthias, sowie bei meiner restlichen Familie, die mich während des Studiums und bei der Erstellung meiner Bachelorarbeit stets motiviert und unterstützt haben. Ein besonderer Dank gilt meiner Verlobten Isabella, die mir in besonders herausfordernden Phasen Rückhalt und stetige Aufmunterung gegeben hat.

Abschließend danke ich allen weiteren Personen, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Elektromagnetische Wellen und Strahlung	2
2.2	Absorption und Lambert-Beer'sches Gesetz	3
2.3	Optische Gasmesstechnik	6
2.4	Funktionsprinzip der VCSEL-Diode	10
3	Vorbetrachtungen und experimenteller Aufbau	15
3.1	Auswahl der Wasserstoffabsorptionslinie	15
3.2	Charakterisierung der VCSEL-Diode	16
3.3	Multipass-Gaszellenaufbau	20
4	Auswertung der Messergebnisse	27
4.1	Untersuchung der Langzeitstabilität	27
4.2	Detektion von Wasserstoff	31
5	Zusammenfassung und Ausblick	34
	Anhang	36

Abbildungsverzeichnis

1	Elektromagnetisches Spektrum	4
2	Absorption: Schematische Darstellung	4
3	Cavity Ringdown Versuchsaufbau	7
4	Spiegelanordnung Herriotzelle	8
5	Abbildung zur Berechnung der Herriotzelle	9
6	Schematische Darstellung des Bändermodells	12
7	Schematische Abbildung Laserdiode	12
8	Schematischer Aufbau einer VCSEL	13
9	Reale VCSEL-Diode und eine lichtmikroskopische Aufnahme des Emitters	14
10	Spectraplotsimulation	15
11	Schematischer Aufbau des Spektrometers	17
12	Kalibriergerade des Spektrometers	18
13	Ergebnis der Charakterisierung	19
14	Schematischer Multipass-Gaszellenaufbau	20
15	Realer Multipass-Gaszellenaufbau	22
16	Grafische Darstellung Spotverteilung	24
17	Reale Spotverteilung	25
18	Leistung vor der Multipassgaszelle	28
19	Leistung nach der Multipassgaszelle	29
20	Stabilität der Zentralwellenlänge	30
21	Stichprobe Messsignal Wasserstoffmessung	32
22	Differenzsignal Wasserstoffmessung	33

Tabellenverzeichnis

1	Parameter Absorptionsberechnung	16
2	Parameter Berechnung Spotverteilung	22
3	Umlaufparameter M und N	23
4	Parameter Grenzflächenverlustsrechnung	25

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Ausgeschriebene Form
Abb.	Abbildung
B-Feld	Magnetisches Feld
CRD	Cavity Ringdown
CW	Continuous Wave
E-Feld	Elektrisches Feld
Gl.	Gleichung
Kap.	Kapitel
OSA	Optischer Spektrum Analysierer
TEC	Thermoelektrischer Kühler
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser
WDM	Wavelength Division Multiplex (dt. Wellenlängenmultiplex)

Variablenverzeichnis

Formelzeichen	Bezeichnung
A, B	Kreisradius
α	Absorptionskoeffizient
$\mathcal{A}$	Absorbanz
B	Magnetische Flussdichte
c	Lichtgeschwindigkeit
d	Dicke/Absorptionsstrecke
d_{Schicht}	Schichtdicke Aktive Zone
$\mathcal{E}$	Elektrische Feldstärke
E	Energie
ϵ	Molarer Absorptionskoeffizient
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante
f	Brennweite
h	Planksches Wirkungsquantum
I	Strom
$\mathcal{I}$	Intensität
k	Wellenzahl
L	Abstand der Spiegel
λ	Wellenlänge
M	Umlaufanzahl
μ_0	Magnetische Feldkonstante
N	Passanzahl
ν	Frequenz
ω	Kreisfrequenz
$\mathcal{P}$	Druck
P	Leistung
ϕ	Phasenverschiebung
ψ	Wellengleichung
R	Reflektivität
R^2	Bestimmtheitsmaß
R_S	Reflexionsgrad des Spiegel
$\vec{r}$	Richtungsvektor
t	Zeit
T	Temperatur
τ	Abklingkonstante
T_F	Transmissionsgrad des Fensters
θ	Drehwinkel
v	Ausbreitungsgeschwindigkeit
x'_0, y'_0	Steigung

1 Einleitung

Angesichts der wachsenden Notwendigkeit des Klimaschutzes sind heutzutage neue Ideen, Technologien und Energieträger gefragt, um den steigenden Energiebedarf nachhaltig zu decken, den Ausstoß von Treibhausgasen zu reduzieren und die langfristige Versorgungssicherheit bei gleichzeitig begrenzten fossilen Ressourcen zu gewährleisten [1]. Infolgedessen, steigt auch die Nachfrage an klimaneutral produziertem grünem Wasserstoff [2]. Um diese steigende Nachfrage zu bewältigen, bedarf es einer sicheren und zuverlässigen Wasserstoff-Infrastruktur. Dabei ist die regelmäßige Kontrolle und Wartung der Transport- und Speichereinheiten unerlässlich. [3, 4]

Dafür sind verschiedenste konventionelle Messverfahren und -techniken auf dem Markt [4]. Aktuelle Messtechnik kennzeichnet eine genaue Bestimmung des Wasserstoffgehalts bis in niedrige Konzentrationsbereiche. Beispiele hierfür wären Gaschromatographen oder Pellistor-sensoren. Gleichzeitig sind diese Systeme oft sehr kostenintensiv und sind zusätzlich begrenzt durch eine geringe Selektivität und geringe zeitliche Auflösung. Das macht sie ungeeignet für die Leckdetektion, bei der eine hohe zeitliche und örtliche Auflösung vorausgesetzt wird [5]. Somit bedarf es einer Lösung, welche zum einen kostengünstig ist und zum anderen schnelle, hochauflösende Messungen bei geringer Querempfindlichkeit ermöglicht. Dadurch könnte der wachsenden Relevanz von Kontrolle und Wartung der Wasserstoffinfrastruktur Genüge getan und die Energiewende weiter vorangetrieben werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein optisches Messsystem zu entwickeln, welches eine präzise, zeitlich hochaufgelöste und schnelle Detektion von Wasserstoff gewährleisten kann. Dazu wird eine Swept-Source VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) im gepulsten Betrieb genutzt, um die Absorptionslinie von Wasserstoff bei 852,49 nm gezielt zu überstreichen. Weiterhin umfasst die Arbeit die Charakterisierung der VCSEL mithilfe eines eigens entwickelten Spektrometers sowie die Integration dieser in einen Multipasszellenaufbau. Damit soll der Einsatz eines solchen optischen Aufbaus für die Wasserstoffdetektion untersucht und evaluiert werden.

2 Theoretische Grundlagen

Das Ziel der optischen (Gas)messtechnik ist es, mithilfe von elektromagnetischer Strahlung eine kontaktlose Messung zu gewährleisten [6]. Hierzu werden die physikalischen Gesetze der Absorption und Reflexion genutzt. Um diese Gesetze und Funktionsprinzipien verstehen und nachvollziehen zu können, werden im folgenden Kapitel die theoretischen Zusammenhänge erläutert.

2.1 Elektromagnetische Wellen und Strahlung

Elektromagnetische Wellen

Die Gesetze der Elektrodynamik beschreiben elektrische und magnetische Felder im Raum, die sich selbst erhalten und sich ohne Ladungen und Ströme ausbreiten. Aus den Maxwellgleichungen lassen sich die Wellengleichungen für das elektrische und magnetische Feld ableiten [7]. Diese Wellengleichungen beschreiben elektromagnetische Störungen welche entstehen, wenn Ladungen beschleunigt werden. Dadurch ändert sich das elektrische Feld in unmittelbarer Nähe. Die Änderung induziert ein magnetisches Feld, wodurch wiederum das elektrische Feld variiert. Jener Prozess setzt sich aufgrund der Kopplung von E- und B-Feld fort, sodass sich die Störung Punkt für Punkt im Raum ausbreitet. Die Bewegung dieser Störungen im Raum lässt sich mithilfe der Maxwellgleichungen als Wellengleichungen beschreiben. [8]

$$\nabla^2 \mathcal{E} = \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} \quad (1)$$

$$\nabla^2 \mathcal{B} = \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \mathcal{B}}{\partial t^2} \quad (2)$$

Durch das Umschreiben der Gleichungen Gl. (1) und Gl. (2) in kartesische Koordinaten wird deutlich, dass jede Komponente des elektromagnetischen Feldes die skalare Wellengleichung erfüllt.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (3)$$

v beschreibt hier die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum. Somit ergibt sich für v mit Gl.(3) und Gl.(1) bzw. Gl.(2) folgende Voraussetzung [9]:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \quad (4)$$

Setzt man die Naturkonstanten ϵ_0 und μ_0 in Gl. (4) ein, erhält man

$$v = \frac{1}{\sqrt{(8,85 \cdot 10^{-12} \frac{s^2 C^2}{m^3} \cdot kg) \cdot (4\pi \cdot 10^{-7} m \cdot \frac{kg}{C^2})}} \approx 2,997 \cdot 10^8 \frac{m}{s} \quad (5)$$

Damit stimmt dieser theoretisch bestimmte Wert für die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum gut mit der Lichtgeschwindigkeit überein [9]. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass Licht

eine elektromagnetische Welle (elektromagnetische Strahlung) ist [8]. Diese elektromagnetische Strahlung verfügt über die Eigenschaft, Energie zu transportieren. Dieser Energie-Transport ist unter anderem die Grundlage für die verwendeten Messverfahren.

Durch das Lösen der Wellengleichung (Gl. (1)) ergeben sich verschiedenste Ergebnisse [10]. Die einfachste Lösung dieser Gleichung ist die ebene Welle mit der Ausbreitungsrichtung $\vec{k}$:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}_0 \cdot \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi) \quad (6)$$

Die Wellenzahl (Betrag von $\vec{k}$) aus Gl. (6) kann mit der Wellenlänge λ in Verbindung gebracht werden. Die Wellenlänge bezeichnet den Abstand der Wellenberge im Raum und ist somit äquivalent zur Periodendauer in der Zeit. Sie ergibt sich wie folgt:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad (7)$$

Spektrum der Elektromagnetischen Strahlung

Zur Klassifizierung elektromagnetischer Strahlung nutzt man die Wellenlänge bzw. Frequenz. Somit ergibt sich ein kontinuierliches Spektrum, das in verschiedene Bereiche eingeteilt wird. Alle elektromagnetischen Wellen sind in ihrer Natur jedoch gleich, da die Maxwell'schen Gleichungen unabhängig von der Wellenlänge gelten. [8]

Beim elektromagnetischen Spektrum gilt: Je kleiner die Wellenlänge, desto größer die Energie der Strahlung.

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (8)$$

Es lässt sich somit sowohl nach der Energie der Wellen als auch nach der Wellenlänge bzw. der Frequenz einteilen [11]. Darüber hinaus unterscheiden sich die Strahlungsarten in ihrer Entstehung. Insgesamt gibt es sieben Strahlungsarten. Dabei sind die Bereichsgrenzen der jeweiligen Strahlung nicht fest definiert, sondern es kann zu Überlappungen kommen. Die Unterteilung erfolgt in Radio- und Mikrowellen, infrarote, sichtbare und ultraviolette Strahlung sowie Röntgen- und Gammastrahlung. Dabei nimmt die Energie der Strahlung in dieser Reihenfolge zu, während die Wellenlänge abnimmt (siehe Abb. 1). [8]

2.2 Absorption und Lambert-Beer'sches Gesetz

Grundlagen Atomaufbau

Um das Prinzip der Absorption nachvollziehen zu können, ist es wichtig, den Aufbau eines Atoms und die Energiezustände innerhalb eines Atoms zu verstehen. Ein Atom besteht grundlegend aus einem Atomkern und n -vielen Elektronen, die sich außerhalb des Atomkerns in einem bestimmten Wahrscheinlichkeitsbereich befinden [13]. Je nachdem, wo sich ein Elektron im Atom befindet, besitzt es eine bestimmte diskrete Energie. Diese Energie wird als Energieniveau bezeichnet. Das niedrigste Energieniveau (Energiezustand) wird als Grundzustand bezeichnet. Höhere Energiezustände sind angeregte Energiezustände. [14]

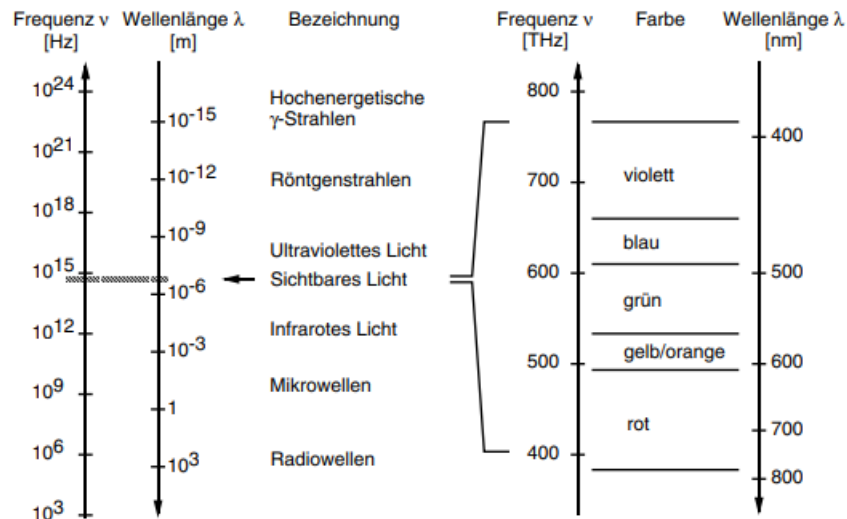


Abb. 1: Zusammenfassende Übersicht zum elektromagnetischen Spektrum abgebildet über der Frequenz und der Wellenlänge. [10].

Grundprinzip der Absorption

Wenn Energie in Form von Photonen, welche genau der Energiedifferenz zwischen zwei Energieniveaus entspricht, in das Atom eingetragen wird, nimmt das Atom diese Energie auf [15]. Dabei wird ein Elektron in einen höheren Energiezustand gehoben. Dieser Vorgang der diskreten Energieaufnahme wird als Absorption bezeichnet (siehe Abb. 2).

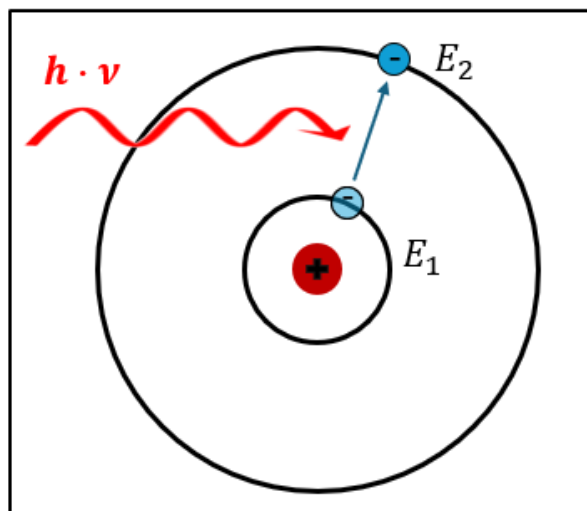


Abb. 2: Schematische Darstellung der Absorption von Strahlung mit der Energie $E = h \cdot \nu$ im Bohrschen Atommodell

Makroskopisch betrachtet, bewirkt Absorption die Abschwächung des Lichts beim Durchstrahlen eines Mediums [16]. Der Energieverlust lässt sich mit

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h \cdot \nu \quad (9)$$

bestimmen. ν ist die Frequenz des Lichts und h das Plancksche Wirkungsquantum. Betrachtet man das kontinuierliche Spektrum der Lichtquelle nach dem Durchstrahlen des Mediums, fallen Auslöschungserscheinungen bzw. Stellen verschwindender Intensität auf. Diese werden als Absorptionslinien bezeichnet. Anhand dieser Absorptionslinien lässt sich auf die Zusammensetzung des Mediums schließen. Bei der Betrachtung von Atomen handelt es sich im Absorptionsspektrum um eine Serie von Linien, wie beispielsweise die Fraunhofer-Linien im Spektrum des Sonnenlichts [17]. Werden hingegen Moleküle betrachtet, treten zusätzliche Effekte auf. Neben den verschiedenen Energiezuständen der Elektronen müssen auch die Energiezustände der Rotations- und Schwingungsenergien der einzelnen Moleküle berücksichtigt werden. Die Folge sind Absorptionsbanden, welche aus den einzelnen Absorptionslinien der im Molekül möglichen Anregungszustände bestehen [16, 18].

Einen weiteren Beitrag zu den Absorptionsbanden leisten Überlappungen der Orbitale (Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Elektronen). Je nach Zustand ändert sich die Übergangswahrscheinlichkeit der Elektronen. Dabei handelt es sich um Singulett- und Triplettaufspaltungen [19]. Mithilfe der Absorptionsbanden lassen sich ebenfalls Rückschlüsse auf die einzelnen Moleküle ziehen.

Lambert Beer'sches Gesetz

Zur quantitativen Beschreibung der Absorption beschäftigten sich zunächst Pierre Bouguer und Johann Heinrich Lambert mit der Schwächung der Strahlungsintensität. August Beer erweiterte das lambertsche Gesetz später um die Abhängigkeit der Absorption von der Konzentration des Absorbanten. Dieser Zusammenhang wird als Lambert-Beersches Gesetz bezeichnet. [20]

Betrachtet man einen Lichtstrahl mit der Intensität $\mathcal{I}_0$, welcher senkrecht auf ein homogenes Medium mit einer Dicke d trifft, dann wird dieser durch das Medium absorbiert und abgeschwächt. Die Intensität $\mathcal{I}$ des Lichtstrahls nach dem Durchgang ergibt sich als

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_0 - \mathcal{I}_{abs} \quad (10)$$

Untersucht man die differentielle Änderung der Intensität nach dem Weg, nimmt diese mit der Proportionalitätskonstante α ab.

$$d\mathcal{I} = -\alpha \cdot \mathcal{I} dx \quad (11)$$

α in Gl. (11) ist der Absorptionskoeffizient. Dieser ist elementspezifisch und beschreibt die Abschwächung pro Wegeinheit. Somit besitzt er die Einheit $\frac{1}{m}$. Um den differentiellen Ansatz zu eliminieren, wird Gl. (11) integriert.

$$\int_{\mathcal{I}_0}^{\mathcal{I}} \frac{d\mathcal{I}}{\mathcal{I}} = - \int_0^d \alpha dx \quad (12)$$

Durch Integration erhält man das Lambert-Beersche-Gesetz [9].

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot d} \quad (13)$$

Handelt es sich bei dem Absorbanten um eine verdünnte Lösung, kann der Absorptionskoeffizient als $\alpha = \epsilon \cdot c$ umgeschrieben werden. Dabei wird ϵ als Extinktionskoeffizient definiert und c steht für die Konzentration des Mediums. [19]

Mithilfe des Lambert-Beerschen Gesetzes ist es möglich, die Absorption quantitativ zu beschreiben. Damit lassen sich Substanzen charakterisieren und gleichzeitig Rückschlüsse auf Elemente, beispielsweise in Gasen, ziehen. Dies ist möglich, weil α vom Spektralbereich der Strahlung abhängig ist. Deswegen existieren verschiedene α -Werte, weshalb von einem Absorptionsspektrum $\alpha(\nu)$ die Rede ist. [14]

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Absorption elektromagnetischer Strahlung die Grundlage für verschiedenste spektroskopische Methoden bildet. Dies macht sie umso bedeutender für die optische Gasmesstechnik.

2.3 Optische Gasmesstechnik

Die optische Messtechnik hat den Vorteil, dass sie sehr präzise und schnell arbeiten kann, da sowohl die Messung als auch die digitale Datenübertragung meist in Echtzeit stattfinden. Sie findet derzeit in nahezu allen Industriebereichen als essentieller Bestandteil Anwendung [21]. Um die Vorteile der optischen Gasmesstechnik besser nachvollziehen zu können, ist es notwendig, den aktuellen Stand der Technik zu kennen. In der Gasmesstechnik gibt es verschiedenste Messansätze, beispielsweise basierend auf Wärmeleitfähigkeit, Spektrometrie oder Feldeffekt. Zwei Ansätze sollen folgend vorgestellt werden: Eine konkrete Umsetzung sind Gaschromatographen, die eine quantitative Bestimmung der Gaszusammensetzung ermöglichen, jedoch aufgrund ihrer Baugröße, der langen Messdauer und der Anschaffungskosten limitiert sind. Ebenfalls können Pellistorsensoren für die Gasmesstechnik verwendet werden. Diese erfassen brennbare Gase mittels der elektrischen Widerstandsänderung an einer keramikummantelten Spule. Nachteilig ist hier, dass nur einmalig detektiert werden kann. Nach dem Einsatz müssen die Sensorelemente ausgeheizt werden [22]. Um Wasserstoff zu detektieren, lassen sich palladiumbasierte Sensoren verwenden, an denen der Wasserstoff adsorbiert werden kann. Somit verändert sich auch in diesem Fall der elektrische Widerstand, was sich innerhalb weniger Sekunden erfassen lässt. Gleichzeitig wird aber eine gewisse Auszeit benötigt um erneut Messen zu können [5].

Um die beschriebenen Nachteile auszugleichen werden bei der optischen Wasserstoffdetektion gezielt die Absorptionsbanden/-linien genutzt. Diese verfügen allerdings bis in den fernen Infrarotbereich nur über eine sehr geringe Intensität. Deshalb sind Methoden zur Verstärkung des Signals erforderlich. Aus dem Lambert-Beerschen Gesetz (Gl.(13)) geht hervor, dass eine längere Wegstrecke zu einer stärkeren Lichtabsorption führt. Dieser Ansatz dient der Signalverstärkung und wird sowohl bei dem optischen Messtechnikverfahren der Multipass-Gaszelle bzw. der Herriotzelle als auch beim Cavity-Ringdown-Verfahren verwendet.

Cavity Ringdown

Beim Cavity Ringdown (CRD) wird nicht die Absorption eines Gases direkt, sondern die Absorptionsrate in einem optischen Resonator gemessen [23]. Aufgrund der sehr hohen Messempfindlichkeit ist es möglich, auch sehr geringe Gaskonzentrationen und schwache Absorptionslinien nachzuweisen. Der Versuchsaufbau des CRD ist in Abb. 3 dargestellt.

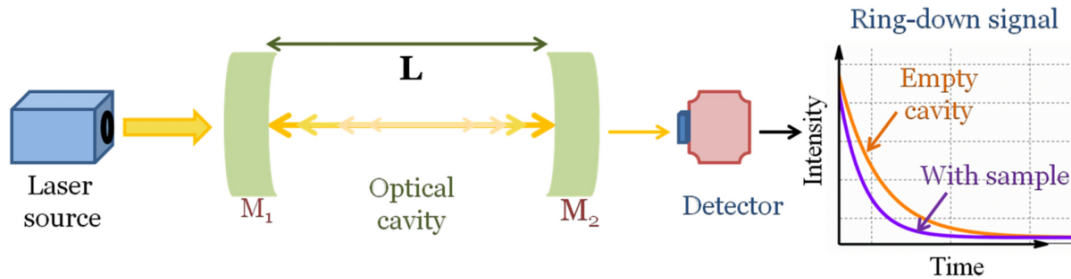


Abb. 3: Schematische Darstellung eines Cavity Ringdown Versuchsaufbaus mit Laserquelle, konkaven hochreflektiven Spiegeln (M1 und M2) und der Detektoreinheit [23].

Der Hauptbestandteil des Aufbaus ist der Resonator, welcher aus zwei hochreflektiven konkaven Spiegeln ($R \approx 99,9996\%$) besteht. In diesen Resonator wird mit einer gepulsten Laserquelle ein Laserpuls eingekoppelt, der zwischen den Spiegeln reflektiert wird. Aufgrund der hohen Reflektivität können somit innerhalb des Resonators Wegstrecken von mehreren Kilometern erreicht werden (vgl. [24]). Bei jeder Reflexion tritt detektorseitig ein kleiner Teil des Lichts aus dem Resonator aus, bis die Intensität des Laserpulses im Resonator null erreicht. Somit erfasst der Detektor nicht die Gesamtintensität des Lichts nach dem Resonator, sondern den Abklingverlauf des Lichts. Gemessen wird die Zeit, welche das Licht benötigt, um den Resonator vollständig zu verlassen. Zwischen die beiden Resonatorspiegel kann das zu vermessende Probegas geleitet werden. Mittels Referenzmessungen ist es möglich, die Konzentration des Gases zu bestimmen. Konkret bedeutet es für die Wasserstoffmessung, dass zunächst eine Referenzmessung mit Stickstoff durchgeführt wird. Anschließend wird die Abklingzeit für Wasserstoff gemessen. Mit den beiden Zeiten lässt sich der Absorptionskoeffizient schließlich mit den folgenden Gleichungen ermitteln.

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_0 \cdot e^{-\left[\frac{(1-R) \cdot c}{2 \cdot L} \cdot t\right]} \quad (14)$$

Gl.(14) beschreibt den exponentiellen Abfall der Abklingkurve des Resonators [5]. Die Abklingzeit beschreibt in diesem Fall die Zeit, nach der die Pulsenergie $\mathcal{I}$ auf $\frac{1}{e} \cdot \mathcal{I}_0$ abgefallen ist. Somit ergibt sich R :

$$R = 1 - \frac{L}{c \cdot \tau} \quad (15)$$

τ ist die Abklingkonstante der erhaltenen Abklingkurve und wird wie folgt definiert:

$$\tau = \frac{t}{2 \cdot [(1-R) + \alpha \cdot L_{\text{Medium}}]} \quad (16)$$

Abschließend kann mithilfe des Absorptionskoeffizienten α die Konzentration des untersuchten Gases bestimmt werden.

Multipass Ansatz - Herriotzelle

Ein zweiter Ansatz, um die effektive Wegstrecke der Absorption zu vergrößern, ist die Multipass-Zelle. Diese besteht aus zwei konzentrisch angeordneten, konkaven Spiegeln mit der Brennweite f . Der Abstand L der beiden Spiegel ist dabei sehr klein im Vergleich zur effektiven Absorptionsstrecke. Durch die konkaven Spiegel wird ein eingekoppelter Laserstrahl bei jeder Reflexion neu fokussiert. Dadurch wird erreicht, dass der Strahl erst nach einer bestimmten Anzahl von Durchgängen gezielt aus der Zelle geleitet wird [25]. Im Gegensatz zum CRD-Ansatz geht es bei der Multipass-Zelle darum, die Intensitätsänderung nach der Absorption des Gases (Wasserstoff) zu messen. Somit ist die Multipass-Zelle weniger empfindlich als CRD, dafür aber einfacher in der Handhabung.

Im Lauf der Jahre haben sich verschiedene Arten der Multipass-Zelle etabliert, darunter die Pfundzelle, die Whitezelle und die Herriotzelle. Letztlich hat sich die Herriotzelle aufgrund ihrer Zuverlässigkeit und Stabilität durchgesetzt [26]. Bei dieser befindet sich in einem der beiden Spiegel eine Bohrung, durch welche der kollimierte Laserstrahl in die Zelle gelangt. In der Zelle wird der Strahl anschließend mehrfach reflektiert wobei er auf den Spiegeln ein kreisrundes Punktmuster erzeugt. Nach N Durchläufen verlässt der Strahl die Zelle durch das Einkoppelloch wieder und kann mit einem Detektor gemessen werden. Es ist ebenfalls möglich, zwei gelochte Spiegel zu verwenden. Der Nachteil hierbei ist, dass sich die Anzahl der Pässe um eins verringert. Allerdings hat man bei der Justage und Positionierung des Detektors mehr Möglichkeiten. Die Anordnung der beiden Spiegel ist schematisch in Abb. 4 dargestellt.

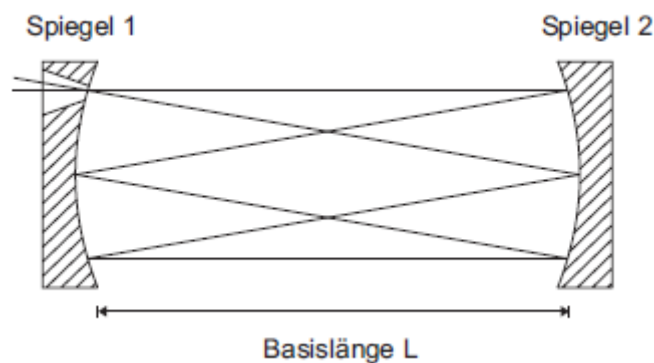


Abb. 4: Schematischer Anordnung der Spiegel in einer Herriotzelle mit zwei konkaven Spiegeln und dem Abstand/Basislänge L [27].

Die Verteilung und die Anzahl der Reflexe auf den Spiegeln lassen sich durch den Einstrahlwinkel des Lasers und durch den Abstand der Spiegel zueinander beeinflussen. Hier wird vereinfachend der Fall betrachtet, dass der Einkoppelspiegel den Lichtstrahl auch auskoppelt. Unter der Annahme, dass sich die Reflexe nicht überlappen, lässt sich die Reflexverteilung auf dem

Spiegel wie folgt berechnen.

Ausgangspunkt sind zwei sphärische Spiegel, die im Abstand L parallel zueinander angeordnet sind. Sie besitzen die gleiche Brennweite, und die optische Achse verläuft durch die Spiegelmittelpunkte. Die optische Achse bildet gleichzeitig den Koordinatenursprung. Durch eine Bohrung in einem der Spiegel kann der Laserstrahl an den Koordinaten (x_0, y_0) eingekoppelt werden. Nach N Durchläufen mit dem Drehwinkel θ verlässt der Laserstrahl die Zelle wieder. Die theoretische Anordnung ist in Abb. 5 nochmals schematisch dargestellt.

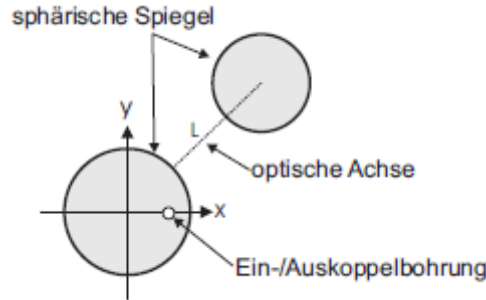


Abb. 5: Schematische Anordnung der Spiegel für die Berechnung der Herriotzelle mit der Basislänge L und der optischen Achse im Mittelpunkt beider Spiegel [27].

Wird ein paraxialer Laserstrahl bei (x_0, y_0) unter den Steigungen (x'_0, y'_0) in die Herriotzelle eingekoppelt, so trifft dieser nach n Reflexionen an der Stelle (x_n, y_n) auf den Spiegel [27, 28]:

$$x_n = x_0 \cdot \cos(n\theta) + \sqrt{\frac{L}{4f - L}} \cdot (x_0 + 2fx_0) \cdot \sin(n\theta) \quad (17)$$

Gl. (17) gilt äquivalent auch für y . Für zwei aufeinanderfolgende Reflexe (n und $n + 1$) ergibt sich der Winkel θ mit

$$\cos(\theta) = 1 - \frac{L}{2f} \quad (18)$$

Durch Umformen von Gl. (17) und Einsetzen des Krümmungsradius $R = 2f$ ergibt sich x_n zu

$$x_n = A \cdot \sin(n\theta + \alpha). \quad (19)$$

In Gl. (19) finden sich die neuen Größen A und α , die wie folgt berechnet werden:

$$A^2 = \frac{4f}{4f - L} (x_0^2 + Lx_0x'_0 + Lfx_0'^2) \quad (20)$$

$$\tan(\alpha) = \frac{\sqrt{\frac{4f}{L} - 1}}{1 + 2f \frac{x'_0}{x_0}} \quad (21)$$

Für die y -Koordinate gilt äquivalent

$$y_n = B \cdot \sin(n\theta + \beta). \quad (22)$$

A bzw. B beschreibt bei gegebenen Startwerten die maximale Auslenkung des Strahls in x - bzw. y -Richtung. Tritt der Fall ein, dass $A = B$ und $\alpha = \beta \pm \frac{\pi}{2}$, bilden die Reflexe auf dem Spiegel einen Kreis mit dem Radius A . Die Steigung [28] unter welcher der Strahl eingekoppelt werden muss, um diesen Zustand zu erreichen, berechnet sich unter der Annahme $x_0 = y_0$ mit

$$\begin{aligned} x'_0 &= -\frac{x_0}{\sqrt{f \cdot L}} \\ y'_0 &= \frac{x_0}{\sqrt{f \cdot L}} \end{aligned} \quad (23)$$

Die Wiedereintrittsbedingung gibt an, wie oft der Laserstrahl die Herriotzelle durchlaufen muss, bis die Ursprungskoordinaten wieder erreicht sind und der Strahl erneut ausgekoppelt wird. Sie ergibt sich als

$$N \cdot \theta = M \cdot 2\pi. \quad (24)$$

N und M sind ganze Zahlen, wobei N die Anzahl der Durchläufe beschreibt und M angibt, wie viele komplette Umläufe (360°) stattgefunden haben. Für die beiden Extremfälle $L = f$ und $L = 2f$ ergeben sich aus Gl. (18) und Gl. (24) jeweils $N = 6$ und $N = 4$. Für den Bereich $f < L < 2f$ steigt die Anzahl der Durchläufe und konvergiert gegen unendlich. Sobald $L = 2f$ erreicht ist, kollabiert das System auf $N = 4$. Somit ist es erstrebenswert im Versuchsaufbau einen Spiegelabstand von $L \approx 2f$ zu wählen.

Ein mögliches Problem bei der Herriotzelle sind optische Interferenzeffekte (Fringes). Diese beeinflussen die Empfindlichkeit der Messung. Da sie eine ähnliche Größenordnung wie die gesuchten Linienbreiten besitzen, gilt es die Fringes zu limitieren. Dafür gibt es verschiedene Möglichkeiten. Beispielsweise können bewegliche optische Elemente in den Strahlengang gebracht [29] oder die Spiegel durch Piezoelemente in Vibration versetzt werden [30]. Vor allem bei der Einkoppelbohrung treten starke Streuungseffekte auf. Diese lassen sich jedoch durch eine gezielte Wahl des Strahlengangs und der Spotverteilung minimieren [28, 31]. Dafür wird die alternative Winkelvariable $\varphi = \theta - \frac{\pi}{2}$ eingeführt und eine neue Wiedereintrittsbedingung beschrieben:

$$\varphi = 2\pi \cdot \frac{M}{N} - \frac{1}{4} = \sin^{-1} \left(\frac{L}{R} - 1 \right) \sim \frac{d}{R} - 1. \quad (25)$$

Ist die Anordnung nahezu konfokal, wird φ klein und es folgt, dass $N \sim 4M$ ist. Somit ist es möglich mit den vorangegangenen Gleichungen eine konkrete Spotverteilungen zu berechnen.

2.4 Funktionsprinzip der VCSEL-Diode

Heutzutage existieren die unterschiedlichsten Lichtquellen. Sie besitzen verschiedene Eigenschaften, wodurch sich eine Vielzahl von Anwendungsbereichen abdecken lässt. In der optischen Messtechnik kommen unterschiedliche Lasertypen zum Einsatz. Als Laser wird eine Lichtquelle bezeichnet, welche durch gezielten Energieeintrag in ein Lasermedium Strahlung

erzeugt. Diese Laserstrahlung ist monochromatisch, kohärent, gering divergent und besitzt eine hohe Leistungsdichte. Dadurch unterscheiden sich Laser von herkömmlichen Lichtquellen unter anderem in ihrer Strahlqualität. [8]

Eine Realisierungsform des Lasers ist die Laserdiode. Ihre Struktur ähnelt jedoch der von normalen Leuchtdioden und die Lichtemission basiert grundlegend auf der Rekombination im p-n-Übergang [32].

Laserdiode

Laserdioden basieren auf Halbleitern. Das sind Materialien, deren elektrische Leitfähigkeit zwischen der von Metallen und Isolatoren liegt.

Um die Leitfähigkeiten zu verstehen wird das Bändermodell genutzt. Dieses beschreibt die Energieverteilung von geladenen Teilchen innerhalb eines Materials (Darstellung der Bänder in Abb. 6). Die wichtigsten Bestandteile des Modells sind das Valenzband, das Leitungsband und die Fermienergie. Das Valenzband liegt energetisch niedriger und ist hauptsächlich für chemische Bindungen verantwortlich. Das Leitungsband liegt energetisch höher und beschreibt den Zustand, in dem Elektronen zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen. Die Fermienergie beschreibt die Grenze der besetzten Elektronenzustände und bestimmt somit, ob und unter welchen Bedingungen ein Material leitfähig ist bzw. wird. Bei Metallen überlappen sich beide Bänder und die Fermienergie liegt damit innerhalb der Bänder. Bei Halbleitern und Isolatoren wiederum überlappen die Bänder nicht und es bildet sich die Bandlücke aus. Ein Bereich, in welchem sich die Ladungsträger ohne Energieeintrag nicht aufhalten können. Die Fermienergie liegt somit genau innerhalb dieser Bandlücke. Der Unterschied zwischen Halbleitern und Isolatoren besteht in der Breite der Bandlücke. Diese ist bei Halbleitern deutlich geringer als bei Isolatoren. Deswegen können Elektronen in Halbleitern nur dann zur Leitfähigkeit beitragen, wenn ihnen Energie zugeführt wird, beispielsweise durch Strahlung oder elektrischen Strom. Dabei werden Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband angehoben. Bei Isolatoren ist es nicht zerstörungsfrei möglich Leitfähigkeit durch Energieeintrag zu erreichen. [33]

Durch das gezielte Einbringen von Ladungsträgern können Halbleitermaterialien dotiert werden. Dies führt entweder zu einem Elektronenüberschuss im Leitungsband (n-Halbleiter) oder zu einem Elektronenmangel im Valenzband, der durch sogenannte Defektelektronen beschrieben wird (p-Halbleiter). Anschließend können p- und n-Halbleiter kombiniert werden, wodurch ein Austausch von Ladungsträgern möglich ist. Treffen Elektronen und Defektelektronen aufeinander, kommt es zur Rekombination, wobei Energie in Form von Strahlung freigesetzt wird. Dieser Prozess wird als strahlende Rekombination bezeichnet und stellt den grundlegenden Effekt der Laserdiode dar. Der Ort der Rekombination wird fortan als aktive Schicht/Zone bezeichnet. Mithilfe eines optischen Resonators kann die erzeugte Strahlung mehrfach durch die aktive Schicht geführt und dadurch verstärkt werden [32].

Laserdioden bestehen in der Regel aus einer sogenannten Doppel-Heterostruktur (p-n-p-Übergang). Diese Struktur umfasst eine dünne aktive Schicht mit kleiner Bandlücke, die von Halbleiterschichten mit größerer Bandlücke eingeschlossen ist. Dadurch wird die Wahrschein-

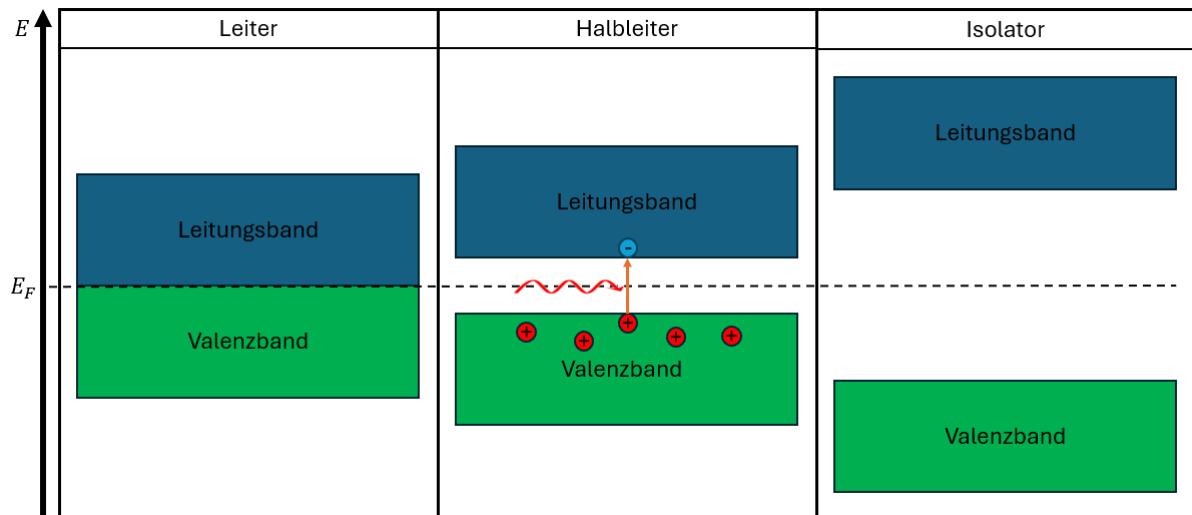


Abb. 6: Darstellung des Bändermodells für Leiter, Halbleiter und Isolatoren mit der Fermienergie E_F

lichkeit der Rekombination erhöht, was die Verluste reduziert und die Effizienz im Vergleich zu homogenen p-n-Übergängen insgesamt steigert. [34]

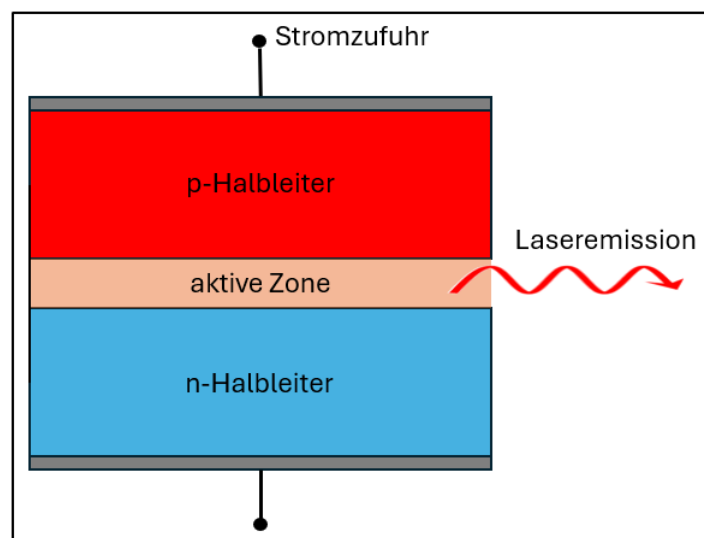


Abb. 7: Schematische vereinfachte Darstellung eines Laserdioden p-n-Übergangs mit Stromzufuhr, n- und p-Halbleiter, aktiver Zone und Laseremission

VCSEL

Die VCSEL ist eine Sonderform der Laserdiode. Es handelt sich hierbei um einen Oberflächenemitter. Das bedeutet, dass das Licht senkrecht zur Halbleiteroberfläche ausstrahlt und nicht, wie bei Laserdioden sonst üblich, parallel.

Grundlage für den Aufbau ist ein vertikal ausgerichteter Resonator. Dieser besteht aus ei-

ner Doppel-Heterostruktur, die je nach Wellenlänge aus verschiedenen Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Dotierungen (häufig GaAs-Verbindungen) besteht. Die aktive Schicht ist zwischen zwei Bragg-Spiegeln (Distributed Bragg Reflector) eingebettet. Zu sehen ist der schematische Aufbau eines VCSEL-Emitters in Abb. 8.

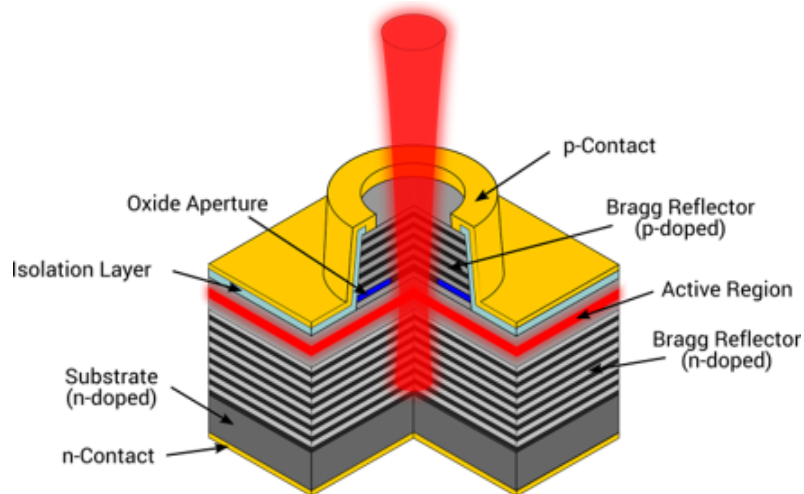


Abb. 8: Aufbau einer VCSEL mit zusätzlicher Apertur, P und N Kontakt, Isolationsschicht und dem Substrat. [36].

Diese Bragg-Spiegel sind jeweils mit Elektronen und Defektelektronen dotiert, um die Ladungsträgerinjektion zu gewährleisten. Die Spiegel dienen dazu, eine gezielte Wellenlänge zu erzielen. Dies wird dadurch erreicht, dass beide Bragg-Spiegel aus abwechselnden Halbleiterschichten bestehen. Diese haben einen hohen bzw. niedrigen Brechungsindex und ihre optische Schichtdicke beträgt genau ein Viertel der Wellenlänge (siehe Gl. (26))[35]. Auf diese Weise lässt sich eine definierte Wellenlänge durch konstruktive Interferenz an den Schichtgrenzen erzeugen, gemäß

$$d_{\text{Schicht}} = \frac{\lambda}{4 \cdot n} \quad (26)$$

Ebenfalls besitzen VCSEL-Emitter eine zylindrisch-säulenartige Form und eine zentrale Austrittsöffnung, welches es ermöglicht eine homogene Strahlform zu erreichen [32]. Um ein besseres Verständnis der Dimensionen und des Aufbaus zu bekommen, ist zusammenfassend in Abb. 9 ein Realer Emitter zu sehen.

Eine spezielle Art von VCSEL-Dioden sind Swept-Source-VCSEL. Deren Emissionswellenlänge kann über einen gewissen Bereich verändert werden. Diese Verschiebung resultiert aus einer Modulation des Resonators. Dabei wird entweder die optische Weglänge oder der Brechungsindex verändert. Aus Gl. (26) ergibt sich somit eine direkte Variation der Wellenlänge. Diese Veränderungen können durch eine gezielte Temperaturänderung erreicht werden. Bei steigender Temperatur erhöht sich der Brechungsindex der Halbleiterschichten. Zudem dehnt sich die

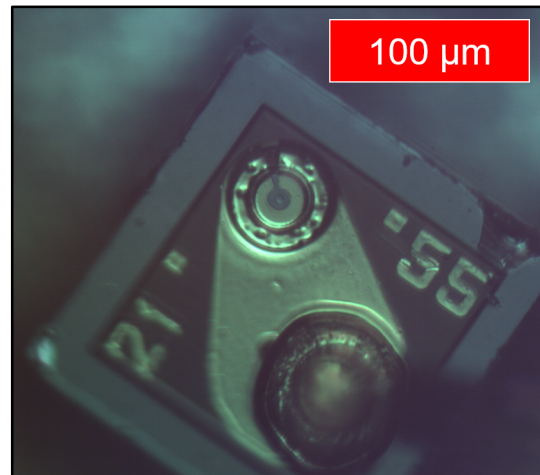
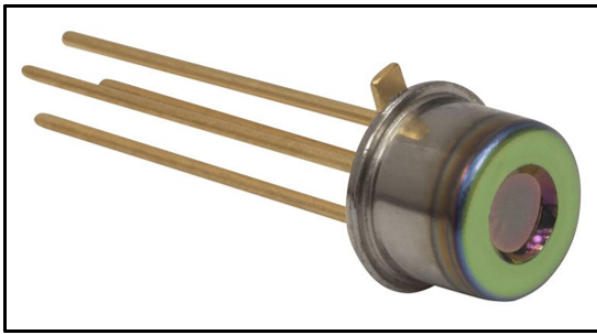


Abb. 9: Reale VCSEL-Diode und eine lichtmikroskopische Aufnahme des Emitters

Resonatorschicht bei Erwärmung aus, wodurch sich die Resonatorlänge vergrößert. Eine weitere Möglichkeit, die Brechzahl zu ändern, ist die Variation des Stroms. Dabei ist die Brechzahl von der Ladungsträgerdichte abhängig. Deshalb verändert sich die Emissionswellenlänge auch minimal bei einer Stromänderung.[32]

Da die Absorptionslinien sehr schmal sind, ist es technisch schwer umsetzbar, die Zielwellenlänge über die Verschiebung exakt zu erfassen. In der Arbeit wird deshalb versucht, den Absorptionspeak von Wasserstoff zu überstreichen. Dies kann erreicht werden, indem die VCSEL im gepulsten Sägezahnmodus betrieben wird. Dabei steigt der Strom linear an und gleichzeitig verändert sich die Ladungsträgerdichte stetig. Dadurch ändert sich die Emissionswellenlänge in einem bestimmten Bereich periodisch und der Absorptionspeak kann überstrichen werden.

3 Vorbetrachtungen und experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden die notwendigen Voruntersuchungen für den Aufbau einer Gassensorik zur Detektion von Wasserstoff erläutert. Ebenfalls wird der experimentelle Aufbau detailliert beschrieben und die verwendeten Komponenten benannt.

3.1 Auswahl der Wasserstoffabsorptionslinie

Um Wasserstoff detektieren zu können werden die spezifischen Absorptionslinien analysiert. Dazu wurde das Online-Tool Spectraplot [37] zur Simulation von Absorptionslinien genutzt. Hierbei können die Prozessparameter Temperatur, Druck, Konzentration und Absorptionsstrecke variiert werden. Eine Variation von Druck und Temperatur kann die Absorptionslinie verbreitern. Konzentration und Absorptionsstrecke wiederum wirken sich auf die Amplitude der Absorptionslinie aus. Darüber hinaus lassen sich potentielle Wellenlängen selektieren. In der Arbeit wurde der Wellenlängenbereich zwischen 850 nm und 855 nm als relevant erachtet (siehe Abb. 10). Begründet wird das damit, dass in diesem Bereich eine sehr geringe Querempfindlichkeit zu anderen Gasen auftritt. Außerdem sind die verfügbaren VCSEL bei diesen Wellenlängen kostengünstig.

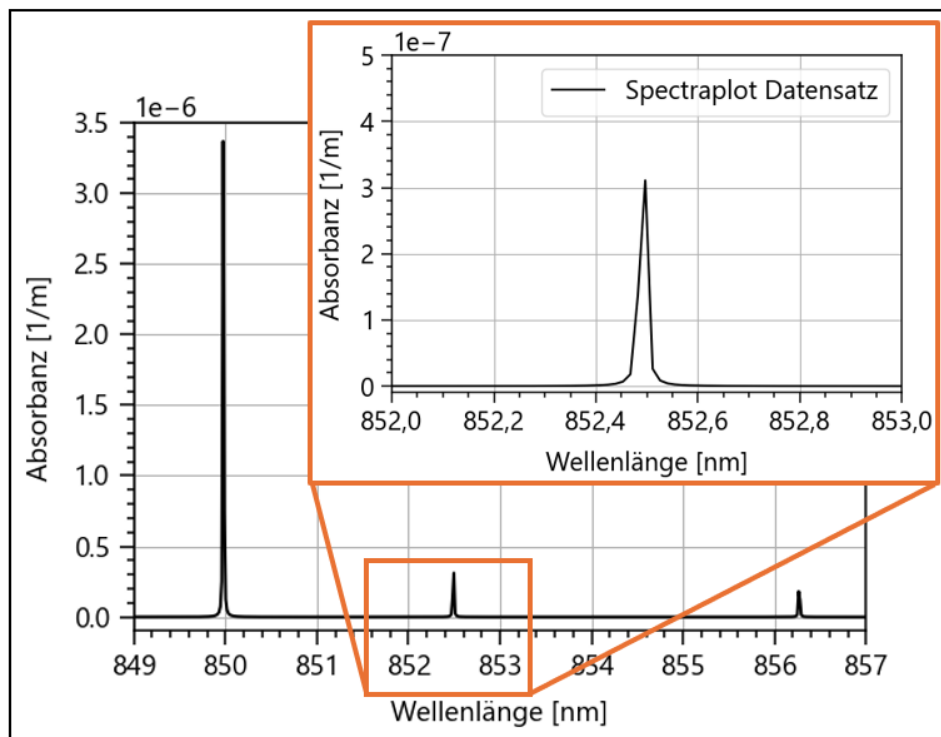


Abb. 10: Spectraplotsimulation mit dem ausgewählten Absorptionspeak bei 852,49 nm [37]; Prozessparameter: $T = 293,15 \text{ K}$, $P = 1 \text{ bar}$, $c_{\text{H}_2} = 5 \text{ Vol.}\%$, $d = 47 \text{ m}$.

Entschieden wurde sich am Ende für den Absorptionspeak bei 852,49 nm, da dieser am nächsten an der Zentralwellenlänge einer verfügbaren VCSEL lag. Mithilfe der Simulation lässt sich

die Absorption für Wasserstoff berechnen. Grundlage hierfür bildet zusätzlich das Lambert-Beersche Gesetz (Siehe Kap. 2.2). Außerdem wird die Ausgangsleistung und die Wegstrecke der Absorption benötigt. Alle für die Rechnung verwendeten Parameter finden sich in der folgenden Tabelle.

Tab. 1: Parameter für die Berechnung der Leistungsabschwächung aufgrund der Absorption von Wasserstoff

Parameter	Formelzeichen	Wert
Leistung am Anfang	P_0	520,00 μW
Absorbanz	$\mathcal{A}$	$5,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$
Absorptionsstrecke	d	47 m

Die Absorbanz [39] ist definiert als

$$\mathcal{A} = -\log_{10}(1 - \alpha). \quad (27)$$

Durch Umstellen der Gleichung ergibt sich der Absorptionskoeffizient α wie folgt:

$$\alpha = 1 - 10^{-\mathcal{A}} \quad (28)$$

Somit lässt sich α in Gl. (13) einsetzen und es ergibt sich die Leistung nach der Absorption als

$$P = P_0 \cdot e^{-(1-10^{-\mathcal{A}}) \cdot d} \quad (29)$$

$$P = 520,00 \mu\text{W} \cdot e^{-[(1-10^{-5,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}}) \cdot 47 \text{ m}]} = 519,97 \mu\text{W}$$

Zuletzt kann aus der Differenz von P_0 und P die absolute absorbierte Leistung $P_{Abs.,Absorp.}$ berechnet werden. Die relative absorbierte Leistung $P_{Rel.,Absorp.}$ ergibt sich aus dem Verhältnis von $P_{Abs.,Absorp.}$ und P_0 .

$$P_{Abs.,Absorp.} = P_0 - P = 520,00 \mu\text{W} - 519,97 \mu\text{W} = 0,03 \mu\text{W} \quad (30)$$

$$P_{Rel.,Absorp.} = \frac{P_{abs.}}{P_0} \cdot 100 \% = \frac{0,03 \mu\text{W}}{520,00 \mu\text{W}} \cdot 100 \% = 0,0058 \%$$

Die theoretisch berechnete Absorption der Leistung beträgt somit 30 nW. Die Messung dieser Leistungsänderung gilt es in der Arbeit praktisch umzusetzen. Hier kommen allerdings noch erschwerte Bedingungen hinzu, wie bspw. Leistungsschwankungen aufgrund des Gasflusses. Ein ebenfalls nicht zu vernachlässigender Punkt sind die Leistungsverluste an den Grenzflächen der Spiegel und der Fenster der Gaszelle. Diese Verluste werden in Kap 3.3 quantifiziert.

3.2 Charakterisierung der VCSEL-Diode

In der Arbeit lag besonderes Augenmerk auf der emittierten Wellenlänge der Lichtquelle. Aus diesem Grund musste zuerst die VCSEL-Diode vermessen- und charakterisiert werden, um si-

herstellen zu können, dass die benötigte Wellenlänge sowohl im continuous wave (CW)- als auch im Pulsbetrieb erreicht werden kann.

Aufbau des Spektrometers

Die Charakterisierung erfolgte mittels eines Spektrometeraufbaus, welcher schematisch in der folgenden Abb. 11 dargestellt ist.

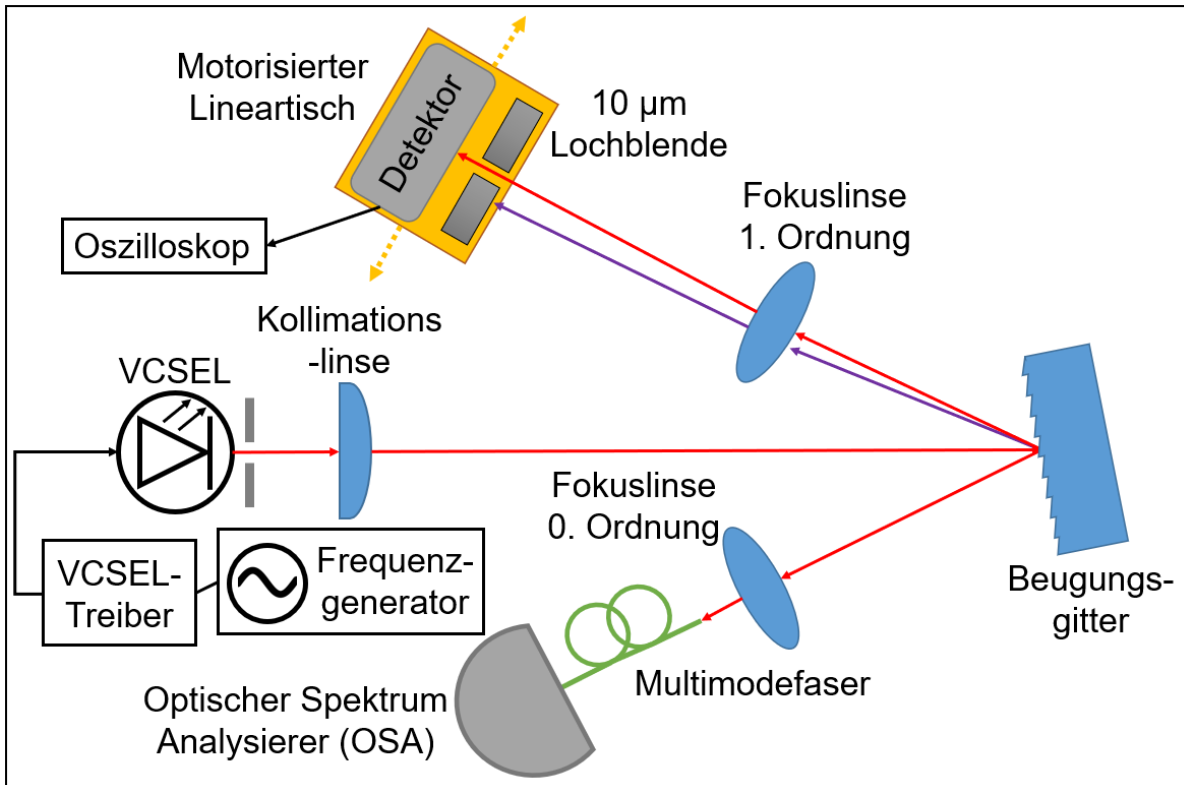


Abb. 11: Schematischer Aufbau eines hochauflösenden Spektrometers zur Charakterisierung der 850 nm VCSEL-Diode bestehend aus Lichtquelle, Beugungsgitter, Optischen Spektren Analysierer (OSA), Detektoranordnung und Ansteuerungs-/Auswerteeinheit

Die VCSEL wird über einen Controller angesteuert. Über diesen lassen sich mittels Potentiometer die Temperatur des TEC-Elementes (Thermoelektrischer Kühler) und der angelegte Strom einstellen. Der Controller erhält außerdem ein Sägezahnsignal eines externen Frequenzgenerators ($\nu = 10 \text{ kHz}$, $I_{\text{Max}} = 5,5 \text{ mA}$, Impulsverhältnis 1:20) und gibt dieses an die VCSEL weiter. Die emittierte Strahlung wird über eine plan-konvexe Linse ($f = 75 \text{ mm}$) kollimiert und auf ein Beugungsgitter geführt. Dort wird der Lichtstrahl in die verschiedenen Beugungsordnungen spektral zerlegt. Die 0. Ordnung verändert ihre Position nicht und wird kontinuierlich über eine plan-konvexe Fokuslinse ($f = 35 \text{ mm}$) auf eine Faser fokussiert. Die Faser leitet das Licht in den Optischen Spektrum Analysierer (OSA). Dadurch ist es möglich, parallel Aufschluss über die Wellenlänge der VCSEL zu erhalten. Genutzt wurde dies vor allem bei der Kalibrierung des Spektrometers.

Die 1. Beugungsordnung wird über eine plan-konvexe Fokuslinse ($f = 300 \text{ mm}$) auf einen Avalanche Photodiode (APD)-Detektor fokussiert. Vor dem Detektorfeld ist eine $10 \mu\text{m}$ Lochblende platziert, welche Umgebungslicht abschirmt und den Strahlquerschnitt begrenzt. Die Detektoranordnung ist auf einem motorisierten Lineartisch befestigt. Dieser kann über eine Pythonanbindung kontrolliert, mit einer definierten Geschwindigkeit und Schrittweite, verfahren werden. Die Signale vom Detektor können über das Oszilloskop ausgelesen und ausgewertet werden.

Kalibrierung des Spektrometers

Für die Kalibrierung des Spektrometers wurde die VCSEL im CW-Modus betrieben. Durch gezielte Variation des Stroms (und der Temperatur) erfolgte die Verschiebung der Zentralwellenlänge der VCSEL. Somit konnten definierte Parameter eingestellt und parallel die spektralen Informationen des OSA aufgezeichnet werden. Um das detektorseitige Intensitätsmaximum zu finden, wurde der Detektor mit einer definierter Schrittweite von $0,05 \text{ mm}$ verfahren. Dieser Messvorgang erfolgte für zwei Temperaturen ($T_1 = 20^\circ\text{C}$, $T_2 = 30^\circ\text{C}$), um am Ende die Kalibriergerade zu bestimmen. Die Messungen wurden zur statistischen Bewertung der Regressionsgeraden mehrmals wiederholt.

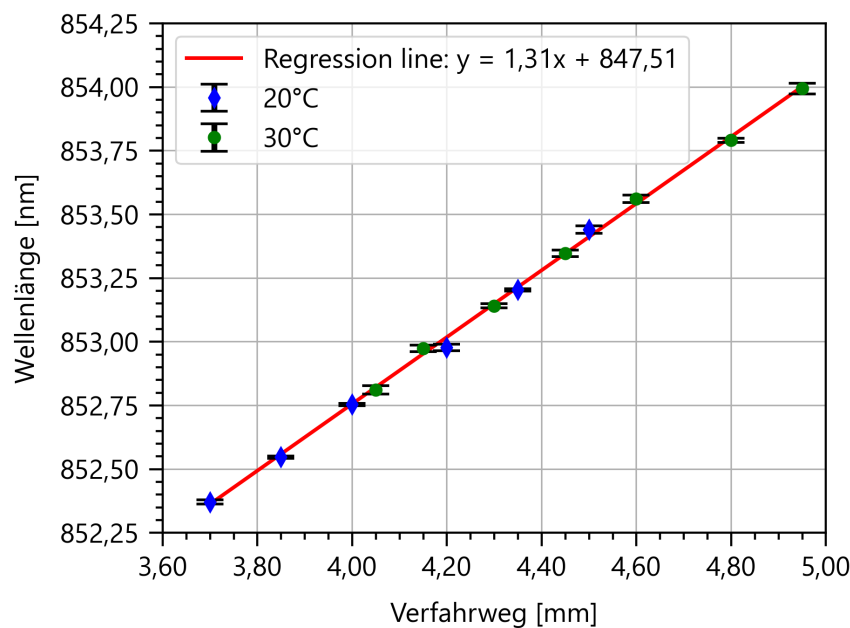


Abb. 12: Errechnete Kalibriergerade des hochauflösenden Spektrometers bei den Temperaturen $T_1 = 20^\circ\text{C}$ und $T_2 = 30^\circ\text{C}$

Resultat der Auswertung ist die in Abb. 12 abgebildete Regressionsgerade. Aus den Ergebnissen lässt sich schließen, dass erwartungsgemäß die Wellenlänge linear zur Temperatur verschoben wird. Die Abweichungen der Messwerte von der berechneten Gerade sind minimal und es ergibt sich ein $R^2 = 0,998$. Ebenfalls sind die Standardabweichungen der Punkte mit

durchschnittlich $\pm 0,009$ nm vernachlässigbar.

Somit konnte die Eignung des Spektrometers evaluiert und mithilfe der Kalibriergerade jeder Detektorposition eine Wellenlänge zugeordnet werden.

Spektrale Charakterisierung der VCSEL

Nach der Kalibrierung des Spektrometers wurde die VCSEL im Pulsmodus betrieben. Dafür wurde ein Sägezahnimpuls mit einer Pulsfrequenz von $\nu = 10$ kHz, einem Impulsverhältnis von 1 : 20 und einem maximalen Strom von $I_{Max} = 5,5$ mA gewählt. Das vom Spektrometer aufgezeichnete Spektrum ist in Abb. 13 dargestellt.

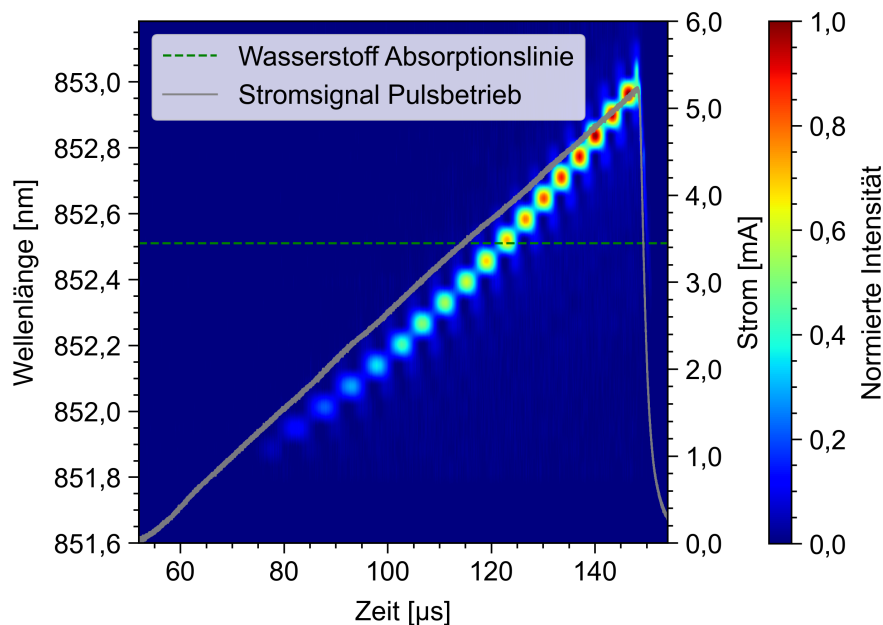


Abb. 13: Ergebnis der Charakterisierung bei $T = 25$ °C: Intensitätsmaxima aufgetragen über Wellenlänge und Zeit zusätzlich zum anregenden Strompuls

Zu sehen ist der Verlauf der Intensitätsmaxima der emittierten Strahlung aufgetragen über der Zeit und über der Wellenlänge. Das Folgen der Intensitätsmaxima nach der Stromanregung ist deutlich zu erkennen. Somit lässt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Zeit- und Wellenlängenverschiebung schlussfolgern. Geringfügige Abweichungen sind aufgrund von Stromschwankungen, bedingt durch die elektronischen Komponenten, zu erkennen.

Deutlich zu sehen ist allerdings, dass sich die Wellenlänge bei sägezahnförmiger Anregung in ungefähr $60 \mu\text{s}$ um ca. 1 nm verschiebt. Die Verschiebung verläuft über den Absorptionspeak von Wasserstoff bei $\lambda = 852,49$ nm, weshalb sich die VCSEL zur Detektion von Wasserstoff im Versuchsaufbau eignet.

3.3 Multipass-Gaszellenaufbau

Um die effektive Wegstrecke der Absorption zu verlängern, wurde in der Arbeit der Ansatz der Multipass-Zelle gewählt. Der Aufbau und die Berechnungen der Reflexverteilung (fortan Spotverteilung genannt) und der Leistungsverluste werden in dem folgenden Unterkapitel beschrieben.

Aufbau der Multipassgaszelle

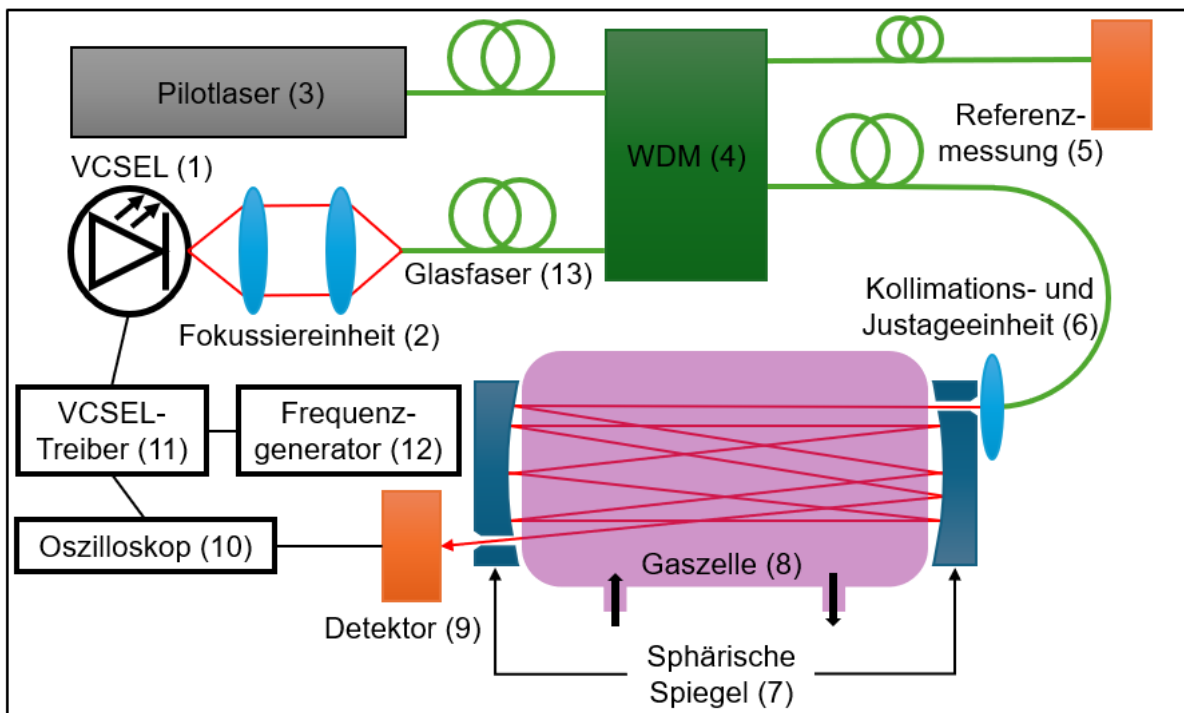


Abb. 14: Schematischer Aufbau der Multipass-Gaszelle mit Beschriftung der einzelnen Komponenten: Lichtquelle und Faserkopplung, Gaszelle mit sphärischen Ein- und Auskoppelspiegeln und die Auswerteeinheiten.

In Abb. 14 ist der schematische Aufbau der Multipass-Gaszelle zu sehen. Dieser lässt sich grundlegend in drei Bereiche gliedern:

1. Lichtquelle und Faserkopplung: Als Lichtquelle wird die VCSEL ($P_{Max} = 1 \text{ mW}$) genutzt. Diese befindet sich in einer Laserdiodenhalterung, welche extern mittels des VCSEL-Treibers gesteuert wird (Strom- und Temperaturregelung). Zusätzlich kann an den Treiber ein externer Frequenzgenerator angeschlossen werden, um das Stromsignal zu modulieren. Die Strahlung der VCSEL wird mit einer asphärischen Linse ($f = 6,20 \text{ mm}$) kollimiert und mit einer zweiten asphärischen Linse ($f = 18,4 \text{ mm}$) auf ein Faserende fokussiert und somit in die Faser eingekoppelt. Von dort wird das Licht über eine Single Mode Faser ($D_{Kern} = 3,5 \mu\text{m}$) in den WDM geführt.

Gleichzeitig wird ein Pilotlaser ($P_{Max} = 10 \text{ mW}$, $\lambda = 635 \text{ nm}$) verwendet, um die Ausrichtung der Multipasszelle im sichtbaren Bereich vornehmen zu können. Dieser wird über Stirnflächenkopplung ebenfalls in eine Faser eingekoppelt und zu dem WDM geleitet. Weiterhin wird über den dritten Fasereingang der Rückreflex der Laserstrahlung als Referenzsignal mit einem Detektor gemessen. Letztlich führt eine gekoppelte Faser zu der Kollimations- und Justageeinheit.

2. Multipass-Gaszelle: Die Kollimations- und Justageeinheit besteht aus einem beweglichen Fuß, einer Kollimationslinse ($f = 7,50 \text{ mm}$) und einem fünf-Achs-Versteller. Damit wird das aus der Faser kommende Licht kollimiert und kann so justiert werden, dass der Eintrittswinkel in die Multipass-Gaszelle optimal ist. Dieser Optimalzustand ist erreicht, wenn auf dem Auskoppelspiegel die zu erwartende Spotverteilung sichtbar wird (siehe Kap. 2.3). Das kollimierte Licht gelangt über eine Einkoppelbohrung in die Multipass-Zelle. Diese Zelle besteht aus zwei konkaven gelochten Goldspiegeln ($f = 200 \text{ mm}$), welche in justierbaren Spiegelhaltern coaxial angeordnet sind. Sie besitzen eine Reflektivität von 92,41 % und sorgen dafür, dass das Licht innerhalb der Zelle mehrfach reflektiert wird. Zwischen den Spiegeln befindet sich die Gaszelle. Diese besteht aus 2-Zoll-Aluminium Tuben, welche von zwei 200 μm dicken N-BK7-Glas Fenstern abgeschlossen werden. Jene sollen verhindern, dass Wasserstoff aus der Zelle austritt. Ebenfalls befinden sich in den Tuben zwei Bohrungen mit Ein- und Auslassventil um die Wasserstoffzufuhr über eine Gasflasche zu gewährleisten. Nach einer bestimmten Anzahl an Pässen verlässt das Licht die Zelle durch die Auskoppelbohrung.

3. Auswerteeinheiten: Nach der Zelle folgt der Detektor, welcher das Lichtsignal empfängt und gegebenenfalls verstärkt.

Dieses Signal wird in das Oszilloskop geleitet und von diesem grafisch dargestellt. Letztlich können die grafischen Signale mit dem Computer abgegriffen und ausgewertet werden.

Folgende Abbildung (Abb. 15) zeigt den realen Aufbau mit allen beschriebenen Komponenten.

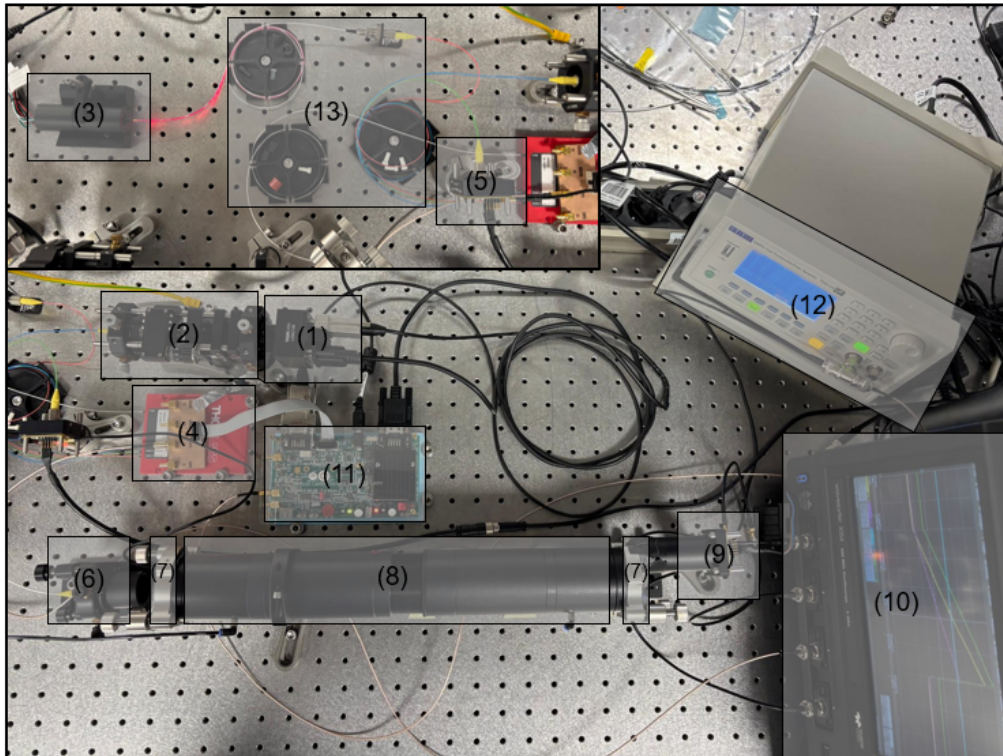


Abb. 15: Realer Aufbau der Multipass-Gaszelle mit Nummerierung der Komponenten (Beschriftung siehe Abb. 14)

Berechnung der Spotverteilung auf den Spiegeln

Für die Berechnung der Spotverteilung werden die Rahmenbedingungen, wie sie in Kap. 2.3 beschrieben sind, verwendet. Zudem sind alle verwendeten Parameter nochmals in Tab. 2 aufgeführt.

Tab. 2: Parameter für die Berechnung Spotverteilung auf dem Spiegel bei einer Herriotzelle

Parameter	Formelzeichen	Wert
Brennweite	f	20 cm
Basislänge Herriotzelle	L	38,5 cm
Spotmusterradius	x_0	2 cm

Zunächst werden sowohl die Spotparameter N und M als auch die Weglänge der Absorptionsstrecke d ausgerechnet, um damit eine konkrete Spotverteilung simulieren zu können. Der Winkel θ ergibt sich aus Gl. (18) für die folgenden Berechnungen als

$$\theta = \arccos \left(1 - \frac{L}{2f} \right) = \arccos \left(1 - \frac{38,5 \text{ cm}}{2 \cdot 20 \text{ cm}} \right) = 1,53 \text{ rad} \hat{=} 87,85^\circ \quad (31)$$

Damit ist bekannt, dass bei dieser Dimensionierung ein Reflex alle $87,85^\circ$ auf dem Spiegel erscheint. Mithilfe von Gl. (24) und der Annahme, dass $N \sim 4M$, können für gegebene M ($M \in$

$\mathbb{N}$) die dazugehörigen N berechnet werden. Gl. (24) lässt sich im Zuge dessen umstellen zu:

$$N = \frac{2\pi \cdot M}{\theta} \quad (32)$$

In der folgenden Tab. 3 sind auszugsweise verschiedene Werte für M und N sowie die daraus resultierende Absorptionswegstrecke dargestellt, welche sich mit $d = N \cdot L$ berechnet.

Tab. 3: Errechnete Umlaufparameter M und N und die Absorptionswegstrecken d für $L = 38,5$ cm und $\theta = 87,85^\circ$

M	N	d in m
26	107	41,0
27	111	42,6
28	115	44,2
29	119	45,8
30	123	47,3

Um die Spotverteilung zu simulieren, wird zunächst die Steigung $(x'_0; y'_0)$, unter welcher der Lichtstrahl einkoppelt, mittels Gl. (23) und der Annahme $x_0 = y_0$ bestimmt.

$$\begin{aligned} x'_0 &= -\frac{2 \text{ cm}}{\sqrt{20 \text{ cm} \cdot 38,5 \text{ cm}}} = -0,072 \\ y'_0 &= \frac{2 \text{ cm}}{\sqrt{20 \text{ cm} \cdot 38,5 \text{ cm}}} = 0,072 \end{aligned} \quad (33)$$

Damit lassen sich A, α und β berechnen. B muss nicht berechnet werden, da der Spezialfall $A = B$ angenommen wird. Anwendung finden dabei Gl. (20,21).

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{\frac{4 \cdot 20 \text{ cm}}{4 \cdot 20 \text{ cm} - 38,5 \text{ cm}} [(2 \text{ cm})^2 + 38,5 \text{ cm} \cdot 2 \text{ cm} \cdot (-0,072) + 38,5 \text{ cm} \cdot 20 \text{ cm} \cdot (-0,072)^2]} \\ A &= 2,17 \text{ cm} \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \arctan \left(\frac{\sqrt{\frac{4 \cdot 20 \text{ cm}}{38,5 \text{ cm}} - 1}}{1 + 2 \cdot 20 \text{ cm} \cdot \frac{-0,072}{2 \text{ cm}}} \right) = -1,17 \\ \beta &= \arctan \left(\frac{\sqrt{\frac{4 \cdot 20 \text{ cm}}{38,5 \text{ cm}} - 1}}{1 + 2 \cdot 20 \text{ cm} \cdot \frac{0,072}{2 \text{ cm}}} \right) = 0,40 \end{aligned} \quad (35)$$

Daraus folgend lässt sich für gegebene $n(n \in \mathbb{N})$ über Gl. (19,22) die Spotverteilung berechnen und grafisch darstellen (siehe Abb. 16).

Somit wurde rechnerisch gezeigt, dass es mit der gewählten Dimensionierung der Komponenten möglich ist, eine Herriotzelle, der in Kap. 2.3 beschriebenen Art, zu konstruieren.

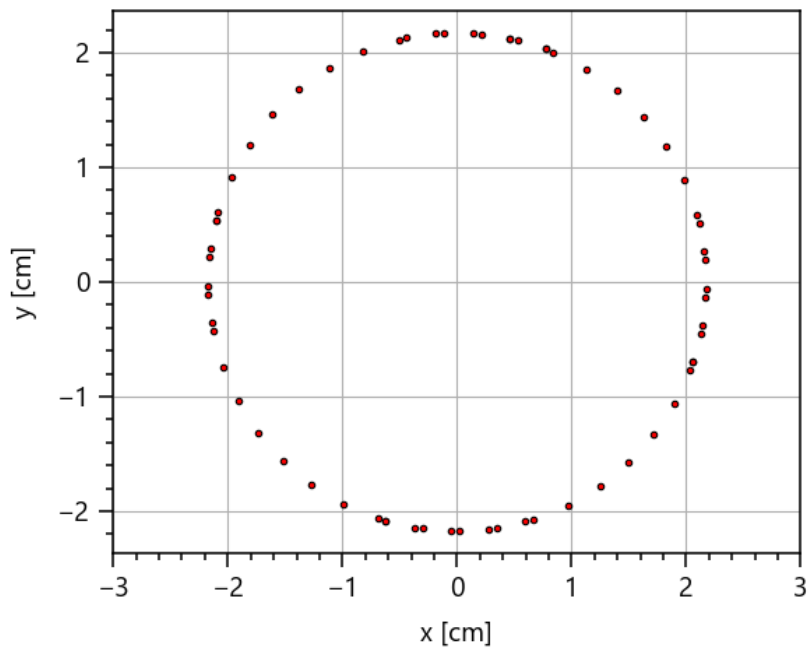


Abb. 16: Grafische Darstellung der berechneten Spotverteilung für $n = 1, 2, \dots, 59, 60$ bei $L = 38,5$ cm und $f = 20$ cm

Experimentell konnte im Zuge der Arbeit festgestellt werden, dass es ebenfalls möglich ist, eine Multipass-Zelle zu entwickeln, welche jeweils einen Einkoppelspiegel und einen Auskoppelspiegel besitzt. Hierbei ergab sich eine leicht veränderte Spotverteilung, da die Auskoppelbohrung auf dem zweiten Spiegel berücksichtigt werden musste.

Berechnung der Leistungsverluste an den Grenzflächen

Um den Einfluss der Leistungsverluste an den Grenzflächen berücksichtigen zu können, werden diese im Folgenden quantifiziert. Daraus ist ersichtlich, welche Leistungen nach der Multipass-Zelle für einen geeigneten Einsatz des Detektors zu erwarten sind.

In der Tab. 4 sind die einzelnen Parameter für die Berechnung der Verluste zusammengefasst.

Tab. 4: Parameter für die Berechnung der Leistungsverluste an den Grenzflächen der Fenster und Spiegel

Parameter	Formelzeichen	Wert
Leistung am Anfang	P_0	520,00 μW
Anzahl der Pässe	N	120
Reflexion Spiegel	R_S	0,9241
Transmission Fenster	T_F	0,9969

Zur Bestimmung der Passanzahl wurden die Reflexe auf einer Hälfte eines Spiegels gezählt und mit vier Multipliziert (siehe Abb. 17).

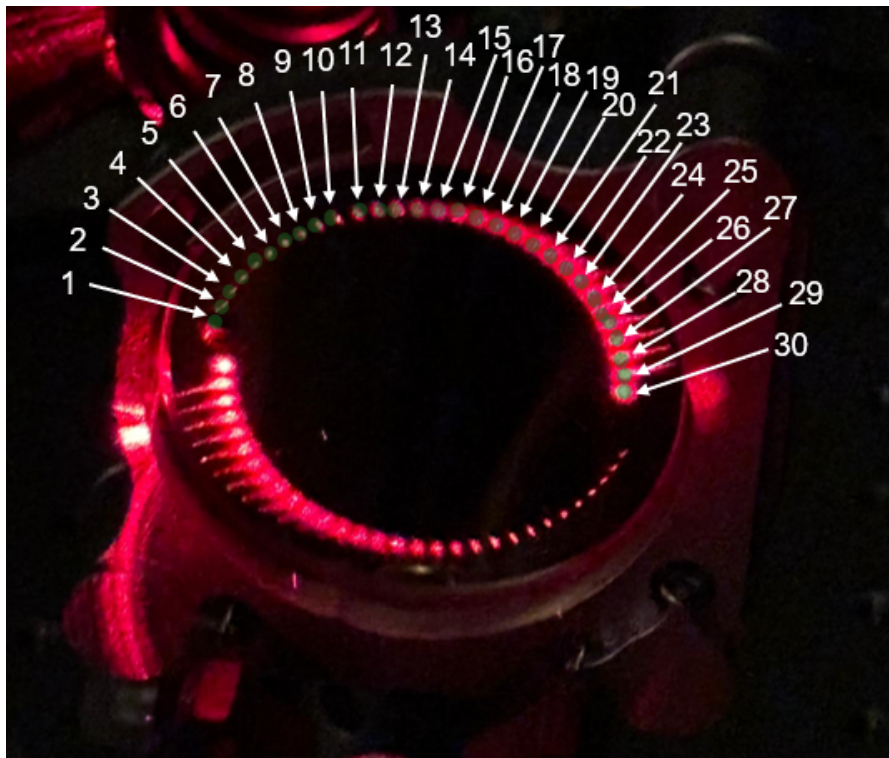


Abb. 17: Aufnahme der Spotverteilung zur Bestimmung der Anzahl der Reflexe auf dem Auskoppelspiegel der Multipass-Zelle.

Für die Berechnung der Leistungsverluste gilt es, zunächst den Weg nachzuvollziehen, den das Licht in der Zelle zurücklegt. Deshalb wird angenommen, dass das Licht bei einem Pass (eine Wegstrecke vom Einkoppelspiegel kommend zum Auskoppelspiegel) Reflexionsverluste an beiden Fenstern und einmal Transmissionsverluste an einem Spiegel erfährt. Außerdem werden die Verluste, welche aufgrund der Wasserstoffabsorption auftreten können, vernachlässigt. Mit diesem Wissen, erfolgt die iterative Berechnung des Gesamtverlusts durch die Reflexion und Transmission.

$$P_{N+1} = P_N \cdot T_F^2 \cdot R_S \quad (36)$$

N ist hier die Nummer des Passes. Für den ersten Pass ergibt sich bspw.:

$$P_1 = P_0 \cdot T_F^2 \cdot R_S = 520 \mu\text{W} \cdot (0,9969)^2 \cdot 0,9241 = 477,6693 \mu\text{W} \quad (37)$$

Dieser Prozess lässt sich beliebig oft wiederholen und die iterative Berechnung lässt sich umformulieren zu:

$$P_N = P_0 \cdot (T_F^2 \cdot R_S)^N \quad (38)$$

Daraus ergibt sich für eine Gesamtzahl an Pässen von $N = 120$ eine Endleistung nach der Zelle von

$$P_{120} = 520 \mu\text{W} \cdot ((0,9969)^2 \cdot 0,9241)^{120} = 0,0195 \mu\text{W}. \quad (39)$$

Durch Subtraktion von P_0 und P_{120} erhält man den absoluten Verlust der Leistung. Der relative Leistungsverlust ergibt sich aus dem Verhältnis von absolutem Verlust und Anfangsleistung.

$$\begin{aligned} P_{\text{Abs.,Grenz}} &= 520 \mu\text{W} - 0,0195 \mu\text{W} = 519,9805 \mu\text{W} \\ P_{\text{Rel.,Grenz}} &= \frac{P_{\text{Abs.,Grenz}}}{P_0} \cdot 100 \% = \frac{519,9805 \mu\text{W}}{520 \mu\text{W}} \cdot 100 \% = 99,9963 \% \end{aligned} \quad (40)$$

Damit wird deutlich, dass nahezu die gesamte Strahlung aufgrund von Transmission an den Spiegeln und Reflexion an den Fenstern verloren geht. Quantitativ betrachtet beträgt die relative absorbierte Leistung $P_{\text{Rel.,Absorp.}}$ nur $1/100000$ der relativen Verlustleistung an den Grenzflächen. Aufgrund der geringen Leistungen ist ein Detektor hoher Empfindlichkeit notwendig, um bereits kleinste Unterschiede messen zu können.

Justage der Spiegel

Zur Justage der Spiegel wurden diese zunächst auf einer Achse parallel zueinander positioniert. Der Abstand der Spiegel wurde so gewählt, dass er genau deren Brennweite entsprach. Danach erfolgte die Platzierung der Justageeinheit so, dass der Strahl des Pilotlasers durch die Einkoppelbohrung senkrecht und ohne Winkelversatz auf den Auskoppelspiegel traf. Somit entstanden drei äquidistante Reflexe auf dem Spiegel, welche auf einer Achse übereinander angeordnet waren. Als nächstes wurde der Spiegelabstand vergrößert, um die Anzahl der Reflexe zu erhöhen. Daraufhin erfolgte die Einstellung des Winkelversatzes in x- und y-Richtung, wodurch sich eine Ellipse ausbildete. Im letzten Schritt wurden der Spiegelabstand und die Einstrahlwinkel so angepasst, dass sich ein Kreis ausbildete und der Strahl die Zelle durch die Auskoppelbohrung verlassen konnte.

4 Auswertung der Messergebnisse

In der Arbeit wurden zur statistischen Absicherung der Ergebnisse Mehrfachmessungen durchgeführt. Ebenfalls wurden verschiedene Messmethoden getestet und die VCSEL auf ihr Langzeitverhalten untersucht.

Während der Messungen wurde die VCSEL sowohl im CW- als auch im gepulsten Modus betrieben. Außerdem wurden verschiedene Detektionseinheiten verwendet. Zum einen kam der in Kap. 2.3 beschriebene Detektor zum Einsatz. Außerdem wurde sowohl ein Leistungsmessgerät als auch ein Vielkanalspektrometer am Ende der Zelle platziert um die Leistung zu messen. Weiterhin wurde während der Messung nach der Zelle auch das Leistungssignal des Rückreflexes vom WDM als Referenzsignal vor der Zelle gemessen.

Während der Messungen wurde die Gasmesszelle kontinuierlich mit Formiergas, welches einen Wasserstoffanteil von 5 Vol.% aufwies, durchspült.

4.1 Untersuchung der Langzeitstabilität

Das folgende Unterkapitel erläutert die Auswertung der Langzeitversuche. Dabei wurde bei den Leistungsmessungen das Leistungsmessgerät für eine Zeit von $t \approx 30$ min in den Strahlengang vor und nach der Multipass-Gaszelle platziert. Bei der Untersuchung der Stabilität der Wellenlänge wurde die Lichtleitfaser direkt mit dem Spektrometer verbunden und ebenfalls für eine Zeit $t \approx 30$ min gemessen.

Leistung vor der Multipassgaszelle

Nach der Datenerfassung durch das Leistungsmessgerät wurden die aufgenommenen Messpunkte grafisch dargestellt und der Leistungsmittelwert berechnet (siehe Abb. 18).

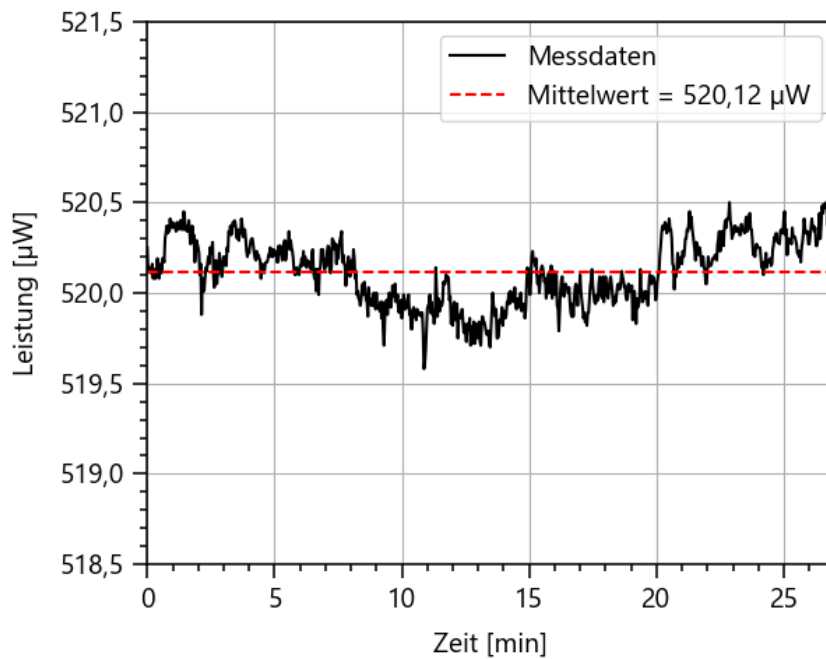


Abb. 18: Grafische Darstellung der Langzeitleistungsmessung vor der Multipass-Gaszelle für $t = 27$ min

Im Diagramm zu sehen ist der Leistungsverlauf über ca. 27 min. Zunächst wird sichtbar, dass nur etwa 52 % der eingekoppelten Ausgangsleistung von $P = 1$ mW nach dem WDM in die Zelle eingestrahlt wird. Diese Leistungsverluste sind auf die Lichtleitfaser und auf Einkoppelverluste zurückzuführen.

Die größte gemessene Leistung beträgt ca. $P_{Max} = 520,5 \mu\text{W}$ und die geringste Leistung ca. $P_{Min} = 519,6 \mu\text{W}$. Somit schwankt das Signal in einem Leistungsbereich von ungefähr $\Delta P = 0,9 \mu\text{W}$ um den Mittelwert bei $P_{Mittel} = 520,12 \mu\text{W}$. Zurückführen lassen sich diese Schwankungen auf Instabilitäten bei der Stromversorgung und der Temperaturänderung durch den Controller. Mittels der VCSEL-Kennlinie kann man die Änderung der Wellenlänge aufgrund der gemessenen Schwankung abschätzen. Diese beläuft sich dabei auf etwa $3 \frac{\text{pm}}{\mu\text{W}}$. Somit hat die Leistungsschwankung keine relevante Auswirkung auf die Wellenlänge.

Leistung nach der Multipass-Gaszelle

Um eine Aussage zur Beeinflussung des Detektorsignals treffen zu können wurde auch die Leistung nach der Multipassgaszelle über 30 min untersucht. Diese Messung ist grafisch in Abb. 19 dargestellt.

Zunächst ist ersichtlich, dass das Signal einen erheblichen Leistungsabschwächung aufgrund der Verluste an den Grenzflächen erfahren hat. Dies deckt sich mit der Berechnung (siehe Kap. 3.3). Allerdings ist der experimentell gemessene Wert mit $346,21$ nW ungefähr 17 mal größer als der theoretisch berechnete Wert $19,5$ nW. Grund hierfür könnte der geringe Abstand der Reflexe zueinander auf dem Spiegel sein. Dies hätte zur Folge, dass nicht nur der letzte Reflex von Detektor erfasst wird, sondern auch noch ein Bruchteil des vorherigen. Ebenfalls

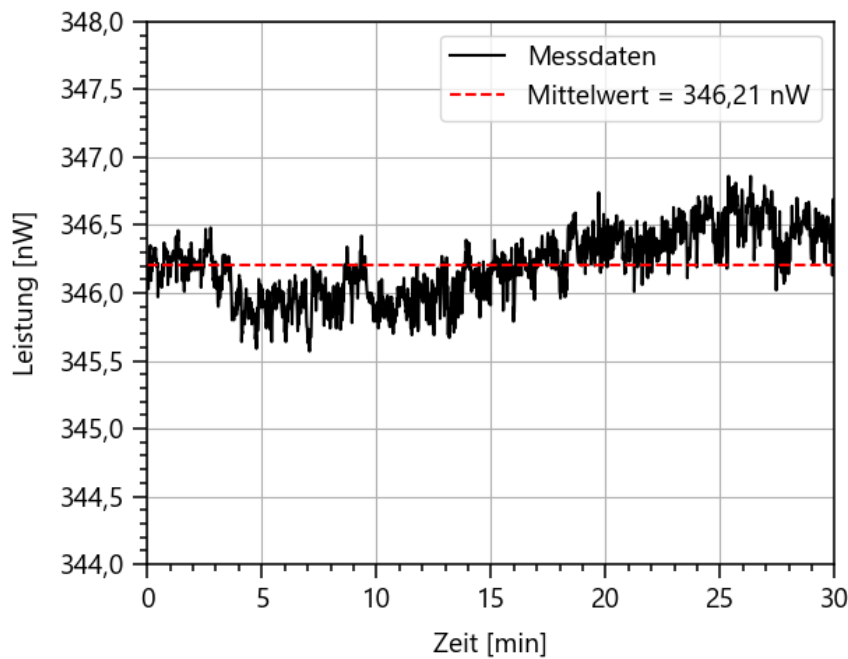


Abb. 19: Grafische Darstellung der Langzeitleistungsmessung nach der Multipass-Gaszelle für $t = 30$ min

kann Umgebungslicht die Leistung erhöhen. Außerdem ist letztlich nicht auszuschließen, dass die Transmissions- und Reflexionseigenschaften der Spiegel/Fenster aus den Datenblättern zu den tatsächlichen Eigenschaften abweichend sind.

Weiterhin zeigt sich, dass das Leistungssignal nicht konstant ist, sondern um den Mittelwert $P_{\text{Mittel}} = 346,21$ nW schwankt. Dies war zu erwarten, da die Ausgangsleistung der VCSEL vor der Zelle mit der Leistung nach der Zelle korreliert. Somit lässt sich die Schwankung auch auf die Instabilität des Betriebsstroms und der Temperaturänderung zurückführen. Die Abweichung um den Mittelwert erstreckt sich über einen Bereich von etwa $\Delta P = 1,3$ nW ($P_{\text{Max}} = 346,9$ nW; $P_{\text{Min}} = 345,6$ nW). Somit ist diese bei einem erwarteten Signal von 30 nW (siehe Gl.(30)) durchaus beachtlich.

Aufgrund dessen erfolgt die Referenzmessung vor der Zelle, um im Nachgang die gemessenen Signale voneinander zu subtrahieren. Das macht es möglich, Wasserstoff aus den Schwankungen und dem Rauschen heraus zu detektieren.

Stabilität der Wellenlänge

Als letztes wurde die Langzeitstabilität der Wellenlänge über 30 min mit einem Vielkanalspektrometer gemessen. Im Abb. 20 sind die aufgenommenen Einzelspektrenmaxima über der Zeit aufgetragen.

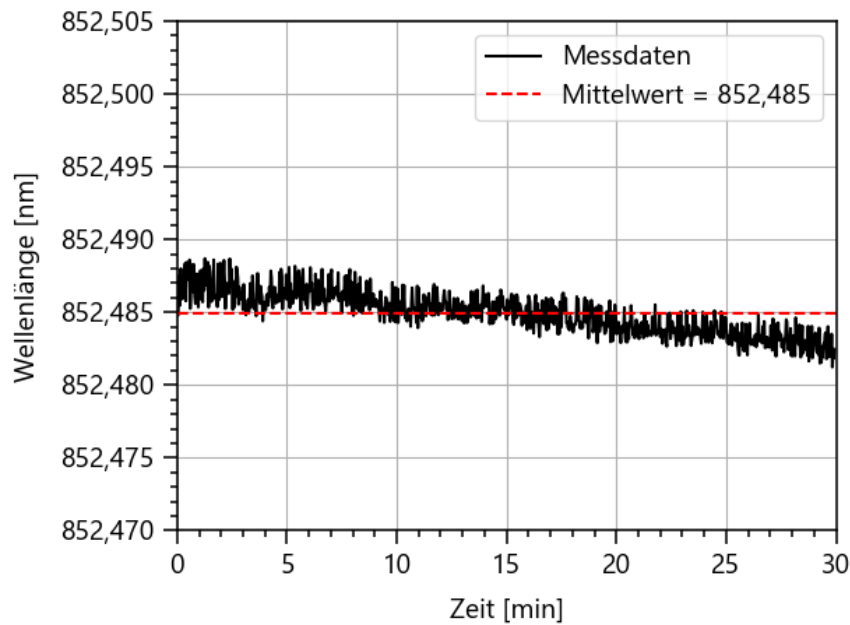


Abb. 20: Grafische Darstellung der Zentralwellenlänge in einem Zeitraum von $t = 30$ min mit erkennbarer Verschiebung der Zentralwellenlänge hin zu kleineren Wellenlängen

In Abb. 20 ist die Wellenlängenänderung im Verlauf der Zeit zu sehen. Dabei wird sichtbar, dass die Zentralwellenlänge sich mit der Zeit ändert. Die Schwankung passt mit dem zuvor errechneten Wert von ca. 3 pm überein und ist somit auf die Instabilität des Stroms zurückzuführen. Grund für die Verschiebung hin zu kleineren Wellenlängen ist höchstwahrscheinlich eine Temperaturverschiebung.

Der TEC dient dazu, die Temperatur während des Betriebs nahezu konstant zu halten. Die Messung wurde hier bei $T_{TEC} = 25^\circ\text{C}$ durchgeführt. Die Umgebungstemperatur im Labor lag allerdings bei $T_{Labor} = 20^\circ\text{C}$. Somit heizt der TEC durchgehend gegen die Umgebungstemperatur. Dies begünstigt zum einen Instabilitäten der Stromversorgung, weil mehr Leistung für die Temperierung benötigt wird. Zum anderen erwärmt sich der Kühlkörper des TEC, was wiederum die Heizeffektivität mindern kann. Somit hat das zur Folge, dass die Temperatur leicht sinkt und deswegen auch die Zentralwellenlänge hin zu kleineren Wellenlängen verschoben wird.

Es erfolgt etwa eine Verschiebung der Wellenlänge von $\lambda_{Max} = 852,489$ nm über den Mittelwert $\lambda_{Mittel} = 852,485$ nm hin zu $\lambda_{Min} = 852,481$ nm. Damit ergibt sich eine Gesamtverschiebung von ca. $\Delta\lambda = 0,008$ nm. Diese ist bezüglich der Absorptionslinie zwar gering, aber trotzdem nicht zu vernachlässigen, weil die Absorption nur stattfindet, wenn die Wellenlänge der Absorptionslinie genau getroffen wird.

Allerdings handelt es sich bei der Messung um eine Langzeitmessung. Da später jedoch nur in kurzen Zeiträumen von ca. 1 – 5 min gemessen wird, spielt diese Wellenlängenänderung nur eine untergeordnete Rolle. Die Änderung in diesem Zeitraum lässt sich auf etwa $\Delta\lambda = 0,001$ nm abschätzen. Somit wäre lediglich eine Kontrolle der Zentralwellenlänge vor der Messung, aber

nicht während der Messung notwendig.

Somit lässt sich auch mithilfe der Langzeitmessungen quantitativ belegen, dass die VCSEL im Hinblick auf ihre Eigenschaften verwendet werden kann.

4.2 Detektion von Wasserstoff

Zunächst wurden Messungen mit verschiedenen Leistungsmessgeräten durchgeführt. Sowohl im CW- als auch im Pulsbetrieb konnte keine Leistungsabsorption durch Wasserstoff festgestellt werden. Der Grund hierfür ist die zu geringe Messrate des Messgeräts (10 Messwerte/s) sowie die Ungenauigkeit der Kontrollelektronik beim Durchstimmen der Wellenlänge im CW-Betrieb. Somit konnte die Absorptionswellenlänge nicht exakt eingestellt werden oder wurde während der Messung übersprungen.

Weiterhin wurde versucht, mithilfe des Spektrometersignals die Absorption der Laserstrahlung zu messen. Die Messrate des Spektrometers ist deutlich höher, sodass wesentlich mehr Werte pro Sekunde aufgenommen werden konnten (1000 Messwerte/s). Allerdings konnte auch hier kein Wasserstoff nachgewiesen werden, da starke Intensitätsschwankungen bei geringen Leistungen zu einem hohen Rauschanteil im Signal führten, wodurch die Messung verfälscht wurde.

Zuletzt wurde die VCSEL im Sägezahnmodus betrieben, und das Signal vor und nach der Zelle wurde mit den in Kap. 3 beschriebenen Detektoren erfasst und auf dem Oszilloskop dargestellt. Dieses Signal wurde intern gemittelt (50 Sweeps) und anschließend gespeichert. Bei der Auswertung wurden beide Signale normiert und voneinander subtrahiert. Zuletzt wurden die Differenzen gemittelt. In Abb. 21 (siehe S. 32) sind die Rohsignale und die gemittelte Differenz Stichprobenartig dargestellt.

In der Abb. 21 sind deutlich die Abweichungen der beiden Signale voneinander ersichtlich. Dies ist auch schwach in der Differenzkurve zu erkennen. Um allerdings eindeutige Rückschlüsse ziehen zu können wird die Differenz in Abb. 22 (siehe S. 33) vergrößert gezeigt.

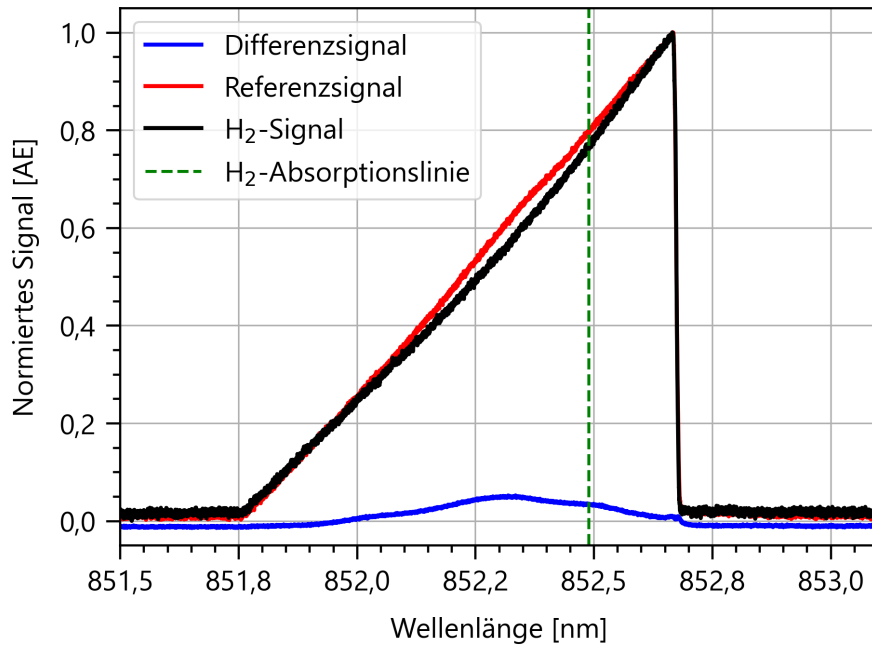


Abb. 21: Grafische Darstellung der Messsignale der Referenz- und Wasserstoffmessung für die 5. Messung bei dem Sägezahnparameter: $\nu = 1 \text{ kHz}$, $I_{\text{low}} = 3 \text{ mA}$, $I_{\text{high}} = 5,2 \text{ mA}$, $t_{\text{aus}} = 19 \text{ ms}$

In Abb. 22 ist das Differenzsignal der Wasserstoffmessung als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Zu sehen ist ein deutlicher Peak bei ca. $\lambda_1 = 852,32 \text{ nm}$. Ebenfalls lässt sich ein Peak bei $\lambda_2 = 852,49 \text{ nm}$ erkennen. Ein weiterer Peak liegt bei $\lambda_3 = 852,66 \text{ nm}$. Die Ursachen der drei Peaks sind jeweils unterschiedlich. Der Peak bei λ_3 lässt sich auf den Abfall des Sägezahnsignals zurückführen. Kleine Abweichungen der Signale voneinander, aufgrund der Elektronik, führen dabei zu größeren Differenzsignalen.

Der Peak bei λ_1 ist höchstwahrscheinlich auf Wasserablagerungen zurückzuführen, die sich in der Multipass-Gaszelle befinden. Dies stimmt mit einer Spectraplotsimulation [37] der Wasserabsorptionsbanden bei 850 nm überein, da sich bei ca. $\lambda = 852,39 \text{ nm}$ eine Wasserabsorptionslinie befindet. Diese weist einen Absorptionskoeffizienten von $\mathcal{A} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ auf.

Der Peak bei λ_2 ist dem Wasserstoff zuzuordnen, da er sich bei der zuvor festgelegten Absorptionswellenlänge befindet.

Nimmt man eine Leistung von $P = 346,2 \text{ nW}$ an, welche nach der Zelle gemessen wird, so lässt sich vergleichsweise die reale absorbierte Leistung bei der Wasserstoffmessung abschätzen.

$$\begin{aligned}
 P_{\text{Abs.}} &= P \cdot P_{\text{Diff}} \\
 P_{\text{Abs.}} &= 346,2 \text{ nW} \cdot 0,035 \\
 P_{\text{Abs.}} &\approx 12,12 \text{ nW}
 \end{aligned} \tag{41}$$

Damit ist der gemessene Absorptionswert $12,12 \text{ nW}$ um mehr als die Hälfte geringer als der berechnete Absorptionswert 30 nW (siehe Kap. 3.1). Zurückführen lässt sich das auf die Kon-

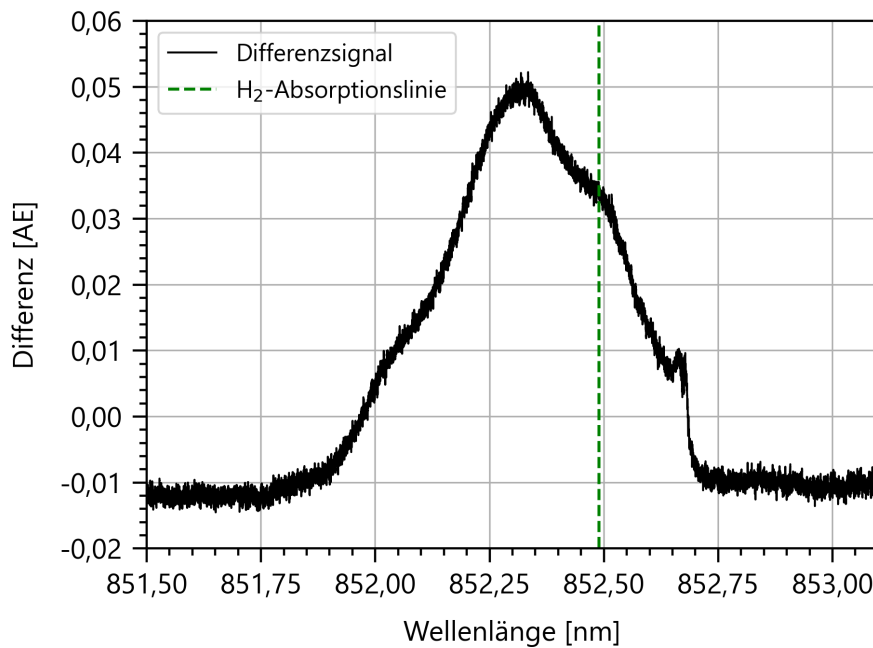


Abb. 22: Grafische Darstellung des Differenzsignals von Referenz- und Wasserstoffmessung für 30 Messungen bei den Sägezahnparametern: $\nu = 1 \text{ kHz}$, $I_{\text{low}} = 3 \text{ mA}$, $I_{\text{high}} = 5,2 \text{ mA}$, $t_{\text{aus}} = 19 \text{ ms}$

zentration von Wasserstoff innerhalb der Gasmesszelle. Aufgrund der Zellendimensionierung und des Gasauslasses ist innerhalb der Zelle ein Gasanteil von weniger als 5 Vol.% zu erwarten. Wie schon in Kap. 3.1 beschrieben mindert eine Konzentrationsabnahme die Amplitude der Absorptionslinie und somit auch die Absorptionsleistung.

Der Einfluss von Druck und Temperatur in der Gasmesszelle auf den Absorptionspeak konnte im Rahmen der Arbeit nicht untersucht werden. Eine Peakverbreiterung kann jedoch ebenfalls zu einem geringeren Absorptionswert führen.

Möglichkeiten um den Peak besser sichtbar zu machen, wäre zum einen die Wasserablagerungen innerhalb der Gaszelle zu eliminieren. Zum anderen könnte auch der Wasseranteil herausgerechnet werden, indem eine Messung ohne Wasserstoff und mit bspw. Stickstoff durchgeführt wird.

Weiterhin kann eine optimierte Zellendimensionierung dazu führen, dass die effektive Wasserstoffkonzentration höher ist. Ebenfalls könnte eine kontinuierliche Erfassung von Druck und Temperatur Aufschluss über intensitätsmindernde Verbreiterungseffekte geben.

Somit ließ sich hiermit final zeigen, dass mittels der Multipass-Gaszelle Wasserstoff mit einer Konzentration von weniger als 5 Vol.% bei einer Wellenlänge $\lambda = 852,49 \text{ nm}$ detektiert werden kann.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Multipass-Gasmesszelle zur Detektion von Wasserstoff bei $\lambda = 852,49$ nm entwickelt und evaluiert. Als Lichtquelle wurde eine Swept-Source VCSEL-Diode verwendet, welche Laserstrahlung senkrecht zur aktiven Schicht emittiert. Mittels eines eigens entwickelten Spektrometeraufbaus, wurde die verwendete VCSEL charakterisiert. Die Kalibrierung des Spektrometers wurde erläutert und der Aufbau evaluiert. Durch die Untersuchung konnte gezeigt werden, dass es möglich ist mit der VCSEL die Wellenlänge über einen Bereich von $\Delta\lambda = 1,2$ nm zu verschieben. Außerdem wurde bewiesen, dass die Wellenlänge des vorher ausgewählten Wasserstoffabsorptionspeak mittels Variation der Temperatur und des Stroms überstrichen werden kann.

Ebenfalls wurde im Zuge der Arbeit das Funktionsprinzip einer Multipass-Gaszelle/Herriot Zelle theoretisch beschrieben und eine Simulation einer solchen Zelle als Vorbetrachtung durchgeführt. Die Spotverteilung der Strahlung wurde dabei berechnet und grafisch dargestellt. Experimentell konnte eine Multipass-Gaszelle mit 120 Pässen realisiert werden. Auf Grundlage dessen, konnten die Verlustrechnungen von Absorption und Transmission und Reflexion an den Fenstern und Spiegeln durchgeführt werden, um am Ende einen Vergleich von Theorie und Praxis ziehen zu können. Dabei wurde festgestellt, dass die Leistungswerte der Absorption um mehr als die Hälfte geringer war als der berechnete Wert. Bei den Leistungsverlusten durch Transmission und Reflexion wurde gegenteiliges festgestellt, da die gemessene Leistung um ein vielfaches höher war, als die berechnete.

Der Fokus der Arbeit lag darauf, den Multipass-Gaszellenaufbau zu entwickeln. Es erfolgte ebenfalls eine Evaluierung des Aufbaus hinsichtlich der Langzeitstabilität von Leistung vor und nach der Zelle und von der emittierten Zentralwellenlänge. Im Bezug auf die Leistung konnte festgestellt werden, dass diese im einstelligen nW-Bereich schwankt und daher relevant für die Messung ist. Um diese Leistungsschwankungen zu eliminieren wurde eine Referenzmessung vor der Zelle durchgeführt, welche bei der Auswertung subtrahiert werden konnte. Bei der Zentralwellenlänge wurde ebenfalls eine relevante Verschiebung festgestellt. Bei Langzeitmessungen von ca. 30 Minuten, verschob sich die Zentralwellenlänge um $\Delta\lambda = 0,008$ nm hin zu kleineren Wellenlängen. Behoben werden konnte dies dadurch, dass nur Messungen kleiner fünf Minuten mit vorheriger Kontrolle der Zentralwellenlänge getätigt wurden. Am Ende wurde im sägezahnförmigen Pulsbetrieb die Wellenlänge über den Wasserstoffabsorptionspeak verschoben und Wasserstoff gemessen. Somit konnte final gezeigt werden, dass es möglich ist, mithilfe einer Multipass-Gaszelle Wasserstoff mit einer Konzentration von weniger als 5 Vol.% bei einer Wellenlänge von $\lambda = 852,49$ nm zu detektieren.

Mit Ausblick auf die Zukunft lässt sich schlussfolgern, dass die Detektion von Wasserstoff, über den Ansatz der Absorption von Laserstrahlung in einer Multipass-Gasmesszelle, eine relevante Alternative zu etablierten Messverfahren/-techniken darstellt. Es ist möglich, mit vergleichsweise kostengünstigen Komponenten, zeitlich und spektral hochaufgelöst und selektiert zu messen. Um das Verfahren zukünftig weiterzuentwickeln und zu optimieren, könnten die an-

schließlich genannten Ansätze verfolgt werden:

- Auswahl eines Absorptionspeaks größerer Intensität und einer Lichtquelle höherer Leistung
- Optimierung der Gaszelligeometrie um Verluste durch Reflexion an den Fenster zu vermeiden und Wasserablagerungen zu unterbinden
- Verminderung der Verluste an den Spiegeln und in der Faser durch gezieltere Optimierung der Komponenten
- Weiterentwicklung der Ansteuerelektronik zur Reduzierung von Leistungs- und Temperaturschwankungen
- Überwachung von Druck, Temperatur und Wasserstoffkonzentration innerhalb der Zelle für erweiterte Peakanalyse

Literatur

- [1] Bundesministerium für Umwelt, Klimaschutz, Naturschutz und nukleare Sicherheit (2025): Klimafreundliche Technologietrends in Deutschland https://www.bundesumweltministerium.de/fileadmin/Daten_BMU/Download_PDF/Klimaschutz/260314_hintergrund_emissionen_und_technologietrends_bf.pdf (Abgerufen am: 04.05.2026 um 18:15 Uhr)
- [2] Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (2023): Energiewende direkt <https://energiewende.bundeswirtschaftsministerium.de/EWD/Redaktion/Newsletter/\2023/08/Meldung/direkt-erfasst.html> (Abruf: 24.02.26 um 12:34 Uhr)
- [3] Jahn, M. (2026) Fraunhofer IKTS, Wasserstoffherzeugung und Wasserstoffmarkt, https://www.ikts.fraunhofer.de/de/industrieloesungen/wasserstofftechnologien/wasserstoffherzeugung_und_wasserstoffmarkt.html (Abgerufen am 04.05.2026 um 18:10 Uhr)
- [4] Wöllenstein, J. (2026) Fraunhofer IPM, Wasserstoff-Messtechnik, <https://www.ipm.fraunhofer.de/de/gf/gastechnologie-spektroskopie/anw/umwelt/wasserstoff-messtechnik.html> (Abgerufen am 04.05.2026 um 18:19 Uhr)
- [5] Vorhabensbeschreibung Projekt Hysense
- [6] ZEISS: Was ist optische Messtechnik (2023) <https://www.handsonmetrology.com/de/blog/was-ist-optische-messtechnik/> (Abgerufen am 05.05.2026 um 17:48 Uhr)
- [7] Becker R., Sauter F. (1969): Theorie der Elektrizität. Band 1 (Einführung in die Maxwellsche Theorie, Elektronentheorie, Relativitätstheorie). Teubner, Stuttgart
- [8] Hecht, E. (2023), Optik, Walter de Gruyter GmbH u. Co KG.
- [9] Kuchling, H. (2004). Taschenbuch der Physik S. 523, Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag
- [10] Zinth, Wolfgang and Zinth, Ursula. Optik: Lichtstrahlen – Wellen – Photonen, Berlin, Boston: De Gruyter, 2018.
- [11] Bundesamt für Strahlenschutz (2026): Das elektromagnetische Spektrum https://www.bfs.de/DE/mediathek/alltag/emf/em-spektrum/em-spektrum_node.html(Abgerufen am 04.05.2026 um 18:40 Uhr)
- [12] Deutsches Institut für Normung (1984): Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik; Benennung der Wellenlängenbereiche. DIN 5031 Teil 7
- [13] Müller, E. (2018): Atomaufbau und Nachweismethoden für Kernbausteine, Universität Bayreuth <https://daten.didaktikchemie.uni-bayreuth.de/umat/atombau/Atombau.pdf> (Abgerufen am 04.05.2026 um 18:47)

- [14] Meschede, D. (2015), Gerthsen Physik - 25. Auflage, Springer Verlag Berlin Heidelberg, DOI 10.1007/978-3-662-45977-5
- [15] Nasa: Spectroscopy 101 - How Absorption and Emission Spectra Work <https://science.nasa.gov/mission/webb/science-overview/science-explainers/spectroscopy-101-how-absorption-and-emission-spectra-work/> (Abgerufen am 05.05.2026 um 17:05 Uhr)
- [16] Mayer, F. (1951), Absorptions-Spektralanalyse - Methoden der Modernen Naturwissenschaften, De Gruyter (Verlag)
- [17] Spektrum.de-Lexikon: Fraunhofersche Linien <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/fraunhofersche-linien/5288> (Abgerufen am 05.05.2026 um 17:12 Uhr)
- [18] Haken H., Wolf C. (2006): Molekülphysik und Quantenchemie S. 153-175, Springer Verlag Berlin Heidelberg
- [19] Hesse, M. (2005), Spektroskopische Methoden in der organischen Chemie - 7. Auflage, Georg Thieme Verlag
- [20] Beer, A.: Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten. In: Annalen der Physik und Chemie. Band 86, Erstes Stück, 1852, S. 78-88
- [21] Kistler (2026): Optische Messtechnik <https://www.kistler.com/DE/de/optische-messtechnik/C00000134>(Abgerufen am 06.03.26 um 17:41 Uhr)
- [22] Unitronic: https://www.unitronic.de/wp-content/uploads/productimports/24322_PI_tgs2616c01.pdf (Abgerufen am 16.03.2026 um 9:55 Uhr)
- [23] G. Berden, R. Peeters, and G. Meijer, Int. Rev. Phys. Chem. 19 (2000), 565-607.
- [24] Peeters, R.(2001), Sensitive absorption techniques for spectroscopy, , Article / Letter to editor (American Laboratory, 33, 3 pp. 60-68)
- [25] R. Paschotta, article on "Multipass Gas Cells in the RP Photonics Encyclopedia, retrieved 2026-03-07, <https://doi.org/10.61835/zks> (Abruf: 07.03.26 16:30)
- [26] Ruyue Cui, Lei Dong, Hongpeng Wu, Weidong Chen, Frank K. Tittel; Generalized optical design of two-spherical-mirror multi-pass cells with dense multi-circle spot patterns. Appl. Phys. Lett. 2 March 2020; 116 (9): 091103.
- [27] Carsten Giesemann, Entwicklung und Einsatz eines Diodenlaserspektrometers zum quantitativen In-situ-Nachweis von Methan und Wasser in der Stratosphäre, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2003, doi: 10.11588/heidok.00003237
- [28] Herriott, D., H. Kogelnik, and R. Kompfner. Off-axis paths in spherical mirror interferometers. Applied Optics 3.4 (1964): 523-526.

- [29] Webster, C. R. (1994): Aircraft (ER-2) laser infrared absorption spectrometer (ALIAS) for in-situ stratospheric measurements of HCL,N2O, CH4, NO2, and HNO3, Appl. Opt., 33, No. 3
- [30] Silver, J. A. (1988): Optical interference fringe reduction in laser absorption experiments, Appl. Opt., 27 (10)
- [31] McManus, J. B. (1990): Narrow optical interference fringes for certain setup conditions in multipass absorption cells of the Herriott type, Appl. Opt., 29 (7)
- [32] Halusa, P., Charakterisierung einer Swept-Source VCSEL für OCT Anwendungen in der Medizintechnik, Westsächsische Hochschule Zwickau (2025)
- [33] Thuselt, F. (2018), Physik der Halbleiterbauelemente: einführendes Lehrbuch für Ingenieure und Physiker (3. Auflage). Springer Spektrum. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-57638-0>
- [34] Hartmann, P. (2025), Versuchsanleitung Diodenlaser
- [35] Haghighi, N. (2022). Vertical cavity surface emitting lasers (VCSELs) and VCSEL arrays for communication and sensing.
- [36] Computational Nonlinear & Quantum Optics Group (2017): Vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) <https://cnqo.phys.strath.ac.uk/research/computation-nonlinear-optics/solid-state-gas-fibre-and-semiconductor-lasers-vcseles/vertical-cavity-surface-emitting-lasers/> (Abgerufen am 16.03.2026 um 10:20 Uhr)
- [37] Spectraplot: <https://spectraplot.com/absorption> (Abgerufen am 10.04.2026 um 9:43 Uhr)
- [38] Thorlabs: <https://www.thorlabs.com/> (Abgerufen am 15.04.2026 um 13:04 Uhr)
- [39] 'decadic absorbance' in IUPAC Compendium of Chemical Terminology, 5th ed. International Union of Pure and Applied Chemistry; 2025. Online version 5.0.0, 2025. <https://doi.org/10.1351/goldbook.D01536>

Übersicht verwendeter Hilfsmittel

ChatGPT

<https://chatgpt.com>, Version GPT-5.5, Verwendet in den Kapiteln: 3, 4 zur Hilfe bei der Programmierung von Python-Skripten für die Auswertung von Daten, Ebenfalls verwendet für die Hilfe bei der Programmierung von Python-Skripten für die Ansteuerung von dem Oszilloskop zur Aufnahme von Daten

DeepL

<https://www.deepl.com/de/translator>, Version 1.83.1, Verwendet für die Übersetzung des Autorenreferats ins Englische

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit in allen Teilen selbstständig angefertigt und keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form in noch keiner anderen Prüfung vorgelegen hat. Mir ist bewusst, dass ich Autor/in der vorliegenden Arbeit bin und volle Verantwortung für den Text trage.

Ich erkläre, dass ich wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken – dazu gehören auch Internetquellen – übernommene Inhalte als solche kenntlich gemacht und die entsprechenden Quellen angegeben habe.

Mir ist bewusst, dass meine Arbeit auf Plagiate überprüft werden kann. Mir ist bekannt, dass es sich bei der Abgabe eines Plagiats um ein schweres akademisches Fehlverhalten handelt und dass Täuschungen nach der für mich gültigen Prüfungsordnung geahndet werden.

Zusätzlich versichere ich, dass ich auf künstlicher Intelligenz (KI) basierende Werkzeuge nur in Absprache mit den Prüfern verwendet habe. Dabei stand meine eigene geistige Leistung im Vordergrund, und ich habe jederzeit den Prozess steuernd bearbeitet.

Diese Werkzeuge habe ich im Quellenverzeichnis in der Rubrik „Übersicht verwendeter Hilfsmittel“ mit ihrem Produktnamen und einer Übersicht des im Rahmen dieser

Prüfungs-/Studienarbeit genutzten Funktionsumfangs unter Angabe der Textstelle in der Arbeit vollständig aufgeführt.

Ich versichere, dass ich keine KI-basierten Tools verwendet habe, deren Nutzung die Prüfer explizit schriftlich ausgeschlossen haben. Ich bin mir bewusst, dass die Verwendung von Texten oder anderen Inhalten und Produkten, die durch KI-basierte Tools generiert wurden, keine Garantie für deren Qualität darstellt.

Ich verantworte die Übernahme jeglicher von mir verwendeter maschinell generierter Passagen vollumfänglich selbst und trage die Verantwortung für eventuell durch die KI generierte fehlerhafte oder verzerrte Inhalte, fehlerhafte Referenzen, Verstöße gegen das Datenschutz- und Urheberrecht oder Plagiate

Zwickau, 26.05.2026 D. Becher

Ort, Datum

Unterschrift