

JUNGE

wissenschaft

JungforscherInnen publizieren
online | *peer reviewed* | original

Verlag:
Physikalisch-
Technische
Bundesanstalt



Physik

Superflach und superfix

Ultraschnelle Emissionsprozesse
in Graphen

Graphen emittiert durch die Laseranregung zeitgleich Elektronen sowohl thermionisch als auch photoelektrisch. Die theoretischen Vorhersagen für die thermionische Emission wurden mithilfe einer Computersimulation berechnet und in Experimenten verschiedene Abhängigkeiten des Emissionsstroms gemessen. Vor allem mit einer Zwei-Puls-Messung konnte ein tieferer Einblick in die Prozesse gewonnen sowie eine Zeitkonstante abgeleitet werden.



DIE JUNGFORSCHERIN



Tamara Pröbster (2003)

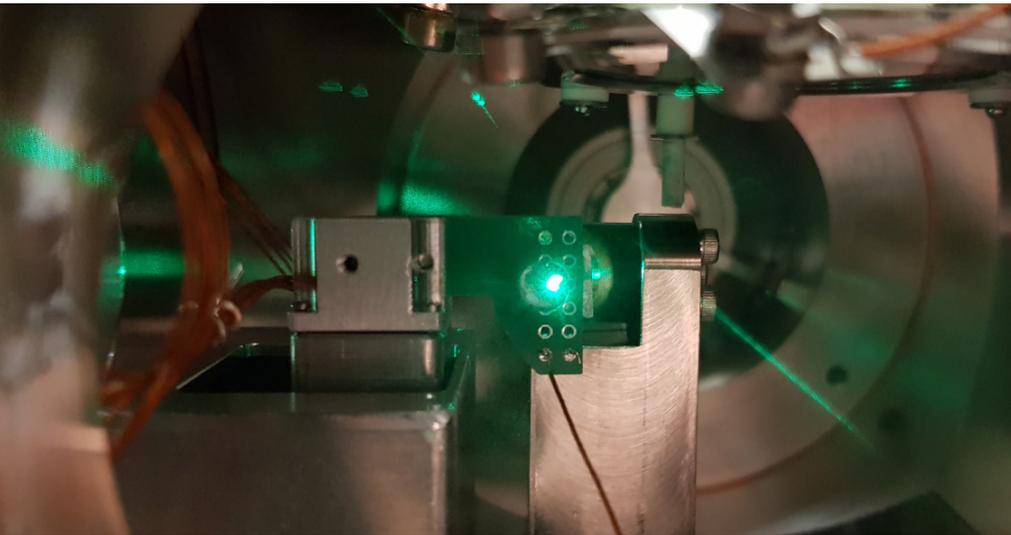
Gymnasium
Hilpoltstein

Eingang der Arbeit:

14.7.2021

Arbeit angenommen:

13.10.2021



Superflach und superfix

Ultraschnelle Emissionsprozesse
in Graphen

1. Einleitung

Das Element Kohlenstoff kommt in vielen verschiedenen Modifikationen vor, wie beispielsweise Diamant und Graphit. Aus Letzterem lässt sich ein weiteres Allotrop gewinnen, indem mit einem Tesa-Film solange sehr feine Schichten abgetragen werden, bis nur noch eine einatomige Schicht von Kohlenstoffatomen, sogenanntes Graphen, übrigbleibt (siehe [Abb. 1](#)). In diesem sind die Kohlenstoffatome, ähnlich wie in Graphit, in einem zweidimensionalen, hexagonalen Gitter angeordnet [\[2\]](#).

Dennoch unterscheidet sich Graphen hinsichtlich seiner vielfältigen einzigartigen Eigenschaften stark von anderen Kohlenstoffallotropen, weswegen ihm in der aktuellen Forschung viel Aufmerksamkeit gewidmet wird. Gra-

phen ist eines der leichtesten bekannten Materialien und trotzdem äußerst stabil. So ist dessen Zugfestigkeit rund 125-mal größer als die von Stahl und damit die höchste je ermittelte. Zudem ist es mit einer 1.000.000-fach höheren elektrischen Leitfähigkeit als Kupfer ein exzellenter Leiter, was Graphen für zukünftige Elektronik prädestiniert. Für das große Potential, welches die Entdeckung dieses Materials 2004 mit sich brachte, wurde 2010 der Nobelpreis verliehen [\[1\]](#).

Eine vielversprechende Möglichkeit für ein noch besseres Verständnis dieser Besonderheiten und fundamentalen Prozesse in Graphen stellen vor allem die neuen Methoden zur Generierung ultrakurzer und intensiver Laserpulse

dar, für die 2018 der Nobelpreis verliehen wurde. Mit diesen ist es möglich, schnelle Prozesse auf Zeitskalen einiger weniger Femtosekunden in Festkörpern und damit deren Eigenschaften näher zu untersuchen [\[3\]](#). Die Kombination dieser Laserpulse mit Graphen steht im Vordergrund dieser Arbeit.

So kann man beispielsweise auch Emissionsprozesse in Graphen mithilfe dieser ultrakurzen Laserpulse genauer untersuchen, was vor allem für die Elektronik beispielsweise für Elektronenquellen interessant ist. Durch die intensiven, sehr kurzen Laserpulse können Elektronen vom Material herausgelöst und ins Vakuum emittiert werden. Dabei spielen hauptsächlich zwei Effekte eine Rolle. Zum einen können manche Elektronen die Probe verlassen, weil sich diese durch die Absorption der einfallenden Photonen aufheizt, sodass die Elektronen ausreichend thermische Energie aufnehmen, um ihre Bindungsenergie überwinden zu können [\[4\]](#). Zum anderen kann ein Elektron auch direkt emittiert werden, wenn es ein Photon absorbiert, das hierfür ausreichend viel Energie besitzt [\[5\]](#).

Diese Licht-Materie-Wechselwirkung und deren Eigenschaften sollen hier im Folgenden näher an Graphen untersucht werden. Dabei wird vor allem darauf eingegangen, wie die Anzahl der photoelektrisch emittierten Elektronen

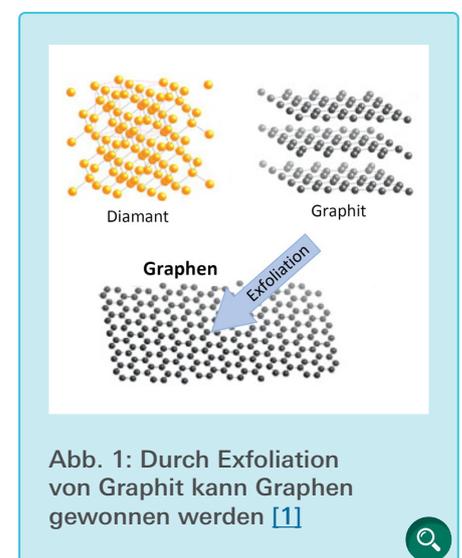


Abb. 1: Durch Exfoliation von Graphit kann Graphen gewonnen werden [\[1\]](#)

von der Leistung des Lasers, sowie von der Pulsdauer abhängt.

2. Theoretischer Hintergrund

2.1 Grundlagen der Laserphysik

Anders als herkömmliche, sogenannte CW-Laser, die bei Betrieb kontinuierlich monochromatische elektromagnetische Wellen aussenden, emittiert ein gepulster Laser Licht in einem breiten Spektrum. Weil die verschiedenen Wellenlängen kohärent zueinander sind, können diese miteinander interferieren und so einen sehr intensiven Laserpuls formen. Moderne Lasersysteme erreichen dabei Pulsdauern von nur wenigen Femtosekunden [6].

Diese ultrakurzen Pulse ermöglichen es, schnell ablaufende Prozesse in Festkörpern, sowie zeitaufgelöste Elektrodynamik näher zu untersuchen und eignen sich daher hervorragend, um den photoelektrischen Effekt an Graphen näher zu untersuchen [3].

Aus dem Spektrum eines Lasers lässt sich über eine Fourier-Transformation die zeitabhängige Intensität $I(t)$ (Anzahl der Photonen, die in einem bestimmten Zeitintervall auf eine Fläche treffen) berechnen. Für einen idealen Laserpuls

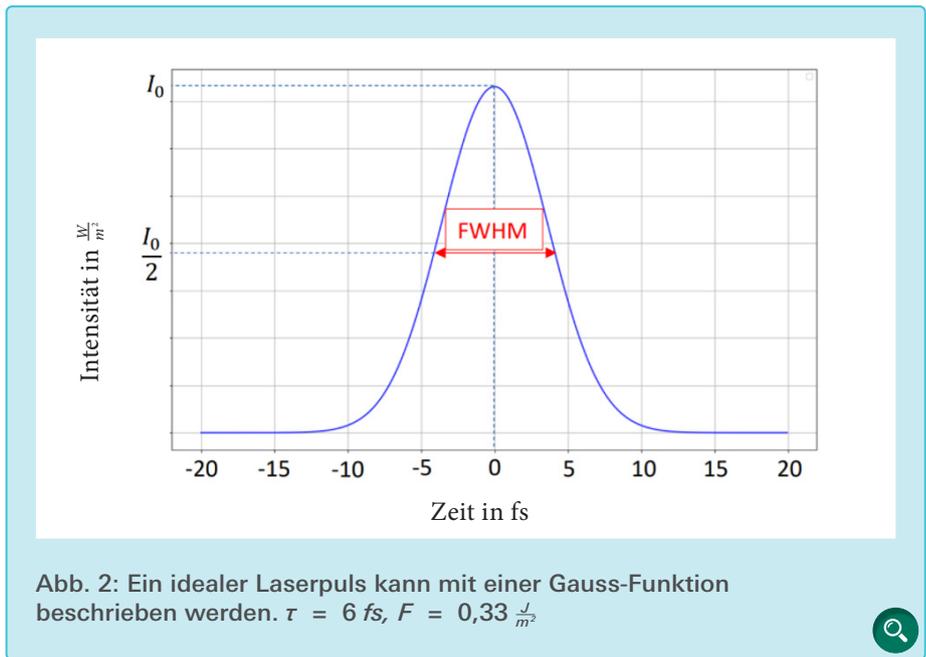


Abb. 2: Ein idealer Laserpuls kann mit einer Gauss-Funktion beschrieben werden. $\tau = 6 \text{ fs}$, $F = 0,33 \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$

lässt sich $I(t)$ durch eine Gauß-Funktion beschreiben [6]:

$$I(t) = \frac{F}{\tau\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{4\log(2)t^2}{2\tau^2}} \quad (1)$$

Dabei beschreibt τ die Pulsdauer, die über den Zusammenhang $\tau = \frac{FWHM}{\sqrt{2}}$ mit der Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung FWHM (Full Width of Half Maximum) definiert ist (siehe Abb. 2).

Die Fläche unter der Gauß-Verteilung $\int I(t)dt$ beschreibt die pro Fläche absor-

bierte Energie und wird als Fluenz F bezeichnet. Diese hängt demnach nicht von der Dauer des Pulses, sondern nur von dessen Energie E pro Fläche und Puls ab. Weil ein gepulster Laser die Pulse mit einer Wiederholrate f_{rep} und mit einer bestimmten Leistung P emittiert, gilt für die Energie eines einzelnen Pulses $E = \frac{P}{f_{rep}}$ [6].

2.2 Ultraschnelle Emissionsprozesse in Graphen

Um besser zu verstehen, wann ein Elektron aus Graphen emittiert wird und welche Prozesse sich dabei im Material abspielen, wird die Bandstruktur von Graphen betrachtet. Da für die nachfolgenden Messungen Graphen auf Siliziumcarbid (SiC) verwendet wird (siehe Abschnitt 3), werden im Anschluss zunächst die Strukturen dieses Substrats näher beleuchtet.

2.2.1 Siliziumcarbid

In Siliziumcarbid befinden sich Kohlenstoff- und Siliziumatome im Verhältnis 1:1 in einer tetraedrischen Anordnung, sodass jedes Atom mit jeweils vier Atomen des anderen Elements gebunden ist. Diese tetraedrischen Bindungen sind abwechselnd mit Kohlenstoff und Silizium in Lagen angeordnet, wobei

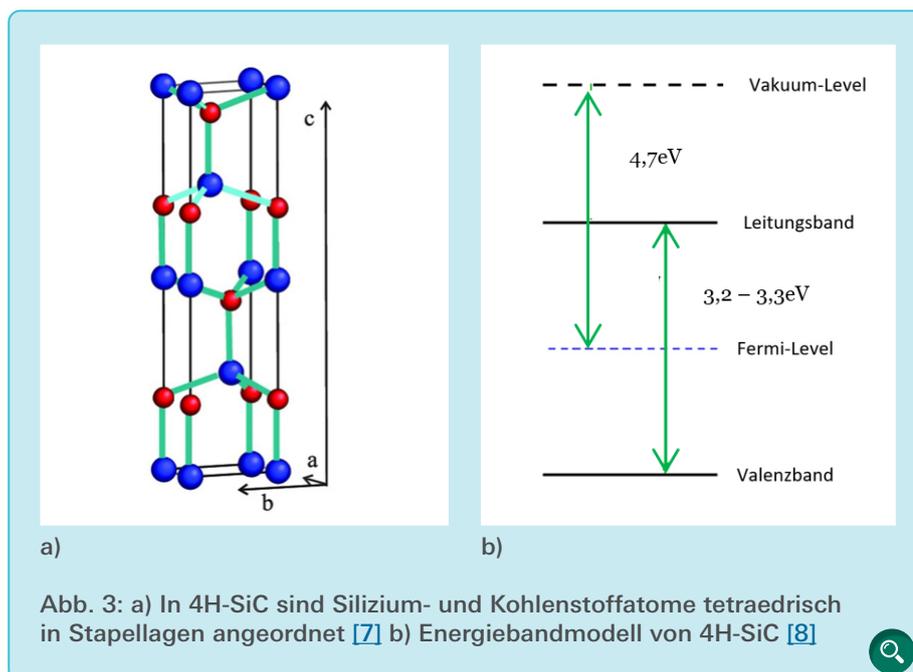


Abb. 3: a) In 4H-SiC sind Silizium- und Kohlenstoffatome tetraedrisch in Stapellagen angeordnet [7] b) Energiebandmodell von 4H-SiC [8]

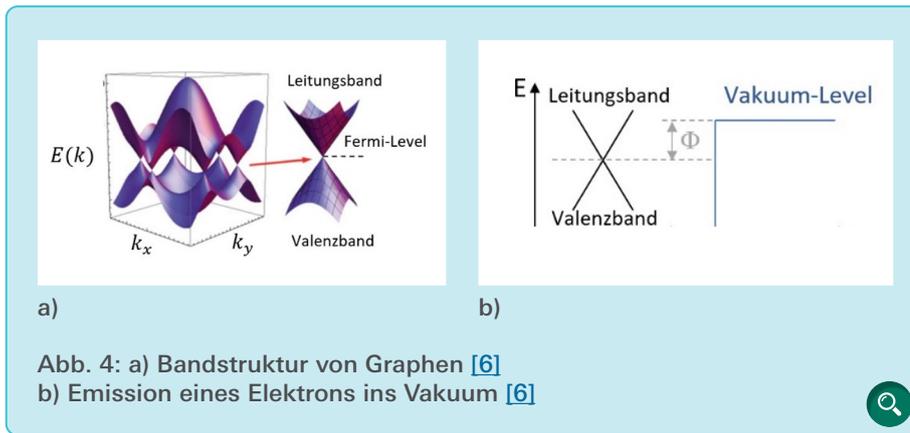


Abb. 4: a) Bandstruktur von Graphen [6]
b) Emission eines Elektrons ins Vakuum [6]

aus jeder Lage jeweils Einzelbindungen herausragen. Durch Verdrehung dieser Lagen zueinander resultieren verschiedene Polytypen des SiC-Kristalls [9]. In den nachfolgenden Messungen wurde ausschließlich 4H-SiC verwendet, dessen Aufbau in Abb. 3a zu erkennen ist.

Das Energiebandmodell von 4H-SiC ist in Abb. 3b dargestellt. Siliziumcarbid ist ein Halbleiter, wobei der Polytyp 4H-SiC eine Bandlücke von 3,2 bis 3,3 eV besitzt. Die Austrittsarbeit von 4H-SiC beträgt etwa 4,7 eV. Das untere Ende des Leitungsbandes ist abhängig von der Dotierung nur etwa 0,2 bis 0,5 eV über dem Fermi-Niveau [8].

Zudem ist zu erwähnen, dass SiC grundsätzlich ein sehr guter Wärmeleiter ist und kaum im sichtbaren Spektrum absorbiert [10].

2.2.2 Graphen

Das Valenz- und das Leitungsband berühren sich an sechs Orten im Impulsraum $E(k)$, den sogenannten Dirac-Punkten (k_D, E_D) [11]. Nahe dieser Dirac-Punkte verlaufen die beiden Bänder linear. Die Bänder bilden demnach zwei an deren Spitze aufeinander stehende Kegel [12] (siehe Abb. 4). Somit ist Graphen zwar ein Halbleiter, besitzt jedoch keine Bandlücke.

Im Fall von idealem Graphen entspricht die Energie an den Dirac-Punkten E_D der Fermi-Energie E_F [12]. Dies bedeutet, dass sich für den Fall $T = 0$ K alle Elektronen im Valenzband, also im un-

teren Kegel der Bandstruktur befinden und damit Graphen auch keine Leitfähigkeit besitzt. Bei Raumtemperatur jedoch befinden sich aufgrund der Fermi-Dirac-Verteilung schon einige Elektronen im Leitungsband.

Durch die Zufuhr von Energie durch beispielsweise Laserpulse können leicht noch mehr Elektronen höhere Zustände im Leitungsband einnehmen und so zum Ladungstransport beitragen. Diese Tatsache macht Graphen zu einem hervorragenden Leiter [2].

Um ein Elektron jedoch aus der Oberfläche herauszulösen, muss man diesem noch mehr Energie zuführen. Diese wird dazu benötigt, damit das Elektron die durch die Anziehungskräfte im Material gegebene Potentialbarriere überwinden und so ins Vakuum emittiert werden kann. Die minimale Energie, die hierzu erforderlich ist, heißt Austrittsarbeit Φ [5] und liegt für Graphen bei etwa 4,5 eV mit einem Fermi-Energielevel von etwa 0,083 eV [4].

2.2.3 Photoelektrischer Effekt

Eine Möglichkeit, Elektronen aus einem Material herauszulösen, besteht darin, Laserlicht auf dessen Oberfläche einfallen zu lassen. Durch die Absorption eines Photons kann das Elektron in einen energetisch höheren Zustand übergehen und für den Fall $E = hf > \Phi$ (mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Frequenz f des einfallenden Lichts) emittiert werden.

Dieser Prozess setzt ein, sobald Photonen auf die Probe treffen und hört ebenfalls beinahe unverzüglich auf, sobald dies nicht mehr der Fall ist. Erhöht man die Intensität der Strahlung, bedeutet dies, dass mehr Photonen pro Zeit einfallen, sodass auch mehr Elektronen herausgelöst werden können. Eine Erhöhung der Lichtfrequenz und damit eine Reduzierung der Wellenlänge, erhöht zwar die kinetische Energie der herausgeschlagenen Elektronen, aber nicht bzw. nur geringfügig deren Anzahl [5].

Zudem kann ein Elektron auch mehrere Photonen gleichzeitig absorbieren. Bei dieser sogenannten Multiphotonenabsorption nimmt das Elektron die gesamte Energie aller von ihm absorbierten Photonen auf, wodurch auch Photonen mit niedrigen Energien zum Emissionsprozess beitragen können. Der Impuls des Photons wird hierbei grundsätzlich als vernachlässigbar angenommen, sodass sich der Impuls des Elektrons durch die Photonenabsorption nicht verändert [13]. Deshalb kann man die Absorption eines Photons wie in Abb. 5 durch vertikale Pfeile darstellen.

Die Anzahl der absorbierten Photonen A kann durch folgende Formel veranschaulicht werden:

$$A = a \cdot I + b \cdot I^2 + c \cdot I^3 + \dots \quad (2)$$

I ist hierbei die Intensität des einfallenden Lichts, wobei die Exponenten die Ordnung der Multiphotonenabsorption angeben. Demnach steht zum Beispiel I für Einphotonen- und I^2 für Zweiphotonenabsorption. $a, b, c = konst.$ sind materialspezifische Parameter, für die im Fall von Graphen $a \gg b \gg c$ gilt. Für niedrige Intensitäten dominiert daher die Einphotonenabsorption, während eine Multiphotonenabsorption erst für höhere Intensitäten wahrscheinlicher wird. Dies kommt dadurch zustande, dass bei höheren Intensitäten mehr Photonen auf die Oberfläche des Materials einfallen, sodass es auch wahrscheinlicher wird, dass ein Elektron von mehreren Photonen gleichzeitig getroffen wird [13].

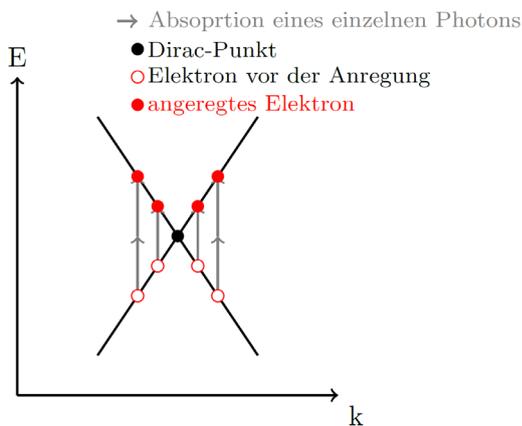


Abb. 5: Ein Elektron kann ein oder mehrere Photonen absorbieren und so in höhere Zustände übergehen.

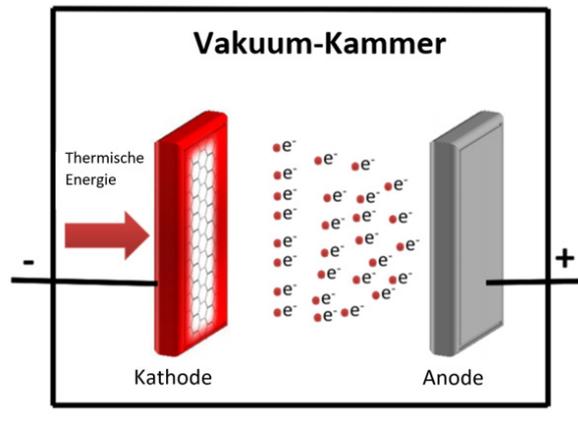


Abb. 6: Durch das Aufheizen der Probe werden Elektronen thermisch emittiert und zur Anode beschleunigt. [4]

Bei einer mittleren Photonenenergie von 1,5 eV, wie es bei dem Laserspektrum des Titan:Saphir-Oszillators der Fall ist, muss also mindestens Dreiphotonenabsorption stattfinden, um die Austrittsarbeit von 4,5 eV $\approx 3 \cdot 1,5$ eV zu überwinden.

2.2.4 Thermionische Emission und Simulationen

Thermionische Emission tritt auf, wenn die Elektronen ausreichend thermische Energie aufnehmen, um die Potentialbarriere überwinden zu können und so ins Vakuum emittiert zu werden. Hierfür wird die Graphenprobe erhitzt, wodurch sie als Kathode fungiert. Um die emittierten Elektronen aufzusammeln und zu verhindern, dass sie unkontrolliert in der Vakuumkammer absorbiert werden, wird eine positive Spannung an die Anode angelegt [4].

Für Graphen kann die Stromdichte dieser Emission durch folgende Gleichung beschrieben werden [4]:

$$J = \beta T^3 \cdot e^{-\frac{\Phi - E_F}{kT}} \quad (3)$$

Hierbei ist T die Kathodentemperatur und k die Boltzmann Konstante. Der Vorfaktor ist gegeben durch $\beta = 115,8 \frac{A}{m^2 K^3}$.

Die Formel gilt aufgrund einiger Vereinfachungen erst ab einer Elektronentemperatur von etwa 200 K. Beispielsweise wurden die durch Quantentunneln emittierten Elektronen sowie jegliche Substrateffekte vernachlässigt [4].

Um den Prozess der thermionischen Emission besser verstehen und simulieren zu können, wird das sogenannte Zwei-Temperaturen Modell genauer betrachtet. Nach diesem lassen sich

die Elektronen in Graphen als ein System betrachten, das mit dem System der strongly coupled optical phonons (SCOP) (Phononen sind Anregungen der Gitterschwingung [14]), also den optischen Phononen, interagieren kann. Diese nicht akustischen Phononen sind stark an das elektronische System gekoppelt. Die beiden Systeme werden durch ihre jeweilige Temperatur T_{el} bzw. T_{op} charakterisiert [15].

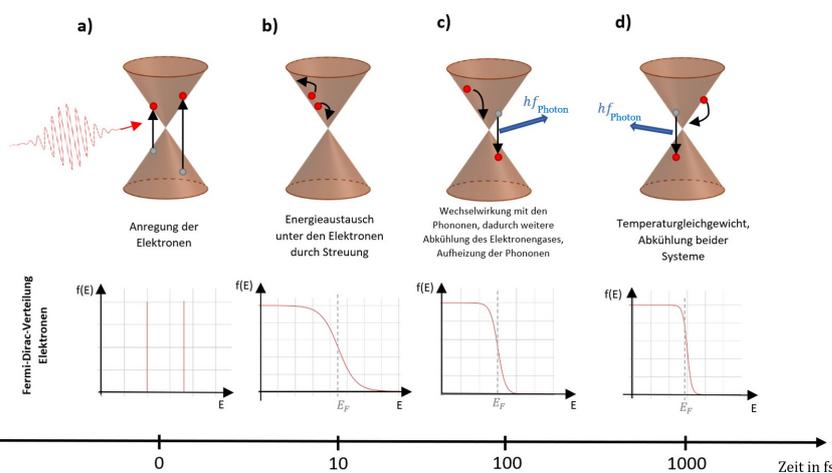


Abb. 7: Prozesse in Graphen bei der thermionischen Emission nach dem Zwei-Temperaturen-Modell. a) Anregung der Elektronen durch den Laserpuls b) Bilden einer Fermi-Dirac-Verteilung der Elektronen durch Elektron-Elektron-Streuung c) Aufheizen des Elektronensystems und Abkühlen des Phononensystems durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung d) Bilden eines thermischen Gleichgewichts und gemeinsames Abkühlen der Phononen und Elektronen.

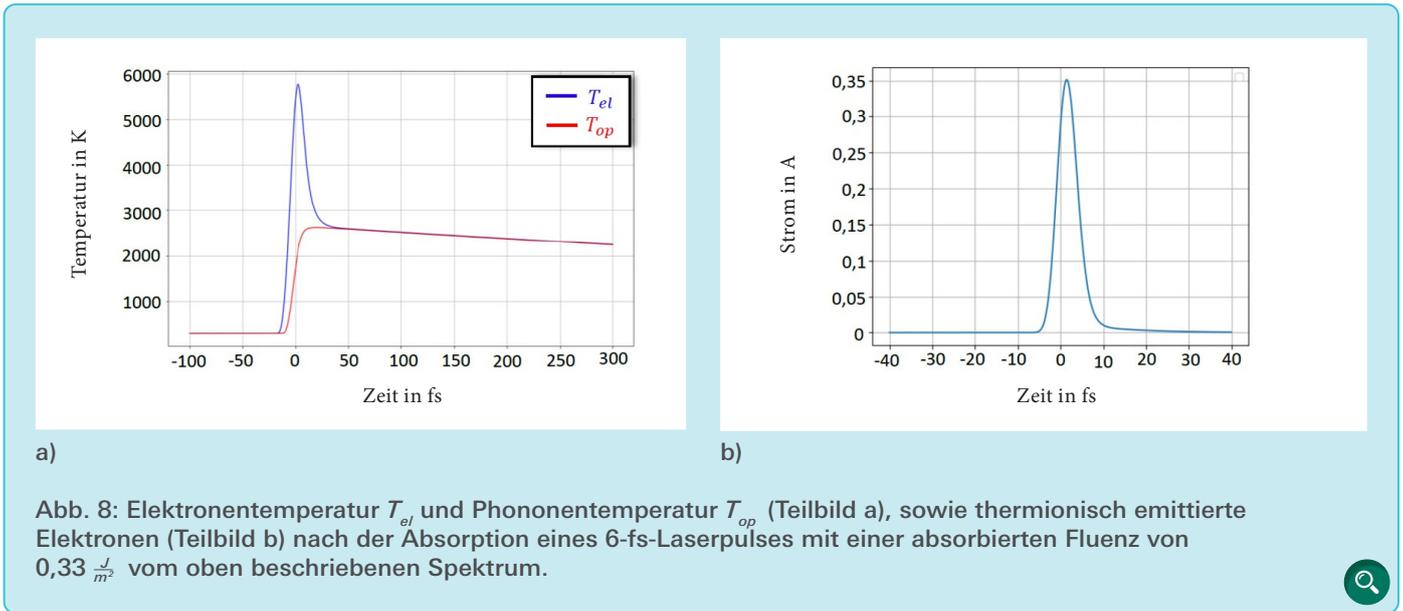


Abb. 8: Elektronentemperatur T_{el} und Phonontemperatur T_{op} (Teilbild a), sowie thermionisch emittierte Elektronen (Teilbild b) nach der Absorption eines 6-fs-Laserpulses mit einer absorbierten Fluenz von $0,33 \frac{J}{m^2}$ vom oben beschriebenen Spektrum.

Durch die Absorption eines Laserpulses der Form

$$I(t) = \frac{F}{\tau_{exc} \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{4 \log(2) \cdot t^2}{2\tau_{exc}^2}} \quad (4)$$

mit der Pulsdauer τ_{exc} und der Fluenz F wird das Elektronensystem stark angeregt (siehe Abb. 7a).

Aufgrund der schnellen Wechselwirkungen der Ladungsträger untereinander bilden die Elektronen auf Zeitskalen von nur etwa 10 fs eine Fermi-Dirac-Verteilung (siehe Abb. 7b). Erst ab diesem Zeitpunkt kann die Temperatur der Elektronen definiert werden.

Gleichzeitig wechselwirken die Elektronen auf Zeitskalen von etwa 100 bis 200 fs mit den Phononen, indem sie Energie auf diese übertragen, wodurch sich das Phononensystem ebenfalls aufheizt (siehe Abb. 7c). Dieser Energie-Transfer geschieht mit der Rate: Formel (5) und (6)

Der erste Term (Formel 5) beschreibt dabei die Emission und der zweite Term (Formel 6) die Absorption eines Phonons. Dabei ist

$$D(E) = \frac{2E}{\pi(\hbar v_F)^2}$$

die Zustandsdichte der Elektronen in Graphen, die von der Energie E der Elektronen abhängt.

$$n(T_{op}) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\Omega}{kT_{op}}}-1}$$

beschreibt die Phononenpopulation in Abhängigkeit ihrer Temperatur T_{op} und

$$f(E, T_{el}) = \frac{1}{e^{\frac{E}{kT_{el}}}+1}$$

ist die Fermi-Dirac Verteilung. Die Proportionalitätskonstante β gibt die Stärke der Elektron-Phonon-Kopplung an und liegt nach experimentellen Ergebnissen bei etwa $\beta = 5 \frac{eV^2 cm^2}{s}$ [15]. Für die spezifische Wärme der Elektronen c_e

$$c_e(T_{el}) = \frac{18\zeta(3)}{\pi(\hbar v_F)^2} k^3 T_{el}^2$$

und die der SCOPs c_{op} gilt Formel (8) wobei $\zeta(3) = 1,202$ die Zeta-Funktion ist [15].

Phononen sind auch untereinander gekoppelt. Diese Wechselwirkung findet auf Zeitskalen von $\tau_{op} = 1,5 ps$ statt (siehe Abb. 7d) [15].

Für die von den spezifischen Wärmen c_e und c_{op} , dem Laserpuls $I(t)$ und der Energie-Austauschrate $\Gamma(T_{el}, T_{op})$ abhängigen Temperaturen gelten die beiden gekoppelten Differentialgleichungen [15]:

$$\frac{dT_{el}(t)}{dt} = \frac{I(t) - \Gamma(T_{el}, T_{op})}{c_e(T_{el})} \quad (9)$$

$$\frac{dT_{op}(t)}{dt} = \frac{\Gamma(T_{el}, T_{op})}{c_{op}(T_{op})} - \frac{T_{op}(t) - T_0}{\tau_{op}} \quad (10)$$

Weil der thermionische Strom gegeben durch die Formel 3 von der Elektronen-

$$\Gamma(T_{el}, T_{op}) = \beta((1 + n(T_{op})) \int D(E)D(E - \hbar\Omega)f(E, T_{el})(1 - f(E - \hbar\Omega, T_{el}))dE \quad (5)$$

$$- n(T_{op}) \int D(E)D(E + \hbar\Omega)f(E, T_{el})(1 - f(E + \hbar\Omega, T_{el}))dE) \quad (6)$$

Formel (5) und (6)

$$c_{op}(T_{op}) = -4,79 \cdot 10^9 + 1,82 \cdot 10^7 T_{op} + 1,34 \cdot 10^4 T_{op}^2 + 5,16 T_{op}^3$$

Formel (8)

temperatur T_{el} abhängt, müssen also diese gekoppelten Differentialgleichungen gelöst werden. Eine Möglichkeit, dies zu tun, besteht in der Numerik. Hierfür wurde das Zwei-Temperaturen Modell in Python implementiert und die beiden gekoppelten Differentialgleichungen mit dem Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung gelöst. Mithilfe des Programms erhält man schließlich die beiden Temperaturen T_{el} und T_{op} sowie den emittierten Strom J in Abhängigkeit von der Zeit (siehe [Abb. 8](#)).

T_{el} erreicht einen Peak-Wert von etwa 5700 K und fällt dann innerhalb von etwa 50 fs auf 3600 K ab. Dieses Verhalten korrespondiert damit, dass sich das Elektronensystem aufgrund der Anregung durch den Laserpuls nicht mehr im Gleichgewicht mit dem System der Phononen befindet. Nach etwa derselben Zeit stellt sich allmählich wieder ein Temperaturgleichgewicht zwischen diesen beiden Systemen ein. Ab diesem Zeitpunkt fällt die Temperatur schließlich innerhalb weniger Pikosekunden unter 2000 K. Beim Vergleich der beiden Kurven fällt auf, dass nur

beim Peak-Wert der Elektronentemperatur Strom emittiert wird. Dies hängt damit zusammen, dass der thermionische Strom J mit der dritten Potenz der Temperatur sowie einer natürlichen Exponentialfunktion skaliert, weshalb nur sehr große Temperaturwerte zur Stromemission beitragen.

Für längere Laserpulse verändern sich sowohl die Temperaturkurve als auch die thermionische Emission an sich. Bei der gleichen absorbierten Fluenz sinkt die Maximaltemperatur, sowie auch der Maximalstrom. Die Kurven werden breiter (siehe [Abb. 9](#)).

Im Gegensatz zum Photoeffekt ist der Prozess der thermionischen Emission nicht instantan. Dies bedeutet, dass auch nach der Absorption des Laserpulses noch Elektronen emittiert werden, da das Elektronenbad im Vergleich zur Pulsdauer nur langsam abkühlt.

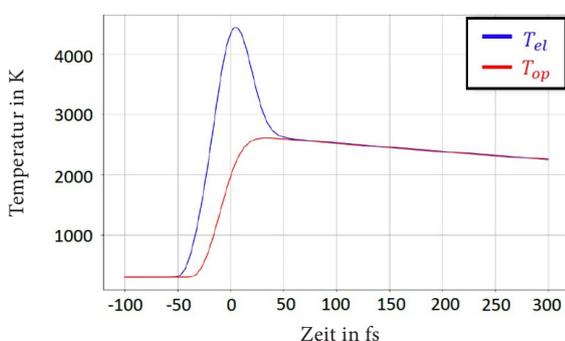
Auch bei diesem Modell wurden jegliche Effekte, die durch das Substrat hervorgerufen werden, vernachlässigt. Diese Annahme wurde durch einige

Versuche untermauert, die gezeigt haben, dass die Kopplung mit dem Substrat nur eine untergeordnete Rolle spielt [\[15\]](#).

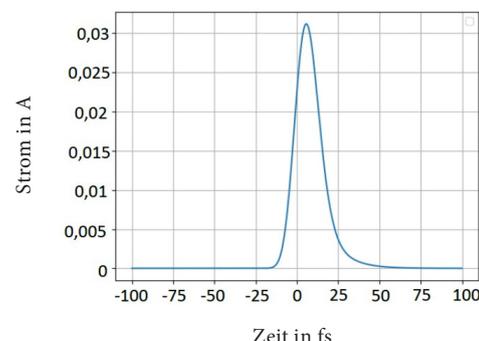
2.2.5 Sättigbare Absorption

Auch die Sättigung der Absorption spielt bei Emissionsprozessen eine Rolle und beeinflusst sowohl den thermionischen als auch den photoelektrischen Effekt. Für niedrige Intensitäten absorbiert Graphen ab einer Wellenlänge von etwa 300 nm unabhängig von der Frequenz $\pi\alpha \approx 2,3\%$ (mit der Feinstrukturkonstante α) des einfallenden Lichts über das gesamte sichtbare Spektrum [\[16\]](#).

Bei der Absorption eines Photons - bei der Beschreibung des Sättigungsprozesses wird die Multiphotonenabsorption ignoriert - werden die Elektronen angeregt, sodass sie vom Valenzband zu höheren Zuständen im Leitungsband angehoben werden. Von dort aus kühlen sie nach und nach durch Streuprozesse ab und fallen allmählich wieder zu energetisch niedrigeren Zuständen herab. Während dieses Thermalisationsprozesses oder wenn die Elektronen bereits zurück ins Valenzband gefallen sind, können sie erneut durch die Absorption eines einfallenden Photons angeregt werden.



a)



b)

Abb. 9: Elektronentemperatur T_{el} und Phononentemperatur T_{op} (Teilbild a), sowie thermionisch emittierte Elektronen (Teilbild b) nach der Absorption eines 19-fs-Laserpulses mit einer absorbierten Fluenz von $0,33 \frac{J}{m^2}$ vom oben beschriebenen Spektrum.



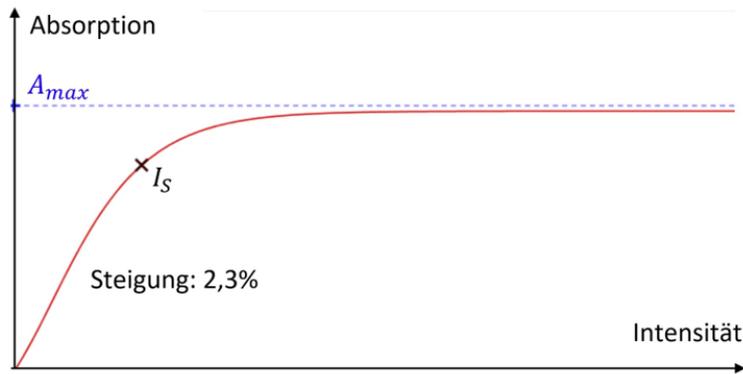


Abb. 10: Skizze zur Anzahl der von Graphen absorbierten Photonen in Abhängigkeit von der Intensität. Für steigende Intensitäten nähert sich der von Graphen absorbierte Strahlungsteil immer mehr einem Maximalwert A_{max} an.



Grundsätzlich können umso mehr Elektronen gleichzeitig angeregt werden, desto mehr Photonen auf die Probe auftreffen, das heißt, desto höher die Intensität ist. Ab einer bestimmten Intensität I_s fallen genügend Photonen ein, sodass alle Elektronen zum Leitungsband angeregt und dort gehalten werden können. Ab diesem Wert können nicht noch mehr Photonen absorbiert werden, da das Leitungsband bereits voll besetzt ist und nach dem Pauli-Prinzip ein Zustand nicht doppelt besetzt werden kann. Durch den Sättigungsprozess nimmt also der für niedrige Intensitäten gültige absorbierbare Strahlungsanteil von 2,3 % für steigende Intensitäten ab. Die absorbierte Intensität I_{ab} kann bei einer einfallenden Intensität von I_{in} beschrieben werden durch:

$$I_{ab} = \frac{\pi\alpha}{1 + \frac{I_{in}}{I_s}} \cdot I_{in} \quad (11)$$

Je weiter die einfallende Intensität also die Sättigungsintensität I_s überschreitet, desto mehr nähert sich die Anzahl der absorbierbaren Photonen einem Schwellenwert A_{max} an (siehe [Abb. 10](#)) [\[17\]](#).

Ab welchem Schwellenwert I_s Sättigung auftritt, hängt sowohl von der Zustandsdichte eines Materials, sowie auch von der Breite des Spektrums des verwendeten Lasers ab. Je schmaler das

Spektrum ist, desto kleiner ist der Energiebereich, in dem Elektronen angeregt werden können. Demnach treten sichtbare Sättigungseffekte schon früher auf, weil weniger Elektronen die Photonen absorbieren können als es bei einem breiteren Spektrum der Fall wäre. Allerdings impliziert ein schmäleres Spektrum auch eine größere Pulsdauer, wodurch die Sättigung hier noch während des Pulses durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf Zeitskalen von 10 fs wieder abgebaut werden kann und Elektronen diese freien Zustände wieder besetzen können. Deshalb ist es weitaus schwieriger, mit einem langen Puls $\tau > 10$ fs trotz des schmalen Spektrums Sättigungseffekte zu erreichen. Wie hoch dieser Wert für die im Folgenden verwendete Probe ist, kann durch den Vergleich der Messdaten mit dem theoretischen Modell abgeschätzt werden.

3. Experimentelle Untersuchung

Bei Bestrahlung von Graphen treten immer beide Effekte, also thermionische und photoelektrische Emission, gleichzeitig auf. Es ist daher interessant herauszufinden, wie der absolute emittierte Strom von der Leistung und Pulsdauer abhängt, sowie auch die Zeitskalen dieser Emissionsprozesse näher zu

betrachten. Um jedoch nur die Eigenschaften des Photoeffekts näher zu untersuchen, muss man die beiden Effekte entkoppeln. Hierfür kann man einerseits die experimentellen Ergebnisse mit den theoretisch erwarteten von der thermionischen Emission vergleichen. Starke Abweichungen der Kurvenverläufe können somit auf den Einfluss des Photoeffekts hindeuten. Zum anderen kann man auch spezielle Experimente entwerfen, bei denen der thermionische Effekt anders skaliert als der photoelektrische, wodurch die Entkopplung erleichtert wird.

Zur Messung wurde epitaktisches Graphen auf 4H-Siliziumcarbid (SiC) verwendet. Durch die Wechselwirkung mit diesem Substrat liegt der Dirac-Punkt nun bei einer Energie von etwa 0,3 eV und damit etwas höher als der von idealem Graphen. Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, liegt die Austrittsarbeit von 4H-SiC bei etwa 4,2 eV [\[18\]](#). Jedoch absorbiert SiC nur wenig im sichtbaren Spektrum [\[10\]](#), wodurch sich das Substrat kaum aufheizt und daher auch kaum thermionischen Strom emittiert. Zudem besitzt 4H-SiC eine Bandlücke von etwa 3,2 eV [\[19\]](#). Um also ein Elektron emittieren zu können, muss es zunächst in das Leitungsband angehoben werden und von dort aus dann zusätzlich noch die Austrittsarbeit überwinden. Für die Emission würde man also insgesamt 7,4 eV benötigen und damit weitaus mehr als bei Graphen. Eine photoelektrische Emission von 4H-SiC würde sich daher durch sehr hohe Nichtlinearitäten auszeichnen und somit von der von Graphen unterscheiden.

Das Züchten dieses epitaktischen Graphens, sowie alle nachfolgend gezeigten Experimente im Ultrahochvakuum ($p < 10^{-8}$ bar) wurden am Lehrstuhl für Laserphysik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg durchgeführt.

3.1 Verwendete Laserquellen

3.1.1 Menlo BlueCut Faserlaser

Der verwendete Faserlaser von Menlo emittiert im Bereich von 510 bis 525 nm und hat damit eine zentrale Wellenlänge von $\lambda = 515$ nm und eine Photonenenergie von 2,4 eV. Eigentlich beträgt $\lambda = 1030$ nm, jedoch wurde mithilfe eines BBO Kristalls die zweite Harmonische erzeugt. Die emittierten Pulse sind 200 fs lang, die Repetitionsrate, also mit welcher Frequenz Pulse emittiert werden, beträgt 10 MHz.

Die emittierten Elektronen bei langen Laserpulsen zu messen, ist deshalb interessant, weil hierbei die thermionische Emission dominiert, während kaum Elektronen photoelektrisch aus Graphen emittiert werden. Weil sich bei gleichbleibender Leistung die Intensität und damit die Anzahl der einfallenden Photonen über einen längeren Zeitraum aufteilt, wird die Multiphotonenabsorption sehr unwahrscheinlich, wodurch nur sehr wenige Elektronen auf diese Art und Weise die Potentialbarriere überwinden können. Es wird daher vermutet, dass bei langen Pulsdauern fast alle Elektronen ausschließlich thermionisch emittiert werden.

3.1.2 Venteon

Titan:Saphir-Laseroszillator

Der Titan:Saphir-Laser von Venteon emittiert in einem sehr breiten Spektrum von 670 bis 1070 nm, wobei das Intensitätsmaximum bei einer Wellenlänge von etwa 800 nm und damit bei einer mittleren Photonenenergie von etwa 1,5 eV liegt. Dieses breite Spektrum erlaubt es, ultrakurze Laserpulse der Länge 6 fs bei einer Repetitionsrate von 80 MHz zu erzeugen.

Bei sehr kurzen Laserpulsen wird, im Gegensatz zu längeren, erwartet, dass neben der thermionischen Emission auch der Photoeffekt eine Rolle spielt. Bei derselben Fluenz wie bei den 200 fs Pulsen trifft dieselbe Anzahl von Photonen in einer sehr viel kleineren Zeitspanne auf

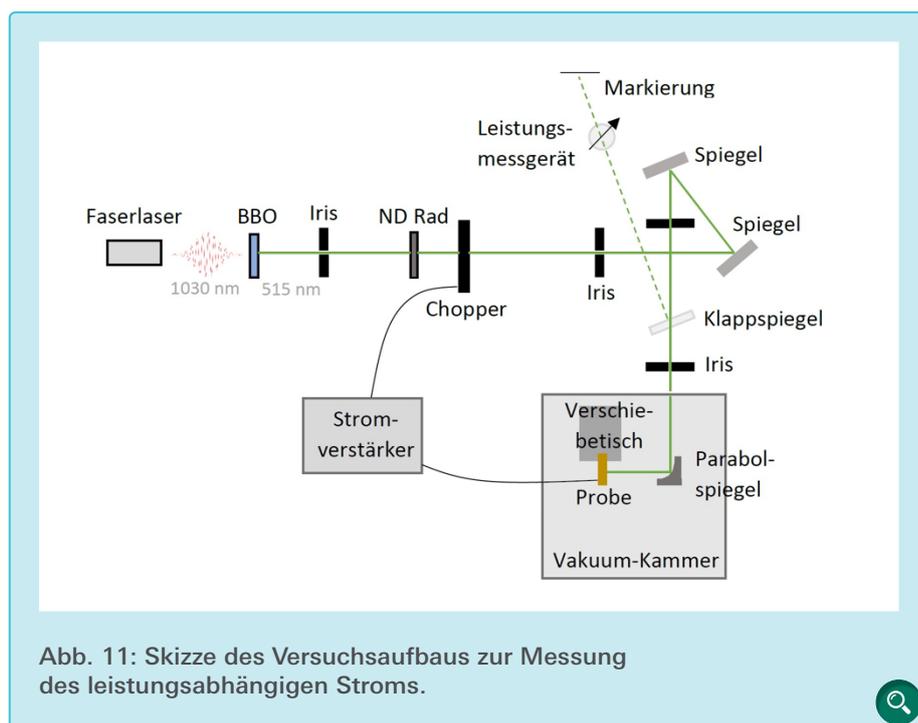


Abb. 11: Skizze des Versuchsaufbaus zur Messung des leistungsabhängigen Stroms.

der Probe ein, wodurch die Multiphotonenabsorption wahrscheinlich wird.

3.2 Leistungsabhängigkeit des emittierten Stroms

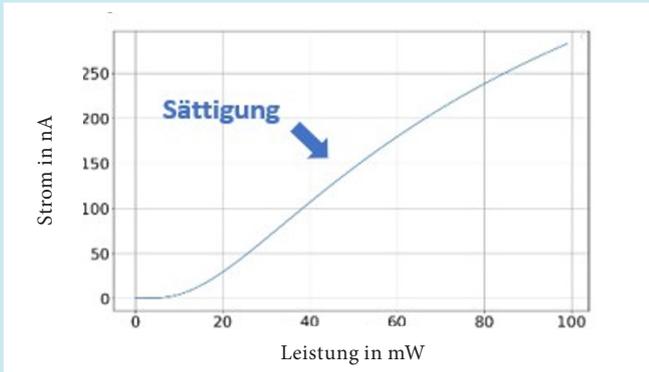
Um die oben aufgestellten Vermutungen über die unterschiedliche Dominanz der beiden Effekte je nach verwendetem Laser zu überprüfen, wird der von der Graphenprobe emittierte Strom in Abhängigkeit der Laserleistung mit beiden Lasern gemessen und verglichen. Die Leistung wird direkt am Laser variiert sowie mithilfe des ND Rades (Neutral Density), d.h. über die Rotation des Filters wird dessen Dichte und damit dessen Transmissionsrate eingestellt. Bevor der Strahl auf die Probe geschickt wird, wird mit dem Klappspiegel am Leistungsmessgerät gemessen (siehe [Abb. 11](#)).

Anschließend wird der Strahl senkrecht in die Vakuummkammer geleitet und mit einem parabolischen Spiegel auf die Probe fokussiert. Graphen emittiert daraufhin Elektronen, die mit einer Spannung von + 500 V in der Vakuummkammer abgesaugt werden. Weil die Probe leitend mit der Kammer verbunden ist, fließen immer genau so viele neue Elektronen nach, wie aus der Probe gelöst

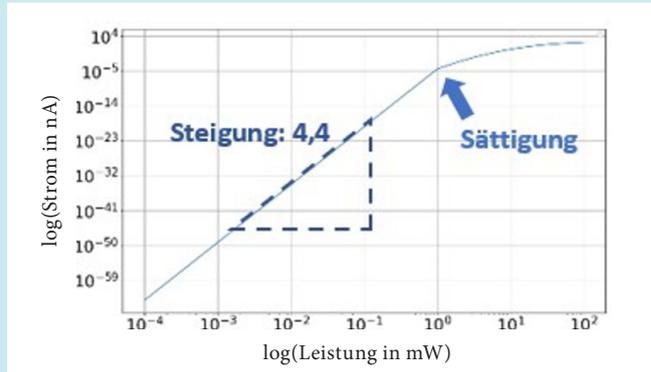
wurden. Dieser Strom wird anschließend mit einem Stromverstärker gemessen.

Trägt man diesen jeweils mit der zugehörigen Leistung auf und vergleicht die Messergebnisse mit der Simulation zur thermionischen Emission, erhält man die in [Abb. 12](#) dargestellten Kurven. Grundsätzlich fällt bei allen Kurven auf, dass der emittierte Strom nicht-linear skaliert. Durch eine Erhöhung der Leistung steigt auch die Fluenz und damit die Intensität. Dadurch treffen mehr Photonen auf die Probe, wodurch sie sich mehr aufheizen kann und mehr Elektronen emittiert werden. Der theoretisch vorhergesagte Strom ist dabei immer etwas größer als der Gemessene, was vermutlich daran liegt, dass viele herausgelöste Elektronen so langsam sind, dass sie direkt zur kurzzeitig positiv geladenen Probe zurückfliegen und deshalb nicht gemessen werden. Zudem kann der Emissionsstrom erst ab einem bestimmten Schwellenwert gemessen werden, unterhalb dessen die Messgeräte nur Rauschen aufnehmen.

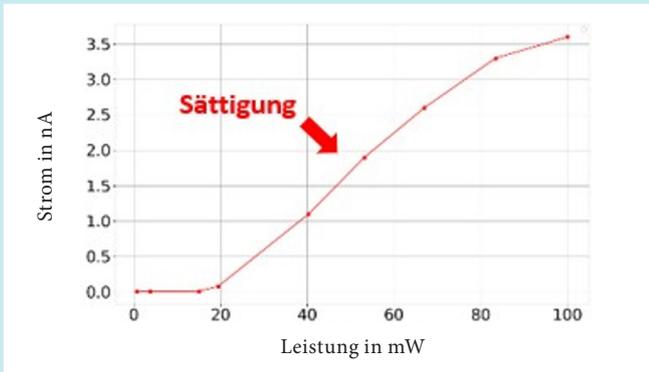
Anhand der Messkurven [Abb. 12 c](#) und [g](#) lässt sich ablesen, ab welcher Leistung erste Sättigungseffekte zu erkennen sind. Die Simulation lässt dann



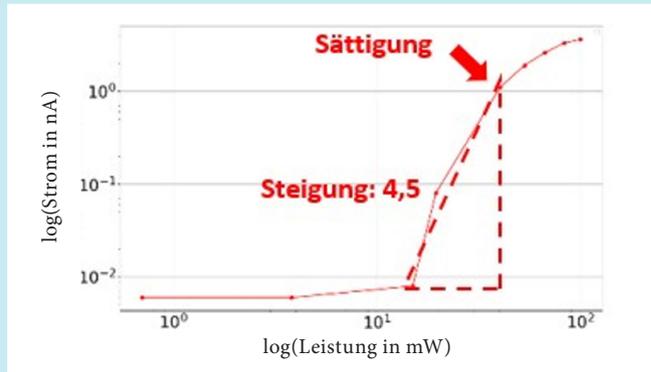
a)



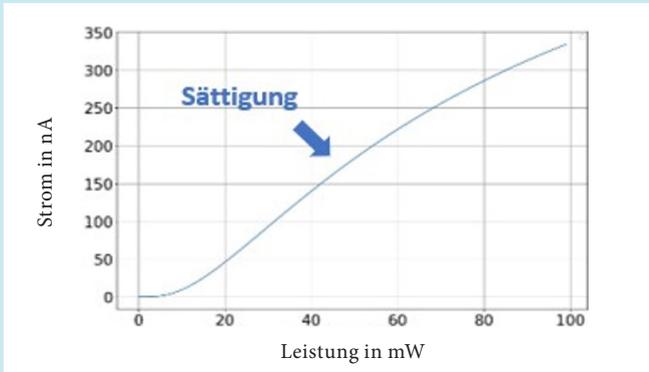
b)



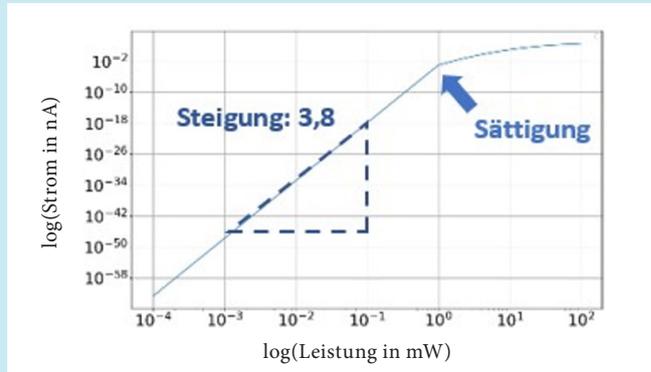
c)



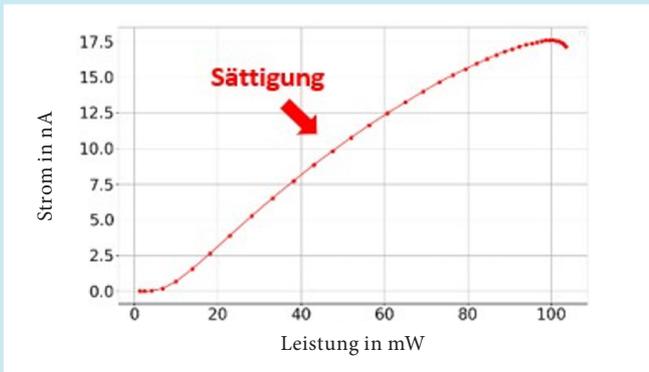
d)



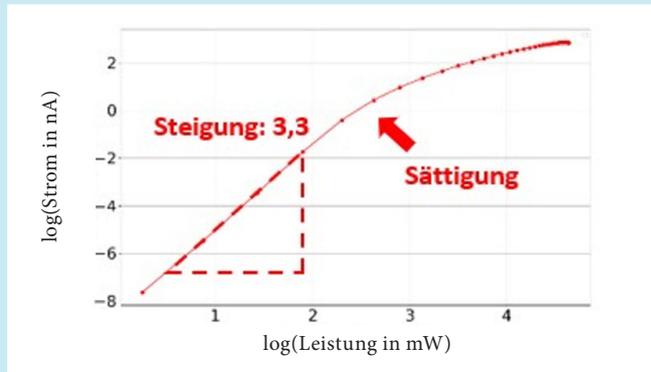
e)



f)



g)



h)

Abb. 12: Leistungsabhängigkeit des emittierten Stroms

a) Simulation für 200 fs Pulse des Faserlasers b) Doppellogarithmische Darstellung von a
c) Messergebnisse für 200 fs Pulse des Faserlasers d) Doppellogarithmische Darstellung von c
e) Simulation für 6 fs Pulse des Titan:Saphir-Lasers f) Doppellogarithmische Darstellung von e
g) Messergebnisse für 6 fs Pulse des Titan:Saphir-Lasers h) Doppellogarithmische Darstellung von g



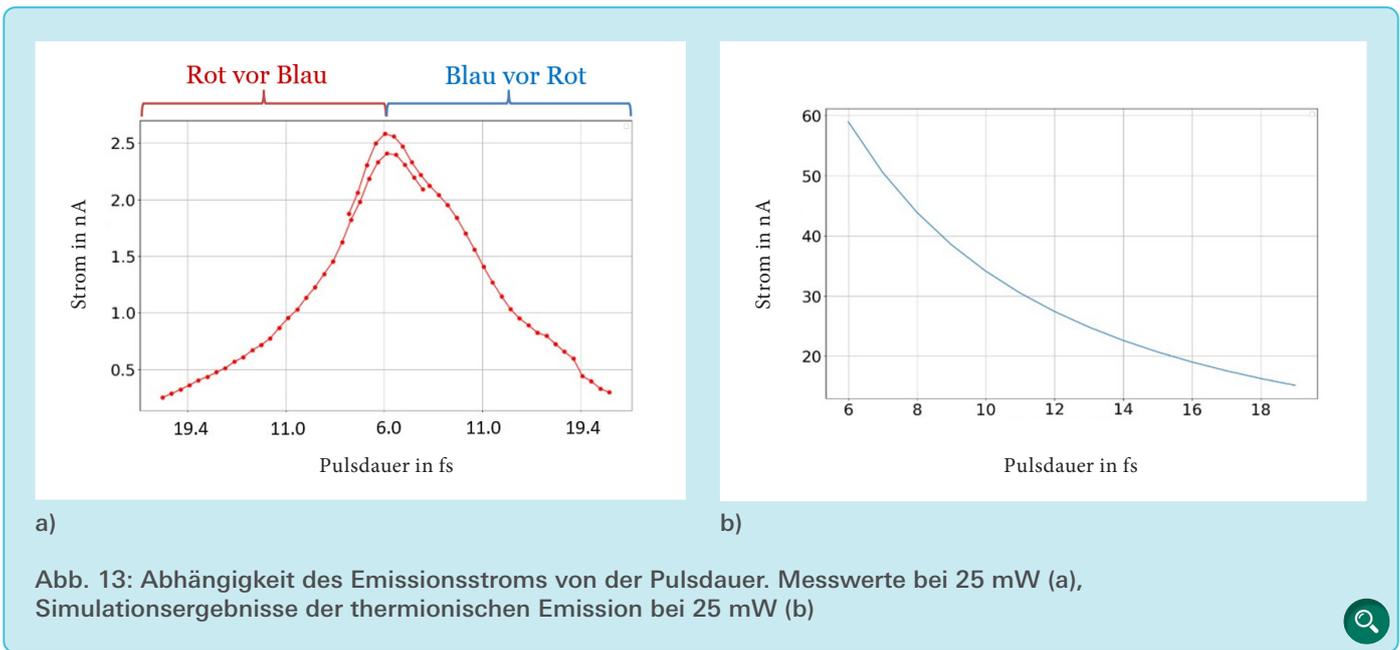


Abb. 13: Abhängigkeit des Emissionsstroms von der Pulsdauer. Messwerte bei 25 mW (a), Simulationsergebnisse der thermionischen Emission bei 25 mW (b)

eine Abschätzung der zugehörigen Sättigungsfluenz zu, indem man diese solange variiert bis eine möglichst gute Übereinstimmung mit den Messkurven gegeben ist. Generell stimmen so die Verläufe der Simulationskurven sehr gut mit den gemessenen überein.

Aus den doppeltlogarithmischen Plots in [Abb. 12b, d, f, h](#) der jeweils zugehörigen Simulations- und Messdaten erhält man direkt die Nichtlinearitäten, mit welchen die Leistungsabhängigkeit des Emissionsstroms skalieren. Man kann gut erkennen, dass dabei eine Unterteilung der Kurven in zwei Bereiche sinnvoll ist. Im ersten Teil spielen Sättigungseffekte nur eine untergeordnete Rolle, wodurch der Strom in Abhängigkeit der Leistung mit einer konstanten Nichtlinearität n_p skaliert und sich für den doppeltlogarithmischen Plot eine Gerade mit dieser Nichtlinearität als Steigung ergibt. Hier gilt $J \propto P^{n_p}$. Im zweiten Bereich der Kurven sind die Sättigungseffekte sichtbar, weshalb der Strom mit steigender Leistung nun langsamer ansteigt und auch in der doppeltlogarithmischen Darstellung keine konstante Nichtlinearität mehr abgelesen werden kann.

Erste sichtbare Sättigungseffekte treten sowohl bei den langen 200 fs, als auch bei den kurzen 6 fs Pulsen ab bereits 45 mW auf. Allerdings liegt die Sättigungsfluenz bei den langen Pulsen wie erwartet höher ($60 \frac{mJ}{cm^2}$) als bei den kurzen ($10 \frac{mJ}{cm^2}$), weil die Elektronen noch während des Pulses wieder abkühlen und so erneut zu energetisch höheren Zuständen angeregt werden können.

Die übereinstimmenden Nichtlinearitäten von Simulation und Messung bei den langen 200 fs Pulsen stützen die Vermutung, dass bei langen Pulsdauern,

und damit niedrigeren Intensitäten, aufgrund der unwahrscheinlichen Multiphotonenabsorption Elektronen fast ausschließlich thermionisch emittiert werden. Dagegen wird bei den kurzen 6 fs Pulsen durchaus ein sichtbarer Einfluss der Multiphotonenabsorption erwartet. Allerdings sind die aus Simulation und Messdaten ermittelten Nichtlinearitäten sehr ähnlich und lassen daher zunächst keine Entkopplung des thermionischen Effekts vom photoelektrischen zu.

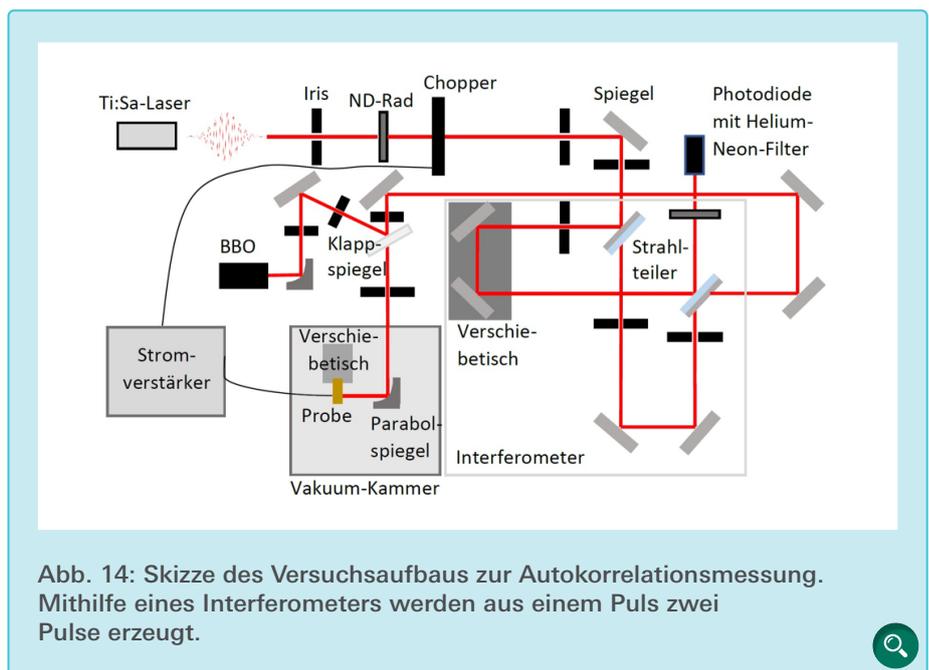


Abb. 14: Skizze des Versuchsaufbaus zur Autokorrelationsmessung. Mithilfe eines Interferometers werden aus einem Puls zwei Pulse erzeugt.

3.3 Abhängigkeit des emittierten Stroms von der Pulsdauer

Je nach Pulsdauer wird erwartet, dass unterschiedliche Effekte dominieren. Zu messen, wie der Emissionsstrom von der Pulsdauer des einfallenden Laserpulses abhängt, ist daher für die Entkopplung der beiden Emissionsprozesse besonders interessant.

Grundsätzlich lässt sich die Dynamik der Emissionsprozesse mit kürzeren Laserpulsen aufgrund der genaueren Zeitauflösung besser untersuchen, weshalb im Folgenden nur noch der Titan:Saphir-Laser verwendet wird.

Der Versuchsaufbau ist ähnlich wie bereits in [Abb. 11](#) dargestellt, zusätzlich befinden sich im Strahlpfad jedoch nun Glaskeile. Propagiert ein Laserpuls durch ein Material, wie beispielsweise Glas, führt dies aufgrund des wellenlängen- bzw. frequenzabhängigen Brechungsindex $n(\lambda)$, beschrieben durch die Sellmeier-Formel, dazu, dass sich verschiedene Frequenzen unterschiedlich schnell durch das Material bewegen und es daher zu einer Verschiebung der Frequenzen zueinander kommt. So kommen beim Durchgang von Glas zuerst die Rot- und dann die Blauanteile des Pulses. Diese sogenannte Dispersion führt also insgesamt zur Dehnung des Pulses und damit zur Vergrößerung der Pulsdauer [\[6\]](#).

Die in [Abb. 13](#) dargestellten Mess- und Simulationskurven wurden für eine konstante Pulsleistung von 25 mW aufgenommen. Aus der leistungsabhängigen Messung kann abgeleitet werden, dass bei dieser niedrigen Leistung Sättigung noch keine übergeordnete Rolle spielt. Dies wird durch die thermionische Simulation gestützt, in welcher die bestmögliche Übereinstimmung für eine Sättigungsfluenz von etwa $100 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ für 25 mW, also kaum sichtbare Sättigungseffekte, erzielt wurde.

Grundsätzlich fällt auf, dass der emittierte Strom mit zunehmender Pulsdauer abfällt. Dies liegt daran, dass im Gegensatz zu kurzen Pulsen, bei längeren Pulsen keine hohe Spitzentemperatur des Elektronensystems erreicht werden kann, da dieses noch während des Pulses wieder abkühlt. Folglich erhält man bei derselben Energie, die man in das System schickt, weniger Strom als bei kürzeren Pulsen. Zudem wird auch Multiphotonenabsorption bei längeren Pulsen unwahrscheinlicher, weil weniger Photonen zur gleichen Zeit auf die Probe treffen. Aus diesem Grund ist der emittierte Strom bei der kürzesten Pulsdauer am höchsten.

Zudem fällt auf, dass der gemessene Emissionsstrom entgegen der Vorhersage der Simulation, eine Asymmetrie aufweist. So ist der emittierte Strom immer etwas größer, wenn zuerst die Blauanteile des Pulses absorbiert werden. Da dieses Verhalten aufgrund der geringen Leistung nicht mit dem Phänomen der Sättigung zu erklären ist, könnten unterschiedliche Streuwahrscheinlichkeiten der Grund sein: je nachdem, ob zuerst die Rot- oder Blauanteile absorbiert werden. Treffen die Rotanteile vor den Blauanteilen auf, so stehen den Elektronen mehr Streupartner mit geringen Energien zur Verfügung, wodurch sie schneller abkühlen und dadurch weniger Elektronen die Potentialbarriere zur Emission überwinden können, also würden die Blauanteile zuerst absorbiert. Diese Vermutung müsste jedoch in weiteren Experimenten noch genauer untersucht werden.

3.4 Autokorrelation des emittierten Stroms

Eine Autokorrelationsmessung, eine Messung mit zwei zeitlich versetzten Pulsen, eignet sich besonders gut, um die Dynamik der Emissionsprozesse noch näher zu betrachten und damit vor allem die Zeitkonstanten dieser zu messen. Während der erste Puls das System anregt, kann mit dem zweiten

die Dynamik und Zeitskalen, auf welchen sich diese Prozesse abspielen, untersucht werden.

Der Versuchsaufbau ist in [Abb. 14](#) dargestellt. Der Laserpuls wird zunächst in ein Interferometer geschickt und dort in zwei Teile aufgeteilt, sodass zwei Pulse entstehen. Der zeitliche Versatz dieser wird mit einem Verschiebetisch kontinuierlich variiert, sodass sich die Pulse immer näherkommen, sich überlagern und danach wieder auseinander gehen. Dieses Signal wird auf die Probe geschickt. Somit erhält man die in [Abb. 15](#) gezeigten Messkurven, welche in vier Bereiche unterteilt werden können. Diese sollen im Folgenden einzeln näher betrachtet werden.

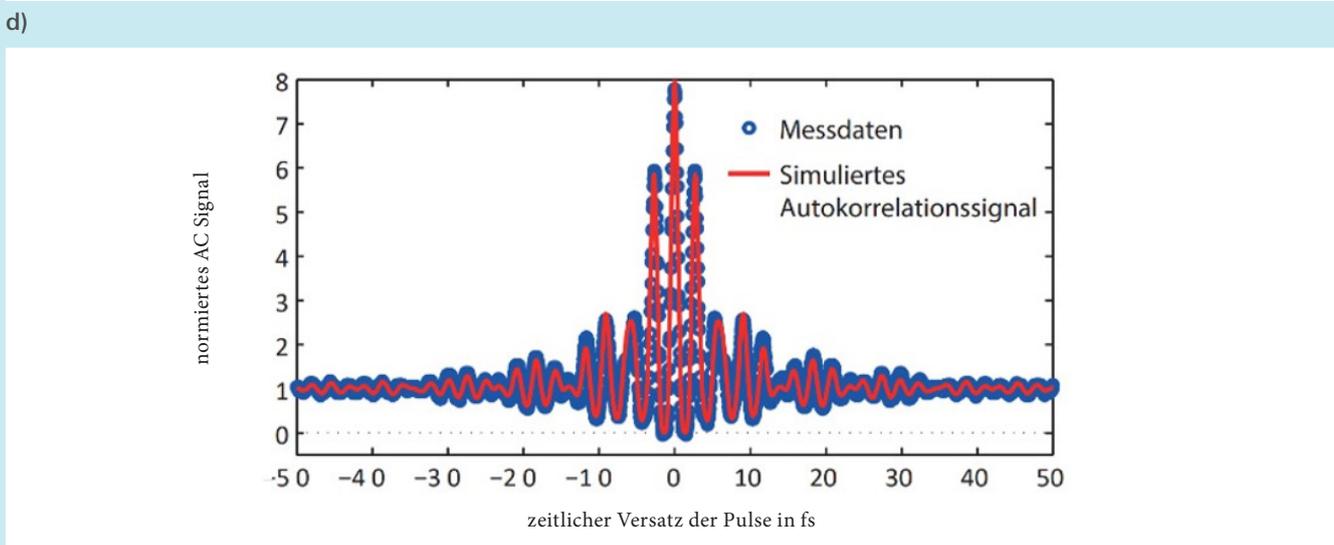
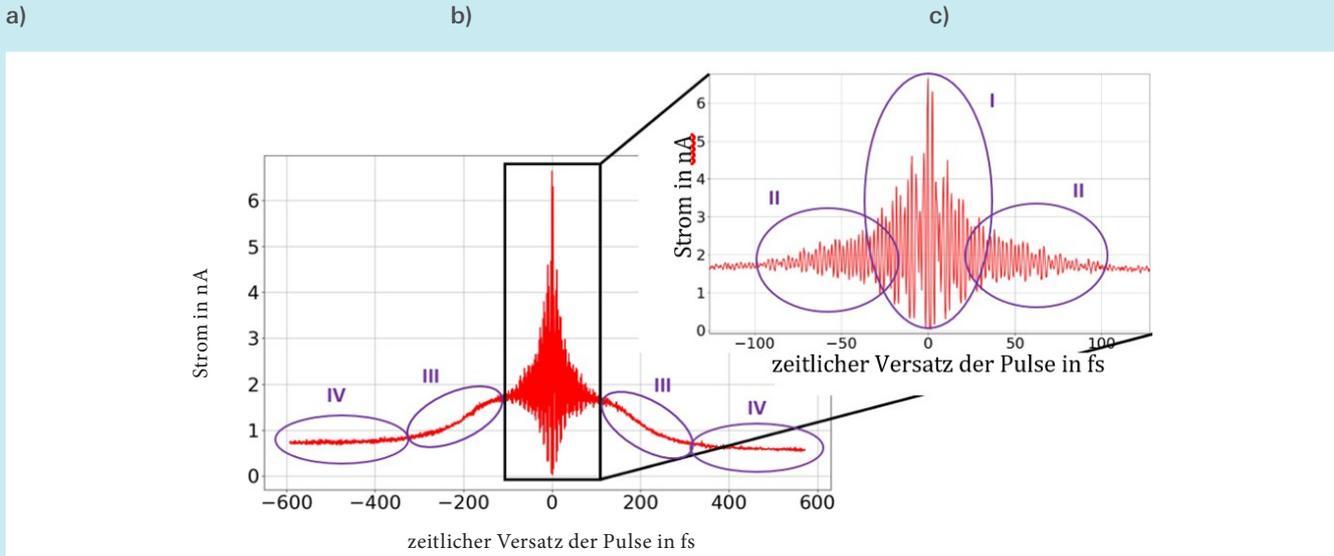
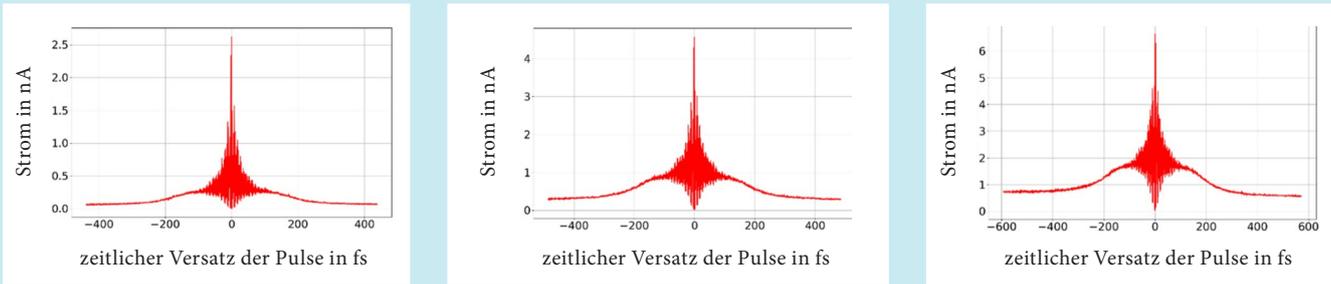
3.4.1 Zeitlicher Versatz der Pulse von über 300 fs

Bei einem zeitlichen Versatz von über etwa 300 fs (Bereich IV in [Abb. 15](#)) haben die Pulse keinen Einfluss mehr aufeinander. Der Emissionsstrom bleibt auf einem konstanten Level, welches mit wachsender Leistung ansteigt.

3.4.2 Zeitlicher Versatz der Pulse zwischen 100 und 300 fs

Im Bereich von einem zeitlichen Versatz zwischen 100 und 300 fs (Bereich III in [Abb. 15](#)), lässt sich in allen aufgenommenen Autokorrelationsmessungen ein Anstieg des Emissionsstroms erkennen. Zwar sind die Pulse noch zu weit voneinander entfernt, um interferieren zu können. Jedoch beeinflussen sie sich, da der zweite Puls bereits auf ein vorgeheiztes Elektronengas beziehungsweise angeregte Elektronen trifft. Würde nur Multiphotonenabsorption alleine auftreten, gäbe es keine Flanken, denn sobald die Pulse nicht mehr interferieren, würden sie sich dann nicht mehr beeinflussen. In diesem Bereich spielt die thermionische Emission also definitiv eine Rolle.

Dennoch lassen sich die Flanken auf zwei verschiedene Art und Weisen in-



e) Abb. 15: Autokorrelationsmessungen bei einer Leistung beider Pulse insgesamt von 25 mW (a), 32 mW (b) und 40 mW (c). In Teilbild d) wird der zeitliche Versatz der beiden Pulse verändert und dabei jeweils der emittierte Strom aufgezeichnet. Die so erhaltene Messkurve lässt sich in vier Bereiche aufteilen. Teilbild e) zeigt die Autokorrelationsspur des Ti:Sa-Pulses

interpretieren: Auf der einen Seite könnte Multiphotonenabsorption beim zweiten Puls eine Rolle spielen, da aufgrund der anfänglichen Anregung nun wenige Photonen des zweiten Pulses für die Emission eines Elektrons benötigt

werden (Möglichkeit 1). Auf der anderen Seite könnten auch noch mehr Elektronen thermionisch emittiert werden, da der zweite Puls das Elektronenbad nochmals stärker aufheizt (Möglichkeit 2).

Um herauszufinden, nach welcher Möglichkeit die Messungen zu interpretieren sind, werden diese genauer betrachtet.

Möglichkeit 1: Im Gegensatz zur Messung mit nur einem Puls, wo für die

Emission eines Elektrons durch Multiphotonenabsorption etwa drei bis vier Photonen notwendig sind (siehe Abschnitt 2.2.3), werden in diesem Fall weniger gleichzeitig absorbierte Photonen benötigt, da sich die Elektronen aufgrund des ersten Pulses schon in angeregten Zuständen befinden. Der leistungsabhängige Emissionsstrom sollte also im Vergleich zur Ein-Puls-Messung mit einer geringeren Nichtlinearität skalieren. Diese sollte jedoch mit steigendem zeitlichem Versatz ebenfalls ansteigen, da mit größerem Versatz das Elektronenbad mehr abkühlen kann, bis der zweite Puls eintrifft, und deshalb für die Emission eines Elektrons durch Multiphotonenabsorption umso mehr Elektronen notwendig sind.

Möglichkeit 2: Weil der erste Puls das Elektronengas bereits aufgeheizt hat, können nach der Absorption des zweiten Pulses noch mehr Elektronen thermionisch emittiert werden, da dieser das System noch stärker aufheizt. Je näher sich die Pulse kommen, desto weniger ist das Elektronenbad bereits wieder abgekühlt, wenn der zweite Puls eintrifft.

Nach der Formel 3 führt bereits eine kleine Änderung in der Temperatur und damit im zeitlichen Versatz zu großen Änderungen im thermionischen Emissionsstrom. Bei höheren Leistungen sind die Flanken daher steiler ausgeprägt, da bereits der erste Puls das Elektronenbad mehr aufheizt, wodurch dieses länger braucht, um auf dieselbe Temperatur abzukühlen wie bei einem Puls mit weniger Energie. Dadurch kann der zweite Puls das Elektronenbad noch mehr aufheizen, wodurch auch mehr Elektronen emittiert werden.

Die Simulation liefert, dass das Elektronensystem bei einem größeren zeitlichen Versatz der Pulse bereits stärker abgekühlt ist, wenn der zweite Puls auf das Graphen trifft. Es deutet darauf hin, dass dieser das System dann mit zunehmendem Versatz auf immer weniger hohe Temperaturen aufheizen kann,

wodurch der zweite Emissionspuls einen zunehmend geringeren Spitzenstrom erreicht, bis der Spitzenwert dem des ersten Pulses entspricht. Dann haben die Pulse keinen Einfluss mehr aufeinander. In den Messkurven entspricht dies dem konstanten Stromlevel ab einem Versatz von über 300 fs. In der Simulation liegt dieser Schwellenwert für den zeitlichen Versatz bei etwa 400 fs, weil die Phononen nach dem Zwei-Temperaturen-Modell auf Zeitskalen von etwa 1,5 ps relaxieren (siehe Abb. 16). Zudem liefert dieses, dass unabhängig vom zeitlichen Versatz der Pulse und unter Vernachlässigung von Sättigung der leistungsabhängige Emissionsstrom mit einer konstanten Nichtlinearität von etwa 2,1 skalieren würde. Aus den Messkurven in Abb. 15 erhält man die in Tab. 1 aufgelisteten Leistungsabhängigkeiten.

Weil diese Nichtlinearitäten nicht mit zunehmendem Zeitversatz der Pulse ansteigen, sondern sogar abfallen, und zudem trotzdem im Bereich von drei notwendigen Photonen liegen, scheint Möglichkeit 1 fast gänzlich auszuschließen zu sein. Im Gegensatz zur Simulation liefern die Messergebnisse jedoch auch keine konstante Nichtlinearität. Es wird daher vermutet, dass zwar auch beim zweiten Puls die thermionische Emission dominiert, jedoch auch die Emission durch Multiphotonenabsorption eine Rolle spielt.

Betrachtet man die Flanken etwas genauer, fällt auf, dass man diese durch eine e-Funktion der Form

$$J(\Delta t) = a \cdot e^{b\Delta t}$$

annähern kann. a steigt mit zunehmender Leistung. Plottet man a allerdings in Abhängigkeit der Leistung P , sieht man deren nichtlinearen Zusammenhang $a \propto P^{3,2}$. Unabhängig von der Leistung erhält man dann für $b \approx \pm 0,005 \text{ fs}^{-1}$ als Zerfallskonstante und damit $b^{-1} = 200 \text{ fs}$ als Zeitkonstante. Wird der Parameter $\beta = 5 \frac{eV^2 \text{ cm}^2}{\text{s}}$ (siehe Abschnitt 2.2.4) für

das Zwei-Temperaturen-Modell verwendet, erhält man für die Elektronen eine charakteristische Abkühlzeit von 10 bis 20 fs und für die Phononen eine von 1,5 ps. Die durchgeführte Messung deutet mit der abgeleiteten Zeitkonstante von 200 fs jedoch stark darauf hin, dass entweder die Elektronen langsamer oder die Phononen schneller abkühlen. Weitere Messungen und Simulationen sind daher notwendig, um die gemessene Zeitkonstante einer dieser beiden Möglichkeiten zuzuordnen. Eine plausible Erklärung wäre, dass das Substrat an der Abkühlung der Phononen beteiligt ist, da SiC ein guter Wärmeleiter ist.

3.4.3 Zeitlicher Versatz unter 100 fs

Unabhängig von der Leistung der Pulse, oszilliert der Emissionsstrom im Bereich unter einem zeitlichen Versatz von 100 fs. Da die verwendeten Laserpulse des Ti:Sa-Oszillators nur 6 fs lang sind, ist trotz möglicher Hinterläufe auszuschließen, dass diese bei einem Versatz von über 50 fs noch miteinander interferieren und somit die Oszillationen im gemessenen Strom hervorrufen. Dies lässt sich mit einer Messung der Autokorrelation des Pulses in einem BBO-Kristall bestätigen (siehe Abb. 15e). Deshalb ist der Bereich der Messkurven, in denen Oszillationen auftreten, nochmals zu unterteilen.

Bereich I in Abb. 15: Sobald die Pulse

Tab. 1: Nichtlinearitäten der Leistungsabhängigkeit aus den Messdaten je nach zeitlichem Versatz

Zeitlicher Versatz in fs	n_P
100	3,3
200	3,4
300	2,6

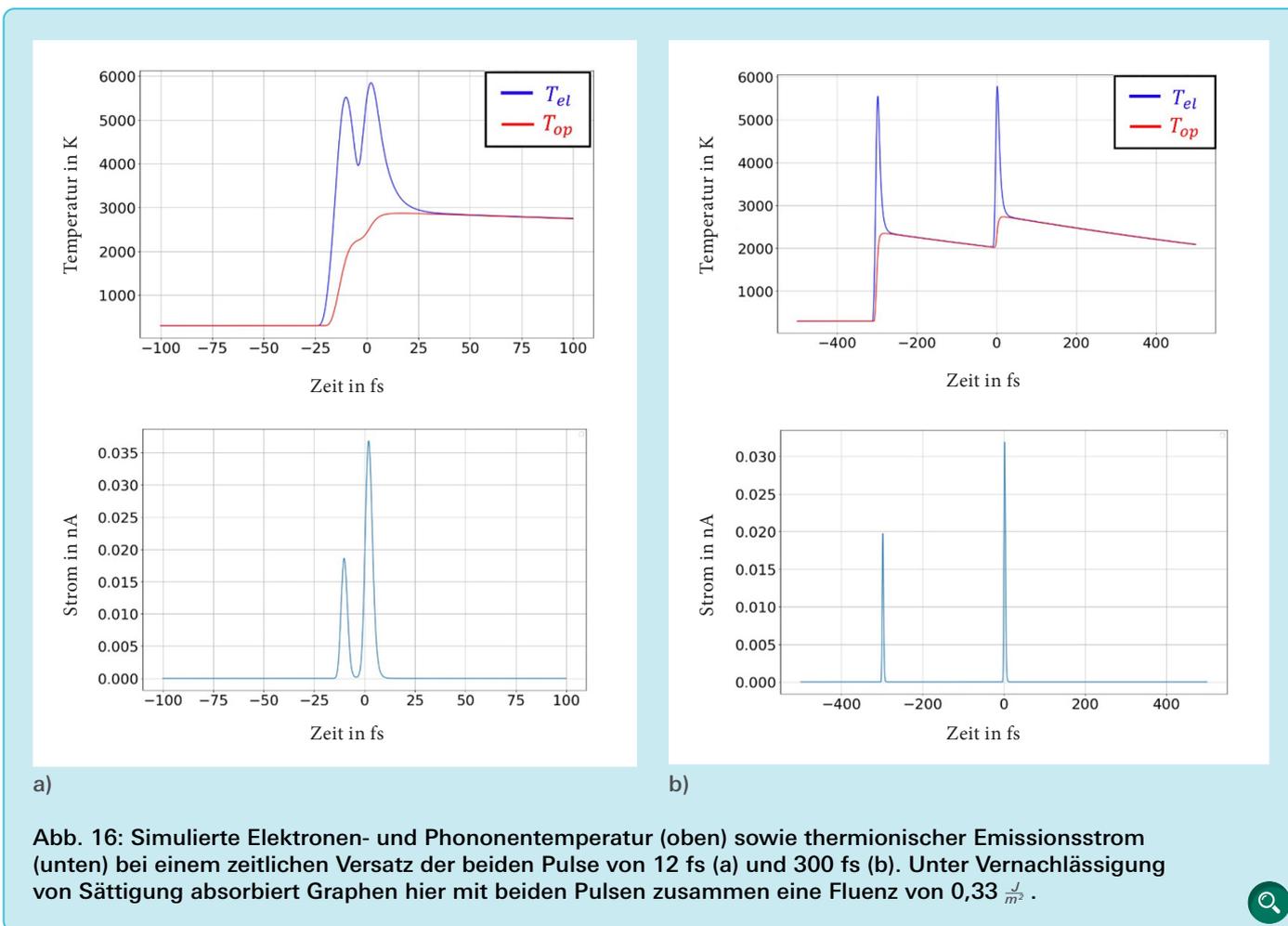


Abb. 16: Simulierte Elektronen- und Phonontemperatur (oben) sowie thermionischer Emissionsstrom (unten) bei einem zeitlichen Versatz der beiden Pulse von 12 fs (a) und 300 fs (b). Unter Vernachlässigung von Sättigung absorbiert Graphen hier mit beiden Pulsen zusammen eine Fluenz von $0,33 \frac{J}{m^2}$.

einen zeitlichen Versatz von weniger als 50 fs haben, können sie miteinander interferieren. Überlagern sich die Pulse komplett, bei einem Versatz von 0 fs, interferieren sie maximal konstruktiv, es wird also kurzzeitig die doppelte Leistung auf die Probe geschickt, wodurch der Strom stark nichtlinear ansteigt. Bei einem zeitlichen Versatz, der einer Verschiebung um eine halbe Wellenlänge entspricht, interferieren die Pulse perfekt destruktiv, weshalb für einen kurzen Moment kein Licht an der Probe ankommt und der Emissionsstrom auf null abfällt. Nochmals um eine halbe Wellenlänge verschoben, interferieren die Pulse nicht mehr ideal konstruktiv, deshalb ist der Emissionsstrom auch niedriger als bei einer perfekten Überlagerung beider Pulse. Im Gegensatz zu den Flanken spielen bei den Oszillationen in diesem Bereich sowohl der thermionische als auch der photoelektrische Effekt eine Rolle. Besonders, wenn durch die Interferenz sehr hohe Leis-

tungen erreicht werden, spielt auch die Sättigung eine dominante Rolle.

Bereich II in [Abb. 15](#): Sobald die beiden Pulse über 50 fs auseinander liegen, ist eine optische Interferenz ausgeschlossen. Dennoch sind in den Messkurven bis hin zu einem zeitlichen Versatz von 100 fs Oszillationen im emittierten Strom zu vernehmen. Dies deutet darauf hin, dass der zweite Puls mit den vom ersten Puls angeregten Elektronen interferieren kann.

Auch einige Interferenzexperimente anderer Forschungsgruppen [\[20\]](#) deuten darauf hin, dass die Anregung durch einen Laser im Elektronensystem Kohärenz erzeugen kann, indem die Elektronen eine dynamische Phase erhalten. Mit diesen angeregten, kohärenten Elektronen kann der zweite Puls schließlich interferieren und so einen höheren Emissionsstrom erzeugen. Durch die Elektron-Elektron-

Streuung geht die dynamische Phase auf Zeitskalen von 10 fs bis 50 fs jedoch wieder verloren, sodass eine Interferenz dann nicht mehr möglich ist [\[20\]](#). Dies stimmt hervorragend mit den aufgenommenen Messungen überein, da eine Interferenz bis zu einem zeitlichen Versatz von 100 fs zu beobachten ist. Messungen, welche die Kohärenz der Elektronen und deren Zeitskalen beschreiben, sind ein Bestandteil aktueller Forschungen. Die hier durchgeführte Messung bestätigt und stützt damit die bisher zu diesem Thema entwickelten Theorien [\[20\]](#).

4. Zusammenfassung und Ausblick

Bei der Bestrahlung von Graphen mit Laserpulsen können Elektronen sowohl thermionisch als auch photoelektrisch emittiert werden, wobei grundsätzlich die thermionische Emission zu dominieren scheint. Besonders bei der Au-

tokorrelationsmessung wird deutlich, dass beide Effekte stark miteinander gekoppelt und daher schwierig zu trennen sind, vor allem dann, wenn zusätzlich noch Sättigungseffekte eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen. Mit Hilfe dieser Messung konnte jedoch die Dynamik dieser Emissionsprozesse in Graphen genauer untersucht und eine Zeitkonstante hierfür gefunden werden.

Weiterführend wäre es nötig, auch den Prozess der Emission durch Multiphotonenabsorption zu simulieren und mit der thermionischen Emission zu koppeln. Dadurch könnte man bessere Vorhersagen für Messungen erhalten und so einen tieferen Einblick in die Emissionsprozesse von Graphen gewinnen.

Zudem wäre es zur Bestätigung der aufgestellten Vermutung bezüglich GDD-abhängiger Streuwahrscheinlichkeiten (siehe Abschnitt 3.3) sinnvoll, diese mit weiteren Experimenten zu untermauern oder zu widerlegen. Die Autokorrelationsmessungen könnten noch mit weiteren Leistungen durchgeführt werden, um die angegebenen Nichtlinearitäten (siehe Abschnitt 3.4) auf mehr Da-

tenpunkte zu stützen. Außerdem sollte auch hier genauer untersucht werden, welche Bedeutung die Zeitkonstante für die Prozesse in Graphen während der Emission spielt. Zur genaueren Untersuchung der gemessenen Flanken kann mit zwei senkrecht zueinander polarisierten Pulsen die Interferenz unterdrückt werden. Jedoch standen bei dem Versuch die Polarisierungen nicht perfekt senkrecht aufeinander, wodurch dennoch Oszillationen zu beobachten waren. Aus diesem Grund wären eine Verbesserung und Wiederholung dieser Messung sehr interessant.

Weil Emissionsprozesse in allen Materialien auftreten, bietet es sich auch an, die Messungen mit Graphen auf anderen Substraten durchzuführen, um so mögliche Einflüsse von SiC auf die Emission zu entkoppeln. Auch bei anderen Materialien, insbesondere bei anderen 2D-Materialien wäre eine genauere Untersuchung sehr aufschlussreich, um zu verstehen, welche Elektronenprozesse sich auf fundamentalen Zeitkonstanten während und kurz nach der Photonenabsorption abspielen.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen, die mich bei der Anfertigung meiner Seminararbeit unterstützt haben, meinen Dank aussprechen.

Mein besonderer Dank gilt zunächst Prof. Dr. Peter Hommelhoff, der mich nicht nur durch seine Experimentalphysik-Vorlesungen, die ich im Rahmen meines Frühstudiums hören durfte, auf das Thema dieser Arbeit gebracht hat. Vielmehr hat er mich seit April 2019 als Schülerin zur Verfolgung dieser Fragestellung an seinem Lehrstuhl für Laserphysik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg forschen lassen und stand mir bei jeglichen Anliegen zur Seite. Dadurch konnte ich erste Eindrücke in die Arbeit an einem physikalischen Lehrstuhl gewinnen, was mich in meinem Berufs- und Studienwunsch sehr bestärkt hat.

Am Lehrstuhl durfte ich viele Menschen kennenlernen, die mich offen aufgenommen haben und mir bei Fragen zur Seite standen. Mein größter Dank gilt meinen beiden Betreuern Dr. Christian Heide sowie Tobias Boolakee, die mich in jedem Stadium meiner Arbeit stets begleitet und unterstützt haben und von denen ich viel lernen konnte.

Weiterhin danke ich meiner Schulleiterin, Anja Hilbert, dass sie mir genehmigt hat, meine Seminararbeit an einem universitären Lehrstuhl zu schreiben. Mein Seminarleiter Peter Wutschka hat mich in vielen Beratungsgesprächen unterstützt.

Außerdem danke ich meinem Freund für seine Unterstützung bei auftretenden Fragen der Programmierung, sowie für die vielen Ermutigungen und die emotionale Unterstützung. Diese habe ich auch durch meine Familie erfahren, insbesondere durch meine Mutter und meine Schwester.

Literaturverzeichnis

- [1] Z. Zhen and H. Zhu, 1 - structure and properties of graphene in Graphene (H. Zhu, Z. Xu, D. Xie, and Y. Fang, eds.), pp. 1–12, Academic Press, 2018.
- [2] D. Noll, Nanokristalline Graphen-Feldeffekttransistoren für Gassensor-Anwendungen. PhD Thesis, Technische Universität, Darmstadt, 2019.
- [3] R. Moessner, U. Bleyer, E. Lilienthal, and T. Lebe, "Nobelpreis für Physik 2018," Welt der Physik, <https://www.weltderphysik.de/thema/nobelpreis/nobelpreis-fuer-physik-2018,2018>
- [4] S.-J. Liang and L. Ang, Electron thermionic emission from graphene and a thermionic energy converter, *Physical Review Applied*, vol. 3, 014002, 2015.
- [5] D. C. Giancoli, Physik Lehr- und Übungsbuch. Pearson Studium, 2010.
- [6] S. Karsch, lecture notes Generation of ultra-intense laser pulses," 2013. LMU München, https://www2.physik.uni-muenchen.de/lehre/vorlesungen/wise_19_20/Generation_of_ultra-intense_laser_pulses/vorlesung/laser-script.pdf
- [7] U. Vetter, Dissertation "Lanthanide doped wide band gap semiconductors: intra-4f luminescence and lattice location studies", Göttingen 2003.
- [8] M. Wiets et al, *Phys. Rev. B*, vol. 68, 125321, 2003, Tabelle 1
- [9] L. Duda, Untersuchungen zur elektronischen und atomaren Struktur von SiC-Oberflächen. PhD Thesis, Universität Dortmund, 2000.
- [10] S. G. Sridhara, R. P. Devaty, and W. J. Choyke, Absorption coefficient of 4h silicon carbide from 3900 to 3250 °A, *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 5, pp. 2963–2964, 1998.
- [11] D. R. Cooper, B. D'Anjou, N. Ghattamaneni, B. Harack, M. Hilke, A. Horth, N. Majlis, M. Massicotte, L. Vandsburger, E. Whiteway, and V. Yu, Experimental review of graphene," vol.12, 501686, 2011.
- [12] M. Sprinkle, D. Siegel, Y. Hu, J. Hicks, A. Tejada, A. Taleb-Ibrahimi, P. Le Fèvre, F. Bertran, S. Vizzini, H. Enriquez, and et al., First direct observation of a nearly ideal graphene band structure, *Physical Review Letters*, vol. 103, no. 22, 226803, 2009.
- [13] G. S. Agarwal, Field-correlation effects in multiphoton absorption processes, *Phys. Rev. A*, vol. 1, pp. 1445–1459, 1970.
- [14] D. L. Nika and A. A. Balandin, Two-dimensional phonon transport in graphene, *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 24, no. 23, p. 233203, 2012.
- [15] C. H. Lui, K. Mak, J. Shan, and T. Heinz, Ultrafast photoluminescence from graphene, *Physical review letters*, vol. 105, 127404, 2010.
- [16] R. I. Woodward and E. J. R. Kelleher, 2d saturable absorbers for fibre lasers, *Applied Sciences*, vol. 5, no. 4, pp. 1440–1456, 2015.
- [17] G. Xing, H. Guo, X. Zhang, T. C. Sum, and C. H. A. Huan, The physics of ultrafast saturable absorption in graphene, *Opt. Express*, vol. 18, no. 5, pp. 4564–4573, 2010.
- [18] J. A. Dillon, R. E. Schlier, and H. E. Farnsworth, Some surface properties of silicon-carbide crystals, *Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 5, pp. 675–679, 1959.
- [19] J. Casady and R. Johnson, Status of silicon carbide (sic) as a wide-bandgap semiconductor for high-temperature applications: A review, *Solid-State Electronics*, vol. 39, no. 10, pp. 1409–1422, 1996.
- [20] H. Petek and S. Ogawa, Femtosecond time-resolved two-photon photoemission studies of electron dynamics in metals, *Progress in Surface Science*, vol. 56, no. 4, pp. 239–310, 1997.

Publiziere auch Du hier!

Forschungsarbeiten von
Schüler/Inne/n und Student/Inn/en

In der Jungen Wissenschaft werden Forschungsarbeiten von SchülerInnen, die selbstständig, z. B. in einer Schule oder einem Schülerforschungszentrum, durchgeführt wurden, veröffentlicht. Die Arbeiten können auf Deutsch oder Englisch geschrieben sein.

Wer kann einreichen?

SchülerInnen, AbiturientInnen und Studierende ohne Abschluss, die nicht älter als 23 Jahre sind.

Was musst Du beim Einreichen beachten?

Lies die [Richtlinien für Beiträge](#). Sie enthalten Hinweise, wie Deine Arbeit aufgebaut sein soll, wie lang sie sein darf, wie die Bilder einzureichen sind und welche weiteren Informationen wir benötigen. Solltest Du Fragen haben, dann wende Dich gern schon vor dem Einreichen an die Chefredakteurin Sabine Walter.

Lade die [Erstveröffentlichungserklärung](#) herunter, drucke und fülle sie aus und unterschreibe sie.

Dann sende Deine Arbeit und die Erstveröffentlichungserklärung per Post an:

Chefredaktion Junge Wissenschaft

Dr.-Ing. Sabine Walter
Paul-Ducros-Straße 7
30952 Ronnenberg
Tel: 05109 / 561508
Mail: sabine.walter@verlag-jungewissenschaft.de

Wie geht es nach dem Einreichen weiter?

Die Chefredakteurin sucht einen geeigneten Fachgutachter, der die inhaltliche Richtigkeit der eingereichten Arbeit überprüft und eine Empfehlung ausspricht, ob sie veröffentlicht werden kann (Peer-Review-Verfahren). Das Gutachten wird den Euch, den AutorInnen zugeschickt und Du erhältst gegebenenfalls die Möglichkeit, Hinweise des Fachgutachters einzuarbeiten.

Die Erfahrung zeigt, dass Arbeiten, die z. B. im Rahmen eines Wettbewerbs wie **Jugend forscht** die Endrunde erreicht haben, die besten Chancen haben, dieses Peer-Review-Verfahren zu bestehen.

Schließlich kommt die Arbeit in die Redaktion, wird für das Layout vorbereitet und als Open-Access-Beitrag veröffentlicht.

Was ist Dein Benefit?

Deine Forschungsarbeit ist nun in einer Gutachterzeitschrift (Peer-Review-Journal) veröffentlicht worden, d. h. Du kannst die Veröffentlichung in Deine wissenschaftliche Literaturliste aufnehmen. Deine Arbeit erhält als Open-Access-Veröffentlichung einen DOI (Data Object Identifier) und kann von entsprechenden Suchmaschinen (z. B. BASE) gefunden werden.

Die Junge Wissenschaft wird zusätzlich in wissenschaftlichen Datenbanken gelistet, d. h. Deine Arbeit kann von Experten gefunden und sogar zitiert werden. Die Junge Wissenschaft wird Dich durch den Gesamtprozess des Erstellens einer wissenschaftlichen Arbeit begleiten – als gute Vorbereitung auf das, was Du im Studium benötigst.



Richtlinien für Beiträge

Für die meisten Autor/Inn/en ist dies die erste wissenschaftliche Veröffentlichung. Die Einhaltung der folgenden Richtlinien hilft allen – den Autor/innen/en und dem Redaktionsteam

Die Junge Wissenschaft veröffentlicht Originalbeiträge junger AutorInnen bis zum Alter von 23 Jahren.

- Die Beiträge können auf Deutsch oder Englisch verfasst sein und sollten nicht länger als 15 Seiten mit je 35 Zeilen sein. Hierbei sind Bilder, Grafiken und Tabellen mitgezählt. Anhänge werden nicht veröffentlicht. Deckblatt und Inhaltsverzeichnis zählen nicht mit.
- Formulieren Sie eine eingängige Überschrift, um bei der Leserschaft Interesse für Ihre Arbeit zu wecken, sowie eine wissenschaftliche Überschrift.
- Formulieren Sie eine kurze, leicht verständliche Zusammenfassung (maximal 400 Zeichen).
- Die Beiträge sollen in der üblichen Form gegliedert sein, d. h. Einleitung, Erläuterungen zur Durchführung der Arbeit sowie evtl. Überwindung von Schwierigkeiten, Ergebnisse, Schlussfolgerungen, Diskussion, Liste der zitierten Literatur. In der Einleitung sollte die Idee zu der Arbeit beschrieben und die Aufgabenstellung definiert werden. Außerdem sollte sie eine kurze Darstellung schon bekannter, ähnlicher Lösungsversuche enthalten (Stand der Literatur). Am Schluss des Beitrages kann ein Dank an Förderer der Arbeit, z. B. Lehrer und Sponsoren, mit vollständigem Namen angefügt werden. Für die Leser kann ein Glossar mit den wichtigsten Fachausdrücken hilfreich sein.
- Bitte reichen Sie alle Bilder, Grafiken und Tabellen nummeriert und zusätzlich als eigene Dateien ein. Bitte geben Sie bei nicht selbst erstellten Bildern, Tabellen, Zeichnungen, Grafiken etc. die genauen und korrekten Quellenangaben an (siehe auch [Erstveröffentlichungserklärung](#)). Senden Sie Ihre Bilder als Originaldateien oder mit einer Auflösung von mindestens 300 dpi bei einer Größe von 10 · 15 cm! Bei Grafiken, die mit Excel erstellt wurden, reichen Sie bitte ebenfalls die Originaldatei mit ein.
- Vermeiden Sie aufwendige und lange Zahlentabellen.
- Formelzeichen nach DIN, ggf. IUPAC oder IUPAP verwenden. Gleichungen sind stets als Größengleichungen zu schreiben.
- Die Literaturliste steht am Ende der Arbeit. Alle Stellen erhalten eine Nummer und werden in eckigen Klammern zitiert (Beispiel: Wie in [12] dargestellt ...). Fußnoten sieht das Layout nicht vor.
- Reichen Sie Ihren Beitrag sowohl in ausgedruckter Form als auch als PDF

ein. Für die weitere Bearbeitung und die Umsetzung in das Layout der Jungen Wissenschaft ist ein Word-Dokument mit möglichst wenig Formatierung erforderlich. (Sollte dies Schwierigkeiten bereiten, setzen Sie sich bitte mit uns in Verbindung, damit wir gemeinsam eine Lösung finden können.)

- Senden Sie mit dem Beitrag die [Erstveröffentlichungserklärung](#) ein. Diese beinhaltet im Wesentlichen, dass der Beitrag von dem/der angegebenen AutorIn stammt, keine Rechte Dritter verletzt werden und noch nicht an anderer Stelle veröffentlicht wurde (außer im Zusammenhang mit **Jugend forscht** oder einem vergleichbaren Wettbewerb). Ebenfalls ist zu versichern, dass alle von Ihnen verwendeten Bilder, Tabellen, Zeichnungen, Grafiken etc. von Ihnen veröffentlicht werden dürfen, also keine Rechte Dritter durch die Verwendung und Veröffentlichung verletzt werden. Entsprechendes [Formular](#) ist von der Homepage www.junge-wissenschaft.ptb.de herunterzuladen, auszudrucken, auszufüllen und dem gedruckten Beitrag unterschrieben beizulegen.
- Schließlich sind die genauen Anschriften der AutorInnen mit Telefonnummer und E-Mail-Adresse sowie Geburtsdaten und Fotografien (Auflösung 300 dpi bei einer Bildgröße von mindestens 10 · 15 cm) erforderlich.
- Neulingen im Publizieren werden als Vorbilder andere Publikationen, z. B. hier in der Jungen Wissenschaft, empfohlen.



Impressum

[JUNGE]
wissenschaft



Junge Wissenschaft

c/o Physikalisch-Technische
Bundesanstalt (PTB)
www.junge-wissenschaft.ptb.de

Redaktion

Dr. Sabine Walter, Chefredaktion
Junge Wissenschaft
Paul-Ducros-Str. 7
30952 Ronnenberg
E-Mail: sabine.walter@verlag-jungewissenschaft.de
Tel.: 05109 / 561 508

Verlag

Dr. Dr. Jens Simon,
Pressesprecher der PTB
Bundesallee 100
38116 Braunschweig
E-Mail: jens.simon@ptb.de
Tel.: 0531 / 592 3006
(Sekretariat der PTB-Pressestelle)

Design & Satz

Sebastian Baumeister
STILSICHER - Grafik & Werbung
E-Mail: baumeister@stilsicher.design
Tel.: 05142 / 98 77 89

