

Versuchsprotokoll:

Si-Solarzelle

Christian Buntin, Jingfan Ye

Gruppe 221

Karlsruhe, 20. Dezember 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Das Bändermodell	2
1.2	Der pn-Übergang	2
1.3	Der beleuchtete p-n-Übergang / Die Solarzelle	3
1.4	Kennlinie des beleuchteten p-n-Übergangs	4
2	Versuche	4
2.1	Kennlinien	4
2.2	Intensitätsabhängige Kennlinien	7
2.2.1	Intensität	7
2.2.2	Kurzschlussstrom	8
2.2.3	Leerlaufspannung	8
2.2.4	Wirkungsgrad	9
2.2.5	Idealitätsfaktor	11
2.2.6	Füllfaktor	11
2.3	Kurzschlussstrom spektral aufgelöst	12
2.4	Temperaturabhängige Kennlinien	12
2.4.1	Kurzschlussstrom	14
2.4.2	Sperrstrom	14
2.4.3	Leerlaufspannung	15
2.5	Vergleich Solarzelle und Kernenergie	16

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Das Bändermodell

Ein Festkörper besteht aus sehr vielen Atomen, die untereinander wechselwirken. Aufgrund der Symmetrie des Festkörpers lässt sich durch einige Überlegungen ein Festkörper ganz gut beschreiben. So kann man zum Beispiel aus dieser Symmetrie schließen, dass das energetische Potential eines Festkörpers ebenfalls symmetrisch sein muss. Zur Beschreibung der folgenden Phänomene und Herleitung der Modelle wird die Eielektron-Näherung verwendet, nach der nur das Verhalten eines Elektrons im Festkörper beobachtet wird und alle restlichen lediglich zum Potential beitragen.

In dieser einfachen „Herleitung“ des Bändermodells beschreibt man das Elektron im Festkörper als nahezu freies Elektron, es hat also eine Dispersionsrelation von:

$$E = \frac{\hbar k^2}{2m} \quad (1.1)$$

Die Dispersionskurven im reziproken Raum sind also Parabeln. Beachtet man jedoch die Gitterpunkte, so können Reflexionen nach den Bragg-Bedingungen auftreten. Diese führen dazu, dass für $k = \frac{\pi}{a}n$ (Gitterkonstante a ; $n \in \mathbb{N}$) stehende Wellen entstehen, da Wellen dieser Wellenlänge die Bragg-Bedingung erfüllen und zwischen Gitterpunkten immer hin- und her reflektiert werden. Für stehende Wellen ist die Gruppengeschwindigkeit $v_g = 0$. Da v_g aber aus der Ableitung der Frequenz und auch damit aus der Energie nach dem Wellenvektor k gebildet wird, muss die Energiedispersionen für $k = \frac{\pi}{a}n$, an den Rändern der Brillouin-Zonen flach werden. Die Dispersionskurven spalten, um diese Bedingung zu erfüllen, an diesen Orten auf und zwischen den Kurven entsteht eine Lücke.

Jedes dieser aufgespaltenen Kurven beschreibt ein *Energieband*, in welchen Elektronen Zustände annehmen können. Zwischen den *Bändern* sind sogenannte *Bandlücken*, deren Energie Elektronen nicht annehmen können.

1.2 Der pn-Übergang

In einen 4-wertigen Halbleiter können bewusst Fremdatome integriert werden, die entweder aus Elementen der 3. (p-Dotierung) oder der 5. Hauptgruppe (n-Dotierung) bestehen. Im n-dotierten Fall wird im Halbleiter die Konzentration der negativen Ladungsträger (Elektronen) stark erhöht, im p-dotierten Fall die der positiven Ladungsträger (Löcher). Bei der Dotierung verschiebt sich das Fermi-niveau zu den Niveaus der Fremdatome hin. Bei n-dotierten Halbleitern steigt das Fermi-niveau Richtung Donatorniveau, bei p-dotierten sinkt es in Richtung Akzeptorniveau.

Bringt man eine n-dotierte und eine p-dotierte Halbleiter zusammen, so müssen sich im thermischen Gleichgewicht die chemischen Potentiale (bei $T = 0$ das Fermi-niveau) beider Halbleiter angleichen. Dies führt zu einer Verbiegung des Leitungs- und Valenzbandes beider Halbleiter. Dies kann auch dadurch erklärt werden, dass aufgrund des Konzentrationsgefälles der Ladungsträger Elektronen in den p-dotierten Halbleiter und Löcher in den n-dotierten Halbleiter diffundieren und dort jeweils rekombinieren. Da die festen Donatoren bzw. Akzeptoren zurückbleiben, bildet sich eine Diffusionsspannung V_D , welche die Verschiebung der Bänder quantitativ beschreibt. Diese Diffusionsspannung, die mit der Anzahl der diffundierten Ladungsträger immer größer wird, stellt sich als Gegenspannung zur Diffusion dar und verhindert eine weitere Diffusion. Diese Zone, wo die Minoritätsladungsträger die Diffusionsspannung erzeugen, wird auch als Raumladungszone bezeichnet.

An den beiden Halbleitern kann man aber jeweils noch eine Vorspannung anlegen. Diese Vorspannung verschiebt, je nach Polung, die Bandstruktur nochmals entlang der Energieachse, sodass die

Sperrspannung (bzw. Diffusionsspannung) entweder verstärkt oder abgeschwächt wird. Legt man an den n-dotierten Halbleiter eine negative und an den p-dotierten eine positive Spannung an, so ist der p-n-Übergang in Sperrrichtung geschaltet. Auf diese Weise verstärkt man die Sperrspannung, denn man erhöht nochmals die Bandverschiebung, sodass die Gegenspannung für die Ladungsträger zum diffundieren noch größer wird. Wechselt man die Polung, so hat man den p-n-Übergang in Durchlassrichtung geschaltet. Man verringert die Gegenspannung für die Ladungsträger und erleichtert die Diffusion. Sobald die Vorspannung die Diffusionsspannung ausgleicht, erhöht sich der Stromfluss sehr stark, denn jetzt müssen die Ladungsträger keine Potentialbarrieren mehr überwinden.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie lautet wie folgt:

$$I = I_S \left(\exp \left(\frac{eU}{k_B T} \right) - 1 \right) \quad \text{mit } I_S = \text{Sättigungssperrstrom} \quad (1.2)$$

Für hohe Durchlassspannungen wird der Widerstand dieser Raumladungszone so klein, dass diese exponentielle Kennlinie durch den ohmschen Widerstand des p-n-Übergangs bestimmt wird.

Wenn man eine Spannung an den p-n-Übergang anlegt, befindet sich dieser nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht. Folglich lässt sich das System nicht mehr mit einem einzigen Fermienergielevel beschreiben. Für Elektronen und Löcher werden Quasiferminiveaus eingeführt. Ist der p-n-Übergang in Durchlassrichtung geschaltet, so liegen die Quasiferminiveaus in der Verarmungszone näher an den jeweiligen Bändern als im thermodynamischen Gleichgewicht. Bei Schaltung in Sperrrichtung sind sie weiter entfernt.

1.3 Der beleuchtete p-n-Übergang / Die Solarzelle

Wird ein p-n-Übergang mit Licht bestrahlt, so können drei Effekte auftreten:

- Ist die Photonenenergie $\hbar\omega$ gleich der Bandlücke E_g , also $\hbar\omega = E_g$, so wird ein Elektron am oberen Rand des Valenzbandes angeregt. Es nimmt die Energie des Photons auf und nimmt einen Zustand am unteren Rand im Leitungsband an.
- Im Falle von $\hbar\omega > E_g$ nimmt ein Elektron im Valenzband die Energie auf und nimmt einen Zustand im Leitungsband an. Es kann dabei vorkommen, dass das Photon so viel Energie mitnimmt, dass das angeregte Elektron einen Zustand mitten im Leitungsband annimmt. Durch Thermalisierung bei der Bewegung (Stöße mit anderen Teilchen, bei denen Phononen erzeugt werden), verliert es aber diese Energie sehr schnell wieder und begibt sich auf einen Zustand am unteren Rand des Leitungsbandes. Ebenso gibt es Thermalisierungsverluste beim zurückgelassenen Loch. An den Rändern der Bänder ist es aber unwahrscheinlich, dass es weiter Energie verliert und auf das Leitungsband zurückfällt, da keine Zwischenzustände existieren und Phononen für gewöhnlich nicht sehr energiereich sind.
- Ist $\hbar\omega < E_g$, so wechselwirkt das Photon nicht mit dem Halbleiter und tritt hindurch. Bei der Absorption des Photons kann nur seine gesamte Energie aufgenommen werden und ein Elektron in einen angeregten Zustand überführt werden. Wenn aber aufgrund der Bandlücke der Zustand nicht erlaubt ist, in den das Elektron überführt werden müsste, kann es auch nicht angeregt werden und somit kann in diesem Fall auch keine Interaktion mit dem Photon stattfinden.

In den ersten beiden Fällen entsteht ein angeregtes Elektron im Leitungsband und ein Loch im Valenzband, es wird durch das Photon also ein Exiton erzeugt. Durch den p-n-Übergang im Halbleiter und der Potenzialdifferenz, welche sich entlang der Raumladungszone ergibt, wandern die erzeugten Ladungsträger ab, die Elektronen in Richtung der niedrigeren und die Löcher in Richtung der höheren Energiestufen. Ein kleiner Sperrstrom entsteht.

Aufgrund der Thermalisierungsverluste bei Photonen, die höhere Energien als die Bandlückenenergie besitzen, haben alle erzeugten Exzitonen netto dieselbe Energie. Alle Photonen ab der Bandlückenenergie tragen also gleichermaßen zum Strom bei, sodass der Wirkungsgrad am größten ist, wenn die Solarzelle nur mit Photonen dieser Energie bestrahlt werden würde.

Zwar ist es sehr unwahrscheinlich, dass durch Phononen eine Rekombination von Elektron und Loch ermöglichen, doch können durch spontane Emission optische Übergänge stattfinden, sodass nicht alle Exzitonen zum Ladungstransport beitragen.

1.4 Kennlinie des beleuchteten p-n-Übergangs

Für die Kennlinie der Solarzelle muss man den Sperrstrom beachten, der zusätzlich durch die Beleuchtung fließt. Diesen Kurzschlussstrom (Kurzschlussstrom, weil an die Solarzelle erst mal keine Last angeschlossen wird) bezeichnen wir mir mit I_K . Er muss lediglich an die Formel für die Kennlinie eines normalen p-n-Übergangs addiert werden, da es sich um einen Sperrstrom handelt, mit negativem Vorzeichen:

$$I = I_S \left(\exp \frac{eU}{\beta k_B T} - 1 \right) - I_K \quad (1.3)$$

Der Faktor β ist der sogenannte Idealitätsfaktor und gibt an, ob die Absorption der Photonen lediglich aus Band-Band-Übergängen besteht ($\beta \rightarrow 1$) oder auch viele Übergänge mit Störstellen vorhanden sind ($\beta \rightarrow 2$).

Eine Skizze der Kennlinie ist in Abbildung 1 auf der nächsten Seite angegeben. Zusätzlich zum Strom und der äußeren Spannung wurde noch die entnehmbare Leistung $P = U \cdot I$ eingezeichnet. Wie man in diesem Graphen schön sehen kann, liegt der einzige Bereich, wo man Leistung aus der Solarzelle entnehmen kann, im 4. Quadranten, denn nur dort ist die Leistung als Produkt aus Strom und Spannung negativ. Hier gibt es auch eine Spannung, bei der die entnommene Leistung am größten ist. Der *Füllfaktor* (FF) ist folgendermaßen definiert:

$$FF = \frac{U_{\max} \cdot I_{\max}}{I_K U_K} < 1 \quad (1.4)$$

Er gibt also an, welcher Anteil der Leistung aus der theoretisch höchstmöglichen Leistung erzielt wird. Der FF wird umso größer, je rechteckiger die Kennlinie im 4. Quadranten wird.

2 Versuche

2.1 Kennlinien

Wir haben zunächst die Dunkelkennlinien der drei Solarzellen A, B und C aufgenommen (Abbildung 2 auf der nächsten Seite, Abbildung 3 auf Seite 6 und Abbildung 4 auf Seite 6¹).

Bei Solarzelle A ist für negative Spannungen ein Stromfluss zu erkennen, ebenfalls bei Solarzelle B. Da dies allerdings gerade die Sperrrichtung des pn-Übergangs ist, sollte dies eigentlich nicht der Fall sein. Bei Solarzelle B ist in Sperrrichtung sogar deutlich ein linearer Verlauf zu erkennen. Ein Fit mit der theoretischen Solarzellen-Kennlinie mit parallelem Ohmschem Widerstand

$$I_S \left(e^{\frac{eU}{\beta k_B T}} - 1 \right) - I_k + \frac{U}{R}$$

¹Bei den Plots ist immer die unterschiedliche Skalierung für Spannungen größer und kleiner Null zu beachten.

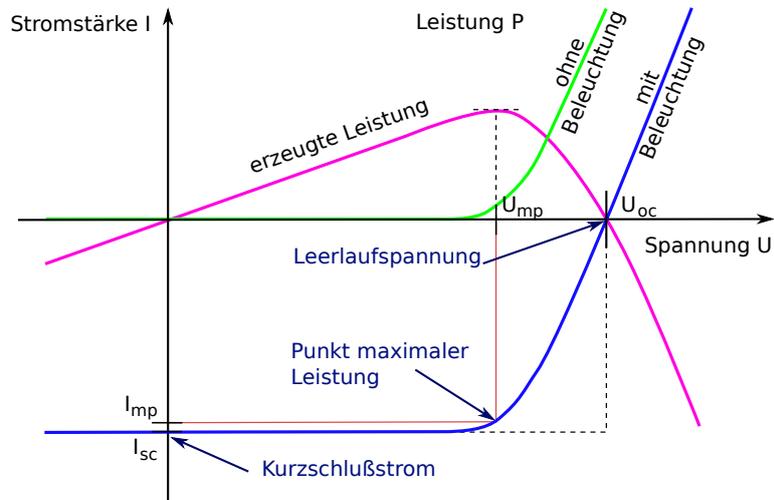


Abbildung 1: Theoretischer Verlauf des beleuchteten p-n-Übergangs
 Quelle: http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_iv_de.svg

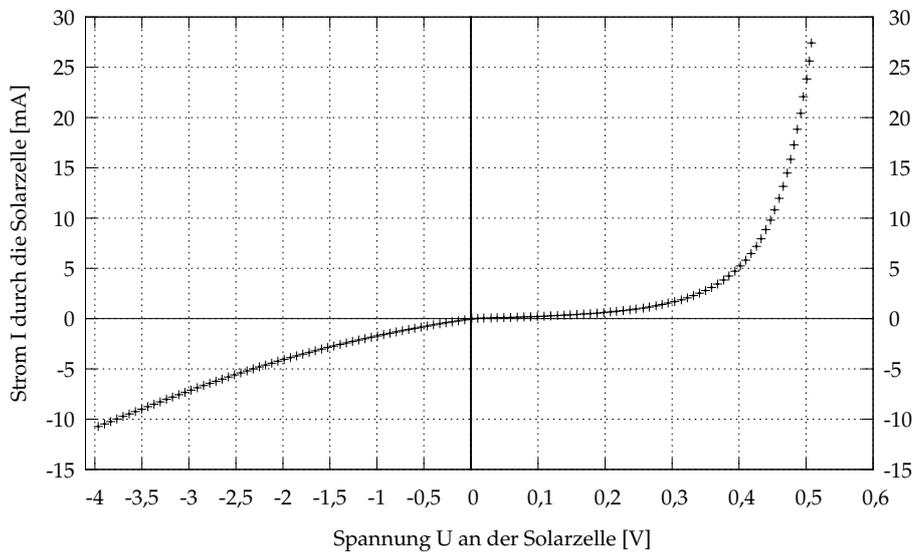


Abbildung 2: Dunkelkennlinie der Solarzelle A

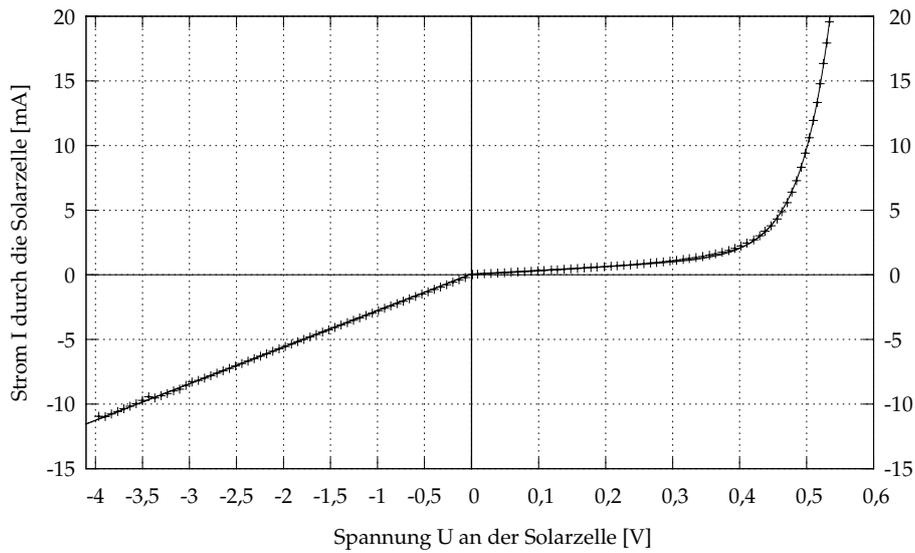


Abbildung 3: Dunkelkennlinie der Solarzelle B

Fit mit $I_s (e^{mU} - 1) - I_k + \frac{U}{R}$:

$$I_s = 9,84754 \cdot 10^{-05} \pm 5,316 \cdot 10^{-06} \text{ mA}; I_k = -0,0617696 \pm 0,009212 \text{ mA};$$

$$m = 22,6882 \pm 0,1028 \text{ V}^{-1}; R = 0,353414 \pm 0,0006366 \text{ } \Omega$$

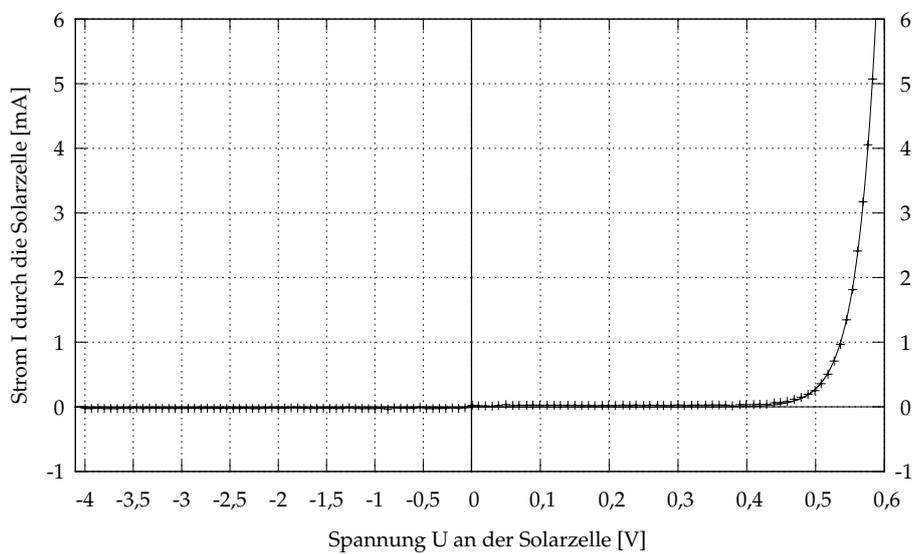


Abbildung 4: Dunkelkennlinie der Solarzelle C

Fit mit $I_s (e^{mU} - 1) - I_k$:

$$I_s = 7,41966 \cdot 10^{-09} \pm 9,708 \cdot 10^{-10} \text{ mA}; I_k = 0,00316725 \pm 0,002293 \text{ mA}; m = 34,9102 \pm 0,2258 \text{ V}^{-1}$$

stimmt mit den Messdaten sehr gut überein. Dieser ist in das Schaubild eingezeichnet. Daher vermuten wir, dass in der Solarzelle B ein Kurzschluss mit einem ohmschen Widerstand von $0,3534 \pm 0,0007 \Omega$ vorhanden ist. Ähnliches ist auch in Solarzelle A möglich, allerdings ist die Kurve in Sperrrichtung nicht linear.

Daher haben wir für die intensitätsabhängige Messung der Kennlinien nur Solarzelle C herangezogen, da deren Dunkelkennlinie unseren Erwartungen entsprach, was sich in der Übereinstimmung mit dem Fit an den theoretischen Verlauf bestätigte.

2.2 Intensitätsabhängige Kennlinien

Wir haben bei verschiedenen Abständen Lampe – Solarzelle, damit also bei verschiedenen Intensitäten, die Kennlinie der Solarzelle C aufgenommen (Abbildung 5) und die Regressionskurven bestimmt. Für diese haben wir die Messdaten an

$$I_s \left(e^{mU} - 1 \right) - I_k$$

gefittet (Tabelle 1 auf der nächsten Seite).

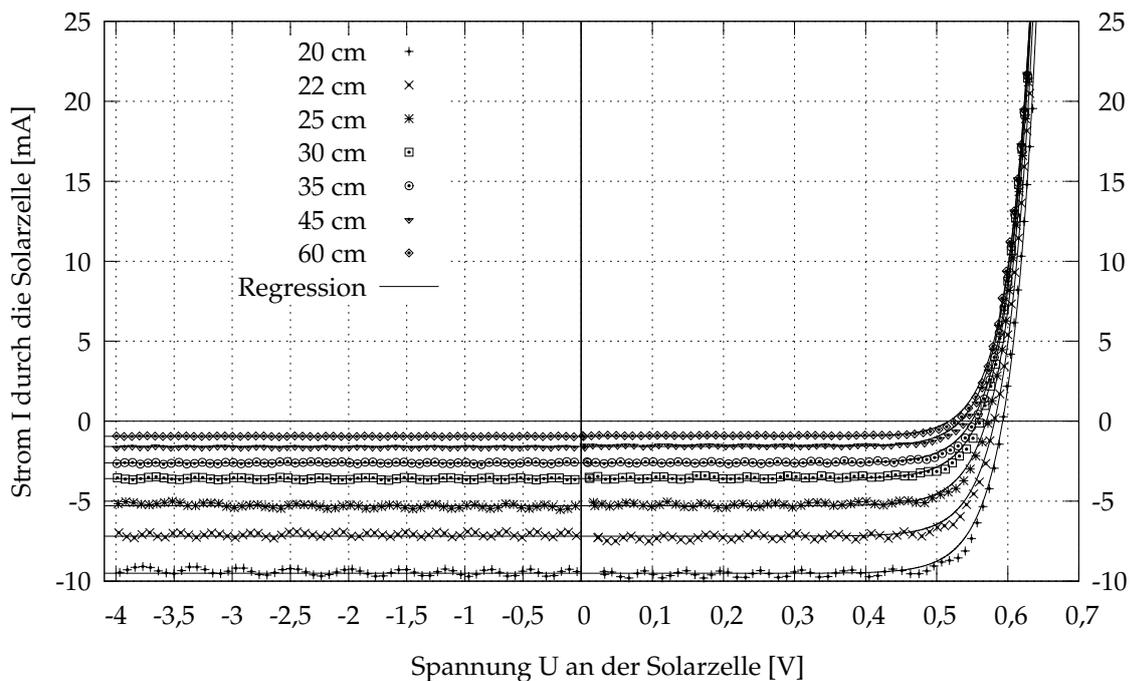


Abbildung 5: Kennlinien der Solarzelle C für verschiedene Entfernungen bzw. Intensitäten

2.2.1 Intensität

Wir nehmen an, dass die Halogenlampe in alle Raumrichtungen gleichmäßig leuchtet. Damit kommt auf der Solarzelle mit der Fläche A in der Entfernung r nur der $\frac{A}{4\pi r^2}$ -te Teil der Intensität an. Somit ist die Intensität I antiproportional zum Entfernungsquadrat: $I \propto r^{-2}$.

Tabelle 1: Regressionsdaten der Kennlinien

Entfernung [cm]	I_s [mA]	I_k [mA]	m [V^{-1}]
20	$8,95652 \cdot 10^{-07} \pm 1,672 \cdot 10^{-07}$	$9,51062 \pm 0,02868$	$27,2919 \pm 0,2972$
22	$6,52159 \cdot 10^{-07} \pm 1,102 \cdot 10^{-07}$	$7,18899 \pm 0,02393$	$27,8877 \pm 0,2705$
25	$6,92442 \cdot 10^{-07} \pm 1,085 \cdot 10^{-07}$	$5,29053 \pm 0,02119$	$27,809 \pm 0,2517$
30	$6,23053 \cdot 10^{-07} \pm 8,537 \cdot 10^{-08}$	$3,58959 \pm 0,0172$	$27,9255 \pm 0,2204$
35	$3,7284 \cdot 10^{-07} \pm 5,027 \cdot 10^{-08}$	$2,61556 \pm 0,01565$	$28,7061 \pm 0,2169$
45	$3,33025 \cdot 10^{-07} \pm 3,962 \cdot 10^{-08}$	$1,58477 \pm 0,01308$	$28,8469 \pm 0,1915$
60	$2,67721 \cdot 10^{-07} \pm 3,419 \cdot 10^{-08}$	$0,947144 \pm 0,01341$	$29,1461 \pm 0,2054$

2.2.2 Kurzschlussstrom

Der Kurzschlussstrom (Abbildung 6), welcher proportional zur Intensität ist, folgt der erwarteten $\frac{1}{r^2}$ -Proportionalität.

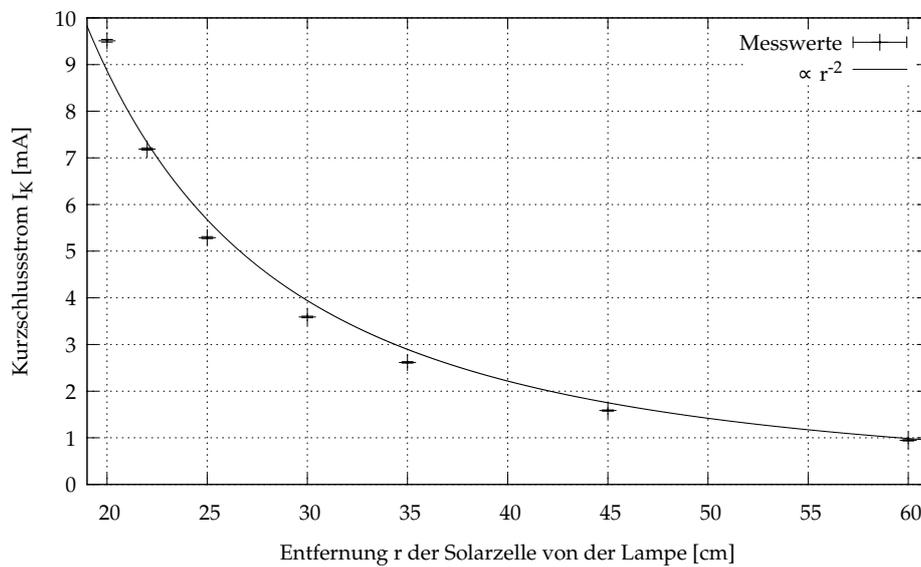


Abbildung 6: Kurzschlussstrom der Solarzelle C

2.2.3 Leerlaufspannung

Die Leerlaufspannung U_{LL} erhält man durch Auflösen von

$$I_s \left(e^{mU} - 1 \right) - I_k = 0.$$

Damit lässt sie sich über

$$U_{LL} = \frac{1}{m} \ln \left(\frac{I_k}{I_s} + 1 \right)$$

berechnen. Damit ist der Fehler durch

$$\delta U_{LL} = \sqrt{\left(\frac{\partial U_{LL}}{\partial m} \delta m \right)^2 + \left(\frac{\partial U_{LL}}{\partial I_k} \delta I_k \right)^2 + \left(\frac{\partial U_{LL}}{\partial I_s} \delta I_s \right)^2} = \sqrt{\frac{\delta I_s^2 I_k^2 + \delta I_k^2 I_s^2}{I_s^2 (I_k + I_s)^2 m^2} + \frac{\delta m^2 \ln \left(\frac{I_k + I_s}{I_s} \right)^2}{m^4}}$$

gegeben.

Die Leerlaufspannung folgt auch der erwarteten Abhängigkeit von $\ln(r^{-2})$ (Abbildung 7).

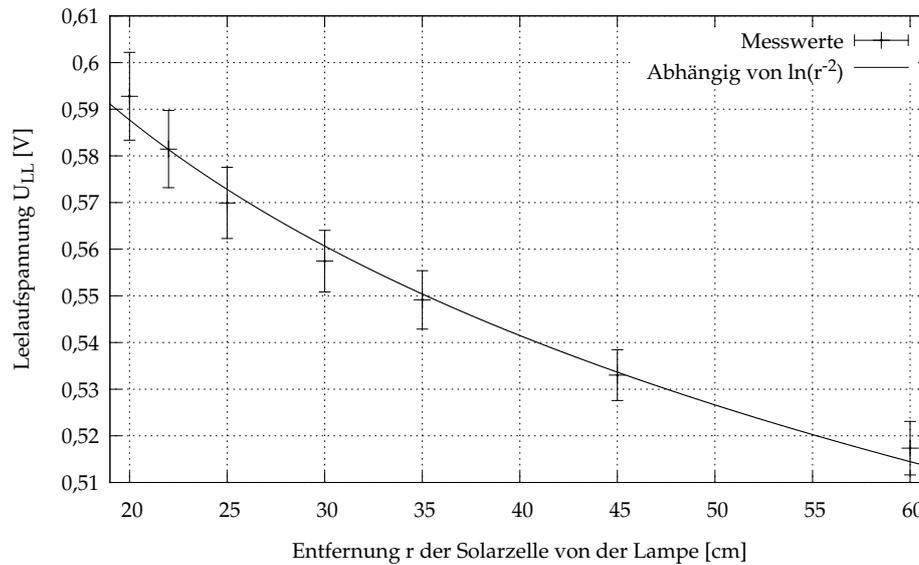


Abbildung 7: Leerlaufspannung der Solarzelle C

2.2.4 Wirkungsgrad

Der Wirkungsgrad η gibt das Verhältnis der elektrischen Leistung zur eingestrahnten Leistung an. Mit der Halogenlampenleistung² $P_0 = 55 \text{ W}$, der Fläche $A = 4 \text{ cm}^2$ der Solarzelle C und dem Abstand r der Halogenlampe folgt:

$$\eta = \frac{P_{\text{el}}}{P_{\text{ein}}} = \frac{P_{\text{max}}}{P_0 \cdot \frac{A}{4\pi r^2}}$$

Allerdings ist P_{max} als Maximum von $U \cdot I$ nur numerisch zu bestimmen (Tabelle 2).

Der damit erhaltene Wirkungsgrad ist in Abbildung 8 auf der nächsten Seite und auch in Tabelle 2 dargestellt.

Tabelle 2: Numerische Ermittlung der Leistung und Wirkungsgrad

Entfernung [cm]	$U_{P_{\text{max}}}$ [V]	P_{max} [mW]	Wirkungsgrad η
20	0,494788	4,381295	0,10010
22	0,485473	3,250005	0,08985
25	0,474523	2,333633	0,08331
30	0,463105	1,543043	0,07932
35	0,456916	1,110430	0,07770
45	0,442132	0,649735	0,07515
60	0,428118	0,375404	0,07719

²Wir nehmen an, dass die Halogenlampe mit einer Lichtleistung von $P_0 = 55 \text{ W}$ isotrop in alle Raumrichtungen abstrahlt.

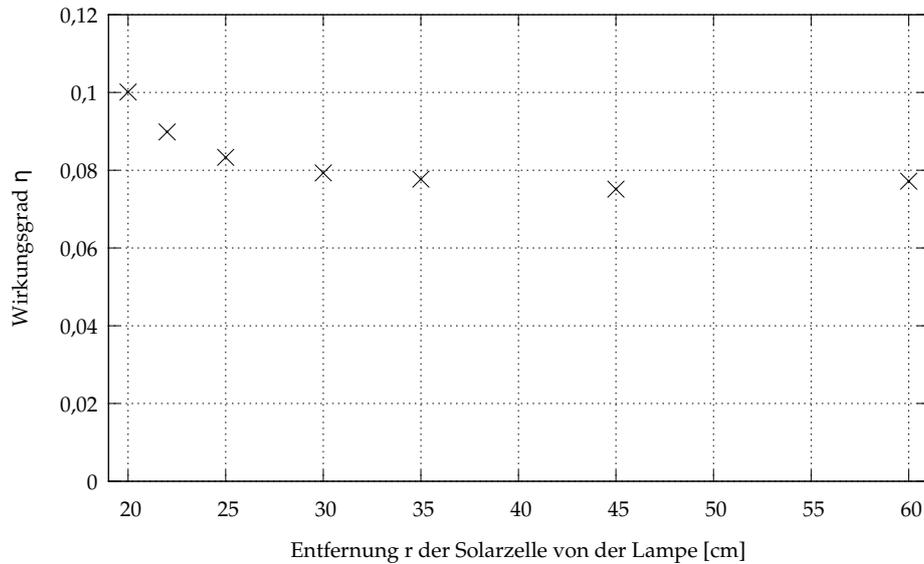


Abbildung 8: Wirkungsgrad der Solarzelle C

Die Solarzelle hat bei 300 K eine Bandlücke von 1,12 eV ³, was einer Photonenwellenlänge von 1,10 μm entspricht. Die Glühwendel einer Solarzelle hat bei Betrieb etwa eine Temperatur von 3000 K ⁴. Die Sonne hat eine Oberflächentemperatur von etwa 5778 K ⁵. Nimmt man an, dass sich beide Körper wie ein schwarzer Strahler verhalten, so ist die abgestrahlte Anzahl der Photonen N in Abhängigkeit von der Frequenz der Photonen ν durch folgende Beziehung gegeben:

$$N \propto \int_0^{\infty} \frac{\nu^2}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} d\nu$$

Da nur Photonen mit der Energie $h\nu \gg E_g$ (Bandlücke) aufgenommen werden können, kann man erst ab der Grenzfrequenz ν_g integrieren, sodass die tatsächlich aufgenommene Anzahl der Photonen \tilde{N} gegeben ist durch:

$$\tilde{N} \propto \int_{\nu_g}^{\infty} \frac{\nu^2}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} d\nu$$

Die meisten Photonen aus der Sonne liegen im grünen Bereich des Farbspektrums, während die etwa halb so heiße Halogenlampe die meisten Photonen im infraroten Bereich abstrahlt, welche in etwa der Bandlückenenergie des Siliziums entspricht. Bei der Halogenlampe gibt es also sehr viele Photonen, die nicht die nötige Energie besitzen, um vom Silizium aufgenommen zu werden, während bei Sonnenstrahlung noch ein großer Bereich nach dem Maximum existiert, welche genug Energie besitzt, sodass im Verhältnis zur Anzahl der abgestrahlten Photonen mehr aufgenommen werden können. Zwar tragen alle aufgenommenen Photonen nur gleichermaßen zum elektrischen Strom bei (aufgrund der Thermalisierungsverluste), doch überwiegt der bei der Sonne der Anteil der Mehraufnahme von Photonen. Aus diesen Gründen hat die Solarzelle bei Sonnenstrahlung einen höheren Wirkungsgrad.

³Quelle: <http://de.wikipedia.org/wiki/Bandl%C3%BCcke>

⁴Quelle: <http://www.soundlight.de/techtips/lampen.htm>

⁵Quelle: <http://de.wikipedia.org/wiki/Sonne>

2.2.5 Idealitätsfaktor

Der Einfachheit halber haben wir die Exponentialfunktion $e^{\frac{eU}{\beta k_B T}}$ immer mit e^{mU} gefittet. Damit lässt sich der Idealitätsfaktor β wie folgt berechnen:

$$\beta = \frac{e}{mk_B T}$$

Da wir in Aufgabe 3 eine Temperatur der unbeheizten Solarzelle von etwa 24 °C gemessen haben, nehmen wir für $T = 297 \pm 2$ K an, um eine mögliche Erwärmung durch die Einstrahlung zu berücksichtigen. Für den systematischen Fehler von β erhalten wir dann:

$$\delta\beta = \sqrt{\left(\frac{\partial\beta}{\partial m}\delta m\right)^2 + \left(\frac{\partial\beta}{\partial T}\delta T\right)^2} = \beta\sqrt{\left(\frac{\delta m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2}$$

Die damit erhaltenen Idealitätsfaktoren sind in Tabelle 3 dargestellt. Mit diesen erhalten wir einen mittleren Idealitätsfaktor (mit statistischem und systematischem Fehler) von

$$\beta = 1,385 \pm 0,033 \pm 0,015.$$

Wir haben einen Faktor zwischen 1 und 2 entwickelt. Mit $\beta \approx 1,385$ sehen wir, dass die Solarzelle zwar einige Störstellen aufweist, die zu anderen Übergängen als Band-Band-Übergängen führen können, doch ist dieser Beitrag doch noch relativ niedrig.

Tabelle 3: Idealitätsfaktoren bei unterschiedlichem Abstand

Entfernung [cm]	Idealitätsfaktor β
20	$1,432 \pm 0,019$
22	$1,401 \pm 0,017$
25	$1,405 \pm 0,016$
30	$1,399 \pm 0,015$
35	$1,361 \pm 0,014$
45	$1,354 \pm 0,013$
60	$1,341 \pm 0,013$

2.2.6 Füllfaktor

Der Füllfaktor berechnet sich durch

$$FF = \frac{P_{\max}}{I_k \cdot U_{LL}}$$

Für den systematischen Fehler von FF erhalten wir dann:

$$\delta FF = \sqrt{\left(\frac{\partial FF}{\partial I_k}\delta I_k\right)^2 + \left(\frac{\partial FF}{\partial U_{LL}}\delta U_{LL}\right)^2} = FF\sqrt{\left(\frac{\delta I_k}{I_k}\right)^2 + \left(\frac{\delta U_{LL}}{U_{LL}}\right)^2}$$

Die so berechneten Füllfaktoren sind in Tabelle 4 auf der nächsten Seite dargestellt. Damit erhalten wir einen mittleren Füllfaktor (mit statistischem und systematischem Fehler) von

$$FF = 0,7726 \pm 0,0041 \pm 0,0092.$$

Tabelle 4: Füllfaktoren bei unterschiedlichem Abstand

Entfernung [cm]	Füllfaktor FF
20	$0,778 \pm 0,010$
22	$0,778 \pm 0,009$
25	$0,774 \pm 0,009$
30	$0,771 \pm 0,008$
35	$0,773 \pm 0,009$
45	$0,769 \pm 0,009$
60	$0,766 \pm 0,013$

2.3 Kurzschlussstrom spektral aufgelöst

Wir haben den Kurzschlussstrom für verschiedene Wellenlängen gemessen und diesen einmal über die entsprechende Wellenlänge in Abbildung 9 und einmal über die Photonenenergie in Abbildung 10 auf der nächsten Seite aufgetragen. Damit erhalten wir als Maximum 1,24 eV.

Da allerdings Ungenauigkeiten durch den Monochromator auftreten, vermuten wir das tatsächliche Maxima etwa mittig zwischen dem Maximum und dem Minimum bei niedrigerer Energie: $\frac{1}{2}(1,03 \text{ eV} + 1,24 \text{ eV}) = 1,14 \text{ eV}$. Dies liegt auch deutlich näher an der Bandlücke von Silizium⁶ von 1,12 eV bei 300 K.

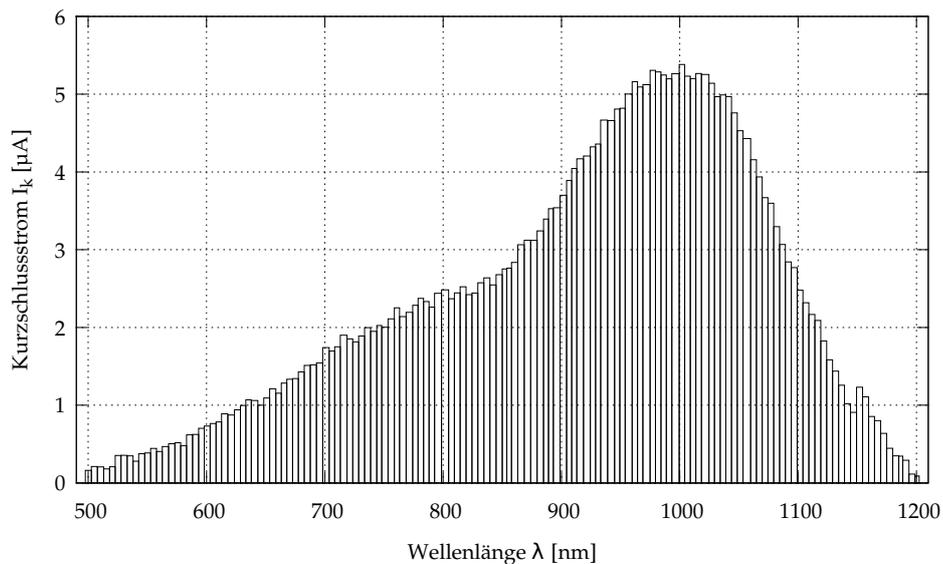


Abbildung 9: Spektraler Kurzschlussstrom über Wellenlänge

2.4 Temperaturabhängige Kennlinien

Wir haben Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen (Abbildung 11 auf der nächsten Seite) und wieder den theoretischen Verlauf angefitet (Tabelle 5 auf Seite 14).

⁶Quelle: <http://de.wikipedia.org/wiki/Bandl%C3%BCcke>

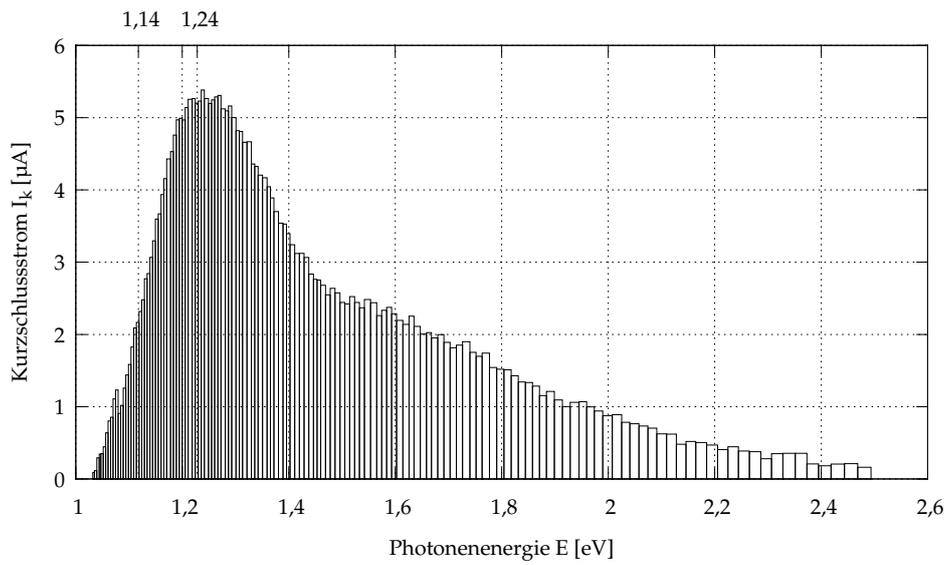


Abbildung 10: Spektraler Kurzschlussstrom über Photonenergie

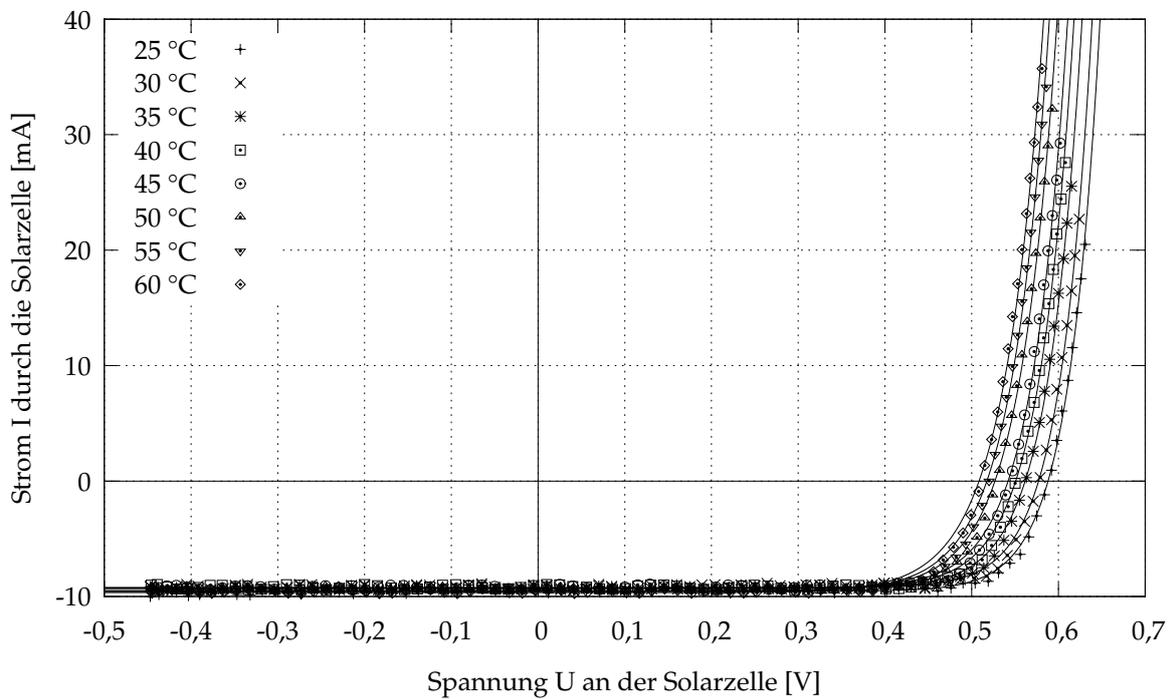


Abbildung 11: Temperaturabhängige Kennlinien

Tabelle 5: Regressionsdaten der Kennlinien

Temperatur [°C]	I_s [mA]	I_k [mA]	m [V ⁻¹]
25	$9,16385 \cdot 10^{-07} \pm 1,93 \cdot 10^{-07}$	$9,53929 \pm 0,03719$	$27,4792 \pm 0,3369$
30	$1,48828 \cdot 10^{-06} \pm 2,981 \cdot 10^{-07}$	$9,2172 \pm 0,03907$	$27,0999 \pm 0,3242$
35	$5,85289 \cdot 10^{-06} \pm 1,101 \cdot 10^{-06}$	$9,28626 \pm 0,04526$	$25,4217 \pm 0,3096$
40	$1,07218 \cdot 10^{-05} \pm 1,955 \cdot 10^{-06}$	$9,26755 \pm 0,04932$	$24,8228 \pm 0,304$
45	$1,79778 \cdot 10^{-05} \pm 3,395 \cdot 10^{-06}$	$9,29601 \pm 0,05642$	$24,2758 \pm 0,3181$
50	$5,109 \cdot 10^{-05} \pm 9,031 \cdot 10^{-06}$	$9,48529 \pm 0,06342$	$23,0294 \pm 0,303$
55	$7,1516 \cdot 10^{-05} \pm 1,186 \cdot 10^{-05}$	$9,56724 \pm 0,06466$	$22,8112 \pm 0,2879$
60	$0,000136681 \pm 2,262 \cdot 10^{-05}$	$9,66201 \pm 0,07184$	$21,9619 \pm 0,2901$

Um die tatsächlich gemessene Temperatur zu erhalten, haben wir den Mittelwert der tatsächlich gemessenen Temperaturen vor und nach dem Messvorgang gebildet und den statistischen Fehler berechnet.

2.4.1 Kurzschlussstrom

Der Kurzschlussstrom war direkt aus den Regressionsdaten abzulesen. Diesen haben wir über der Temperatur aufgetragen (Abbildung 12).

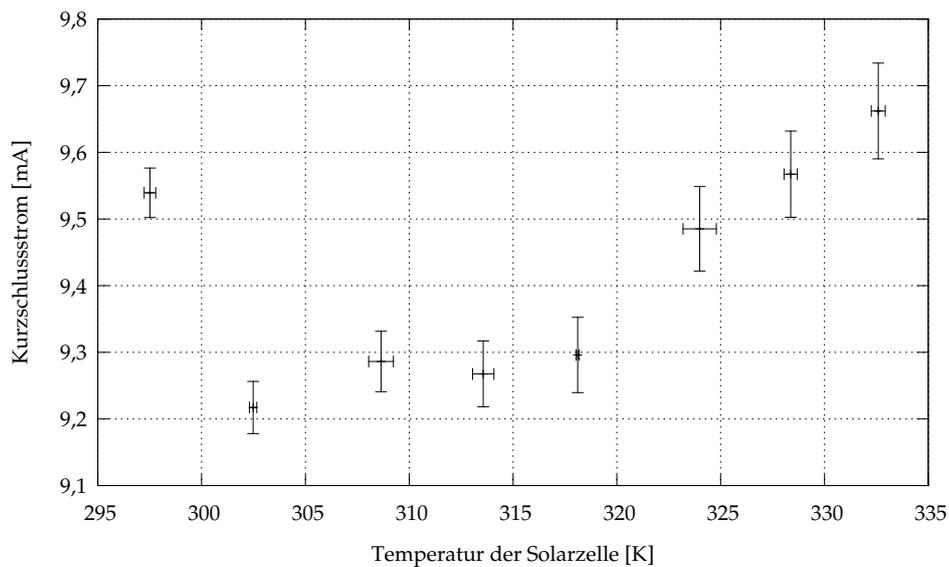


Abbildung 12: Temperaturabhängiger Kurzschlussstrom

2.4.2 Sperrstrom

Den Sperrstrom erhalten wir näherungsweise durch den Strom, welcher bei einer Spannung von $-0,5$ V fließt. Der Fehler hierfür durch Fehlerfortpflanzung von

$$I = I_s \left(e^{mU} - 1 \right) - I_k$$

gegeben:

$$\delta I = \sqrt{\left(\frac{\partial I}{\partial m} \delta m\right)^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial I_s} \delta I_s\right)^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial I_k} \delta I_k\right)^2} = \sqrt{\delta I_k^2 + \delta I_s^2 (e^{mU} - 1)^2 + \delta m^2 + e^{2mU} I_s^2 U^2}$$

Diesen haben wir auch wieder über der Temperatur aufgetragen (Abbildung 13).

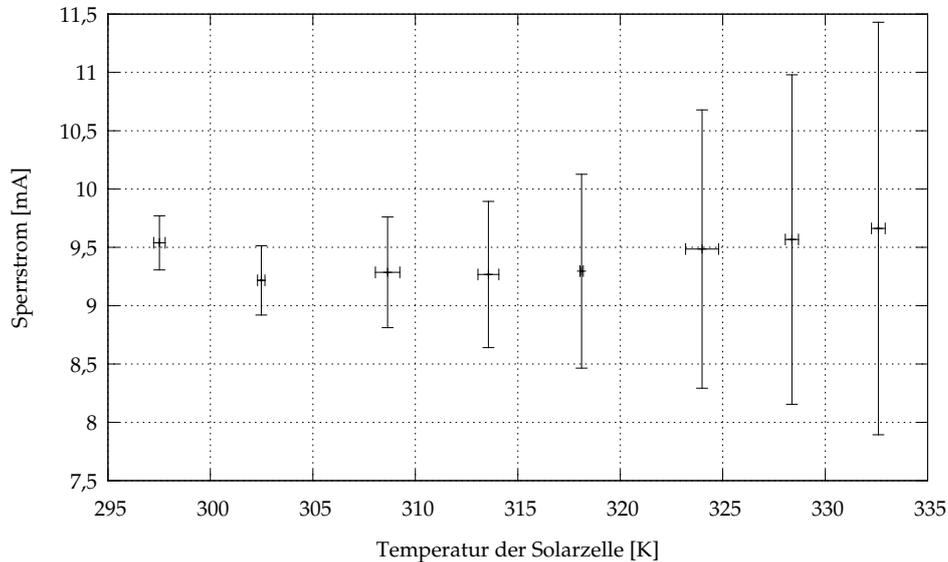


Abbildung 13: Temperaturabhängiger Sperrstrom

2.4.3 Leerlaufspannung

Die Leerlaufspannung erhält man samt Fehler wie in Abschnitt 2.2.3 auf Seite 8.

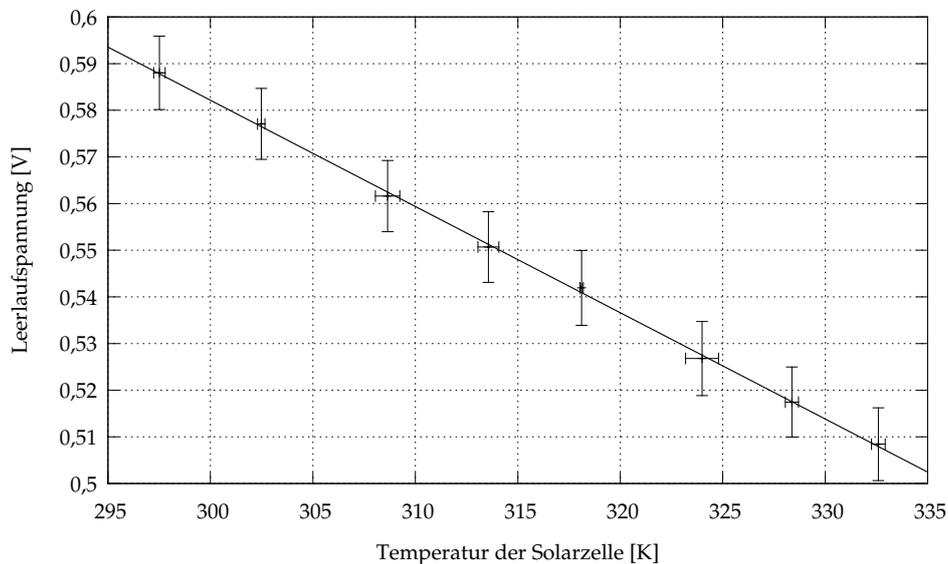


Abbildung 14: Temperaturabhängige Leerlaufspannung

Fit mit $m \cdot x + c$:
 $m = -0,00227752 \pm 2123 \cdot 10^{-05} \text{ VK}^{-1}$; $c = 1,26541 \pm 0,007044 \text{ V}$

Damit erhält man dann für $T = 0 \text{ K}$ eine Bandlücke für Silizium von $1,2654 \pm 0,0071 \text{ eV}$.

2.5 Vergleich Solarzelle und Kernenergie

Heutzutage werden Solarzellen mit Wirkungsgraden um 20% hergestellt. Da monokristalline Solarzellen mit sehr viel Aufwand herzustellen sind und nur einen geringfügig höheren Wirkungsgrad aufweisen, betrachten wir als Beispielzelle eine polykristalline Si-Solarzelle von Schott, welche einen Spitzenwirkungsgrad von 18,2%⁷ erreicht.

Nehmen wir einen Durchschnittswirkungsgrad von $\eta = 17\%$ an, so bräuchte man bei einer durchschnittlichen Lichteinfall von $P_S = 120 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$, um ein Kernkraftwerk mit einer Nettoleistung von $P_K = 1 \text{ GW}$ zu ersetzen, folgende Fläche A , welche mit Solarzellen bedeckt werden müsste:

$$A = \frac{P_K}{\eta \cdot P_S} = 49 \text{ km}^2$$

Um also einen Block eines Kraftwerks wie z. B. Philippsburg zu ersetzen, müsste man eine Fläche so groß wie die gesamte Gemarkungsfläche der Stadt Philippsburg⁸ (50,56 km²) komplett mit Solarzellen bedecken.

Um auch die Energieerzeugung zu mitteln, sind allerdings noch riesige Speicherkapazitäten erforderlich. Denn nachts und tagsüber bei Bewölkung wird auch Strom benötigt, welcher dann aus Pufferspeichern kommen muss. Um also eine ausreichende Versorgung sicherzustellen, muss die Fläche der Solarzellen also wesentlich größer dimensioniert werden und es müssen Pufferspeicher installiert werden.

⁷Quelle: <http://www.mm-erneuerbare-energien.de/solarenergie/articles/280456/>

⁸Quelle: <http://philippsburg.inmeco.de/?Info/Statistiken&navorigin=/Info/Statistiken>