Auswertung des Versuches
Alpha-Spektroskopie mit einem Halbleiterzaehler

Andreas Buhr, Matrikelnummer 1229903

13. Februar 2006

Inhaltsverzeichnis

1 Formales **3**

2 Überblick über den Versuch **4**

3 Der Alpha-Zerfall **4**
3.1 Eigenschaften des Alpha-Teilchens 4
3.2 Der Alpha-Strahler ^{241}Am 4
3.3 Bremsung von Alpha-Strahlung in Luft 4

4 Elektronik **5**
4.1 Halbleiterdetektor 5
4.2 Vorverstärker 5
4.3 Aufzeichnung der Signale 5

5 Versuchsaufbau und Messungen **5**
5.1 Eichung mit dem Pulser 6
5.2 Bestimmung der Energie der Pulse 8
5.3 Bestimmung der Intensität der drei Peaks: 9
5.4 Bestimmung der Linienbreite 9
5.5 Bremsung von Alpha-Strahlung in Luft 10

6 Fazit **11**

1 Formales

Versuch: Alpha-Spektroskopie mit einem Halbleiterzaehler
Versuchsteilnehmer: Andreas Buhr und Markus Fasel
Datum: 23. 01. 2006
Betreuer: Markus Platz

2 Überblick über den Versuch

In diesem Versuch soll das Energiespektrum des Alpha-Zerfalls von ^{241}Am mit einem Halbleiterzähler untersucht werden. Im Vordergrund steht dabei das Kennenlernen der Messelektronik. In einem zweiten Teil wird die Bremsung von Alpha-Teilchen in Luft mit dem Halbleiterzähler vermessen.

3 Der Alpha-Zerfall

Bei schweren Kernen (Massenzahl größer als ca. 165 [1]) ist eine Trennung in einen leichteren Kern und einen Alpha-Kern energetisch möglich. Das heißt, beim Alpha-Zerfall wird Energie frei. Der Kern wird von der starken Kraft zusammengehalten. Zwei Neutronen und zwei Protonen, die sich im Kern zusammenfinden, können jedoch über den Tunneleffekt den Kern verlassen.

3.1 Eigenschaften des Alpha-Teilchens

Das Alpha-Teilchen, welches beim Alpha-Zerfall freigesetzt wird, besteht aus zwei Neutronen und zwei Protonen ist ist somit ein Helium-4-Kern. Seine Ruhemasse ist 3,727 GeV [2], sein Massenüberschuss $(M - A \cdot a) \cdot c^2 = 2425keV$ [3].

3.2 Der Alpha-Strahler ^{241}Am

Das verwendete Americium-241 hat eine Halbwertszeit von 432.2 Jahren [4]. Es zerfällt zu Neptunium-237. Dabei entsteht in der Regel ein angeregter Zustand von Neptunium, so dass die entstehenden Alpha-Teilchen nicht die volle Zerfallsenergie von 5638 keV haben, sondern etwas weniger. Nach der Nuklidkarte [4] entsteht zu 85,5% Strahlung mit 5485.56 keV, zu 13 % Strahlung mit 5442.80 keV und zu 1,6 % Strahlung mit 5388.23 keV.

3.3 Bremsung von Alpha-Strahlung in Luft

Im zweiten Teil des Versuches soll die Bremsung von Alpha-Strahlung in Luft untersucht werden. Der Energieverlust der Alpha-Teilchen folgt der Bethe-Bloch-Gleichung[5]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z \cdot z^2 \cdot e^4 \cdot N_A \cdot m_i}{8\pi\epsilon_0^2 \cdot m_e \cdot E_{kin} \cdot M_A} \cdot \rho \cdot \ln\left(\frac{4m_e \cdot E_{kin}}{I \cdot m_i}\right) \tag{1}$$

Mit Z: Ordnungszahl von Luft, z: Ladungszahl des Alpha-Teilchens, N_A Avogadro-Konstante, m_i: Masse des alpha-Teilchens, M_A Molmasse Targetmaterial, I: mittlere Ionisationsenergie, ρ: Dichte.

Dies wollen wir mit unseren Messergebnissen vergleichen.

4 Elektronik

4.1 Halbleiterdetektor

Wir detektieren die Alpha-Teilchen mit Hilfe eines Halbleiterdetektors. Dieser besteht aus einer besonders beschaffenen Diode, die in Sperrrichtung vorgespannt wird. In der Diode entsteht eine „depletion zone“, ein Bereich ohne Ladungsträger, an der Grenze zwischen p-dotiertem und n-dotiertem Material. Dort rekombinieren die Elektronen des n-Leiters mit den Löchern des p-Leiters. Diese Zone ohne Ladungsträger wird durch das Anlegen der Spannung noch vergrößert. Sie führt dazu, dass im Normalfall kein Strom fließt. Ein in die Diode einfallendes Alpha-Teilchen führt zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren in der depletion zone. Diese werden durch die angelegte Spannung sofort getrennt und fliessen als messbare Ladung ab. Die Menge der erzeugten Elektron-Loch Paare ist (abgesehen vom Rauschen) proportional zur Energie des Alpha-Teilchens. Damit ist die fließende Ladung ein Maß für die Energie der Teilchen.

4.2 Vorverstärker

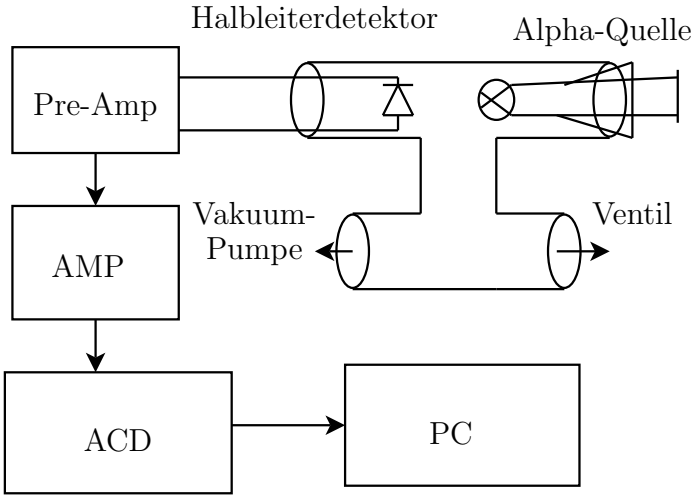
Die aus dem Halbleiterdetektor fließende Ladung ist so wenig, dass sie bei aufwändiger Verkablung in parasitären Kapazitäten verschwinden würde. Das macht einen Vorverstärker unmittelbar hinter dem Detektor notwendig, damit das Signal nicht im Rauschen untergeht. Der Vorverstärker arbeitet mit einer Transistor-Schaltung, die die Menge an fliessendem Strom um einige Größenordnungen erhöht.

4.3 Aufzeichnung der Signale

Die aus dem Vorverstärker kommenden Signale werden im Hauptverstärker ein weiteres Mal verstärkt und werden von dort in einen ADC geleitet, von diesem aus dann in den PC. Der PC arbeitet als Vielkanalanalysator: er zählt, wie oft welche Signalhöhe vorkommt.

5 Versuchsaufbau und Messungen

Zur Messung werden Alpha-Strahler und der Halbleiterdetektor zusammen in ein (grobes) Vakuum gebracht, der Halbleiterdetektor mit dem Vorverstärker verbunden, dieser mit dem Hauptverstärker, der mit dem ADC und dieser schlussendlich mit dem PC:

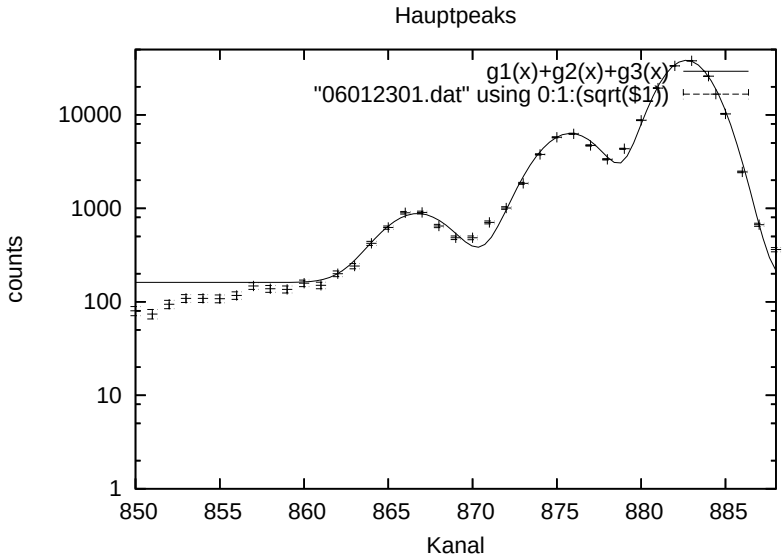


5.1 Eichung mit dem Pulser

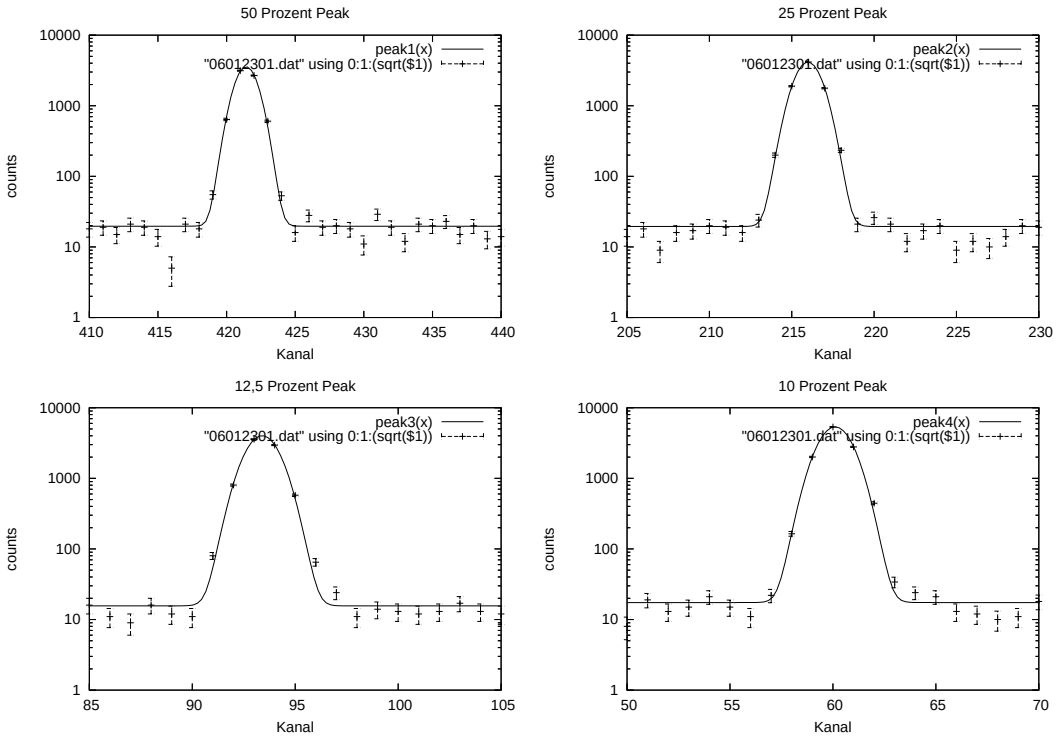
Als Ausgabe liefert uns der PC nur Kanalnummern. Wir wollen aber die Energie der Teilchen wissen. Wir brauchen daher eine Rechenvorschrift, wie wir von den Kanalnummern zur Energie kommen. Wir nehmen daher einen Peak im Energiespektrum des Alpha-Strahlers und setzen diese Energie als bekannt voraus. Mit einem Pulsgenerator erzeugen wir Pulse, die bei 50%, 25%, 12,5% und 10 % des bekannten Pulses liegen. Damit erhalten wir eine Eichung, also die gesuchte Rechenvorschrift.

Wir setzen die Alpha-Linie bei 5.485 MeV als bekannt vorraus. Diese entspricht 100 %

Die Peaks der Quelle:



Die Peaks des Pulsers:



Und die so gewonnenen Ergebnisse:

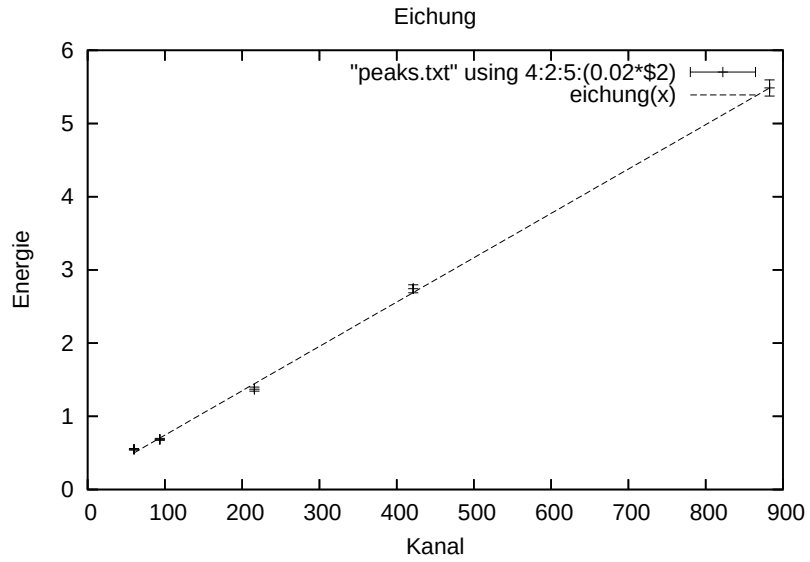
E in %	E in MeV	Kanal-Nr.	σ
100	$5,485 \pm 0$	$882,68 \pm 0,03$	$1,470 \pm 0,033$
50	$2,743 \pm 0,027$	$421,43 \pm 0,01$	$0,789 \pm 0,004$
25	$1,371 \pm 0,014$	$215,982 \pm 0,004$	$0,783 \pm 0,004$
$12,5$	$0,686 \pm 0.007$	$93,394 \pm 0,004$	$0,786 \pm 0,004$
10	$0,549 \pm 0,005$	$60,105 \pm 0,004$	$0,789 \pm 0,004$

Gute Metallschicht-Widerstände haben üblicherweise eine Toleranz von 1%. Daher gehe ich von diesem Fehler bei der Pulser-Energie aus.

Daraus ergibt sich die Eichung für die Umrechnung von der Kanalnummer in die Energie (in MeV):

$$E = (6,059 \pm 0,043) \cdot 10^{-3} \cdot (k - 882,68) + (5,48556 \pm 0,0006) \tag{2}$$

Die Verschiebung um 882,68 Kanalnummern habe ich vorgenommen, um die Korrelation zwischen den beiden Fit-Parametern loszuwerden. Die Fehler werden sonst immens groß.

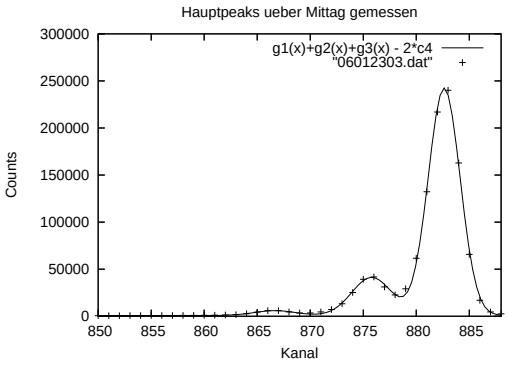


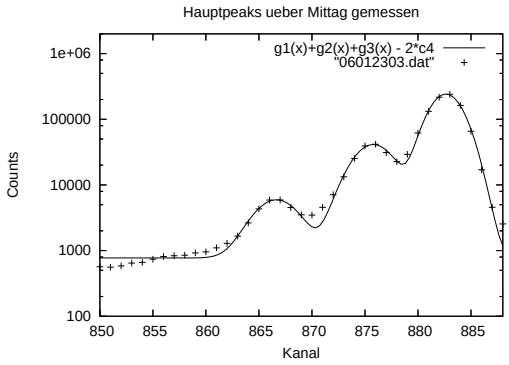
Gewappnet mit dieser Umrechung können wir nun das Alpha-Spektrum der Quelle vermessen.

5.2 Bestimmung der Energie der Pulse

In die drei Hauptpeaks lassen sich drei Gausskurven mit einem Offset (Untergrund) fitten. Da der fit mit 10 Parametern nicht auf Anhieb funktioniert (der Parameterraum ist zu groß, das Programm findet die richtige Lösung nicht), fitte ich erst an jeden Peak einen Gauss, damit die Parameter grob bekannt sind, und fitte dann nochmal die Summe der drei Gaussfunktionen an die drei Peaks ueber die 10 Parameter. Gnuplot optimiert so alle Parameter sehr gut.

Das Ergebnis sieht so aus





Die so bestimmte Position der Peaks ist:

Kanal	Energie	diff zum Literaturwert
882,63 $\pm 0,03$	5,4853 $\pm 0,0008$	$0,3 \cdot 10^{-3}$
875,79 $\pm 0,08$	5,4438 $\pm 0,0014$	$1 \cdot 10^{-3}$
866,65 $\pm 0,06$	5,3884$\pm 0,0017$	$0,2 \cdot 10^{-3}$

Die so erreichte genauigkeit ist erstaunlich. Die Ergebnisse bestätigen die Literaturwerte.

5.3 Bestimmung der Intensität der drei Peaks:

Ich habe die peaks mit einem Gauss gefittet, mit

$$I(k) = a \cdot e^{-\frac{(k-\mu)^2}{b}} \tag{3}$$

Vergleich mit der Gaussfunktion

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \tag{4}$$

liefert:

$$\sigma = \sqrt{\frac{b}{2}} \qquad F = \sqrt{b\pi}a \tag{5}$$

Mit F als Fläche unter der Kurve.

Dies ergibt die Intensitäten (Flächen unter den Peaks):

Peak	Fläche (in wilkürlichen Einheiten)	relativer Anteil	rel. Anteil (Literatur)
5,485 MeV	$910 \pm 35,4$	$(81,2 \pm 2,3)$ %	85,5 %
5,444 MeV	$189 \pm 15,1$	$(16,9 \pm 2,1)$ %	13 %
5,384 MeV	$25,3 \pm 1,5$	$(2,2 \pm 0,2)$ %	1,6 %

Die Abweichung vom Literaturwert betragen nur wenige Prozente. Da in unserer Messung die Pulse nicht klar voneinander zu trennen sind, ist dies ein sehr gutes Ergebnis. Die Abweichung zu den Literaturwerten scheint systematisch zu sein. Der große Peak ist kleiner, die anderen sind größer. Vermutlich ist jeder Peak asymetrisch. Jeder Peak ist nach links etwas breiter als nach rechts. Daher hat der linke Flügel des großen Peaks die anderen Peaks vergrößert. Dies kann durch Bremsung entstanden sein, da das Vakuum nicht sehr gut war.

5.4 Bestimmung der Linienbreite

In der Messung sehen wir sehr breite Linien. Die Breite der Linien setzt sich aus verschiedenen Faktoren zusammen: Dem Rauschen in der Elektronik, den statistischen Schwankungen im Halbleiterzähler und der Breite der Linie. Wir versuchen hier, auf die Breite der Alpha-Linie zurückzurechnen.

Das Rauschen aus der Elektronik ist durch die Breite der Pulser-Peaks gegeben. Ich rechne hier nicht in Standartabweichungen (σ), nicht in FWHM. Die Halbwertsbreite (FWHM) der Linien des Pulsers ist $2,35\sigma$. Sigma hatte ich bereits bestimmt: Beim Hauptpeak ist $\sigma = 1,47$ Kanäle, bei den Pulser-Peaks ist $\sigma = 0,784$ Kanäle. In Energien umgerechnet ist dies $9,704 \pm 0,255$ keV bzw. $4,783 \pm 0,061$ keV.

Zur Bestimmung der Breite des Alpha-Peaks ist noch die statistische Schwankung im Detektor notwendig. Dazu braucht man den Fano-Faktor. Dieser ist ein Maß für die signal to noise ratio[1]:

$$F = \frac{\sigma_W}{\mu_W} \tag{6}$$

Dabei ist σ_W die Varianz. Es gilt also

$$\Delta E_{St} = E_i\sqrt{FN} = E_i\sqrt{F\frac{E}{E_i}} = \sqrt{E_i F E} \tag{7}$$

wobei E_i die Energie ist, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch Paares notwendig ist, E ist die Energie des Peaks, F der Fano-Faktor und N die Anzahl der Elektron-Loch Paare, die erzeugt wird.

Mit $E_i = 1eV \quad E = 5,485MeV \quad F = 0,15$ ergibt sich

$$\Delta E_{St} = 907eV \tag{8}$$

Und mit $\Delta E_{St} = 907eV \quad \Delta E_{El} = 4,783 \pm 0,061keV \quad DeltaE = 9,704 \pm 0,255keV$ ergibt sich für die Linienbreite im Spektrum

$$\Delta E_\alpha = \sqrt{\Delta E^2 - \Delta E_{St}^2 - \Delta E_{El}^2} = 7,35 \pm 0,34keV \tag{9}$$

5.5 Bremsung von Alpha-Strahlung in Luft

Die gemessenen Daten sollen mir der Bethe-Bloch Gleichung verglichen werden:

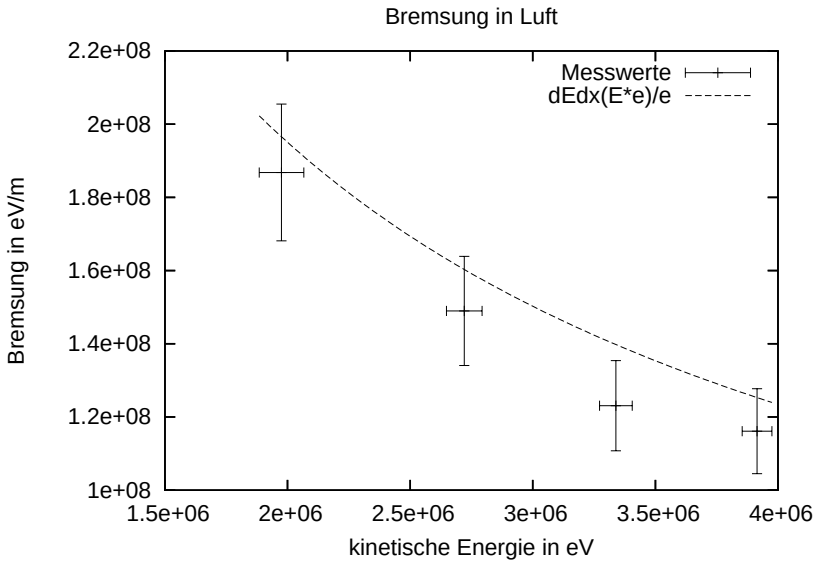
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z \cdot z^2 \cdot e^4 \cdot N_A \cdot m_i}{8\pi\epsilon_0^2 \cdot m_e \cdot E_{kin} \cdot M_A} \cdot \rho \cdot \ln\left(\frac{4m_e \cdot E_{kin}}{I \cdot m_i}\right) \tag{10}$$

$Z = 7,2$: Ordnungszahl von Luft: $0,8 \cdot 7 + 0.2 \cdot 8 = 7,2$ für 20% Sauerstoff und 80% Stickstoff.
$z = 2$: Ladungszahl des Alpha-Teilchens,
$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} mol^{-1}$ Avogadro-Konstante,
$m_i = 6,695 \cdot 10^{-27}$: Masse des alpha-Teilchens,
$M_A = 14,4 \cdot 10^{-3} kg/mol$ Molmasse Targetmaterial,
$I = 80.1eV$: mittlere Ionisationsenergie,
$\rho = 1.2928 kg/m^3$: Dichte.

Die Bremsung habe ich diskret bestimmt:

$$E_n - E_{n-1}/5mm \tag{11}$$

habe ich gegen das arithmetische Mittel der Energie aufgetragen.



Die theoretische Kurve liegt um ca. 10% über den gemessenen Werten.

6 Fazit

Dieser Versuch hat die Messung der Energie von Alpha-Strahlung mit relativ einfachen Mitteln gezeigt. Eine absolute Messung der Energie war nicht möglich, wohl aber eine relative Vermessung der prominentesten Peaks des ^{241}Am-Spektrums. Auf der Seite der Messelektronik sind wir mit den einfachen, üblichen Apparaturen (AMP, ADC, Vielkanalanalysator) vertraut geworden. Das typische Bremsverhalten von Ionen in Materie, dass ein Großteil der Energie erst am Ende der Flugbahn deponiert wird, ist bei der Bremsung in Luft deutlich sichtbar geworden.

Literatur

[1] http://www.wikipedia.org.

[2] http://physics.nist.gov/cuu/Constants/.

[3] Datenblaetter zum F-Praktikum, 2005.

[4] http://atom.kaeri.re.kr/.

[5] Stoecker, *Taschenbuch der Physik*, 5 ed. (Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 2004).

Impressum	
Autor:	Andreas Buhr, Karlstraße 18, D-63225 Langen
Satz:	LaTeX
E-Mail	andreas at andreasbuhr.de
Web	www.andreasbuhr.de