

Hinweis

Das vorliegende Protokoll wurde im Rahmen der jeweiligen Lehrveranstaltung an der Universität Bonn erstellt. Sofern im oberen Teil der ersten Seite oder auf der unten angegebenen Webseite nicht anders vermerkt, wurde dieses Protokoll von mir, Marvin Zanke, alleine angefertigt und eingereicht. Bei allen handschriftlichen Anmerkungen handelt es sich in der Regel um Korrekturen von mir oder des Tutors. Für mehr Informationen und meine gesamten Unterlagen, siehe:

<https://www.physics-and-stuff.com/>

Ich erhebe keinen Anspruch auf Richtigkeit und Vollständigkeit des vorliegenden Protokolls! Dies gilt ebenso für obengenannte Korrekturen.

Dieses Werk von [Marvin Zanke](#) ist lizenziert unter einer [Creative Commons Namensnennung – Nicht-kommerziell – Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz](#).

10.05.17

J. Graf
(2+)

PRAKTIKUM KERN- UND TEILCHENPHYSIK

P520

Halbleiterdetektoren

Marvin Zanke
&
Florian Graf Strachwitz

durchgeführt am

Physikalisches Institut der Universität Bonn

am

02.03.2017 & 03.03.2017

Eingereicht am:

31.03.2017

bei

Leonard Germic

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theorie	5
2.1	(Halbleiter-)Dioden	5
2.1.1	PIN-Dioden	6
2.2	Transistoren	6
2.3	Operationsverstärker	7
2.4	Bethe-Bloch-Gleichung	7
2.5	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	8
2.6	Landauverteilung	9
2.7	pn-Übergang	9
2.8	Ladungsempfindlicher Verstärker	10
2.9	Impulsformender Verstärker	11
2.10	Rauschquellen	12
2.11	Rauschmessungen	12
2.12	Equivalent Noise Charge	13
2.13	Pixeldetektor	14
3	Versuch	16
3.1	Durchführung	16
3.1.1	PIN Diode: Charakteristische Eigenschaften eines Halbleitersensors	16
3.1.2	PIN Diode: Ladungsempfindlicher Verstärker	17
3.1.3	PIN Diode: Impulsformender Verstärker	18
3.1.4	PIN Diode: Verbindung der Verstärker	19
3.1.5	PIN Diode: Rauschen der Signalelektronik	19
3.1.6	PIN Diode: Gesamtsystem	20
3.1.7	Pixeldetektor: Kalibrierung	20
3.1.8	Pixeldetektor: Schwellenmessung	20
3.1.9	Pixeldetektor: Ladungskalibrierung	21
3.1.10	Pixeldetektor: Messung mit einer Gamma-Quelle	21
3.2	Auswertung	22
3.2.1	PIN Diode: Charakteristische Eigenschaften eines Halbleitersensors	22
3.2.2	PIN Diode: Ladungsempfindlicher Verstärker	27
3.2.3	PIN Diode: Impulsformender Verstärker	31
3.2.4	PIN Diode: Verbindung der Verstärker	35
3.2.5	PIN Diode: Rauschen der Signalelektronik	38
3.2.6	PIN Diode: Gesamtsystem	42
3.2.7	Pixeldetektor: Kalibrierung des Injektionsschaltkreises	45
3.2.8	Pixeldetektor: Schwellenmessung	45
3.2.9	Pixeldetektor: Ladungskalibrierung	52
3.2.10	Pixeldetektor: Messung mit einer Gamma-Quelle	53
4	Fazit	56

5 Anhang

57

1 Einleitung

In diesem Versuch beschäftigen wir uns mit einer PIN-Diode und einem Pixeldetektor. Es sollen die Grundlagen des Sensors sowie der Verstärkerelektronik verstanden werden. Es soll ein Sensor mit Verstärker und Auslesefunktion gebaut werden und die charakteristischen Eigenschaften des Halbleitersensors sollen bestimmt werden. Zum Ende des Versuchs wird das Spektrum einer Am241-Quelle aufgenommen.

2 Theorie ¹

2.1 (Halbleiter-)Dioden

Dioden lassen Strom in eine Richtung fließen (**Durchlassrichtung**), während ein Stromfluss in die andere Richtung verhindert wird (**Sperrrichtung**). Zwei pn-dotierte Halbleiter bilden einen **pn-Übergang**. In dem Grenzbereich der beiden Materialien gibt es keine freien Ladungsträger (**Sperrschicht**), da diese rekombiniert sind. Dieser Vorgang findet ohne angelegte Spannung statt und wird **Ladungsträgerdiffusion** genannt. Das dabei entstandene elektrische Feld bildet die **Diffusionsspannung** und verhindert den Fluss weiterer Ladungsträger. Beim Raumtemperatur sind 0,6 V für Silizium üblich - für höhere Temperaturen erhält man also größere elektrische Felder (\equiv Raumladungszonen). Legt man an die p-Schicht nun einen Minuspol und an die n-Schicht einen Pluspol an, so werden die Elektronen der n-Schicht an den Pluspol gezogen, wodurch die Sperrschicht vergrößert wird - für die p-Schicht ganz analog. Die Diode wird also in **Sperrrichtung** betrieben, da so nur ein sehr schwacher Strom durch die Sperrschicht fließen kann. Bei entgegengesetzter Polung passiert genau das Gegenteil, wodurch die Sperrschicht abgebaut wird und ein Strom fließt. Die Diode wird so in **Durchlassrichtung** betrieben. Eine Diodenkennlinie gibt den Zusammenhang zwischen Strom und angelegter Spannung an einer Diode, also das Widerstandsverhalten wieder. Für besonders hohe Leistungen eignen sich PIN-Dioden besser (siehe unten) und für hohe Frequenzen Silicium-Schottky-Dioden. Diese besitzen einen Metall-Halbleiter-Übergang. Will man eine Spannung stabilisieren, so greift man am besten auf Zener-Dioden zurück, welche in der Regel nur in Sperrrichtung nahe der Durchbruchspannung betrieben werden und sehr stark dotierte p- und n-Bereiche besitzen. Weitere Anwendungen von Dioden sind Leuchtdioden bei Betrieb in Durchlassrichtung (oder Laserdioden bei stärkerer Dotierung und Stromdichte) beziehungsweise als Photodiode zur Umwandlung von Licht in Strom unter Ausnutzung des photoelektrischen Effekts.

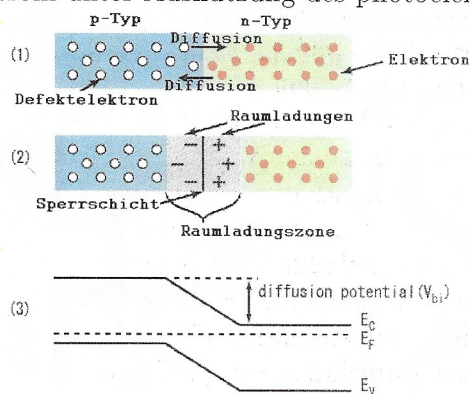


Abbildung 1: pn-Übergang einer Halbleiterdiode, entnommen aus [5]

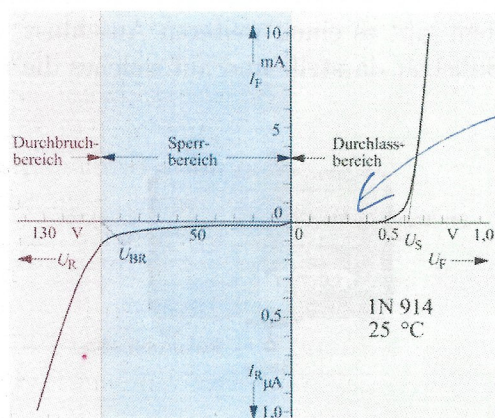


Abbildung 2: Kennlinie einer Diode

¹Unser Theorieteil basiert zu einem großen Teil auf der uns ausgehändigten Versuchsbeschreibung [2] und bedient sich unter anderem dort an den Grafiken, greift aber auch auf andere Literatur zurück (s. Literaturverzeichnis)

2.1.1 PIN-Dioden

Zwischen p- und n-dotierter Halbleiterschicht befindet sich hier eine weitere Schicht. Durch schwache bis gar keine Dotierung ist diese Schicht **intrinsisch** - daher auch das *i* - und stellt einen hohen Widerstand da, da sie kaum freie Ladungsträger besitzt. Eine mögliche Raumladungszone besitze hier eine größere Ausdehnung. PIN-Dioden haben im Vergleich zu pn-Übergängen eine höhere Spannungsfestigkeit und weisen bei hohen Spannungen ein bessere Durchlassverhalten auf. Sie eignen sich als Photodioden zur Strahlungsmessung.

In dem Versuch wird kein Transistor behandelt.

2.2 Transistoren

Bipolartransistoren (BJT) bestehen aus **Basis (B)**, **Emitter (E)**, **Kollektor (C)**. Durch **Ansteuerung** mittels eines (kleinen) Stromes auf „Basis-Emitter (BE)“ kann man auf Grund von Veränderungen in der Raumladungszone an diesem Übergang (große) Ströme an „Kollektor-Emitter (CE)“ erreichen/steuern, was nichts anderes als einen strom- bzw. spannungsabhängigen Widerstand darstellt. Ohne angelegten Strom an BE sperrt ein Transistor auf CE in der Regel. Man unterscheidet je nach Dotierung zwischen npn- und pnp-Transistoren.

Feldeffekttransistoren (FET) sind anstatt über Ströme durch Spannungen gesteuert. Durch ihren sehr hohen **Eingangswiderstand** (Eingang des Geräts, belastet Spannungsliefernde Quelle) können sie leistungslos angesteuert werden. Die Anschlüsse heißen hier **Gate (G)**, **Drain (D)**, **Source (S)** - eine Spannung zwischen Gate und Source steuert hier den Widerstand und damit den Strom der Drain-Source-Strecke. Dieser kann beim FET in beide Richtungen fließen und nicht mehr bloß in eine. Um ein Beispiel für eine weitere Klassifizierung zu nennen, sei der **MOSFET** genannt. Bei diesen ist das Gate durch einen Isolator getrennt, wodurch man keine Raumladungszone als Trennschicht mehr bilden muss. Außerdem gibt es einen weiteren Anschluss, den **Body**, welcher ein mit der Source verbundenes Substrat darstellt und auf welches die restliche Schaltung angebracht ist.

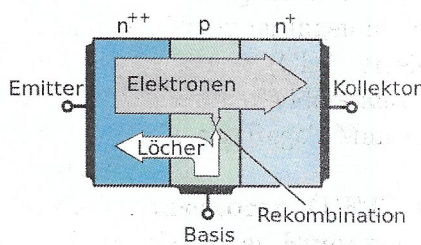


Abbildung 3: Schematischer Aufbau eines npn-Transistors, entnommen aus [11]

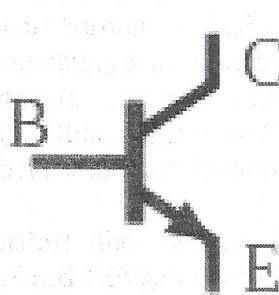


Abbildung 4: Schaltbild BJT, entnommen aus [11]

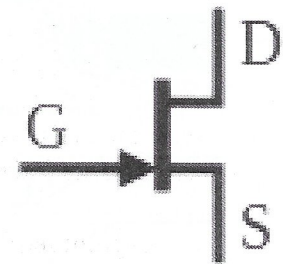


Abbildung 5: Schaltbild n-Kanal MOSFET, entnommen aus [11]

2.3 Operationsverstärker

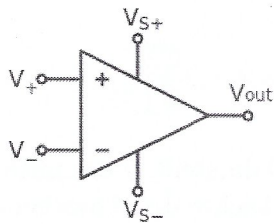


Abbildung 6: Schaltsymbol eines Operationsverstärkers, entnommen aus [14]

Analoge **Operationsverstärker (OpAmps)** verstärken Ströme und Spannungen im Idealfall **unendlich** hoch - was aber ein zu vereinfachtes Modell ist. Wir wollen hier diesen Idealfall beschreiben, für **reale** Operationsverstärker geht man ein wenig vom angegebenen Extremfall (*kursiv*) weg. Neben den beiden Versorgungsanschlüssen besitzt der OpAmp einen Ausgang sowie einen invertierenden („-“) und einen nicht-invertierenden („+“) Eingang. Durch *unendlich* hohe **Eingangsimpedanzen** fließt *kein* Strom durch den OpAmp, eine *vernachlässigbare* **Ausgangsimpedanz** (Innenwiderstand) vernachlässigt Verluste und erlaubt das Anschließen beliebiger Lasten. Außerdem gibt es *keine* Phasendifferenz zwischen Eingang und Ausgang. Je nach Schaltung von Widerständen bietet der OpAmp verschiedene Funktionen. Er gibt die Differenzen an beiden Eingängen um die *Leerlaufverstärkung* verstärkt am Ausgang aus:

$$U_{\text{Aus}} = V \cdot (U_+ - U_-)$$

Dieser Verstärkungsfaktor ist neben der Temperatur allerdings auch von der Versorgungsspannung und angeschlossenen Last abhängig. Koppelt man den Ausgang wieder an den invertierenden bzw. nicht-invertierenden Eingang, so entsteht ein gegengekoppelter bzw. mitgekoppelter Operationsverstärker. Die Gegenkopplung ist wichtig, da so die Gesamtverstärkung reduziert wird und eine feste, maximale Ausgangsspannung festgelegt wird. Mit Hilfe von dieser Schaltung kann man Spannungen addieren, subtrahieren etc. und damit auch Rechenoperationen durchführen.

2.4 Bethe-Bloch-Gleichung

Beim Durchqueren von geladenen Teilchen durch Materie geben diese Energie in folgenden Formen ab:

- inelastische Stöße mit Hüllenelektronen
- Elastische Stöße mit Atomkernen
- Cherenkov Strahlung
- Bremsstrahlung
- Übergangsstrahlung
- Kernreaktionen

Fermi ?

Abgesehen von der Bremsstrahlung und der Problematik der Ununterscheidbarkeit zweier identischer Teilchen wird dieser mittlere Energieverlust beschrieben durch die sogenannte **Bethe-Bloch-Gleichung**:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

wobei abgesehen von den üblichen Bezeichnungen N_a die Avogadrozahl darstellt, I das mittlere Ionisationspotential, Z, A, ρ die Ordnungszahl, Atommasse bzw. Dichte des Absorbers sind und z die Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten von e . Des Weiteren stellt δ eine Dichtekorrektur dar und W_{\max} den maximalen Energieübertrag. Für verschiedene Teilchen ergeben sich so die Kurven in Abbildung 7. Das Minimum dieser Kurve wird etwa bei

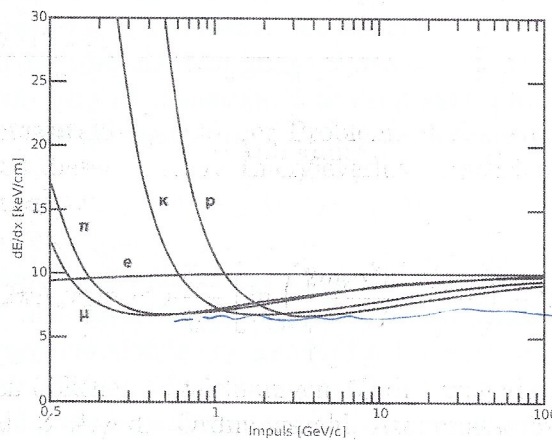


Abbildung 7: Mittlerer Energieverlust in Abhängigkeit des Impulses, entnommen aus [2]

der dreifachen Ruhemasse angenommen. Ist der Impuls höher als dieser Wert, so werden die Teilchen **minimal ionising particle (MIP)** genannt. *Warum?*

2.5 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Beim **Compton-Effekt** wechselwirkt ein Photon mit einem Teilchen und gibt einen Teil seiner Energie ab. Ein gestreutes Photon mit kleinerer Energie sowie eine gestoßenes Elektron sind das Resultat. Die Energieskala beträgt etwa 100 keV - 10 MeV.

Der bei weniger als 100 keV dominierende **Photoeffekt** fasst die Prozesse zusammen, bei denen ein einfallendes Photon absorbiert wird und ein Elektron aus einer Bindung löst. Durch diesen Effekt kann die Leitfähigkeit von Halbleitern gesteigert werden.

Bei der **Paarbildung** entsteht ein Teilchen-Antiteilchen-Paar aus einem Photon unter Auslöschung von diesem. Der dominante Energiebereich liegt hier bei der insgesamt nötigen Ruhemasse für die entstehenden Teilchen und fängt für Elektronen demnach bei knapp 1 MeV an.

2.6 Landauverteilung

Die sogenannte **Landau-(Wahrscheinlichkeits)-verteilung** nimmt die Form Abbildung 8 an. Der wahrscheinlichste Wert stimmt hier nicht mit dem Mittelwert überein, da die Kurve nicht symmetrisch ist. Wir benutzen die Landau-Verteilung um den Energieverlust eines MIP (Unterabschnitt 2.4) zu beschreiben.

Warum kann man Landau dafür nehmen?

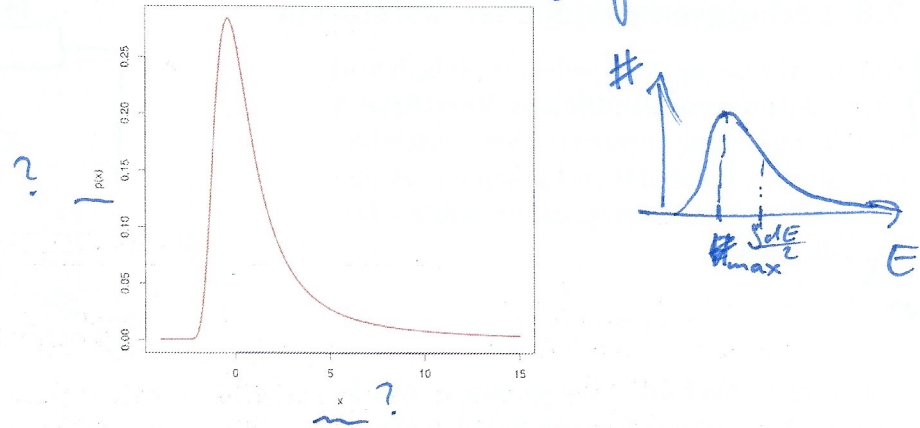


Abbildung 8: Verlauf einer Landau-Verteilung, entnommen aus [18]

2.7 pn-Übergang

Die Potentialdifferenz über einem pn-Übergang lautet

$$V + \Phi_{bi} = \Delta\Phi = E_{max} \frac{d}{2} = eN_n \frac{d^2}{2\epsilon} \tag{1}$$

wobei V hier die angelegte Spannung und Φ_{bi} die Diffusionsspannung ist. Für Silizium bei Raumtemperatur (300 K) gilt $\Phi_{bi} \approx 0,6$ V. Da sich der pn-Übergang auch **wie ein Plattenkondensator** verhält, gilt ebenfalls

$$C = \frac{\epsilon A}{d} \sim \frac{1}{\sqrt{V + \Phi_{bi}}} \tag{2}$$

wobei ϵ hier die dielektrische Feldkonstante, $\epsilon = 1,05 \frac{pF}{cm}$ darstellt. Genauer gilt durch Ausnutzen beider Zusammenhänge:

$$C = \frac{\epsilon A}{d} = \epsilon A \frac{1}{\sqrt{\frac{2\epsilon(V + \Phi_{bi})}{eN_n}}} = \frac{A\sqrt{\epsilon e N_n}}{\sqrt{2(V + \Phi_{bi})}} \tag{3}$$

Für das **maximale elektrische Feld** sowie die zugehörige **Geschwindigkeit der Ladungsträger** bei vorliegendem Feld E findet man den Zusammenhang ([2])

$$E_{max} \approx 2 \frac{V}{d} \tag{4}$$

$$v = \mu E \tag{5}$$

wobei μ die Mobilität der Elektronen bzw. Löcher darstellt und für Silizium gegeben ist durch $\mu_e = 1450 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und $\mu_h = 505 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$. Als **Ladungssammlungszeit**, d.h. die Zeit die Elektronen bzw. Löcher brauchen um die vollständige Diode zu durchqueren und sich so auf einer Seite anzusammeln, findet man dann

$$\tau = \frac{d}{v} \quad (6)$$

2.8 Ladungsempfindlicher Verstärker

Das in Abbildung 9 zu sehende **Schaltbild eines ladungsempfindlichen Verstärkers** besteht aus einem invertierenden Verstärker, der mit einer Kapazität rückgekoppelt ist und einen hohen Verstärkungsfaktor besitzt. Damit gilt dann

$$U_{\text{out}} = -\frac{Q}{C_f}$$

wobei hier idealisiert angenommen wurde, dass die Verstärkung frequenzunabhängig ist. Ein Tiefpass simuliert diese Frequenzabhängigkeit gut zu

$$A(\omega) = -\frac{A_0}{1 + \frac{\omega}{\omega_t}}$$

Da der ladungsempfindliche Verstärker wie eine große Kapazität in Serie mit einem Widerstand erscheint, gilt für die Eingangsimpedanz

$$Z_{\text{in}} = -\frac{i}{\omega C_f} \cdot \frac{1}{A}$$

Für einen deltaförmigen Strompuls erhalten wir

$$U_{\text{out}}(t) = -\frac{Q}{C_f} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{in}}}\right)\right)$$

wobei $\tau_{\text{in}} = \frac{C_d}{\omega_h C_f}$, was in Abbildung 10 noch einmal dargestellt ist.

Zwischen einzelnen Signalen/Pulsen muss dabei genug Zeitabstand liegen, da es sonst zum sogenannten **Pile-Up-Effekt** kommt, die Strompulse nicht mehr einzeln registriert werden können und es zu einer Überlagerung dieser kommt.

Im späteren Verlauf des Versuchs benötigen wir folgende Definitionen:

$$U_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T U^2(t) dt}$$

$$U_{\text{ARV}} = \frac{1}{T} \int_0^T |U(t)| dt$$

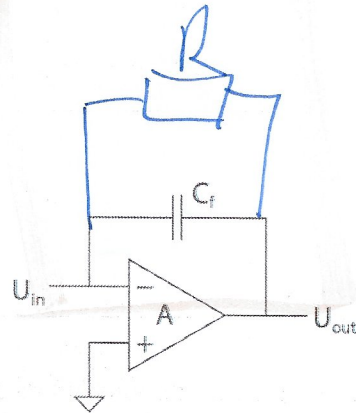


Abbildung 9: Schaltbild eines Ladungsempfindlichen Verstärkers, entnommen aus [2]

Ohne R macht diese Schaltung für uns wenig Sinn!

In diesen Schaltung erklärt sich C nicht!

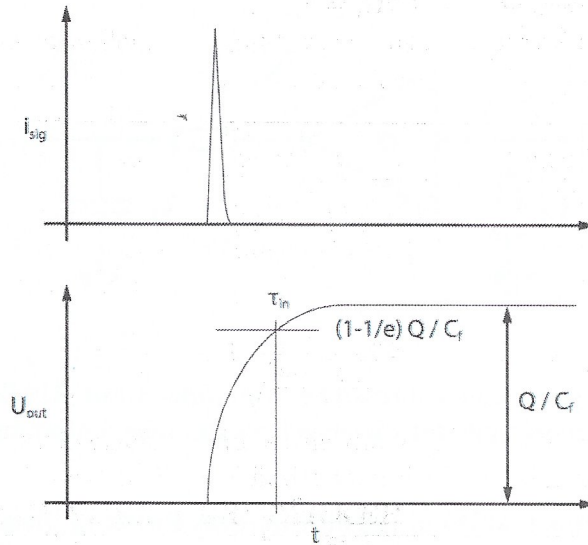


Abbildung 10: Eingangs- und Ausgangssignal eines ladungsförmigen Verstärkers, entnommen aus [2]

woraus für ein Sinussignal

$$U_{ARV} = \frac{2}{\pi} \hat{U} \quad U_{RMS} = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{U}$$

folgt und für ein Rechtecksignal

$$U_{ARV} = \hat{U} \quad U_{RMS} = \hat{U} \tag{7}$$

2.9 Impulsformender Verstärker

Der **impulsformende Verstärker** nimmt das Ausgangssignal des ladungsempfindlichen Verstärkers und **ändert sowohl Signalform, als auch das Frequenzverhalten** des Signals. Dadurch dass das Signal in seiner Länge verkürzt wird, kann das in Unterabschnitt 2.8 angesprochene Phänomen des Pile-Up in einigen Fällen verhindert werden. Wegen der Heisenbergschen Unschärferelation kann so außerdem die Zeitauflösung verbessert werden. Das Schaltbild besteht aus einem Hoch- und Tiefpass, welche in Reihe geschaltet sind, und ist in Abbildung 11 zu sehen.

Die Eingangs- und Ausgangssignale sind in klein über den Bauteilen dargestellt, wobei man hier sieht dass das durch den Hochpass differenzierte Signal mit Hilfe des Tiefpasses integriert wird und dadurch eine symmetrische Form erhält. Das Ausgangssignal hat für $\tau_H = \tau_T = \tau_S$ die Form

$$U_S(t) = \alpha \cdot \frac{Q}{C_f} \cdot \frac{t}{\tau_S} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right)$$

und hat ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Das Ausgangssignal wird maximal für $t = \tau_S$ - wie man leicht nachrechnet. Aus diesem Grund kann man die Zeitkonstante

?

Warum $\frac{S}{N}$?

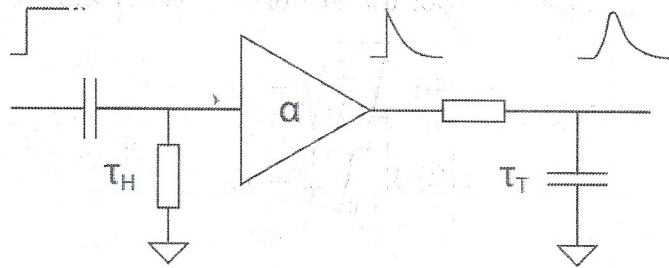


Abbildung 11: Schaltbild eines impulsformenden Verstärkers mit Abbildung der Eingangs- und Ausgangssignale für die einzelnen Bauteile, entnommen aus [2]

τ_S relativ einfach am Graphen ablesen, nämlich an dem Punkt an dem die Funktion ihren Maximalwert annimmt.

2.10 Rauschquellen

Elektronisches Rauschen entsteht durch **Fluktuationen in der Anzahldichte n der Ladungsträger e oder in deren Geschwindigkeit v .**

$$\langle i^2 \rangle = \left(\frac{ne}{l} \langle dv \rangle \right)^2 + \left(\frac{ev}{l} \langle dn \rangle \right)^2$$

wobei man diese beiden Abhängigkeiten in verschiedene Arten von Rauschen unterteilt. Die Ursache für das **Thermische Rauschen** ist die Geschwindigkeitsfluktuation, wobei diese näherungsweise **frequenzunabhängig** ist. Das **Schrotrauschen** ist Folge von den Fluktuationen in der Anzahl der Ladungsträger, was durch die Quantisierung von Ladung bedingt ist. Auch dieses Rauschen ist **frequenzunabhängig**. Das $\frac{1}{f}$ -**Rauschen** ist **frequenzabhängig** und entsteht ebenfalls durch Anzahlfluktuationen der Ladungsträger. Hier ist der Grund allerdings das Ladungsträger in Halbleitern vom Gitter eingefangen und wieder freigelassen werden können.

2.11 Rauschmessungen

Es gibt einige Verfahren um eine Rauschamplitude zu bestimmen, wir benutzen in diesem Versuch allerdings die "rectify-average" Methode. Dazu kurz einige Definitionen:

$$U_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T U^2(t) dt} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} P(U) U^2 dU} \quad (8)$$

$$U_{\text{ARV}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T |U(t)| dt} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} P(U) |U| dU} \quad (9)$$

woraus für ein Sinussignal

$$U_{\text{ARV}} = \frac{2}{\pi} \hat{U} \quad U_{\text{RMS}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{U}$$

folgt und für ein Rechtecksignal

$$U_{\text{ARV}} = \hat{U} \quad U_{\text{RMS}} = \hat{U} \quad (10)$$

Der Rectify-Average Schaltkreis ist in Abbildung 12 abgebildet. Zwei invertierende Opera-

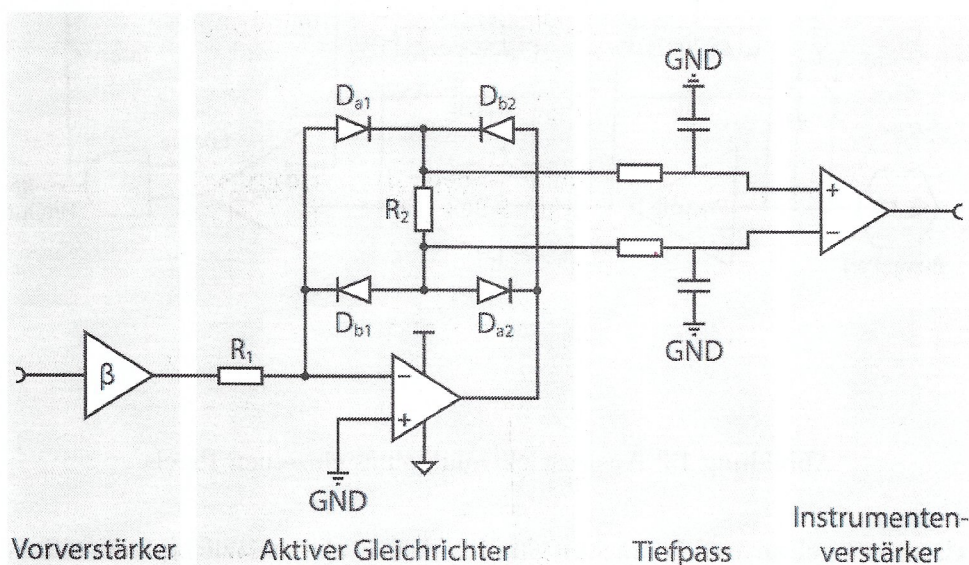


Abbildung 12: Rectify-Average Schaltkreis, benutzt zum gleichrichten und mitteln der Spannung, entnommen aus [2]

tionsverstärker bilden dabei einen Vorverstärker, die vier (Schottky-)Dioden (niedrige Sperrschichtkapazität, schnelle Totzeit, niedrige Vorwärtsspannung) zusammen mit einem invertierenden Verstärker einen aktiven Vollwellengleichrichter, sodass für die an R_2 anliegende differentielle Spannung

$$U_{R2} = +\beta U_{\text{in}} \frac{R_2}{R_1} \quad (11)$$

gilt. Die Reihenfolge der Differenzbildung und Mittelung wurde mittels $\langle A - B \rangle = \langle A \rangle - \langle B \rangle$ vertauscht, was an zwei Tiefpässen zur Mittelung (mit $\tau = 10 \text{ ms}$) und einem darauffolgenden Instrumentenverstärker realisiert werden kann.

2.12 Equivalent Noise Charge

Ein Maß für das Rauschen am Ausgang einer Verstärkerkette in Einheiten der Signalladung pro Elektron am Eingang. Um dies mathematisch zu beschreiben nimmt man den gesamten

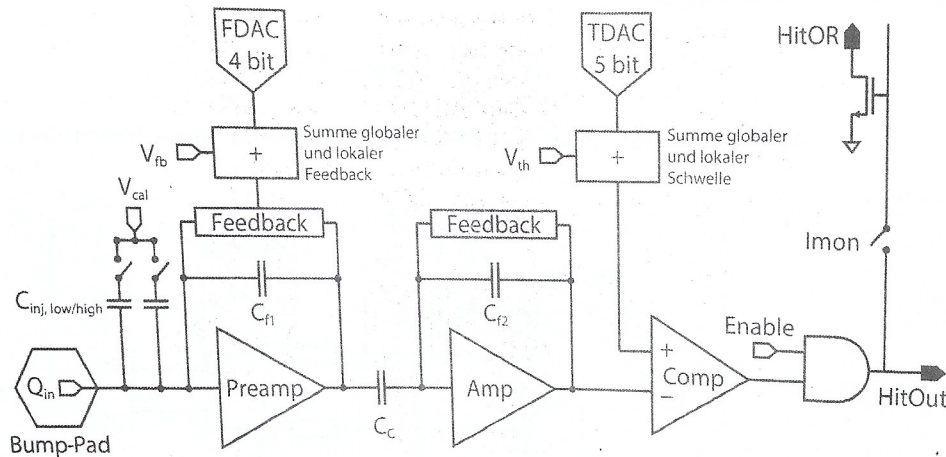


Abbildung 13: Ausleseelektronik eines einzelnen Pixels

Schaltkreis rauschfrei an und betrachtet Rauschquellen als zusätzliche Strom- bzw. Spannungsquellen - parallel oder seriell zur Detektordiode. Vernachlässigt man das $\frac{1}{f}$ -Rauschen, so erhält man für das ENC

$$ENC^2 = a \cdot 2e \langle i_{\text{Sperr}} \rangle \tau_S + b \cdot 4k_B T \frac{2}{3} \frac{1}{g_m} \frac{C_d^2}{\tau_S} \quad (12)$$

- also einen linearen Zusammenhang zwischen Kapazität und ENC und eine τ - bzw. $\frac{1}{\tau}$ -Abhängigkeit von ENC^2 .

2.13 Pixeldetektor

Im zweiten Versuchsteil beschäftigen wir uns mit dem Auslesechip FE-I4 mit dem das Spektrum von Americium-241 aufgenommen werden soll.

Der Chip hat eine Größe von $20.2 \times 18.8 \text{ mm}^2$ und besteht aus 80 Spalten und 336 Zeilen von Einzelpixeln, was einer Gesamtanzahl von 26880 Pixeln entspricht. Dabei hat jeder Pixel eine Größe von $50 \times 250 \text{ } \mu\text{m}^2$. Durch die Matrixanordnung der Pixel kann eine genaue zweidimensionale Ortsrekonstruktion garantiert werden. Dafür hat jeder Pixel seine eigene Ausleseelektronik, wie sie in Abbildung 13 zu sehen ist.

Dabei kann durch den Injektionsschaltkreis eine testweise Ladung ausgegeben werden, um die Elektronik zu kalibrieren. Die angelegte Spannung wird von PlsrDAC gesteuert. Dahinter kommen dann eine Vorverstärker, ein Diskriminator und eine Logik, die das Signal dann

PlsrDAC ist ein Wert!

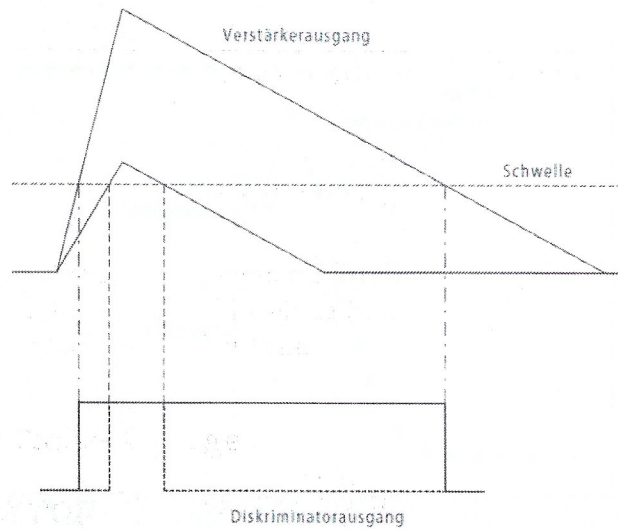


Abbildung 14: Funktionsweise eine Diskriminators

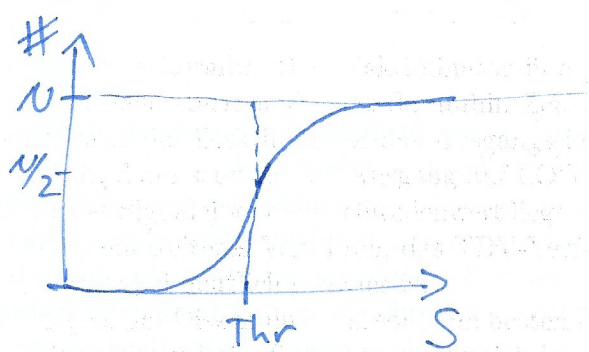
an den Computer weitergibt. Der Diskriminator überprüft, wie lange das Signal über eine angelegte Schwelle steigt und setzt daraufhin Zeitmarken. Solange das Signal über der Schwelle liegt, setzt der Diskriminator das Ausgangssignal auf HIGH, wenn es wieder unter die Schwelle fällt, dann setzt er den Ausgang auf LOW. (siehe Abbildung 14).

? Wie stark

Die Dauer, die das Signal über dem Schwellenwert liegt, nennt man die "Time-over-Threshold"(ToT). Daneben gibt es ein weiteres Verfahren, das TDV-Verfahren, welches im Prinzip das Gleich untersucht, aber dabei deutlich genauer ist.

Das Antwortsignal des Diskriminators, sollte im besten Fall einer Stufenfunktion entsprechen. Doch durch das elektronische Rauschen ergibt sich leider eine S-Kurve wie in Abbildung 15 zu sehen ist. Dabei ist die S-Kurve eine Faltung aus der Stufenfunktion mit einer Gaußverteilung, die durch das Rauschen bestimmt ist. Da nicht jeder Pixel die gleiche Schwelle hat, muss vor Durchführung des Versuchs eine Kalibrierung des Chips durchgeführt werden.

→ Die S-Kurve ergibt sich aus N Messungen



S-Kurve ist nicht der Ausgang des Diskriminators !

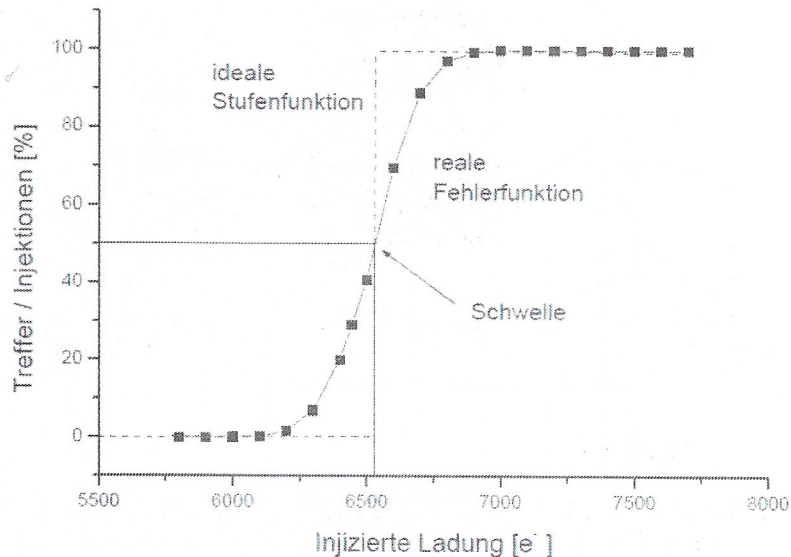


Abbildung 15: S-Kurve eines einzelnen Pixels

3 Versuch

3.1 Durchführung

3.1.1 PIN Diode: Charakteristische Eigenschaften eines Halbleitersensors

In dem ersten Teil des Versuchs sollen wesentliche Eigenschaften einer PIN-Diode gemessen und erklärt werden. Dazu benutzen wir unter anderem Schaltung 1, welche in Abbildung 16 zu sehen ist. Des Weiteren verwenden wir eine abgeschirmte Detektordiode, welche in den dafür vorgesehen Platz geschaltet wird. Der Operationsverstärker ergibt zusammen mit dem Widerstand R_{F1} und der Impedanz der Diode einen invertierenden Verstärker. Für die Bauelemente gilt (siehe [2]) dabei:

- $C_K = 1,0 \mu F$
- $R_B = 5,1 M\Omega$
- $R_{F1} = 10,2 M\Omega$

Über die Kapazität C_K kann ein Signal in den Stromkreis eingekoppelt werden, während über den Widerstand R_B die Spannung der Diode angelegt wird.

Ohne eingesetzte Detektordiode wird zuerst die sogenannte parasitäre Kapazität des Detektorgehäuses $C_{\text{Gehäuse}}$ bestimmt. Dazu koppelt man mit dem Funktionsgenerator ein Rechtecksignal - $f = 1000 \text{ Hz}$ (bestes sichtbares Signal, kaum Schwebungen, deutlich über der Grenzfrequenz des Hochpasses) - in den Stromkreis ein und verbindet die Kabel entsprechend um auf dem Oszilloskop das Ausgangssignal zu messen. Unter Variation der „Peak to Peak“ Amplitude U_{in} wird nun die Ausgangsspannung gemessen.

Was?

Warum?

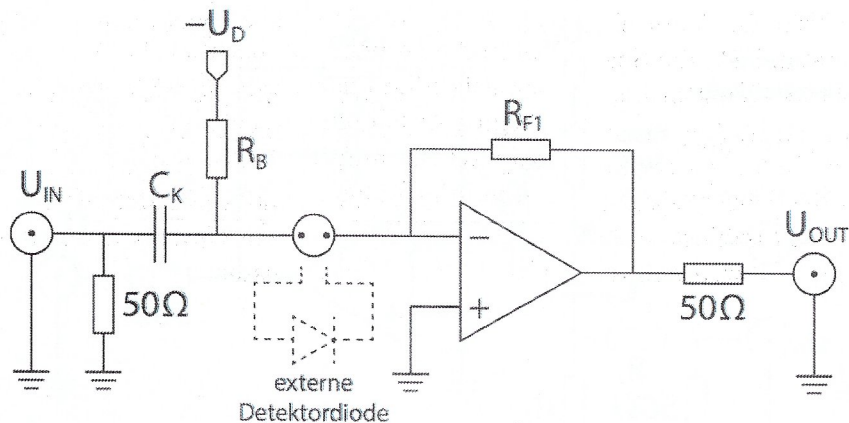


Abbildung 16: Schaltung 1, erster Versuchsteil, entnommen aus [2]

In einem weiteren Teil soll der Leckstrom I_D und die Detektorkapazität C_D in Abhängigkeit von der Detektorspannung U_D gemessen werden. Dazu wird die Diode wieder in das Metallgehäuse gesetzt. Das Ausgangssignal wird jetzt auf dem Oszilloskop und dem Digitalmultimeter dargestellt, wobei der Gleichspannungsanteil mit dem DMM und der Wechselspannungsanteil mit dem Oszilloskop gemessen werden soll. Für die Wechselspannung haben wir dauerhaft $U_{in} = 100 \text{ mV}$ gewählt und die Frequenz des Funktionsgenerators auf einen Sinus mit $f = 500 \text{ Hz}$ gestellt. Die gemessene Spannung steht nun in direktem Zusammenhang mit dem Leckstrom und der Detektorkapazität. Die korrigierte Kapazität C_D , das heißt der um die parasitäre Kapazität bereinigte Wert, soll dann gegen U_D aufgetragen werden und daraus unter anderem die Depletionsspannung und Kapazität der vollständig depletierten Diode bestimmt werden.

Warum 2

3.1.2 PIN Diode: Ladungsempfindlicher Verstärker

Im zweiten Versuchsteil untersuchen wir einige Eigenschaften eines ladungsempfindlichen Verstärkers. Für diesen Teil verwenden wir Schaltung 2, welche in Abbildung 17 zu sehen ist und für wessen Schaltelemente folgendes gilt:

- $\frac{R_1}{R_1 + R_2} = \frac{1}{1000}$
- $R_{F2} = 20 \text{ M}\Omega$
- $C_F = 1 \text{ pF}$
- $C_P = 33 \text{ pF}$
- $C_K = 47 \text{ nF}$
- $R_B = 5,1 \text{ M}\Omega$

Auch hier benutzen wir wieder die Diode aus dem ersten Versuchsteil. Der Gleichstrom (Leckstrom) wird über die Kapazität C_K vor dem Verstärker gefiltert und für diese gilt

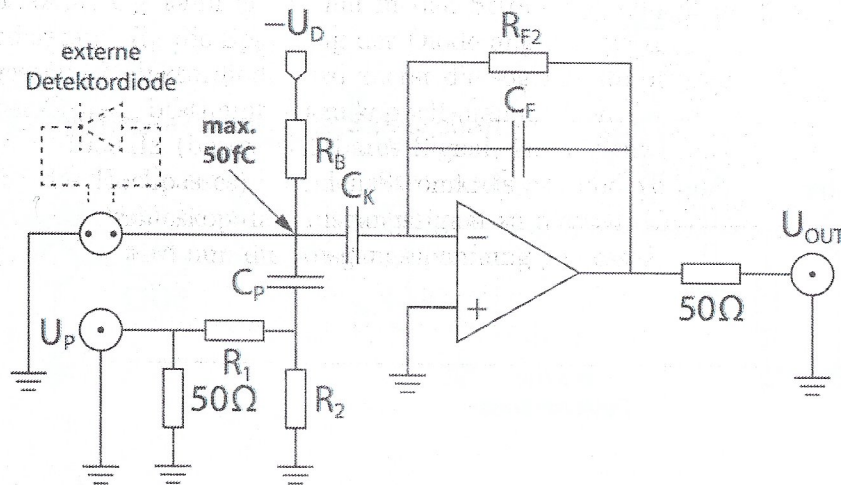


Abbildung 17: Schaltung 2, zweiter Versuchsteil, entnommen aus [2]

außerdem $C_K \gg C_D$. Außerdem besteht die Schaltung aus einem invertierendem Verstärker, der über einen Kondensator C_F und einen Widerstand R_{F2} rückgekoppelt ist.

Um eine vordefinierte Ladungsmenge Q_{in} auf den ladungsempfindlichen Verstärker zu geben, verwendet man die Injektionsschaltung. Über den Kondensator C_P wird hier die Spannung U_P angelegt.

Über den Funktionsgenerator legen wir nun ein Rechtecksignal an und beobachten den Ausgang des Vorverstärkers am Oszilloskop für verschiedene Frequenzen. Dabei haben wir das Rechtecksignal als Pulsform gewählt, um eine Unterscheidung zwischen U_{RMS} (root mean square) und U_{ARV} (average rectified value) (siehe Unterabschnitt 2.8, Gleichung 10) zu vermeiden. Getriggert haben wir extern mit *Sync*.

Nachdem wir so die Ladungsverstärkung des System bestimmt haben, ermitteln wir über diese und eine Abfallkurve die experimentellen Werte für R_{F2} und C_T . Die Ladungsverstärkung des Systems ist dabei definiert als

$$G = \frac{U_{out}}{Q_{in}} \quad (13)$$

3.1.3 PIN Diode: Impulsformender Verstärker

In diesem Versuchsteil behandeln wir den impulsformenden Verstärker, wozu wir Schaltung 3 verwenden. Der Aufbau dieser Schaltung ist in Abbildung 18 zu sehen und für die Bauelemente gilt hier:

- $R_1 = 2,4 \text{ k}\Omega$
- $R_2 = 50 \Omega$
- τ_H und τ_T variabel, (15+1) Einstellungen über Taster (0: aus)

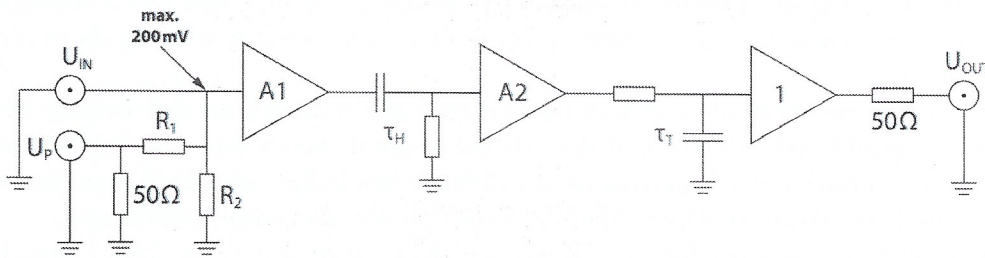


Abbildung 18: Schaltung 3, dritter Versuchsteil, entnommen aus [2]

Auch hier schließen wir wieder ein Rechtecksignal an den Eingang und betrachten das Ausgangssignal am Oszilloskop für verschiedene Einstellungen des Hoch- und Tiefpasses. Danach messen wir die Spannungsverstärkung A für ausgeschalteten Hoch- und Tiefpass (Schalter: 0), indem wir das gemessene Ausgangssignal mit dem variablen Eingangssignal (Vorsicht: Spannungsteiler) vergleichen. Außerdem soll für alle Einstellungen von 1 bis F mit Schalter 1 = Schalter 2 ($\tau_H = \tau_T$) sowohl die Zeitkonstante, als auch die Verstärkung bestimmt werden. Für die Zeitkonstante schaut man sich dabei einfach das Maximum des aufgenommenen Ausgangssignal an (siehe Unterabschnitt 2.9) und für die Verstärkung geht man analog vor wie bei der Schalterstellung (0-0). Eine letzte Frage beschäftigt sich mit den Eigenschaften bei Einstellungen der Schalter $\tau_H \neq \tau_T$.

3.1.4 PIN Diode: Verbindung der Verstärker

Nun werden Schaltung 2 und Schaltung 3 miteinander verbunden und sowohl der Ausgang von Schaltung 2 (ladungsempfindlicher Verstärker), als auch der Ausgang von Schaltung 3 (impulsformender Verstärker) auf dem Oszilloskop betrachtet, wobei wieder Kalibrierungspulse benutzt werden.

Als erstes untersucht und skizziert man dabei, wie die Ausgangssignale sich unter Variation von Frequenz und Amplitude des Testsignals, sowie Variation der Zeitkonstanten τ_H und τ_T verhalten. Es wird der Einfluss der Zeitkonstanten diskutiert und dabei insbesondere der Fall behandelt, dass die beiden Zeitkonstanten τ_H und τ_T etwa so groß wie die Zeitkonstante des Vorverstärkers werden. Außerdem wird die Gesamtverstärkung des Systems für alle Schalterstellungen mit $\tau_H = \tau_T$ bestimmt und mit den einzelnen Verstärkungen des ladungsempfindlichen und impulsformenden Verstärkers verglichen. Dabei benötigen wir wieder

- $C_P = 33 \text{ pF}$

3.1.5 PIN Diode: Rauschen der Signalelektronik

In diesem Versuchsteil sind wir am Rauschen der Schaltung interessiert. Dazu wird zuerst die Verstärkung der Schaltung bestimmt, indem ein Rechtecksignal durch den Funktionsgenerator angelegt wird und das Signal mit Hilfe eines Attenuators abgeschwächt wird. Das Signal

wird auf den Eingang des Rectify-Average-Schaltkreises gelegt und das DC-Ausgangssignal mit einem DMM gemessen. Das Oszilloskop sollte hier nicht benutzt werden, da es die Messung verfälscht.

Außerdem soll die verbundene Schaltung der beiden Verstärker an den Rectify-Average-Schaltkreis angeschlossen werden und das Ausgangssignal erneut mit dem DMM gemessen werden. Durch Variation der Kapazitäten am Eingang des ladungsempfindlichen Verstärkers werden so die ENC-Werte bestimmt und als Funktion der Kapazität aufgetragen.

In einem letzten Teil wird für eine Konstante Kapazität von $C = 70 \text{ pF}$ bzw. für die vollständig depletierte Diode die Zeitkonstante τ_S des impulsformenden Verstärkers variiert. Die ENC-Werte werden gegen τ_S aufgetragen und das Minimum ermittelt.

3.1.6 PIN Diode: Gesamtsystem

In diesem Versuchsteil untersuchen wir eine radioaktive ^{241}Am Quelle. Dazu schließen wir erneut die PIN-Diode an den Verstärker und betreiben diese - justiert vor der radioaktiven Quelle - vollständig depletiert. Zum Schutz ist das ganze System mit Blei abgeschirmt.

Die theoretische optimale Zeitkonstante ermittelt man durch Ableiten von Gleichung 12 nach τ und vergleicht diese mit dem experimentellen Wert.

Danach vergleicht man das erwartete Pulshöhenspektrum aus [2] mit dem am Oszilloskop über das Gesamtsystem gemessene und verstärkte Signal. Hierbei benutzt man, dass zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium etwa $3,61 \text{ eV}$ benötigt werden, wie man in [2] findet.

3.1.7 Pixeldetektor: Kalibrierung

Nun beschäftigen wir uns im nächsten Abschnitt mit einem Pixeldetektor. Dieser besteht in unserem Fall aus nur einem Chip der Art FE-I4, der im Theorieteil bereits behandelt wurde. Der Chip ist dabei auf einem Auslesesystem angebracht, welches vollständig durch Eingaben auf einer Konsole am Computer gesteuert werden kann. Um das Auslesesystem ordentlich benutzen zu können, muss der Injektionsschaltkreis zuerst kalibriert werden. Dabei kann dann ein Zusammenhang zwischen dem PlsrDAC-Register und einer Ladung hergestellt werden, welches für den weiteren Verlauf des Versuchs von Nöten ist. Dazu geben wir den Befehl `mngr.run_run(PlsrDacCalibration)` in die Konsole ein. Daraufhin kalibriert sich der Schaltkreis von selbst und gibt uns vorgefertigte Ausgaben die wir in der Auswertung untersuchen werden.

3.1.8 Pixeldetektor: Schwellenmessung

Im zweiten Teil des Pixeldetektors sollen wir das Antwortverhalten des System aus Vorverstärker und Diskriminator untersuchen. Normalerweise würde man bei einer Festlegung einer Schwelle, bis zu dieser kein Signal erwarten und nach der Schwelle nur noch ein volles Signal. Doch durch das elektronische Rauschen ist dies nicht der Fall und wir bekommen eine sog. S-Kurve. Diese ist zudem bei allen Pixel unterschiedlich, bedingt durch Unterschiede in der Produktion. Nun soll hier zum einem der gesamte Chip untersucht werden. Das passiert mit einem Befehl `mngr.run_run(ThresholdScan)`. Zwischendurch setzen wir nur die globale Schwelle einmal hoch und untersuchen das Ergebnis. Danach kalibriert man den gesamten

Chip mit `mngr.run_run(pei4Tuning)` vermisst ihn erneut und vergleicht das Ergebnis mit dem des ersten Scans. Außerdem schauen wir uns am Beispiel eines einzelnen Pixels, dessen Verhalten vor und nach der Kalibrierung an und versuchen hier auf grafische Art das Rauschen festzustellen. Das Gnaze ist in der Auswertung zu sehen.

3.1.9 Pixeldetektor: Ladungskalibrierung

Um das Spektrum einer Röntgenquelle aufzunehmen, gibt es zwei unterschiedliche Methoden. Zum einem das TDC-Verfahren als auch das TOT-Verfahren. Dabei ist das TDC-Verfahren deutlich genauer. Um diese Verfahren jedoch nutzen zu können, müssen wir dafür eine Kalibrierung durchführen, was in diesem Versuchsteil gemacht wird. Das geschieht mit dem Befehl `mngr.run_run(HitOrCalibration)`. Daraufhin gibt uns der Computer einige Dateien aus, die wir dann in der Auswertung behandeln werden.

3.1.10 Pixeldetektor: Messung mit einer Gamma-Quelle

Im letzten Versuchsteil wollen wir nun die Gamma-Quelle ^{241}Am vermessen. Dazu platzieren wir die Probe auf dem Chip und schirmen diesen dann mit einigen Bleiblöcken ordentlich ab. Dann lassen einige weiteren Kalibrierungen durchlaufen wobei wir z.B. defekte oder rauschende Pixel aus dem Ergebnis nehmen. Danach wird mit `mngr.run_run(ExtTriggerScan, run_conf={"max_trigger": 500000})` ein großer Durchlauf gestartet, der dann auch einige Zeit in Anspruch nimmt. Trotzdem benutzen wir nur die innersten 500 Chips, da der Durchlauf sonst zu lange dauern würde. Daraufhin gibt uns der Computer einige Dateien aus, die wir dann in der Auswertung behandeln werden.

3.2 Auswertung

3.2.1 PIN Diode: Charakteristische Eigenschaften eines Halbleitersensors

Zuerst erinnern wir uns an die goldenen Regeln eines rückgekoppelten Operationsverstärkers:

- kein Strom fließt in den Operationsverstärker
- die Spannungen an den Eingängen sind gleich

Demnach liegen unsere beiden Eingänge auf Erde, da der nicht-invertierende Eingang auf Masse liegt. Die gesamte Spannung muss also über die externe Detektordiode abfallen und der Strom durch die Detektordiode fließt auch durch den Widerstand R_{F1} . Als Gleichspannungsverstärkung erhalten wir also

$$V^{\sim} = \frac{U_{out}^{\sim}}{U_D} = \frac{I \cdot R_{F1}}{I \cdot R_D} = \frac{R_{F1}}{R_D}$$

wobei U_D die Spannung ist, welche die Sperrzone der Diode ausbaut. Daraus erhält man

$$R_D = \frac{R_{F1} \cdot U_D}{U_{out}^{\sim}}$$

und unter Anwendung des ohmschen Gesetzes schließlich für den Leckstrom

$$I_D = \frac{U_D}{R_D} = \frac{U_{out}^{\sim}}{R_{F1}}$$

Für die Wechselspannungsverstärkung erhalten wir

$$V^{\sim} = \frac{U_{out}^{\sim}}{U_{in}^{\sim}} = \frac{I \cdot R_{F1}}{I \cdot |Z_D|} = \frac{R_{F1}}{|Z_D|} = \frac{R_{F1}}{R_D} \cdot \sqrt{1 + (R_D \omega C_D)^2} \approx \omega R_{F1} C_D$$

wobei wir benutzt haben dass

$$|Z_D| = \left| \frac{1}{\frac{1}{R_D} + i\omega C_D} \right| = \frac{R_D}{\sqrt{1 + (R_D \omega C_D)^2}}$$

da Widerstand und Diode hier parallel geschaltet sind und $R_D \gg R_{F1}$. Auflösen nach C_D liefert dann

$$C_D = \frac{U_{out}^{\sim}}{U_{in}^{\sim}} \cdot \frac{1}{\omega R_{F1}}$$

Wir können C_K vernachlässigen, da das System aus R_B und C_K einen Hochpassfilter mit Zeitkonstante $\tau = C_K \cdot R_B$ bildet. Die Werte dieser Bauelemente (siehe [2]) betragen:

- $R_B = (5,1 \pm 0,051) \text{ M}\Omega$
- $C_K = (1,0 \pm 0,05) \mu\text{F}$

- $R_{F1} = (10,2 \pm 0,102) \text{ M}\Omega$

woraus für die Grenzfrequenz des Filters folgt:

$$f_{\text{grenz}} = \frac{1}{2\pi R_B C_K} = (0,0312 \pm 0,0016) \text{ Hz} \quad \checkmark$$

gut

Wie verlangt wurden hier 1% Fehler für Widerstände und 5% Fehler für Kapazitäten angenommen. Damit ist die Grenzfrequenz offensichtlich deutlich unterhalb der in diesem Versuchsteil benutzten Frequenz von $f = 1 \text{ kHz}$ und der Hochpass lässt unsere Frequenz ungehindert passieren.

Um nun aus den gemessenen Werten für die Spannungen wie in Unterunterabschnitt 3.1.1 beschrieben die parasitäre Kapazität des Detektorgehäuses zu bestimmen, benutzen wir die eben hergeleitete Formel

$$C_D = \frac{1}{\omega R_{F1}} \frac{U_{\text{Out}}}{U_{\text{in}}}$$

$$\Rightarrow \Delta C_D = \sqrt{\left(\frac{1}{\omega R_{F1}^2} \frac{U_{\text{Out}}}{U_{\text{in}}} \cdot \Delta R_{F1}\right)^2 + \left(\frac{1}{\omega R_{F1}} \frac{1}{U_{\text{in}}} \cdot \Delta U_{\text{Out}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\omega R_{F1}} \frac{U_{\text{Out}}}{U_{\text{in}}^2} \cdot \Delta U_{\text{in}}\right)^2}$$

wobei wir annehmen dass die Frequenz ohne Fehler einstellbar ist und erhalten für die Messwerte damit insgesamt Abbildung 60. Eine Mittelung über diese Werte ergibt

$$C_P \equiv C_{\text{Gehäuse}} = (2,28 \pm 0,044) \text{ pF}$$

realistisch? Vergleich Plattenkondensator

für die parasitäre Kapazität, welche in den folgenden Rechnungen eliminiert werden muss.

*$C = \frac{A \epsilon_0}{d}$
 $A = (5 \times 5) \text{ cm}^2$
 $d = 2 \text{ cm}$
 $\Rightarrow C \approx 1,1 \text{ pF}$*

Um mit eingesetzter Diode die Abhängigkeiten zwischen der Detektorspannung und des Leckstromes sowie der Detektorkapazität zu bestimmen verwenden wir ebenfalls die oben ermittelten Formeln

$$I_D = \frac{U_{\text{out}}}{R_{F1}}$$

$$\Delta I_D = \sqrt{\left(\frac{1}{R_{F1}} \cdot \Delta U_{\text{out}}\right)^2 + \left(\frac{U_{\text{out}}}{R_{F1}^2} \cdot \Delta R_{F1}\right)^2}$$

$$R_D = \frac{R_{F1} \cdot U_D}{U_{\text{out}}}$$

$$\Delta R_D = \sqrt{\left(\frac{U_D}{U_{\text{out}}} \cdot \Delta R_{F1}\right)^2 + \left(\frac{R_{F1}}{U_{\text{out}}} \cdot \Delta U_D\right)^2 + \left(\frac{R_{F1} \cdot U_D}{U_{\text{out}}^2} \cdot \Delta U_{\text{out}}\right)^2}$$

$$C_D = \frac{1}{\omega R_{F1}} \cdot \frac{U_{\text{Out}}}{U_{\text{in}}}$$

$$\Delta C_D = \sqrt{\left(\frac{1}{\omega R_{F1}^2} \frac{U_{\text{Out}}}{U_{\text{in}}} \cdot \Delta R_{F1}\right)^2 + \left(\frac{1}{\omega R_{F1}} \frac{1}{U_{\text{in}}} \cdot \Delta U_{\text{Out}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\omega R_{F1}} \frac{U_{\text{Out}}}{U_{\text{in}}^2} \cdot \Delta U_{\text{in}}\right)^2}$$

und bereinigen die Kapazität ausserdem mittels

$$C_{\text{korr}} = C_D - C_{\text{Gehäuse}}$$

$$\Delta C_{\text{korr}} = \sqrt{(\Delta C_D)^2 + (\Delta C_{\text{Gehäuse}})^2}$$

sodass wir ²⁰Abbildung 61 erhalten. Auch hier wurde wieder angenommen dass sowohl Frequenz als auch die angelegte Wechselspannung exakt sind und keine Fehler aufweisen. Für die Abhängigkeit Detektorspannung U_D gegen Leckstrom I_D erhalten wir so Abbildung 19, wodurch auch deutlich wird, dass dies ein nahezu linearer Zusammenhang ist, wie auch auf Grund von $U_D = R_D \cdot I_D$ zu erwarten war. Den Knick bei niedrigen Spannungen kann man erklären, indem man berücksichtigt dass es sich bei dem Widerstand um eine Diode handelt, welche bei geringen angelegten Spannungen kein lineares Verhalten zwischen Spannung und Stromstärke aufweist.

Siehe
Abb. 2

Diode hat keine
Region in der $I \sim U$!
 ~~$I_D = I_{le}$~~

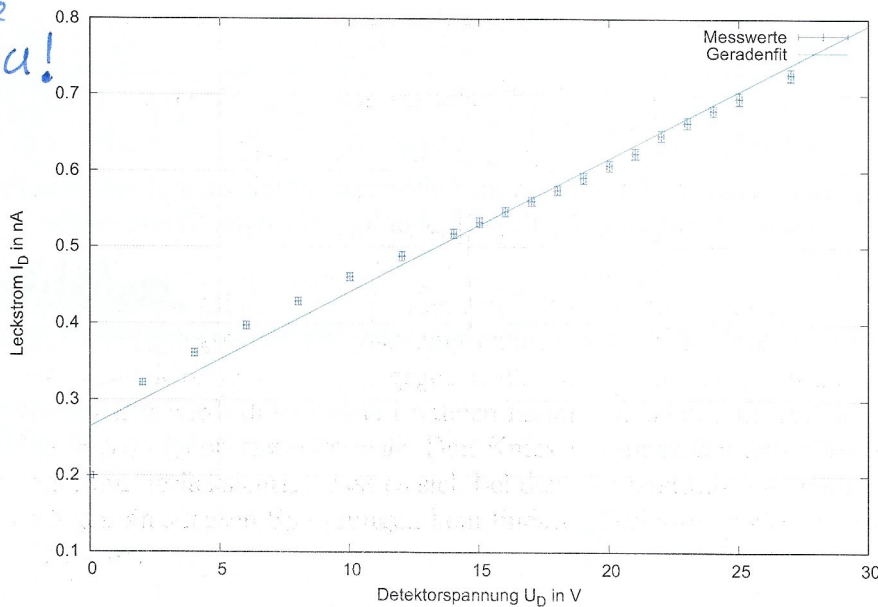


Abbildung 19: Zusammenhang zwischen dem Leckstrom I_D und der Detektorspannung U_D . Die mit *Gnuplot* gefittete Gerade ergab: $I_D(U_D) = (0,0176 \pm 0,0008) \frac{\text{nA}}{\text{V}} \cdot U + (0,265 \pm 0,011) \text{nA}$

Das Auftragen der Detektorkapazität C_D gegen die Detektorspannung U_D sparen wir uns an dieser Stelle, da wir im nächsten Schritt die korrigierte Kapazität benutzen werden um den Zusammenhang zu der Detektorspannung zu ermitteln. Nach Gleichung 2 gilt für den Zusammenhang zwischen der Detektorkapazität C_D und der Detektorspannung U_D :

$$\frac{1}{C_D} \sim \sqrt{U_D + 0.6}$$

Auftragen dieser Abhängigkeit liefert Abbildung 20, wobei man hier deutlich sieht, dass die inverse Kapazität ab einer gewissen Spannung nicht mehr weiter steigt, die Diode ist also

vollständig depletiert. Die Kurve wurde zum fitten in zwei Bereiche aufgeteilt, [0;3,75] und

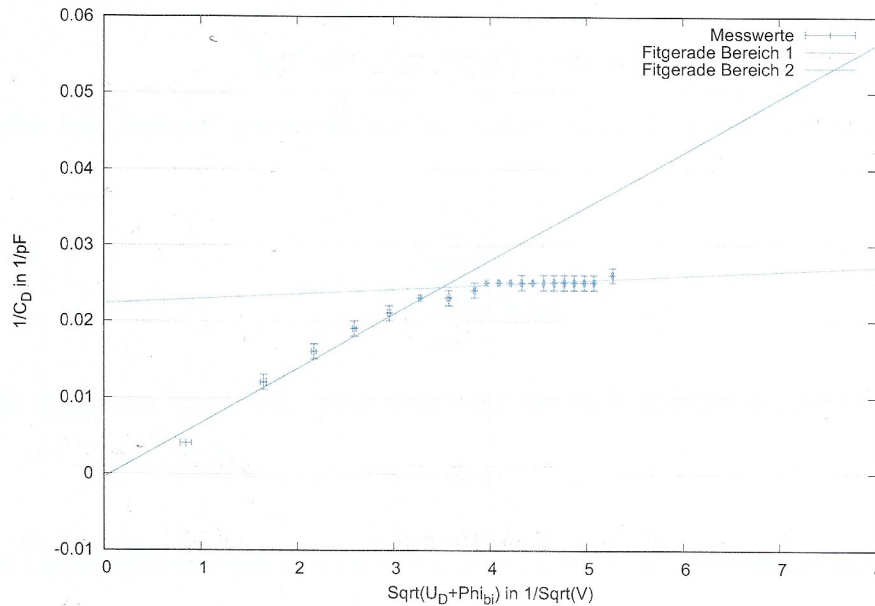


Abbildung 20: Zusammenhang zwischen der Kapazität C_D und der Detektorspannung U_D zur Bestimmung der Depletionsspannung

[3,75;5,5], womit sich mit Hilfe von *Gnuplot* für die beiden Geraden

$$\frac{1}{C_D} = (0,0071 \pm 0,0006) \frac{1}{pF\sqrt{V}} \cdot \sqrt{U_D + 0,6} - (0,0004 \pm 0,0015) \frac{1}{pF\sqrt{V}}$$

für den linken Teilbereich und

$$\frac{1}{C_D} = (0,000604 \pm 0,00021) \frac{1}{pF\sqrt{V}} \cdot \sqrt{U_D + 0,6} + (0,022 \pm 0,001) \frac{1}{pF\sqrt{V}}$$

für den rechten ergibt. Der Schnittpunkt dieser beiden Geraden berechnet sich wegen

$$y = m \cdot x + b = a \cdot x + c$$

$$\Leftrightarrow x = \frac{b - c}{a - m}$$

$$\Rightarrow \Delta x = \sqrt{\left(\frac{1}{a - m} \Delta b\right)^2 + \left(\frac{1}{a - m} \Delta c\right)^2 + \left(\frac{b - c}{(a - m)^2} \Delta a\right)^2 + \left(\frac{b - c}{(a - m)^2} \Delta m\right)^2}$$

(und einsetzen in eine der berechneten Geraden) zu

$$\sqrt{U_{\text{depl}} + 0,6} = (3,45 \pm 0,183) \sqrt{V}$$

$$\frac{1}{C_{\text{depl}}} = (0,024 \pm 0,001) \frac{1}{pF}$$

und damit

$$U_{\text{depl}} = (11,3 \pm 1,2627) \text{ V}$$

$$C_{\text{depl}} = (41,67 \pm 1,74) \text{ pF} \checkmark$$

Für die Dicke der Verarmungszone greifen wir auf Gleichung 3 zurück und erhalten nach Umstellen

$$d = \frac{\epsilon A}{C_{\text{depl}}}$$

$$\Delta d = \frac{\epsilon A}{C_{\text{depl}}^2} \Delta C_{\text{depl}}$$

sodass man mit dem gegebenen Wert für den Querschnitt $A = 1 \text{ cm}^2$ (siehe [2]) als Wert für die Dicke

$$d_{\text{depl}} = (251,98 \pm 10,52) \mu\text{m} \checkmark$$

erhält.

Um die Dotierungsdichte N_D zu bestimmen, benutzen wir diesmal Gleichung 1 und stellen um nach

$$N_D = \frac{2\epsilon(U_{\text{depl}} + \Phi_{\text{bi}})}{ed_{\text{depl}}^2}$$

$$\Delta N_D = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon}{ed_{\text{depl}}^2} \Delta U_{\text{depl}}\right)^2 + \left(\frac{4\epsilon(U_{\text{depl}} + \Phi_{\text{bi}})}{ed_{\text{depl}}^3} \Delta d_{\text{depl}}\right)^2}$$

sodass wir als Wert

$$N_D = (2,46 \pm 0,33) \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

Wie wir in der Theorie bereits gesehen haben, erhalten wir für das elektrische Feld mit Gleichung 4

$$E_{\text{depl}} = 2 \frac{U_{\text{depl}}}{d_{\text{depl}}}$$

$$\Delta E_{\text{depl}} = \sqrt{\left(2 \frac{1}{d_{\text{depl}}} \Delta U_{\text{depl}}\right)^2 + \left(2 \frac{U_{\text{depl}}}{d_{\text{depl}}^2} \Delta d_{\text{depl}}\right)^2}$$

und damit

$$E_{\text{depl}} = (89,69 \pm 10,7) \frac{\text{kV}}{\text{m}}$$

Damit berechnet sich die Geschwindigkeit der Elektronen bzw. Löcher nach Gleichung 4 zu

$$v = \mu E_{\text{depl}}$$

$$\Delta v = \mu \Delta E_{\text{depl}}$$

Vergleichen?

mit $\mu_e = 1450 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und $\mu_h = 505 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und wir erhalten für die vollständig depletierte Diode

$$v_e = (13005,05 \pm 1551,5) \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$v_h = (4529,35 \pm 540,35) \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

} Realistisch?

Hieraus bestimmt sich die Ladungssammlungszeit nach Gleichung 6 direkt zu

$$\tau = \frac{d}{v}$$

$$\Delta\tau = \sqrt{\left(\frac{1}{v}\Delta d\right)^2 + \left(\frac{d}{v^2}\Delta v\right)^2}$$

und damit

$$\tau_e = (19,4 \pm 2,5) \text{ ns}$$

$$\tau_h = (55,6 \pm 7,0) \text{ ns}$$

} s.o. ?

3.2.2 PIN Diode: Ladungsempfindlicher Verstärker

Zuerst interessieren wir uns für den Zusammenhang zwischen der Ladungsmenge Q_{in} an der Kapazität C_P und der Pulsamplitude U_P . Auf Grund des vorliegenden Spannungsteilers

$$\bullet \frac{R_1}{R_1 + R_2} = \frac{1}{1000}$$

beträgt die am Kondensator anliegende Spannung hier

$$U_{\text{in}} = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \cdot U_P = \frac{U_P}{1000}$$

Die eingespeiste Ladung beträgt demnach

$$Q_{\text{in}} = C_P \cdot U_{\text{in}} = \frac{C_P \cdot U_P}{1000} \quad (14)$$

Die für einen Kondensator charakteristische Zeitkonstante

$$\tau = R_{F2} \cdot C_F$$

beschränkt die maximale Frequenz der Eingangs-Testpulse, da der Kondensator sich bei Überschreiten einer gewissen Frequenz nicht mehr schnell genug entladen kann und zwei verschiedene Signale so interferieren (Pile-Up-Effekt). Umstellen von (siehe [19])

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_C}$$

zu

$$f_{\text{max}} = \frac{1}{2\pi R_{F2} C_F}$$

$$\Delta f_{\text{max}} = \sqrt{\left(\frac{1}{2\pi R_{F2}^2 C_F} \Delta R_{F2}\right)^2 + \left(\frac{1}{2\pi R_{F2} C_F^2} \Delta C_F\right)^2}$$

und einsetzen der in Unterunterabschnitt 3.1.2 gegebenen Werte

- $R_{F2} = (20 \pm 0,2) \text{ M}\Omega$
- $C_F = (1 \pm 0,05) \text{ pF}$

liefert dann

$$f_{\max} = (7957,75 \pm 405,75) \text{ Hz}$$

Da wir im linearen Eingangsbereich des ladungsempfindlichen Verstärkers arbeiten wollen, muss für die Ladungsmenge gelten $Q_{\text{in}} < 50 \text{ fC}$. Dadurch ist wegen

- $C_P = (33 \pm 1,65) \text{ pF}$

also auch die Spannungsamplitude begrenzt auf

$$U_P = \frac{1000Q_{\text{in}}}{C_P} < 1,51 \text{ V} \checkmark$$

Wir haben im Folgenden 800 mV gewählt. *✓ gut*

Schaut man sich nun den Ausgang des Vorverstärkers für ein Rechtecksignal als Eingang am Oszilloskop an und variiert dabei die Frequenz, so erhält man Abbildung 21, Abbildung 22 und Abbildung 23, wobei das blaue Signal den Eingang (nur exemplarisch einmal mit ausgegeben) und das gelbe Signal den Ausgang darstellt.

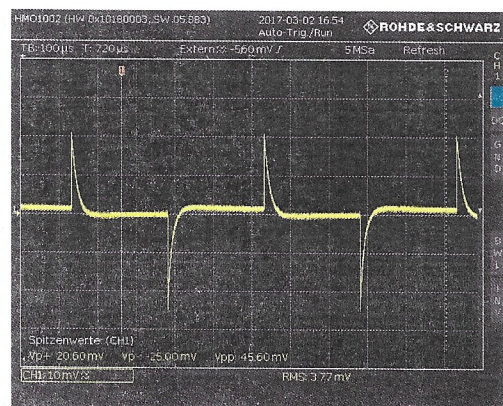
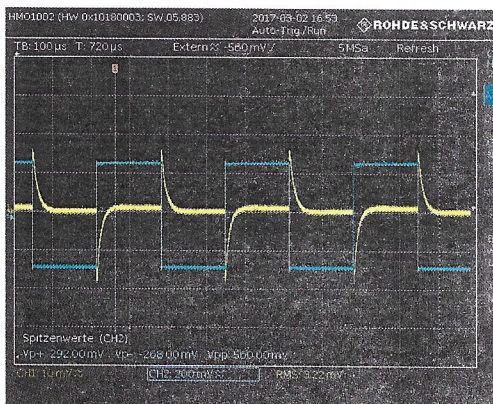


Abbildung 21: Oszilloskop-Aufnahme für 3 kHz Abbildung 22: Oszilloskop-Aufnahme für 2 kHz

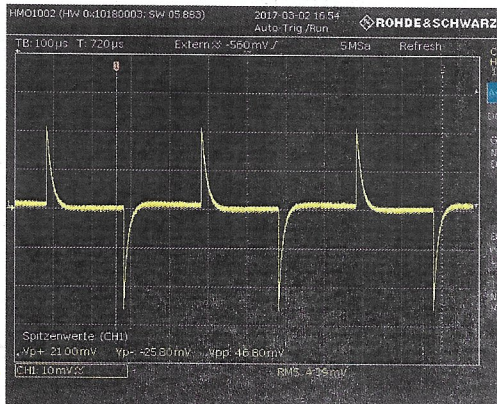


Abbildung 23: Oszilloskop-Aufnahme
für 2.5 kHz

Die Frequenzen sind dabei so gewählt, dass sie unter der Grenzfrequenz von 8 kHz liegen und wie zu erwarten war erhalten wir hier einen exponentiellen Abfall des Ausgangssignals mit der Zeitkonstante τ . Die Signale fallen also schnell genug ab, sodass die einzelnen Pulse separat gemessen werden können. Für größere Frequenzen - um den Bereich der Grenzfrequenz - konnten wir kein schönes Signal mehr erhalten, die Pulse beeinflussen sich gegenseitig da sie nicht schnell genug abfallen. Je größer die Frequenz, desto mehr geht das Signal wieder in die Form eines Rechtecksignals über, da die exponentiell abfallenden Stücke immer kürzer werden.

Für die Verstärkung benötigen wir Gleichung 14:

$$Q_{\text{in}} = \frac{C_P \cdot U_P}{1000}$$

$$\Delta Q_{\text{in}} = \sqrt{\left(\frac{U_P}{1000} \Delta C_P\right)^2 + \left(\frac{C_P}{1000} \Delta U_P\right)^2}$$

sowie Gleichung 13

$$G = \frac{U_{\text{Out}}}{Q_{\text{in}}}$$

$$\Delta G = \sqrt{\left(\frac{1}{Q_{\text{in}}} \Delta U_{\text{Out}}\right)^2 + \left(\frac{U_{\text{Out}}}{Q_{\text{in}}^2} \Delta Q_{\text{in}}\right)^2}$$

und optional

$$N_{\text{electrons}} = \frac{Q_{\text{in}}}{e^-}$$

$$\Delta N_{\text{electrons}} = \frac{\Delta Q_{\text{in}}}{e^-}$$

und erhalten mit den Messwerten zusammen dann Abbildung 62. Hierbei muss man aufpassen, denn die gemessene Spannung in der Tabelle ist *Peak-Peak* und muss demnach noch halbiert werden. Für den gemittelten Wert der Ladungsverstärkung erhalten wir

$$G = (0,902 \pm 0,049) \frac{\text{mV}}{\text{fC}}$$

und benutzt man dass die Elementarladung

$$e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C} = 1,602 \times 10^{-4} \text{ fC}$$

beträgt, so erhält man

$$G = (1,445 \pm 0,079) \times 10^{-4} \frac{\text{mV}}{\text{Elektron}}$$

Die Kapazität C_F bestimmt man auf Grund von

$$C_F = \frac{Q_F}{U_F} = \frac{1}{G}$$

$$\Delta C_F = \frac{1}{G^2} \Delta G$$

zu

$$C_F = (1,10 \pm 0,06) \text{ pF}$$

was den eigentlichen Wert $C_F = 1 \text{ pF}$ innerhalb der Fehlergrenzen knapp verfehlt. Die für die Bestimmung des Widerstands R_{F2} gemessene Entladekurve ist in Abbildung 24 zu sehen.

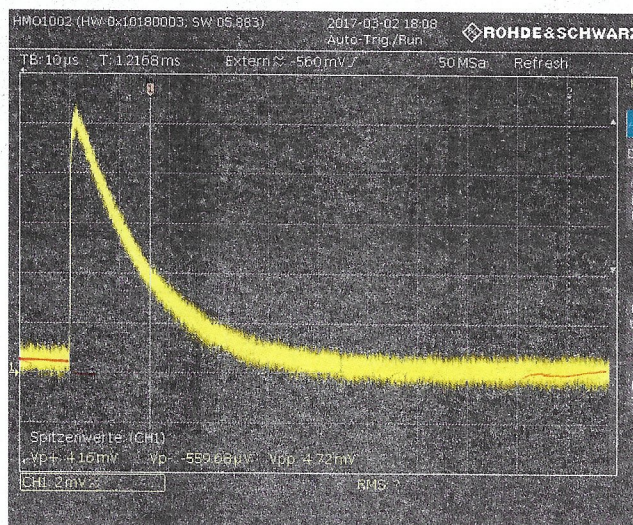


Abbildung 24: Entladekurve des Kondensators C_{F2}

Über Ermittlung der Zeitkonstante des Kondensators kann man nun den Widerstand bestimmen. Dazu lesen wir einige Werte aus der Kurve ab und übernehmen diese in Abbildung 25. Durch graphisches Auftragen dieser Werte - zu sehen in Abbildung 25 - und Anpassen einer Funktion der Form

$$U(t) = U_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

findet man - erneut mit Hilfe von *Gnuplot* -

$$U_0 = (10,98 \pm 0,15) \text{ mV}$$

$$\tau = (15,19 \pm 0,34) \mu\text{s}$$

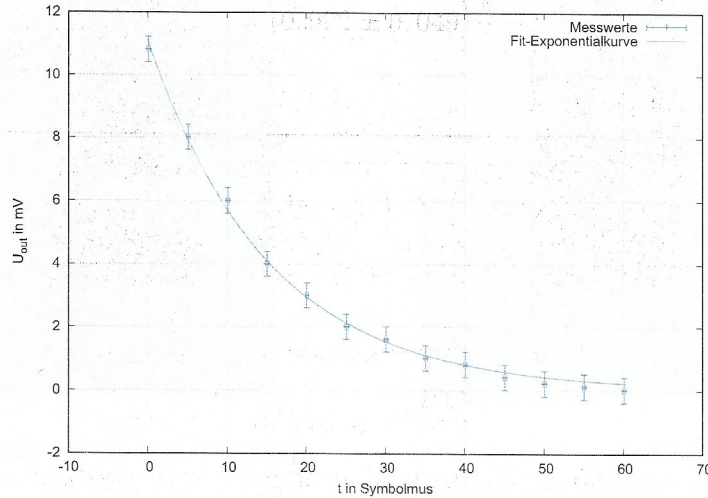


Abbildung 25: Aufgetragene Messwerte der Entladekurve des Kondensators C_{F2} mit angepasster abfallender Exponentialfunktion

und wegen

$$R_{F2} = \frac{\tau}{C_F}$$

$$\Delta R_{F2} = \sqrt{\left(\frac{1}{C_F} \Delta \tau\right)^2 + \left(\frac{\tau}{C_F^2} \Delta C_F\right)^2}$$

dann letztendlich

$$R_{F2} = (13,81 \pm 0,814) \text{ M}\Omega$$

was den eigentlich Wert $R_{F2} = 20 \text{ M}\Omega$ ebenfalls verfehlt. Da allerdings C_F bereits neben dem gegebenen Wert lag, kann man unter Verwendung von dessen wahren Wert wenigsten

$$R_{F2} = (15,19 \pm 0,832) \text{ M}\Omega \quad \checkmark$$

erhalten, was etwas näher an dessen wahren Wert liegt.

Warum liegt es denn, dass R_{F2} daneben liegt?

3.2.3 PIN Diode: Impulsformender Verstärker

Betrachtet man das Ausgangssignal des impulsformenden Verstärkers am Oszilloskop für die Schaltereinstellungen (0-0), (4-4), (9-9) und (E-E), so erhält man Abbildung 26, Abbildung 27, Abbildung 28 und Abbildung 29.

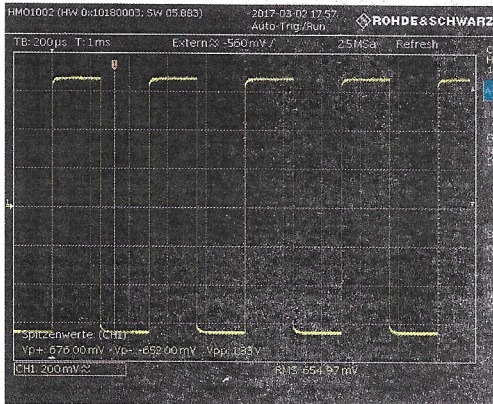


Abbildung 26: Oszilloskop-Aufnahme für Schalterstellung (0-0), d.h. ausgeschalteten Hoch- und Tiefpass

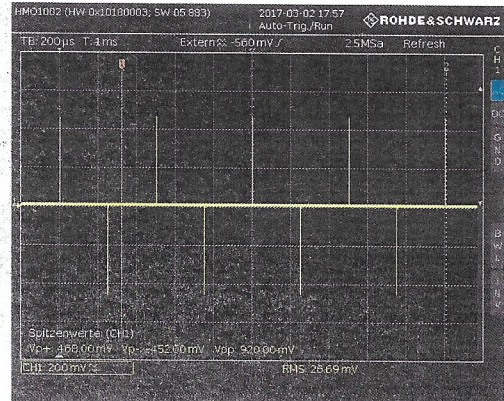


Abbildung 27: Oszilloskop-Aufnahme für Schalterstellung (4-4) des Hoch- und Tiefpasses

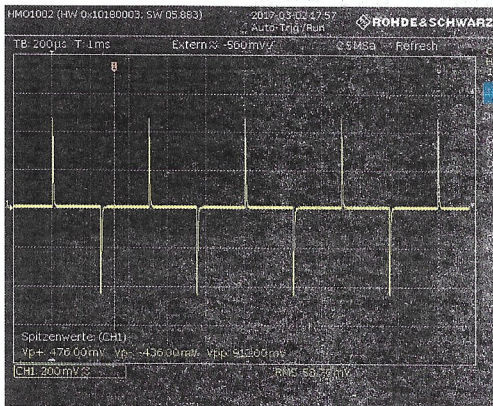


Abbildung 28: Oszilloskop-Aufnahme für Schalterstellung (9-9) des Hoch- und Tiefpasses

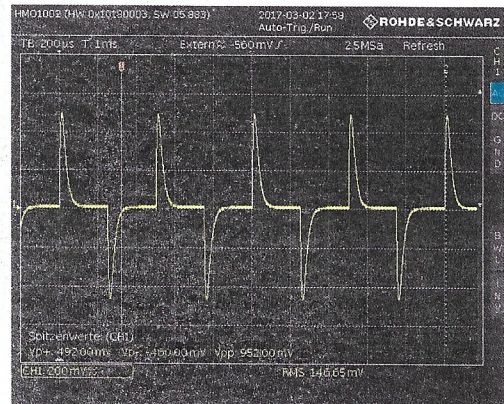


Abbildung 29: Oszilloskop-Aufnahme für Schalterstellung (E-E) des Hoch- und Tiefpasses

Um die Spannungsverstärkung des Systems für ausgeschalteten Hoch- und Tiefpass zu messen, stellt man die Schalter auf (0-0) und misst sowohl die am Eingang des impulsformenden Verstärker anliegende Spannung, als auch die Spannung des Ausgangssignals. Für die am Eingang anliegende Spannung muss man erneut beachten, dass nach dem regulierbaren Funktionsgenerator ein Spannungsteiler geschaltet ist. Für die beiden Widerstände dieses Spannungsteilers gilt

- $R_1 = (2,4 \pm 0,024) \text{ k}\Omega$
- $R_2 = (50 \pm 0,5) \Omega$

wobei die Spannung nach R_1 abgegriffen wird, sodass für die anliegende Spannung

$$U_{\text{in}} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot U_{\text{P}} = \frac{1}{49} \cdot U_{\text{P}}$$

$$\Delta U_{\text{in}} = \sqrt{\left(\frac{R_1 U_{\text{P}}}{(R_1 + R_2)^2} \Delta R_2\right)^2 + \left(\frac{R_2 U_{\text{P}}}{(R_1 + R_2)^2} \Delta R_1\right)^2 + \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} \Delta U_{\text{P}}\right)^2}$$

gilt. Die Spannungsverstärkung ergibt sich dann mittels

$$A = \frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}}$$

$$\Delta A = \sqrt{\left(\frac{1}{U_{\text{in}}} \Delta U_{\text{out}}\right)^2 + \left(\frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}^2} \Delta U_{\text{in}}\right)^2}$$

sodass wir insgesamt Abbildung 30 erhalten. Der gemittelte Wert für die Leerlaufverstärkung

Schalter auf 0							
U_{P}	ΔU_{P}	U_{out}	ΔU_{out}	U_{in}	ΔU_{in}	A	ΔA
in mV	in mV	in mV	in mV	in mV	in mV	in -	in -
100.000	10.000	138.000	6.000	2.0408	0.206	67.62	7.43275128
400.000	10.000	548.000	8.000	8.1633	0.233	67.13	2.15448337
800.000	10.000	1080.000	40.000	16.327	0.305	66.15	2.74336113
1000.000	10.000	1330.000	40.000	20.408	0.349	65.17	2.25420097
1400.000	10.000	1880.000	40.000	28.571	0.445	65.8	1.7354667

Abbildung 30: Messwerte zur Spannungsverstärkung der Schaltung bei ausgeschaltetem Hoch- und Tiefpass

der Schaltung lautet dann

$$A = (66,37 \pm 3,89) \quad \checkmark$$

Da das Signal nur durch den Operationsverstärker beeinflusst wird und das Eingangssignal rechteckig ist, ist das Ausgangssignal ebenfalls ein Rechtecksignal.

Um die Spannungsverstärkung und die Zeitkonstante für die Schaltereinstellungen von 1 bis F - mit $\tau_{\text{H}} = \tau_{\text{T}}$ - zu bestimmen, haben wir mit Hilfe des Oszilloskops für jede dieser Einstellung ein Bild genommen und einen Messwert für die Ausgangsspannung genommen. Die aufgenommenen Bilder des Oszilloskops sind in Abbildung 64 ... Abbildung 78 zu sehen. Dabei muss man wieder vorsichtig bei der Unterscheidung von Peak-to-Peak Spannungen und Spitzenwerten (von der Nulllinie aus gemessen) sein. Die Zeitkonstante τ ergibt sich dabei durch Bestimmung des Zeitwertes, nach welchem das Maximum des Ausgangssignals erreicht wird, wie in Unterabschnitt 2.9 bzw. Unterunterabschnitt 3.1.3 beschrieben. Die Spannungsverstärkung A ergibt sich analog wie in der vorigen Teilaufgabe zu

$$A = \frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}}$$

$$\Delta A = \sqrt{\left(\frac{1}{U_{\text{in}}} \Delta U_{\text{out}}\right)^2 + \left(\frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}^2} \Delta U_{\text{in}}\right)^2}$$

Bedingung
A & B
ergibt B
Warum?

wobei auf Grund des Spannungsteilers wieder

$$U_{\text{in}} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot U_P = \frac{1}{49} \cdot U_P$$

$$\Delta U_{\text{in}} = \sqrt{\left(\frac{R_1 U_P}{(R_1 + R_2)^2} \Delta R_2\right)^2 + \left(\frac{R_2 U_P}{(R_1 + R_2)^2} \Delta R_1\right)^2 + \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} \Delta U_P\right)^2}$$

gilt und die eingestellte Spannung $U_P = 800 \text{ mV}$ war, sodass hieraus direkt

$$U_{\text{in}} = (16,33 \pm 0,226) \text{ mV}$$

folgt. Insgesamt erhält man so Abbildung 31 woraus man sofort ablesen kann dass die Span-

Schalterstellung	U_{out}	ΔU_{out}	τ	$\Delta \tau$	A	ΔA
in -	in mV	in mV	in μs	in μs	in -	in -
1-1	808.00	10.000	0.05	0.01	49.49	0.91865
2-2	904.00	10.000	0.1	0.02	55.37	0.98079
3-3	992.00	10.000	0.15	0.03	60.76	1.04009
4-4	960.00	10.000	0.2	0.04	58.8	1.0183
5-5	944.00	10.000	0.5	0.1	57.82	1.0075
6-6	928.00	10.000	0.7	0.14	56.84	0.99676
7-7	944.00	10.000	1	0.2	57.82	1.0075
8-8	888.00	10.000	1.5	0.3	54.39	0.97024
9-9	896.00	10.000	2	0.4	54.88	0.97551
A-A	928.00	10.000	2.4	0.48	56.84	0.99676
B-B	896.00	10.000	3.2	0.64	54.88	0.97551
C-C	960.00	10.000	4.5	0.9	58.8	1.0183
D-D	912.00	10.000	8	1.6	55.86	0.9861
E-E	744.00	10.000	12	2.4	45.57	0.87896
F-F	928.00	10.000	22	4.4	56.84	0.99676

Abbildung 31: Messwerte zur Spannungsverstärkung der Schaltung bei allen Schalterstellungen mit $\tau_{\text{H}} = \tau_{\text{T}}$

nungsverstärkung in guter Näherung konstant ist, leider aber außerhalb der Fehlergrenzen liegt. Zu Beginn könnte man denken, dass für jede Schaltereinstellung mehr die Zeitkonstante um $0,05 \mu\text{s}$ steigt, die Regelmäßigkeit verliert sich für größere Schaltereinstellungen aber.

Wie wir wissen, lässt ein Hochpass Frequenzen ab einer gewissen Grenzfrequenz durch, und zwar

$$f_{\text{G}}^{\text{H}} = \frac{1}{2\pi R \cdot C} = \frac{1}{2\pi\tau} \sim \frac{1}{\tau}$$

während ein Tiefpass Frequenzen bis zu einer Grenzfrequenz von

$$f_{\text{G}}^{\text{T}} = \frac{1}{2\pi R \cdot C} = \frac{1}{2\pi\tau} \sim \frac{1}{\tau}$$

durchlässt. Wählt man unterschiedliche Einstellungen (d.h. Zeitkonstanten) des Hoch- und Tiefpasses, so unterscheidet man:

- eine Erhöhung von τ_H im Vergleich zu τ_T , d.h. $\tau_H > \tau_T$ führt wegen der Antiproportionalität zu einer geringeren Grenzfrequenz des Hochpasses und es werden mehr Frequenzen durchgelassen \Rightarrow größere Amplitude ✓
- eine Erhöhung von τ_T führt entsprechend zu einer Verringerung der Grenzfrequenz des Tiefpasses, wodurch weniger Frequenzen durch den Tiefpass kommen \Rightarrow kleinere Amplitude ✓

sehr gut!

3.2.4 PIN Diode: Verbindung der Verstärker

Zuerst betrachten wir das Ausgangssignal des ladungsempfindlichen Verstärkers (gelb), sowie der Gesamtschaltung (blau), für verschiedene Frequenzen und Zeitkonstanten τ_H , τ_T - d.h. insbesondere, dass wir die Amplitude des Kalibrierungssignals konstant halten, da man hier außer einer Streckung keinen Unterschied bemerkt. Die Amplitude haben wir zu

$$U_0 = 1,5 \text{ V}$$

gewählt. In Abbildung 32, Abbildung 33, Abbildung 34 und Abbildung 35 sind die aufgenommenen Bilder für die verschiedenen Einstellungen zu sehen.

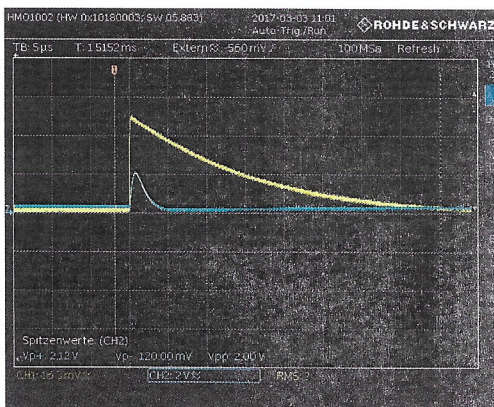


Abbildung 32: Oszilloskop für Verbindung der beiden Verstärker, $f = 1 \text{ kHz}$, Schalterstellung (6-6)

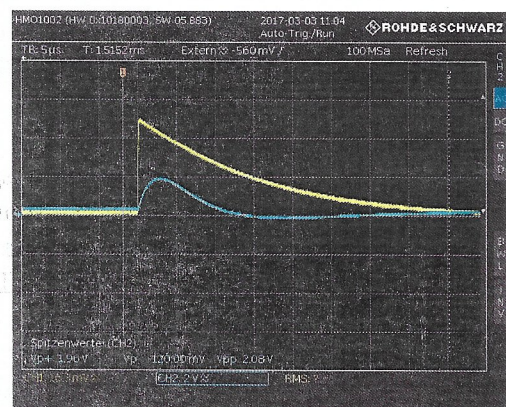


Abbildung 33: Oszilloskop für Verbindung der beiden Verstärker, $f = 1 \text{ kHz}$, Schalterstellung (B-B)

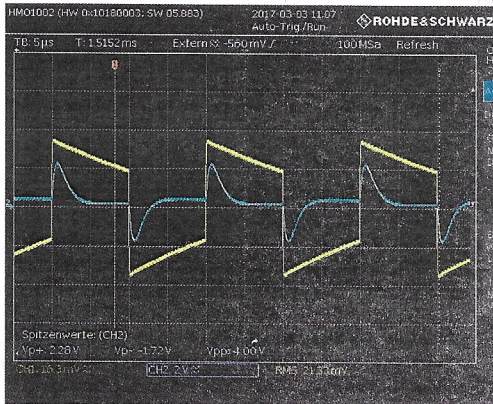


Abbildung 34: Oszilloskop für Verbindung der beiden Verstärker, $f = 50 \text{ kHz}$, Schalterstellung (6-6)

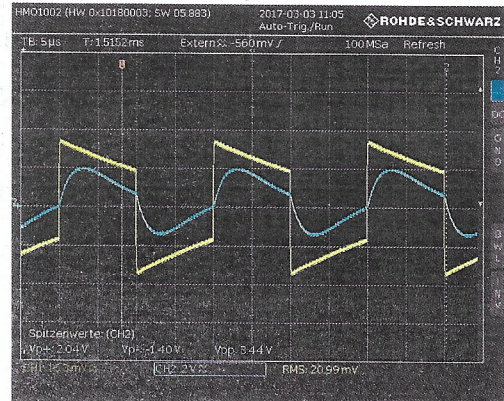


Abbildung 35: Oszilloskop für Verbindung der beiden Verstärker, $f = 50 \text{ kHz}$, Schalterstellung (B-B)

Dabei bemerkt man, dass das Ausgangssignal des ladungsempfindlichen Verstärkers für größere Frequenzen kaum noch abfällt, weshalb der impulsformende Verstärker unabdinglich wird. Außerdem fällt auf, dass das Signal des gesamten Verstärkersystems für größere Zeitkonstanten langsamer abfällt, d.h. breiter ist. Der Grund dafür liegt in der größeren Zeitkonstante und dadurch größeren Zeitspanne zum Entladen der Kondensatoren. Bei $f = 1 \text{ kHz}$ hat dies allerdings noch keine große Auswirkung, da die Frequenz zu klein ist dass sich aufeinanderfolgende Signale überlagern können. Für $f = 50 \text{ kHz}$ sieht man bei der größeren Schaltereinstellung allerdings dass sich die beiden aufeinanderfolgenden Pulse überlagern. Der Grund für die umgekehrte Polarität liegt in der von außen angelegten Wechselspannung.

Kommt die Zeitkonstante $\tau_S = \tau_{II} = \tau_T$ nun in die Größenordnung der Zeitkonstante des ladungsempfindlichen Vorverstärkers $\tau = R_{F2} \cdot C_F = (15, 19 \pm 0, 34) \mu\text{s}$ (siehe Unterunterabschnitt 3.2.2), d.h. wählen wir die Schalterstellungen (E-E) oder (F-F) ($\tau_{E-E} = (12 \pm 2, 4) \mu\text{s}$ und $\tau_{F-F} = (22 \pm 4, 4) \mu\text{s}$, siehe Unterunterabschnitt 3.2.3) - so beobachtet man dass das Signal durchschwingt, d.h. anstatt gegen die Nulllinie zu laufen, schwingt das Signal in den negativen bzw. positiven Bereich über. In Abbildung 36 und Abbildung 37 sind die am Oszilloskop aufgenommenen Bilder für die Schalterstellung (F-F) bei zwei verschiedenen Frequenzen dargestellt.

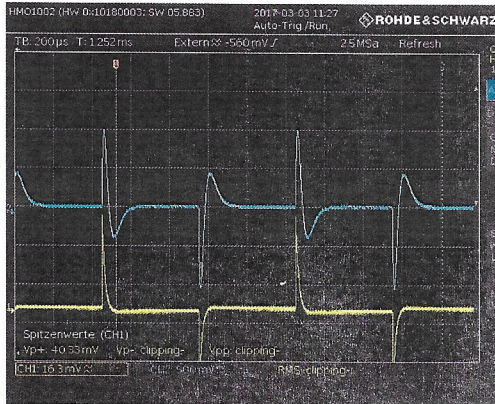


Abbildung 36: Oszilloskop für Verbindung der beiden Verstärker, $f = 1$ kHz, Schalterstellung (F-F), d.h. im Bereich der Zeitkonstante des Vorverstärkers

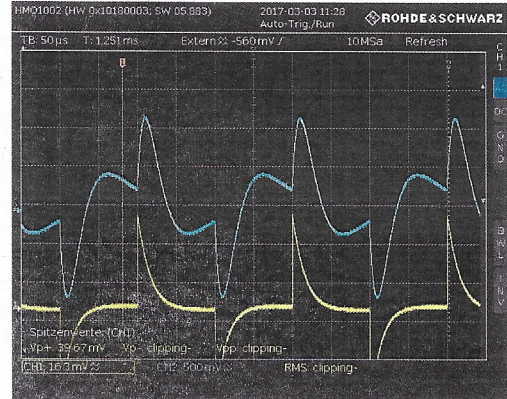


Abbildung 37: Oszilloskop für Verbindung der beiden Verstärker, $f = 5$ kHz, Schalterstellung (F-F), d.h. im Bereich der Zeitkonstante des Vorverstärkers

Hier fällt auch wieder auf, dass für die größere Frequenz eine Überlagerung zweier aufeinanderfolgender Pulse stattfindet. Eine mögliche Erklärung für dieses Durchschwingen über die Nulllinie sind Reflexionen in den (teilweise) abgeschlossenen Kabeln.

Wir wollen nun die Ladungsverstärkung des Systems aus ladungsempfindlichen und impulsformenden Verstärkers bestimmen. Dazu benutzen wir wieder

$$Q_{in} = \frac{C_P \cdot U_P}{1000}$$

$$\Delta Q_{in} = \sqrt{\left(\frac{U_P}{1000} \Delta C_P\right)^2 + \left(\frac{C_P}{1000} \Delta U_P\right)^2}$$

und

$$G = \frac{U_{out}}{Q_{in}}$$

$$\Delta G = \sqrt{\left(\frac{1}{Q_{in}} \Delta U_{out}\right)^2 + \left(\frac{U_{out}}{Q_{in}^2} \Delta Q_{in}\right)^2}$$

wobei

- $C_P = (33 \pm 1,65) \text{ pF}$

und erhalten damit dann Abbildung 38. Dabei ist wieder besonders darauf zu achten, dass wir die Peak-to-Peak-Spannung gemessen haben, welche also noch halbiert werden muss. Um diese gemessenen Verstärkungen nun mit den bereits gemessenen Verstärkungen von ladungsempfindlichen und impulsformenden Verstärker zu vergleichen, bemerkt man dass

Schalter	U_p	ΔU_p	U_{out}	ΔU_{out}	Q_{in}	ΔQ_{in}	Verstärkung G	
-	in V	in V	in V	in V	in pC	in pC	in -	in -
0	1.500	0.050	10.2	0.1	0.0495	0.0030	16.57	1.05
1	1.500	0.050	2.4	0.1	0.0495	0.0030	3.88	0.40
2	1.500	0.050	3.2	0.1	0.0495	0.0030	5.18	0.45
3	1.500	0.050	3.6	0.1	0.0495	0.0030	5.83	0.48
4	1.500	0.050	3.8	0.1	0.0495	0.0030	6.08	0.49
5	1.500	0.050	3.7	0.1	0.0495	0.0030	5.95	0.48
6	1.500	0.050	3.8	0.1	0.0495	0.0030	6.21	0.49
7	1.500	0.050	3.8	0.1	0.0495	0.0030	6.15	0.49
8	1.500	0.050	3.6	0.1	0.0495	0.0030	5.83	0.48
9	1.500	0.050	3.4	0.1	0.0495	0.0030	5.57	0.47
A	1.500	0.050	3.6	0.1	0.0495	0.0030	5.83	0.48
B	1.500	0.050	3.4	0.1	0.0495	0.0030	5.57	0.47
C	1.500	0.050	3.4	0.1	0.0495	0.0030	5.44	0.46
D	1.500	0.050	3.0	0.1	0.0495	0.0030	4.85	0.44
E	1.500	0.050	2.7	0.1	0.0495	0.0030	4.40	0.42
F	1.500	0.050	2.5	0.1	0.0495	0.0030	4.01	0.40

Abbildung 38: Messwerte zur Verstärkung des Systems aus beiden Verstärkern

die Verstärkungen multiplikativ sind, die zusammengesetzte Schaltung allerdings noch aus einem 1 : 2 Spannungsteiler besteht, sodass hierfür

$$G_{\text{Theo}} = \frac{1}{2} \cdot G \cdot A$$

$$\Delta G_{\text{Theo}} = \sqrt{\left(\frac{1}{2} \cdot A \Delta G\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \cdot G \Delta A\right)^2}$$

folgt und mit

$$G = (0,1445 \pm 0,0079) \frac{\mu\text{V}}{\text{Elektron}}$$

$$A = (66,37 \pm 3,89)$$

dann in

$$G_{\text{Theo}} = (4,8 \pm 0,38) \frac{\mu\text{V}}{\text{Elektron}}$$

resultiert. Am besten mit diesem Wert übereinstimmen tut demnach der Wert für die Schaltereinstellung (D-D).

3.2.5 PIN Diode: Rauschen der Signalelektronik

Zu allererst wollen wir die Verstärkung des Rectify-Average-Schaltkreises ermitteln, d.h. wir wollen das Verhältnis von gemessener Ausgangsspannung U_{out} zur Eingangsspannung U_{in} . Dabei muss man berücksichtigen, dass das anliegende Rechtecksignal, welches wir nach einer Abschwächung um $D = 30 \text{ dB}$ von $0,1 \text{ V} \dots 1,6 \text{ V}$ variieren, Peak-to-Peak gemessen wurde

und für die Spitzenspannung deshalb noch halbiert werden muss. Insgesamt gilt also:

$$U_{\text{in}} = \frac{U_{\text{PP}}}{2} \cdot 10^{-\frac{D}{20}}$$

$$\Delta U_{\text{in}} = \frac{1}{2} \cdot 10^{-\frac{D}{20}} \cdot \Delta U_{\text{PP}}$$

Die 20 im Nenner rührt daher, dass Dezibel ein Verhältnis der Leistungen angibt, für welche wiederum

$$P = \frac{U^2}{R}$$

gilt und mit den Logarithmusgesetzen deshalb in einem Faktor 2 resultiert. Für die Verstärkung gilt dann mit $R_2 = R_1$ (siehe Gleichung 11)

$$\beta = \frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}}$$

$$\Delta\beta = \sqrt{\left(\frac{1}{U_{\text{in}}} \Delta U_{\text{out}}\right)^2 + \left(\frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}^2} \Delta U_{\text{in}}\right)^2}$$

sodass insgesamt Abbildung 39 folgt. Der gemittelte Wert der Verstärkung beträgt demnach

U_{PP} in V	ΔU_{PP} in V	$U_{\text{out,ARV}}$ in V	$\Delta U_{\text{out,ARV}}$ in V	U_{in} in V	ΔU_{in} in V	β in -	$\Delta\beta$ in -
1.600	0.050	2.73	0.01	0.025	0.0008	107.912725	3.3953605
1.450	0.050	2.55	0.01	0.023	0.0008	111.224938	3.8600652
1.300	0.050	2.33	0.01	0.021	0.0008	113.355492	4.38688663
1.150	0.050	2.09	0.01	0.018	0.0008	114.941918	5.02764468
1.000	0.050	1.82	0.01	0.016	0.0008	115.106907	5.78999136
0.850	0.050	1.55	0.01	0.013	0.0008	115.330126	6.82480669
0.700	0.050	1.27	0.01	0.011	0.0008	114.745504	8.24575667
0.550	0.050	1.00	0.01	0.009	0.0008	114.991915	10.5168658
0.400	0.050	0.72	0.01	0.006	0.0008	113.841996	14.3178211
0.250	0.050	0.45	0.01	0.004	0.0008	113.841996	22.9085137
0.100	0.050	0.18	0.01	0.002	0.0008	113.841996	57.2712843

Abbildung 39: Messwerte zur Verstärkung des Rectify-Average-Schaltkreises

$$\beta = (113,56 \pm 19,86)$$

Um den Korrekturfaktor $\frac{U_{\text{RMS}}}{U_{\text{ARV}}}$ für das Rauschen zu ermitteln, nehmen wir ein normalverteiltes Rauschen an

$$P(U) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{U^2}{2 \cdot \sigma^2}\right)$$

und mit den Definitionen Gleichung 8 folgt dann sofort

$$U_{\text{RMS}} = \sigma$$

$$U_{\text{ARV}} = \frac{2\sigma}{\sqrt{2\pi}}$$

und damit

$$\frac{U_{\text{RMS}}}{U_{\text{ARV}}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}$$

In einem nächsten Teil bestimmen wir für verschiedene Kapazitäten am Eingang des ladungsempfindlichen Verstärkers die ENC-Werte, indem man die Ausgangsspannung misst. Für das ENC erhalten wir so mit dem gerade eben bestimmten Korrekturfaktor $\frac{U_{\text{RMS}}}{U_{\text{ARV}}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}$ und der ausgerechneten Verstärkung $\beta = (113,56 \pm 19,86)$, sowie dem Ergebnis $G = G_{\text{Theo}} = (4,8 \pm 0,38) \frac{\mu\text{V}}{\text{Elektron}}$ aus Unterunterabschnitt 3.2.4

$$\text{ENC} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{U_{\text{out}}}{G \cdot \beta} \quad (15)$$

$$\Delta \text{ENC} = \sqrt{\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{1}{G \cdot \beta} \Delta U_{\text{out}}\right)^2 + \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{U_{\text{out}}}{G^2 \cdot \beta} \Delta G\right)^2 + \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{U_{\text{out}}}{G \cdot \beta^2} \Delta \beta\right)^2} \quad (16)$$

und damit insgesamt Abbildung 40 wobei wir hier die Ergebnisse aus Unterunterabschnitt 3.2.1

Kapazität C	ΔC	$U_{\text{out,ARV}}$	$\Delta U_{\text{out,ARV}}$	ENC	ΔENC
in pF	in pF	in V	in V	in V/(V/e ⁻)	in V/(V/e ⁻)
0.00	0.00	0.79	0.01	1816.44	349.46
2.28	0.04	0.84	0.01	1931.40	371.48
9.70	0.49	1.05	0.01	2414.25	464.03
14.60	0.73	0.88	0.01	2023.37	389.11
22.50	1.13	0.93	0.01	2138.34	411.14
34.00	1.70	0.97	0.01	2230.31	428.77
48.00	2.40	1.03	0.01	2368.27	455.22
94.00	4.70	1.11	0.01	2552.21	490.49
124.00	6.20	1.37	0.01	3150.02	605.15
41.67	1.74	1.08	0.01	2483.23	477.26

Abbildung 40: Messwerte zum ENC für verschiedene Kapazitäten, sowie Diode und Metallgehäuse

benutzt haben, dass

$$C_{\text{Gehäuse}} = (2,28 \pm 0,044) \text{ pF}$$

$$C_{\text{depl}} = (41,67 \pm 1,74) \text{ pF}$$

für das Metallgehäuse und für die vollständig depletierte Diode. Trägt man nun die ENC-Werte gegen die Kapazität C auf und passt mit *Gnuplot* ein Gerade der Form

$$\text{ENC} = m \cdot C + b$$

an die Werte an, so erhält man Abbildung 41. Wie nach Gleichung Gleichung 12 zu erwarten war, bestätigt sich also der lineare Zusammenhang zwischen den ENC-Werten und der Kapazität.

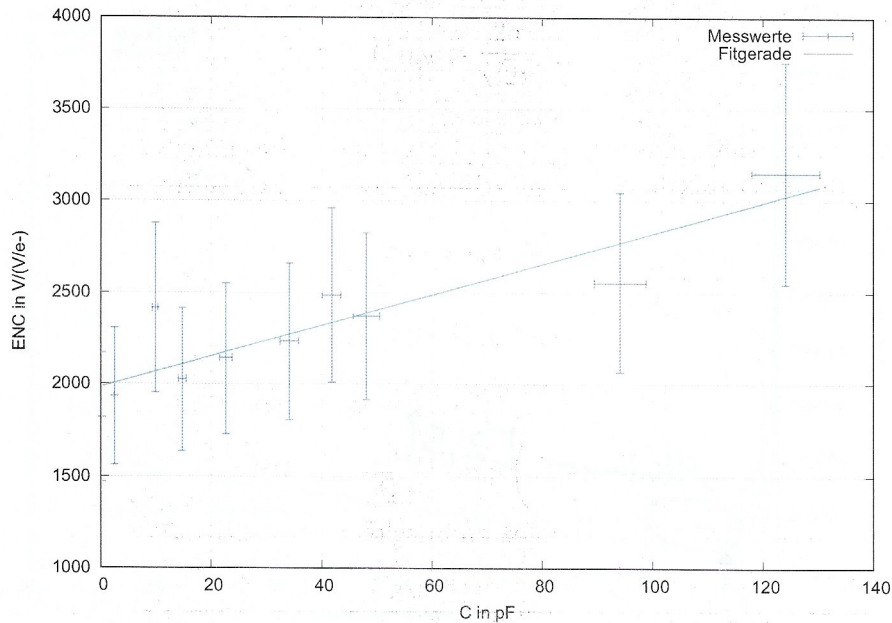


Abbildung 41: ENC-Werte gegen die Kapazität aufgetragen, Gleichung: $ENC(C) = (8,43 \pm 1,45) \frac{e^-}{pF} \cdot C + (1981,56 \pm 79,72)e^-$

Nun soll noch unter Verwendung der vollständig depletierten Diode die Zeitkonstante τ_S des impulsformenden Verstärkers variiert werden und die ENC-Werte gegen τ_S aufgetragen werden. Die Werte für die Zeitkonstanten werden dabei aus der vorigen Messung in Unterunterabschnitt 3.2.3 übernommen und für die vollständig depletierte Diode gilt nach wie vor $C_{depl} = (41,67 \pm 1,74) \text{ pF}$. Um die ENC-Werte zu berechnen benutzt man wieder Gleichung 15, quadriert diese Werte wegen dem erwarteten quadratischen Zusammenhang (Gleichung 12) und erhält damit insgesamt Abbildung 79. Auftragen der ENC^2 -Werte gegen die Zeitkonstante τ_S und anpassen einer Funktion der Form

$$ENC^2(\tau) = a \cdot \tau + b \cdot \frac{1}{\tau}$$

liefert dann Abbildung 42, wobei der Funktionswert für $\tau = 0$ ausgelassen wurde, da er das Anpassen auf Grund des Ausreissers nahezu unmöglich macht. Offensichtlich stellt dies eine sehr schlechte Messung dar, da die angepasste Funktion mit riesigen Fehlern versehen ist.

Ableiten der angepassten Funktion nach τ und gleich null setzen liefert für das Minimum der Funktion und deren Fehler

$$\tau_{\min} = \sqrt{\frac{b}{a}}$$

$$\Delta \tau_{\min} = \sqrt{\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{a}{b}} \frac{1}{a} \cdot \Delta a\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{a}{b}} \frac{b}{a^2} \cdot \Delta b\right)^2}$$

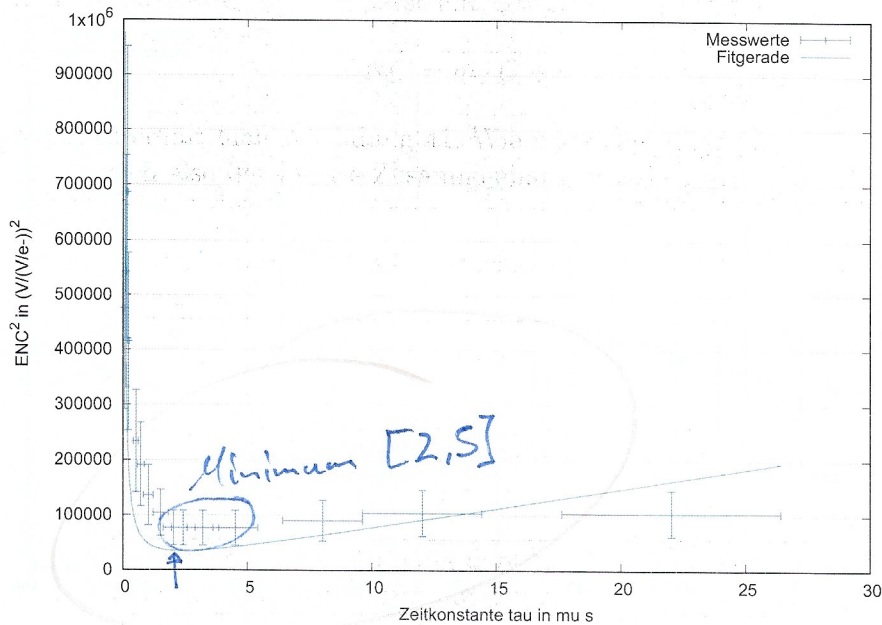


Abbildung 42: ENC²-Werte gegen die Zeitkonstante τ aufgetragen, Gleichung: $ENC^2(\tau) = (7304,12 \pm 6512) \frac{(e^-)^2}{\mu s} \cdot \tau + (39026,2 \pm 7353)(e^-)^2 \cdot \mu s \cdot \frac{1}{\tau}$

sodass für die Zeitkonstante bei der das Rauschen minimal wird

$$\tau_{\min} = (2,31 \pm 1,18) \mu s$$

folgt. Dies entspricht dann in etwa der Schaltereinstellung (A-A) mit entsprechenden Fehlerbalken darum.

3.2.6 PIN Diode: Gesamtsystem

Mit dem - wie in Unterunterabschnitt 3.1.6 beschrieben - justiertem Versuchsaufbau wird nun die radioaktive ²⁴¹Am Quelle untersucht. Für die optimale Zeitkonstante erhalten wir durch die Ableitung von Gleichung 12 und unter Benutzung von (siehe [2] und vorige Messungen sowie Abbildung 19 für den Leckstrom bei gegebener Depletionsspannung)

- $g_m = \frac{1}{200} \Omega^{-1}$
- $a = b = 1$
- $c = 0$
- $\frac{kT}{e} = 0,026 \text{ V}$ bei $T = 300 \text{ K}$
- $U_{\text{depl}} = (11,3 \pm 1,2627) \text{ V}$
- $i_{\text{Sperr}} = I_0 = (0,464 \pm 0,026) \text{ nA}$

- $C_d = C_{\text{depl}} = (41,67 \pm 1,74) \text{ pF}$

zuerst

$$2eI_0 + -\frac{8}{3}k_B T \frac{C_d^2}{g_m \cdot \tau_{\text{theo}}^2} = 0$$

$$\Leftrightarrow \tau_{\text{theo}} = \sqrt{\frac{4k_B T C_d^2}{3g_m e I_0}}$$

$$\Rightarrow \Delta \tau_{\text{theo}} = \sqrt{\left(\sqrt{\frac{4k_B T}{3g_m e I_0}} \Delta C_d\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{4k_B T C_d^2}{3g_m e I_0^3}} \Delta I_0\right)^2}$$

und damit dann

$$\tau_{\text{theo}} = (5,094 \pm 0,0013) \mu\text{s}$$

- was deutlich über dem in Unterunterabschnitt 3.2.5 gemessenen Wert von

$$\tau_{\text{exp}} = \tau_{\text{min}} = (2,31 \pm 1,18) \mu\text{s}$$

Schaut
each doch
den Fit an.

liegt. Mögliche Fehler liegen hierbei vermutlich in einer falsch gemessenen Kapazität der depletierten Diode oder in dem Leckstrom. Außerdem ist es möglich, dass wir die Spannung höher eingestellt hatten, als zur eigentlichen Depletierung notwendig war, sodass der Leckstrom ebenfalls höher war (vergessen zu notieren). Der Fehler auf diesem scheint auch sehr klein. Möglich ist ebenfalls dass die Annahmen über die Konstanten a, b, c ein schlechtes Modell darstellen.

Dieser theoretische Wert entspricht einer Schaltereinstellung von (C-C) und da es keine weiteren Extrema der Funktion gibt, wird für sowohl kleinere, als auch größere Zeitkonstanten ein größeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis erwartet.

Für das Pulshöhenspektrum erwarten wir nach [2, S.54] drei dominierende Linien bei

- 13,9 keV mit 13,02%, Röntgenspektrum
- 17,8 keV mit 17,8%, Röntgenspektrum
- 59,9 keV mit 35,92%, γ -Spektrum

während alle anderen unter 5% Intensität liegen und demnach im Vergleich zu den stärkeren Linien nicht sichtbar sein sollten. Durch die Strahlung der radioaktiven Quelle werden in der Diode nun Elektron-Loch-Paare erzeugt, wobei diese durch Umwandlung mit Hilfe des Gesamtsystems in einen kalibrierten Spannungspuls auf dem Oszilloskop sichtbar gemacht werden. Unsere Schaltereinstellung war dabei auf (A-A) gewählt, da dies dem experimentellen Optimum für das geringste Rauschen entspricht. Schaut man sich nun das von uns gemessene Bild des Oszilloskops - dargestellt in Abbildung 43 - an, so fällt auf dass der mit -46 mV eingestellte Trigger sehr hoch eingestellt werden musste um das Rauschen zu unterdrücken. Man kann nur einen sichtbaren „Peak“ erkennen, welchen wir über Messen der Spannung U_{peak} in die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare und damit wiederum in

Zwischen
ENC = [2,9]
also nach
Abs. 31
g-g → C-C

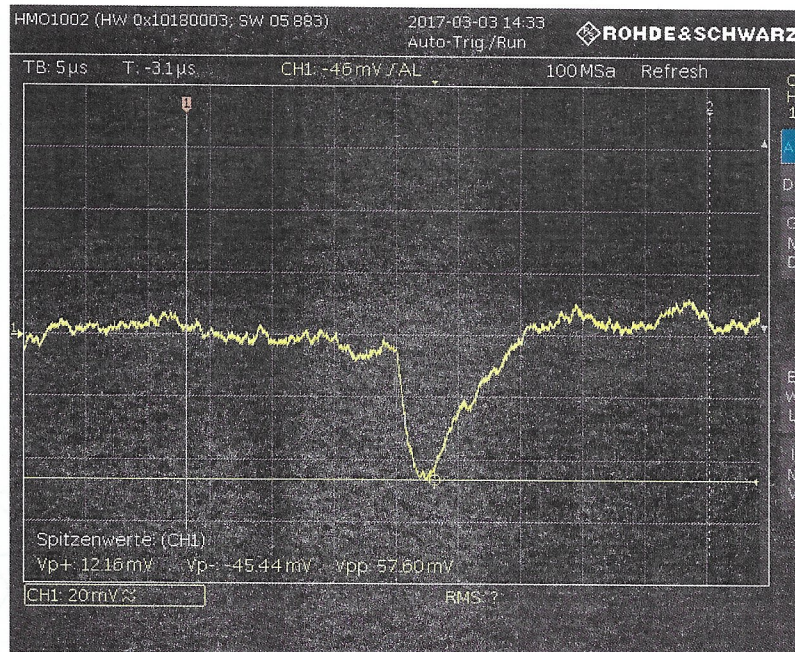


Abbildung 43: Oszilloskop für das Gesamtsystem bei der Messung der ^{241}Am Probe mit der PIN-Diode

die Energie der einfallenden Teilchen E_γ umrechnen können. Dabei benutzen wir, dass die Gesamtverstärkung des Systems bei der Schaltereinstellung (A-A)

$$G_{\text{ges}}^A = (5,83 \pm 0,48) \frac{\mu\text{V}}{\text{Elektron}}$$

beträgt (siehe Abbildung 38) und man durchschnittlich $3,61 \text{ eV}$ (siehe [2]) benötigt um bei $T = 300 \text{ K}$ ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Man erhält für die Energie der einfallenden Teilchen dann (Vorsicht: Einheiten!)

$$E_\gamma = \frac{U_{\text{peak}}}{G_{\text{ges}}^A} \cdot 3,61 \text{ eV}$$

$$\Rightarrow \Delta E_\gamma = \sqrt{\left(\frac{1}{G_{\text{ges}}^A} \cdot 3,61 \text{ eV} \cdot \Delta U_{\text{peak}} \right)^2 + \left(\frac{U_{\text{peak}}}{(G_{\text{ges}}^A)^2} \cdot 3,61 \text{ eV} \cdot \Delta G_{\text{ges}}^A \right)^2}$$

und mit

$$U_{\text{peak}} = (45 \pm 1) \text{ mV}$$

durch ablesen dann schließlich

$$E_\gamma = (27864,5 \pm 2376,3) \text{ eV}$$

was leider keiner der behaupteten Linien entspricht, stattdessen aber einer deutlich schwächeren (γ -)Linie des ^{241}Am

- 26,3 keV mit 2,31%, γ -Spektrum

Signal abgeschlossen Fehler 2x?
13 keV Linie ...

Bei einem β -Strahler würde man ein kontinuierliches Spektrum erwarten, da hier zusätzlich ein Elektron zur Energieaufnahme zur Verfügung steht (Dreikörperzerfall).

3.2.7 Pixeldetektor: Kalibrierung des Injektionsschaltkreises

Nachdem wir den entsprechenden Befehl eingegeben haben, kalibriert sich der Injektionsschaltkreis und wir bekommen ein Diagramm, wie man in Abbildung 44 sehen kann. Dort zu sehen ist der Zusammenhang zwischen dem PlsrDAC- Register und der angelegten Spannung. Es ergibt sich ein streng linearer Zusammenhang mit einem Offset in der Vertikalen. Da nach $Q = C \cdot U$ ebenso ein linearer Zusammenhang besteht, kann ein Korrelation zwischen PlsrDAC und Q gefunden werden. Diese ergibt sich zu $Q = C \cdot m \cdot \text{PlsrDAC} + C \cdot t$. Die Werte der Anpassungsgerade können aus dem Graphen abgelesen werden zu:

$$\text{Steigung: } m = 0.00157 \pm 0.00000, \quad \text{Achsenabschnitt } t = 0.05395 \pm 0.00002$$

Der Wert der Kapazität beträgt $C_{\text{inj,low+high}} = 6.1 \text{ fF} \pm 10\%$. Daraus ergibt der folgende Zusammenhang:

$$Q = (9.58 \pm 0.96) \cdot 10^{-18} \cdot \text{PlsrDAC} + (2.07 \pm 0.21) \cdot 10^{-16}$$

Dabei wurden die Fehler nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet. Bei einer Umrechnung in Anzahl von Elektronen teilen wir beide Seiten durch die Elementarladung e . Dann ergibt sich:

$$N = (59.79 \pm 5.99) \cdot \text{PlsrDAC} + (1291.99 \pm 131.07)$$

Dieser Zusammenhang wird aber in Zukunft automatisch vom System errechnet und ausgegeben.

3.2.8 Pixeldetektor: Schwellenmessung

Nun wollen wir eine Schwellenmessung durchführen. Zunächst führen wir diese mit dem Befehl `mngr.run_run(ThresholdScan)` durch. Für den gesamten Pixel bekommt man Bilder wie in Abbildung 45 zu sehen. Diese Diagramme wurden direkt vom Computer ausgegeben und ausgewertet. Wie man in den Graphen erkennen kann ergibt sich für die Schwelle ein Wert von $\text{PlsrDAC} = 23.80$ mit einer Abweichung von $\sigma = 5.7$ was einer Ladung von 2695.86 Elektronen entspricht mit einem $\sigma = 338.85$.

Man kann erkennen, dass dies einer sehr breiten Verteilung entspricht, das heißt, dass für viele Pixel die Schwelle überall woanders liegt und sehr breit gefächert ist.

Der Computer gab zudem noch Diagramme zur Bestimmung des Rauschens aus. Diese sind in Abbildung 46 zu sehen. Dabei nehmen wir die Standardabweichung σ als Maß des Rauschens. Alternativ dazu kann man auch die Fläche unter dem Graphen nehmen. Man kann sehen, dass wir für das Rauschen einen Wert bekommen von $\text{PlsrDAC} : \sigma = 2.31$ was einem Sigma entspricht bei Elektronen von $\sigma = 11.08$.

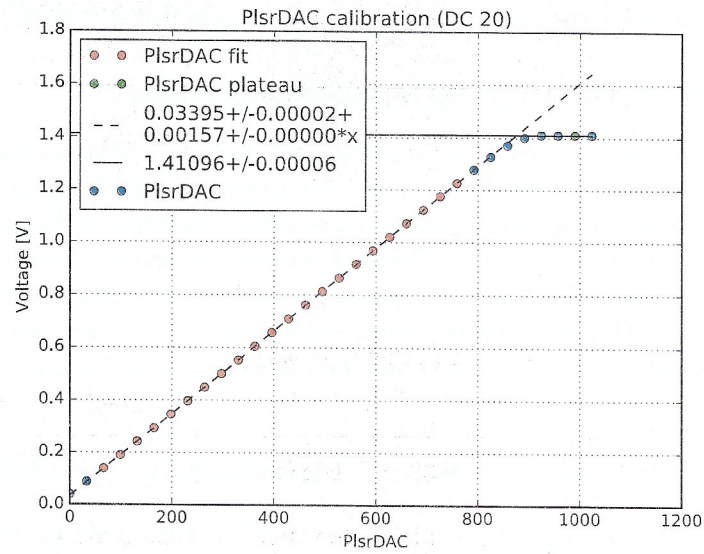
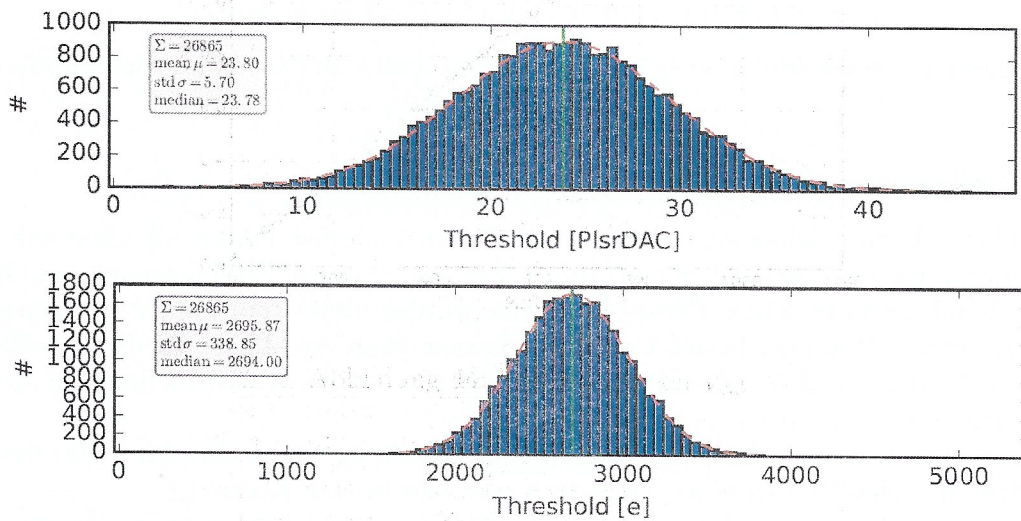
Abbildung 44: PlsrDAC gegen V_{cal} 

Abbildung 45: Die anfängliche Schwelle für den gesamten Chip

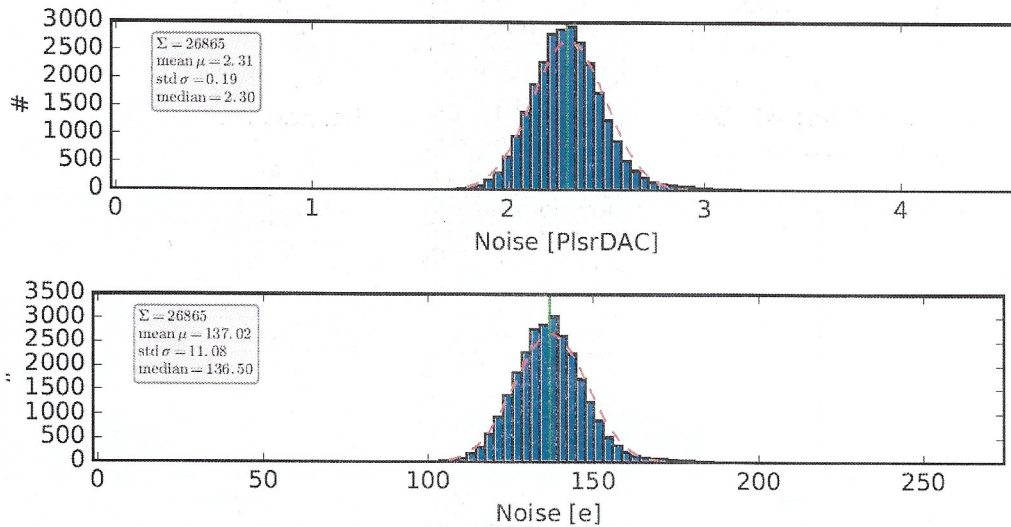


Abbildung 46: Das anfängliche Rauschen für den gesamten Chip

Als nächstes schauen wir uns einen einzelnen Pixel an. Wir haben uns für den Pixel aus Zeile 35, Reihe 175 entschieden und nennen diesen den Pixel Nr. 11599. Dazu haben wir die dazugehörigen Daten dargestellt wie man in nachfolgenden Abbildungen erkennen kann. In Abbildung 47 kann man die Schwelle für diesen Pixel sehen. Dazu haben wir mithilfe von Gnuplot an die Datenpunkte eine Fehlerfunktion der Form von

$$f(x) = a \cdot (\operatorname{erf}(c \cdot (x - t)) + 1)$$

angepasst. Dabei sind a und c Faktoren um die Fehlerfunktion zu skalieren. t ist der Ort an dem die Fehlerfunktion den mittleren Wert also 50 annimmt. Zusätzlich haben wir eine Rechteckfunktion dargestellt, welche die Datenpunkte im idealsten Fall ohne Rauschen annehmen sollten. Durch die Anpassungsfunktion von *Gnuplot* kamen wir auf folgende Werte für unsere Parameter:

PlsrDAC:

$$t = 32.20 \pm 0.06$$

$$a = 49.90 \pm 0.30$$

$$c = 0.31 \pm 0.01$$

Elektronen:

$$t = 3217.08 \pm 4.48$$

$$a = 49.90 \pm 0.40$$

$$c = 0.0050 \pm 0.0002$$

Um nun das Rauschen dieser Pixels ablesen zu können haben wir den absoluten Unterschied der angepassten S-Kurve zur perfekten Schwellenfunktion genommen und haben daran eine Gaußkurve angepasst. Die Darstellung dazu für PlsrDAC und für Elektronen kann man in Abbildung 48 sehen.

Als Werte für diese Abbildungen bekommen mit *Gnuplot*:

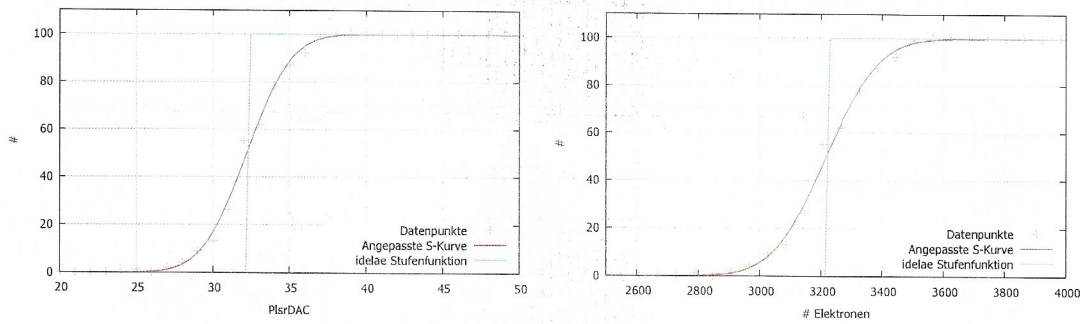


Abbildung 47: Die anfängliche Schwelle für Pixel Nr. 11599

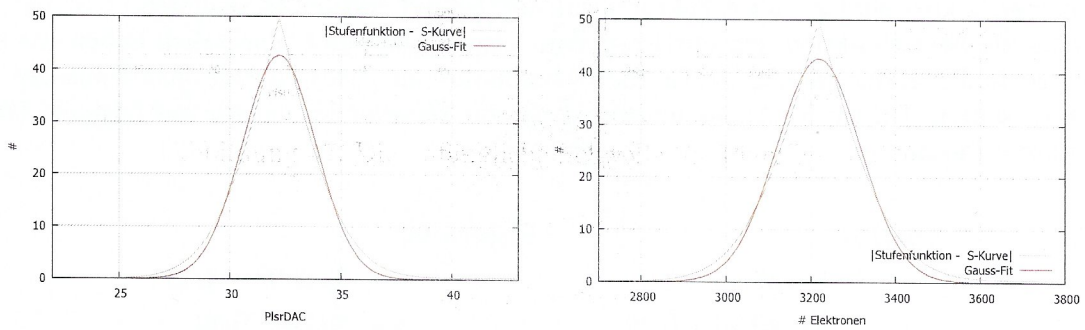


Abbildung 48: Das anfängliche Rauschen des Pixels Nr. 11599

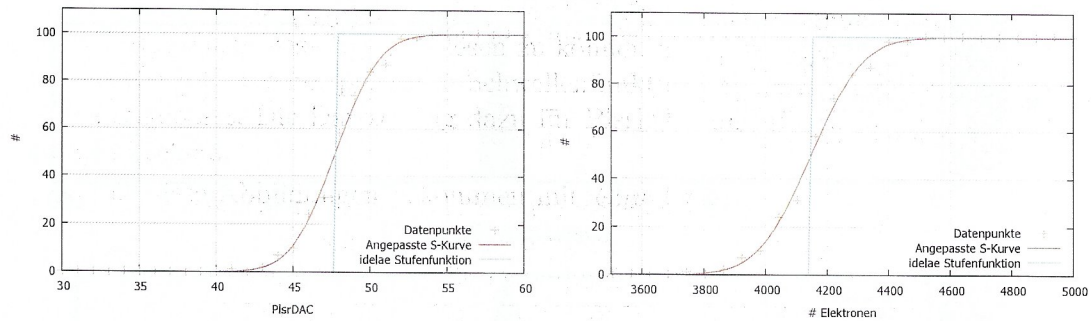


Abbildung 49: Die Schwelle für Pixel Nr. 11599 nach Schwellenerhöhung

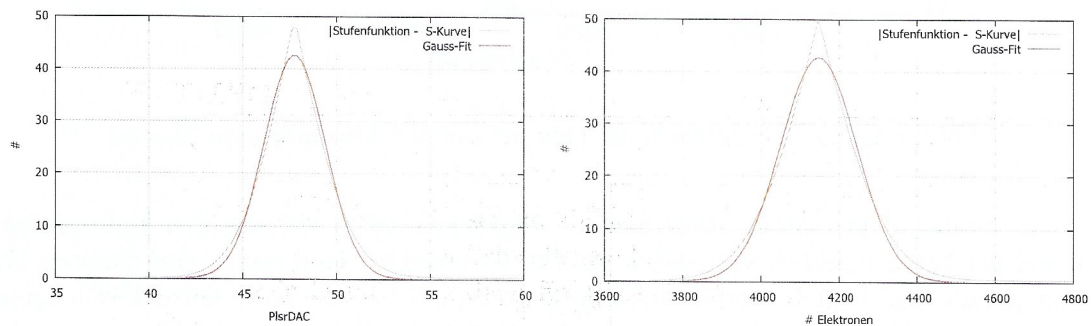


Abbildung 50: Das Rauschen des Pixels Nr. 11599 nach Schwellenerhöhung

PlsrDAC:

$$\mu = 32.20 \pm 0.02$$

$$\sigma = 1.65 \pm 0.02$$

Elektronen:

$$\mu = 3217.60 \pm 1.31$$

$$\sigma = 98.88 \pm 1.31$$

Für die nächsten Darstellungen haben wir die globale Schwelle um einen Wert von 30 angehoben. Dann sehen wir uns erneut die Darstellungen für den Pixel 11599 an, wie sie in Abbildungen 49 und 50 zu sehen sind.

Dafür bekommen wir außerdem folgende Werte:

PlsrDAC:

$$t = 47.74 \pm 0.06$$

$$a = 49.90 \pm 0.33$$

$$c = 0.31 \pm 0.01$$

Elektronen:

$$t = 4146.31 \pm 3.86$$

$$a = 49.90 \pm 0.33$$

$$c = 0.0052 \pm 0.0002$$

bzw.

PlsrDAC:

$$\mu = 47.75 \pm 0.02$$

$$\sigma = 1.63 \pm 0.02$$

Elektronen:

$$\mu = 4146.90 \pm 1.32$$

$$\sigma = 97.44 \pm 1.32$$

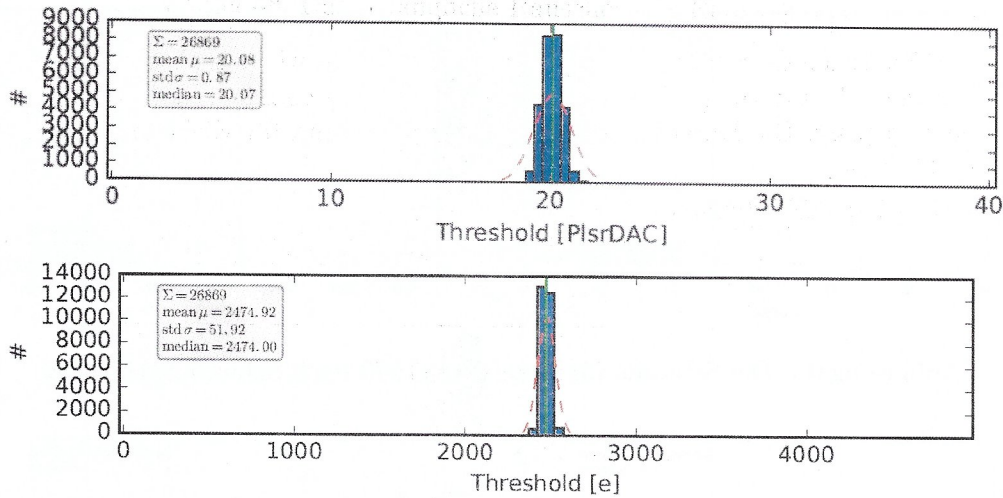


Abbildung 51: Die Schwelle für den gesamten Chip nach dem Tuning

Um nun die das elektronische Rauschen zu vergleichen sehen wir uns den Unterschied in σ an welcher kaum merklich vorhanden ist. Der Unterschied vom ersten zum zweiten Wert beträgt gerade um die 1%, woraus wir folgern, dass die Verschiebung der Schwellengrenze keinen Unterschied im Rauschen macht.

Nun werden wir den Chip vollständig tunen. Dabei wird die globale Schwelle, der globale Feedbackstrom, die Pixel-Schwelle und der Pixel-Feedbackstrom eingestellt. Danach führen wir erneut eine vollständige Schwellenmessung durch und analysieren ein weiteres Mal den gesamten Chip, als auch den bereits vorher vermessenen Pixel.

Zunächst schauen wir uns den gesamten Pixel an. Die Abbildungen, die den gleichen Mustern folgen wie am Anfang, sind in den Abbildungen 51 und 52 zu sehen.

Die Werte der Kurven sind wie nachfolgend zu sehen:

	Schwelle:	Rauschen:
PlsrDAC:	$\mu = 20.08$	$\mu = 2.51$
	$\sigma = 0.87$	$\sigma = 0.21$
	Schwelle:	Rauschen:
Elektronen:	$\mu = 2474.92$	$\mu = 149.25$
	$\sigma = 51.92$	$\sigma = 12.24$

Bei Vergleich dieser Werte mit den vor dem Tuning fällt auf, dass sich die Schwelle leicht verschoben hat. Deutlich verbessert hat sich jedoch hier die Standardabweichung, d.h., dass sich nun die einzelnen Pixel deutlich mehr ähneln in ihrem Wert der Schwelle. Bei den Graphen und den Werten für das Rauschen sieht man kaum einen Unterschied. Die Werte haben sich kaum merklich verändert, wodurch wir schließen, dass auch ein genaues Anpassen der einzelnen Werte der Pixel nicht viel am elektronischen Rauschen ändern kann, was auch zu den Ergebnissen aus dem vorherigen Teil passt.

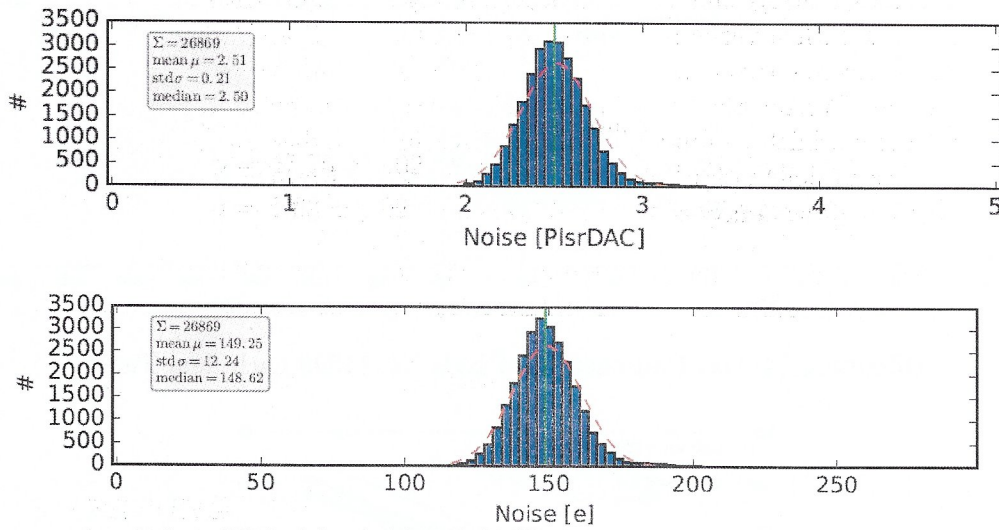


Abbildung 52: Das Rauschen für den gesamten Chip nach dem Tuning

Als nächstes schauen wir uns wieder den Pixel Nr. 11599 an. Die Graphen hierzu findet man wieder in den nachfolgenden Abbildungen 53 und 54.

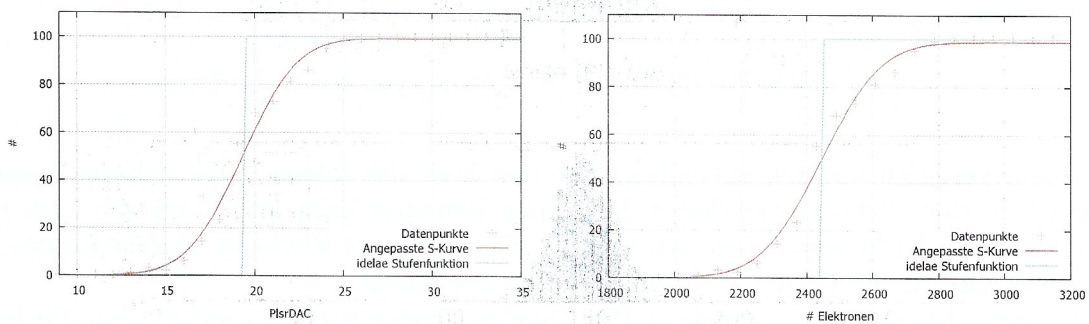


Abbildung 53: Die Schwellen für Pixel Nr. 11599 nach dem Tuning

Die jeweiligen Werte dazu sind wieder wie nachfolgend zu sehen:

PlsrDAC:	Elektronen:
$t = 19.28 \pm 0.12$	$t = 2443.18 \pm 7.79$
$a = 49.59 \pm 0.53$	$a = 49.35 \pm 0.71$
$c = 0.29 \pm 0.02$	$c = 0.0049 \pm 0.0004$

bzw.

PlsrDAC:	Elektronen:
$\mu = 19.32 \pm 0.03$	$\mu = 2446.92 \pm 1.58$
$\sigma = 1.78 \pm 0.03$	$\sigma = 106.61 \pm 1.58$

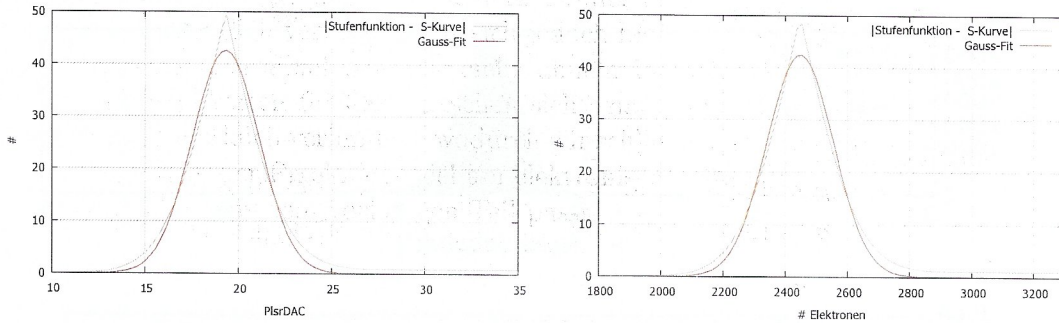


Abbildung 54: Das Rauschen des Pixels Nr. 11599 nach dem Tuning

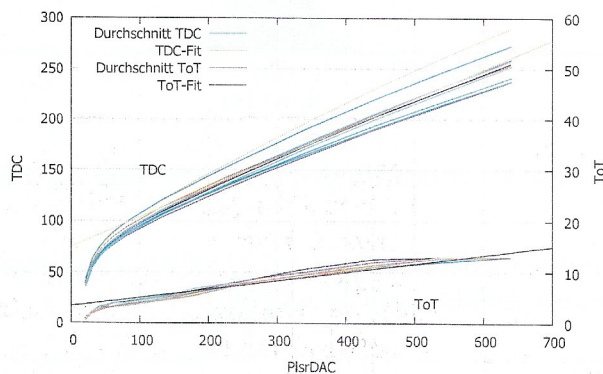


Abbildung 55: Die TDC und ToT Werte von jeweils 10 Pixeln

Aus dem Vergleich mit den anfänglichen Werten lässt sich folgern, dass sich die Schwelle deutlich in eine Richtung verschoben hat. Beim Rauschen sieht man, dass sich auch hier das σ nur sehr leicht verschoben hat, sogar in die schlechtere Richtung. Daraus folgern wir abermals, dass dieses Tuning nicht das Rauschen beeinflusst.

Wenn man sich also einen einzelnen Pixel ansieht, findet man, bis auf die Verschiebung der Schwelle dieses Pixels in eine Richtung, keinen großen Unterschied. Nur wenn man die Gesamtheit des Chips betrachtet, kann man eine Verbesserung feststellen.

3.2.9 Pixeldetektor: Ladungskalibrierung

Um das Spektrum von ^{241}Am zu vermessen müssen wir nun zuerst eine Ladungskalibrierung durchführen. Dazu sieht man in Abbildung 55 die TDC- und ToT-Werte der zehn Pixel außerdem deren Durchschnittskurve. An diese Durchschnittskurve wurde jeweils noch ein Gerade nach $f(x) = m * x + t$ angepasst mit den folgenden Werten:

TDC:

$$m = 0.29 \pm 0.01$$

$$t = 74.77 \pm 1.75$$

ToT

$$m = 0.017 \pm 0.002$$

$$t = 3.35 \pm 0.57$$

Für die 60 keV Linie von ^{241}Am gilt: Um ein Elektron-Lochpaar zu erzeugen werden 3.61 eV

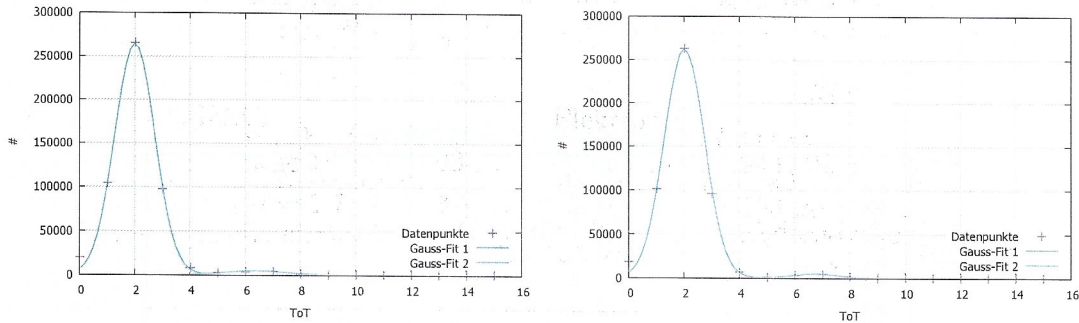


Abbildung 56: Das TOT-Spektrum links ohne Cluster rechts mit Cluster

benötigt. Das entspricht also 16620 Elektron-Loch Paaren, was wiederum einer Ladung von 33240 e entspricht. Durch die Umrechnung in PlsrDAC ergibt sich ein Wert von 534.34. Mit den Werten für die Anpassungsgeraden ergibt das ein TDC-Wert von: $TDC = 229.73$ und einem ToT-Wert von $ToT = 12.43$.

3.2.10 Pixeldetektor: Messung mit einer Gamma-Quelle

Nun wird die gegebene Gamma-Quelle vermessen. Der Computer braucht dafür eine gewisse Zeit und gibt uns dann einige Dateien aus. Als erstes schauen wir uns das TOT-Spektrum an. Einmal ohne und einmal mit Cluster. Die beiden Darstellungen sind in der Abbildung 56 zu sehen. Wie man erkennen kann liegt kein wirklicher Unterschied zwischen den beiden vor.

Unter *clustering* ist zu verstehen, dass es passieren kann, dass ein Teilchen bei seinem Durchlauf durch den Chip mehr als einen Pixel durchläuft, da er nicht senkrecht auf den Chip trifft. Dadurch kann er innerhalb kürzester Zeit bei mehreren Pixel einen Strom hervorrufen. Bei den Werten mit *clustering* wird dieser Effekt berücksichtigt. Falls die beiden Kurven also eine hohe Abweichung hätten, wäre das ein Indiz dafür, dass viele Teilchen den Chip nicht senkrecht getroffen haben.

Außerdem ist in Abbildung 57 die Clustergrößenverteilung zu sehen. Wie man sieht ist das Vorkommen bei Clustergröße 1 am Größten wodurch man sich hier nur auf Clustergröße 1 beschränkt. Zur Frage, ob man einen Unterschied feststellen würde zwischen Photonen und geladenen Teilchen, lässt sich sagen, dass geladene Teilchen durch ihre Ausdehnung, Masse und Ladung deutlich mehr mit Materie wechselwirken als Photonen. Dadurch dringen sie nicht so weit in Materie ein und können somit auch nicht mehrere Cluster erzeugen/durchqueren. D.h. die Clustergrößenverteilung wäre somit weiter nach links verschoben.

Anhand der Gaußkurven gibt uns *Gnuplot* ein TOT-Maximum von 1.98 ± 0.03 bzw. 6.38 ± 0.21 .

Anhand des nachfolgenden Graphen 58 kann man das TDC-Spektrum erkennen. Durch die dortigen Gauss-Kurven bekommen wir Maxima bei 60.30 ± 0.17 und bei 136.55 ± 0.26 .

Wenn man nun diese Maximawerte umrechnet, anhand von unseren Kalibrierungsfunktionen, dann kommt man leider nicht ansatzweise auf die Werte, die theoretisch passen würden. Das sieht man auch bereits daran, dass wir im vorherigen Absatz die TOT- und TDC-Werte für die 60 keV Linie ganz anders vorhergesagt haben, als hier herausgekommen ist. Das kann

Dieser Satz beinhaltet keine sinnvolle Information

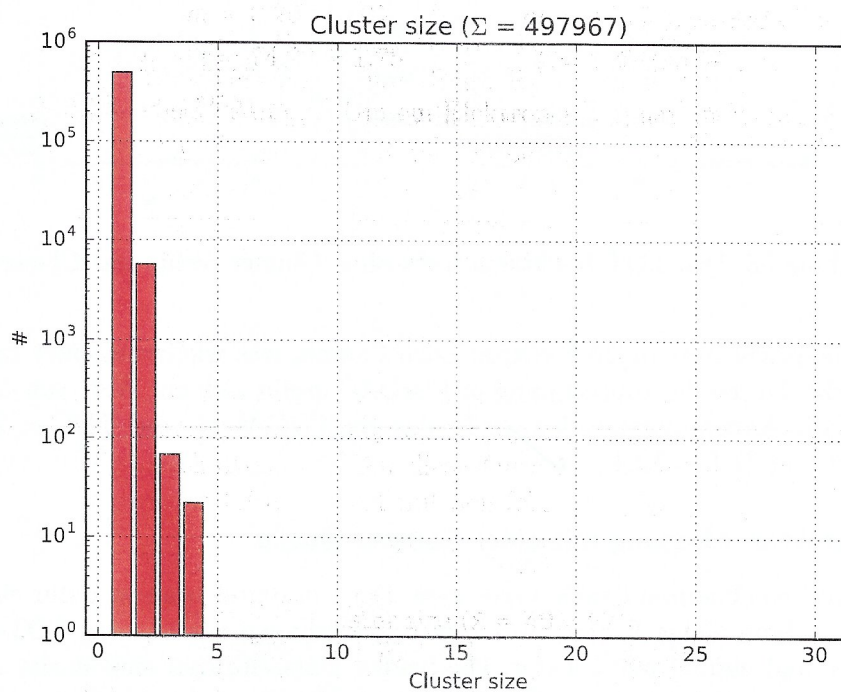


Abbildung 57: Clustergrößendiagramm

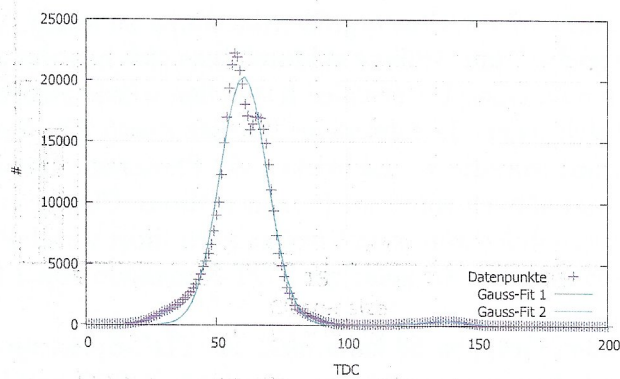


Abbildung 58: Spektrum der TDC-Messung

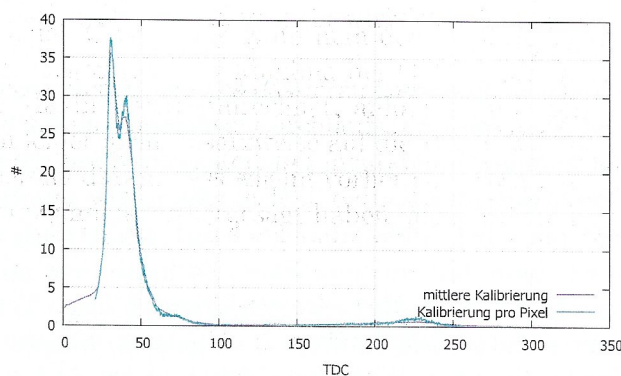


Abbildung 59: mittlere TDC-Kalibrierung und TDC-Kalibrierung pro Pixel

entweder an einem Rechen- oder Denkfehler unsererseits oder aber an einer mangelhaften Kalibrierung des Systems liegen. Ansonsten sind leider keine weiteren Gammalinien zu erkennen, außer diesen beiden Maxima. Dafür ist wahrscheinlich ihre Intensität zu niedrig bzw. überlappen sich z.T., d.h. die Auflösung nicht hoch genug.

Wie man dann in Abbildung 59 sehen kann gibt es kaum einen merklichen Unterschied zwischen den Graphen der mittleren TDC-Kalibrierung und der TDC-Kalibrierung pro Pixel. Einen Unterschied hinsichtlich des Auflösungsvermögen gibt es insofern, als dass die einzelnen Peaks etwas stärker zu sehen sind, so sind die Spitzen höher.

Die unterschiedlichen Intensitäten der Peaks sind damit zu erklären, dass, wie man aus dem Graphen im Praktikumsheft sehen kann, die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Teilchens mit steigender Energie sinkt. D.h. ein Teilchen mit 60 keV wird deutlich weniger absorbiert als ein Teilchen mit 13,9 keV, wie es z.B. die zweitintensivste Gammalinie vorweist. Dadurch mag die Intensität ursprünglich näher beieinander liegen, während sich dann in Materie deutliche Unterschiede bemerkbar machen.

4 Fazit

Man konnte durch den Versuch ein besseres Verständnis von Halbleiterdetektoren, deren Aufbau, Funktionsweise und Anwendung bekommen. Nachdem sich die Versuchsdurchführung des ersten Teils als recht komplex und schwierig herausgestellt hat, konnten wir unsere Probleme und Fragen bei der Auswertung zum Großteil klären. Die ermittelten Werte schienen zwar zum Großteil recht plausibel, allerdings haben sich theoretisch ermittelte und experimentell bestimmte Werte zum Teil widersprochen. So hatte man im ersten Teil über die charakteristischen Eigenschaften eines Halbleitersensors noch keine Vergleichswerte und die Eigenschaften an sich mit recht plausiblen Werten vermessen, während man beim ladungsempfindlichen Verstärker bereits einen Widerstand falsch bestimmt hat. Bei der Auswertung zum impulsformenden Verstärker und zur Verbindung der beiden Verstärker haben die Werte zum Großteil wieder einen guten Eindruck gemacht, während die Messwerte und die Auswertung zur Rauschmessung einen falschen Wert für die optimale Zeitkonstante ergeben haben, wie sich in der Auswertung zum Gesamtsystem herausstellen sollte. Die sonstige Auswertung zum Gesamtsystem und der radioaktiven ^{241}Am Quelle hat zwar nicht das erwartete, dennoch aber ein sinnvolles Ergebnis geliefert, da wir existierende Linien gemessen haben.

Auch der zweite Teil des Versuchs, hat zum besseren Verständnis von Pixeldetektoren und zur Funktionsweise von Teilchendetektoren beigetragen. Zum allergrößten Teil kamen bei der Auswertung auch vernünftige Ergebnisse heraus, während dort aber alle Daten vom Computer selbstständig genommen und ausgegeben wurden, was deutlich weniger zu Fehlern führt.

Leider stimmten unseren vorhergesagten TDC- und TOT-Werte nicht mit den tatsächlichen gemessenen überein, was gut an einem Rechen- oder Denkfehler unsererseits liegen kann oder an einer mangelhaften Kalibrierung des Computers.

Insgesamt jedoch lässt sich der Versuch als Erfolg bewerten der wieder einige Konzepte näher bringen konnte.

5 Anhang

U_{in}	ΔU_{in}	U_{out}	ΔU_{out}	$C_{Gehäuse}$	$\Delta C_{Gehäuse}$
in mV	in mV	in mV	in mV	in pF	in pF
100.000	0.500	18.000	1.000	2.809	0.159
200.000	0.500	32.000	1.000	2.497	0.082
300.000	0.500	45.000	1.000	2.341	0.057
400.000	0.500	60.000	1.000	2.341	0.046
500.000	0.500	73.000	1.000	2.279	0.039
600.000	0.500	87.000	1.000	2.263	0.035
700.000	0.500	99.000	1.000	2.207	0.031
800.000	0.500	113.000	1.000	2.204	0.029
900.000	0.500	127.000	1.000	2.202	0.028
1000.000	0.500	141.000	1.000	2.200	0.027
1100.000	0.500	154.000	1.000	2.185	0.026
1200.000	0.500	167.000	1.000	2.172	0.025
1300.000	0.500	181.000	1.000	2.173	0.025
1400.000	0.500	195.000	1.000	2.174	0.024
1500.000	0.500	209.000	1.000	2.174	0.024

Abbildung 60: Tabelle mit der Messung für die parasitäre Kapazität

$U_{in} = 100 \text{ mV}$		$f = 500 \text{ Hz}$		SINUS											
$U_{in,D}$	$\Delta U_{in,D}$	U_{out}	ΔU_{out}	U_{out}	ΔU_{out}	I_D	ΔI_D	R_D	ΔR_D	C_D	ΔC_D	C_{corr}	ΔC_{corr}		
in V	in V	in mV	in mV	in mV	in mV	in nA	in nA	in GΩ	in GΩ	in pF	in pF	in pF	in pF		
0.000	0.100	2.030	0.030	768	1	0.199	0.004	0.000	0.502	240.479	2.417	238.199	2.434		
2.000	0.100	3.280	0.030	270	20	0.322	0.004	6.220	0.317	84.544	6.299	82.264	6.305		
4.000	0.100	3.680	0.030	210	10	0.361	0.005	11.087	0.299	65.756	3.189	63.476	3.202		
6.000	0.100	4.040	0.030	174	4	0.396	0.005	15.149	0.294	54.484	1.362	52.204	1.390		
8.000	0.100	4.370	0.030	158	6	0.428	0.005	18.673	0.299	49.474	1.937	47.194	1.957		
10.000	0.100	4.690	0.030	147	2	0.460	0.005	21.748	0.308	46.029	0.775	43.749	0.824		
12.000	0.100	4.970	0.030	144	6	0.487	0.006	24.628	0.321	45.090	1.926	42.810	1.946		
14.000	0.100	5.270	0.030	138	4	0.517	0.006	27.097	0.333	43.211	1.321	40.931	1.350		
15.000	0.100	5.430	0.030	136	1	0.532	0.006	28.177	0.339	42.585	0.527	40.305	0.597		
16.000	0.100	5.570	0.030	136	1	0.546	0.006	29.300	0.346	42.585	0.527	40.305	0.597		
17.000	0.100	5.710	0.030	136	1	0.560	0.006	30.368	0.352	42.585	0.527	40.305	0.597		
18.000	0.100	5.870	0.030	134	4	0.575	0.006	31.278	0.358	41.959	1.317	39.679	1.346		
19.000	0.100	6.030	0.030	136	2	0.591	0.007	32.139	0.363	42.585	0.755	40.305	0.805		
20.000	0.100	6.190	0.030	134	4	0.607	0.007	32.956	0.368	41.959	1.317	39.679	1.346		
21.000	0.100	6.350	0.030	133	5	0.623	0.007	33.732	0.374	41.646	1.615	39.366	1.639		
22.000	0.100	6.590	0.030	134	4	0.646	0.007	34.052	0.374	41.959	1.317	39.679	1.346		
23.000	0.100	6.760	0.030	134	4	0.663	0.007	34.704	0.378	41.959	1.317	39.679	1.346		
24.000	0.100	6.930	0.030	134	4	0.679	0.007	35.325	0.383	41.959	1.317	39.679	1.346		
25.000	0.100	7.090	0.030	134	4	0.695	0.008	35.966	0.387	41.959	1.317	39.679	1.346		
27.000	0.100	7.410	0.030	132	4	0.725	0.008	37.166	0.396	41.332	1.315	39.052	1.344		

Abbildung 61: Tabelle mit der Messung für die den Zusammenhang von Detektorspannung mit Detektorkapazität und Leckstrom

U_p	ΔU_p	U_{out}	ΔU_{out}	Q_{in}	ΔQ_{in}	$G = U_{out}/Q_{in}$	ΔG
in mV	in mV	in mV	in mV	in fC	in fC	in mV/fC	in mV/fC
400.000	10.000	23.400	0.500	13.2	0.738	0.8863636	0.05304552
600.000	10.000	35.200	0.500	19.8	1.044	0.8888889	0.048520201
800.000	10.000	48.200	0.500	26.4	1.361	0.9128788	0.047992238
1000.000	10.000	60.800	0.500	33	1.683	0.9212121	0.047579772

Abbildung 62: Messwerte für die Messung der Ladungsverstärkung von Schaltung 2

t	Δt	U_{out}	ΔU_{out}
in μs	in μs	in mV	in mV
0.000	0.200	10.800	0.400
5.000	0.200	8.000	0.400
10.000	0.200	6.000	0.400
15.000	0.200	4.000	0.400
20.000	0.200	3.000	0.400
25.000	0.200	2.000	0.400
30.000	0.200	1.600	0.400
35.000	0.200	1.000	0.400
40.000	0.200	0.800	0.400
45.000	0.200	0.400	0.400
50.000	0.200	0.200	0.400
55.000	0.200	0.100	0.400
60.000	0.200	0.000	0.400

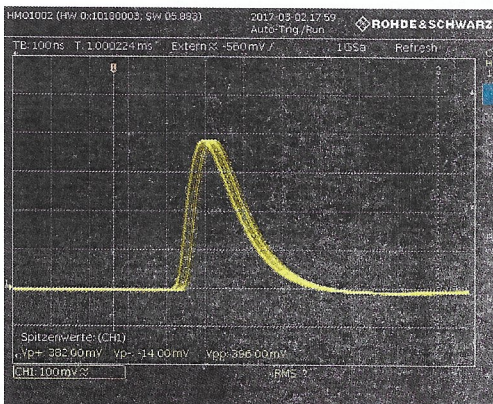
Abbildung 63: Abgelesene Messwerte für die Entladekurve des Kondensators C_F 

Abbildung 64: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (1-1)

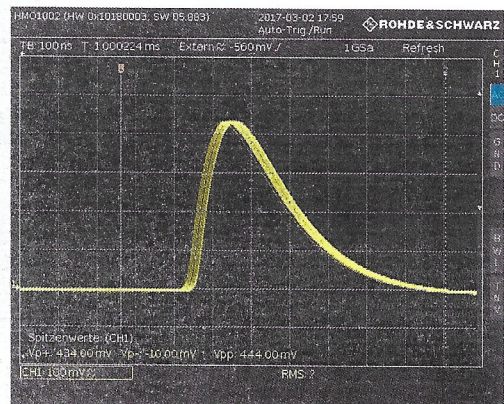


Abbildung 65: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (2-2)

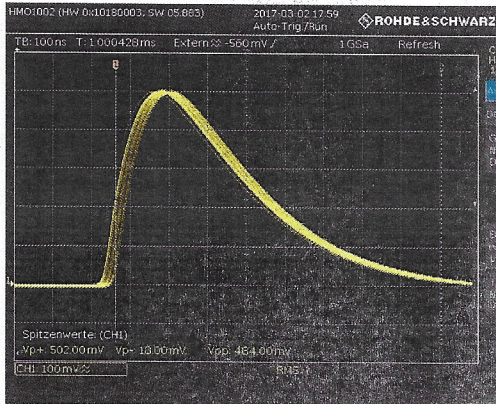


Abbildung 66: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (3-3)

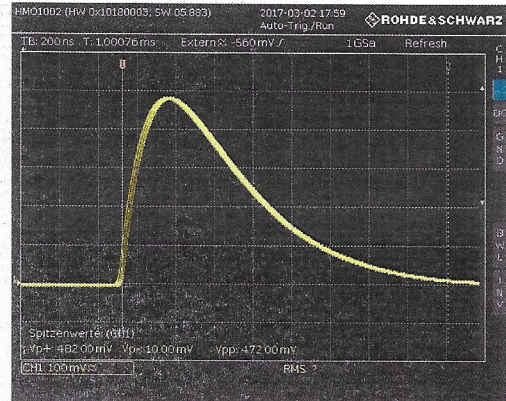


Abbildung 67: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (4-4)

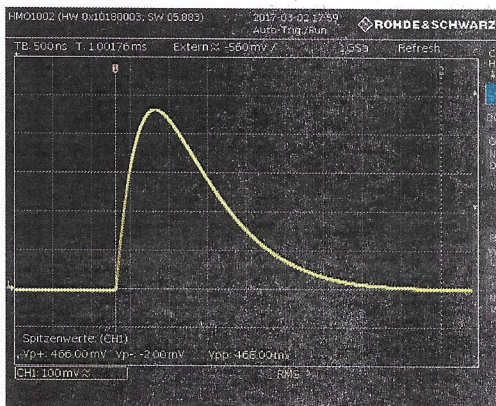


Abbildung 68: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (5-5)

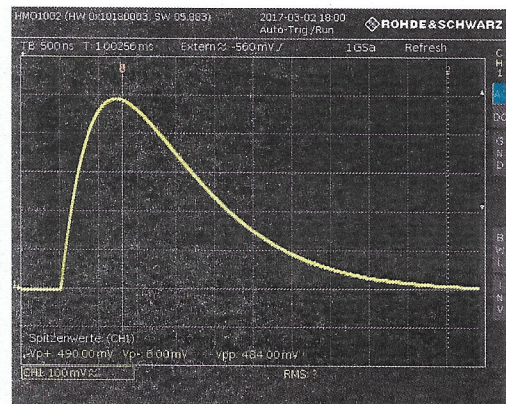


Abbildung 69: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (6-6)

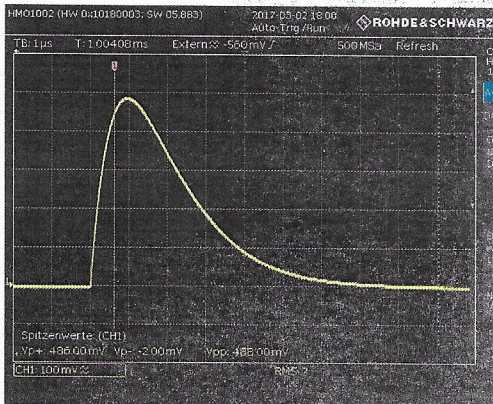


Abbildung 70: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (7-7)

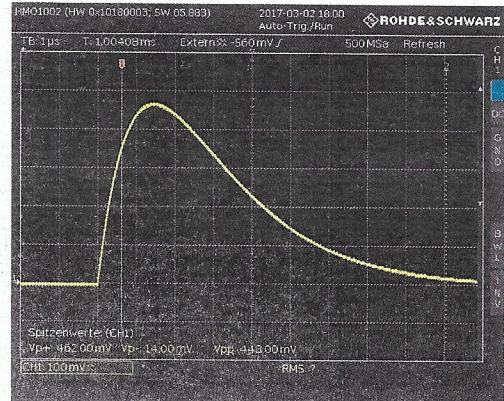


Abbildung 71: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (8-8)

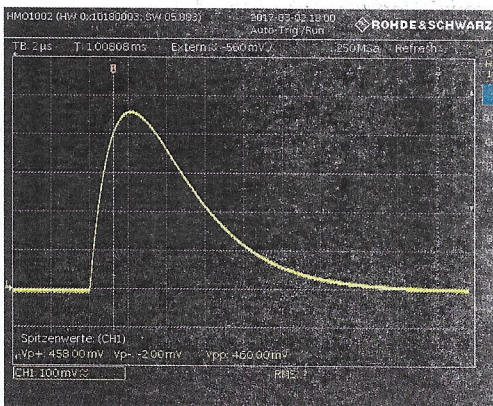


Abbildung 72: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (9-9)

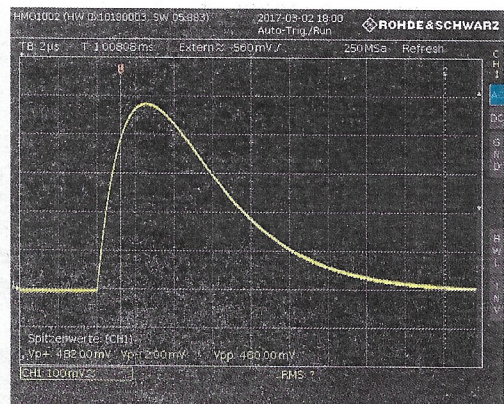


Abbildung 73: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (A-A)

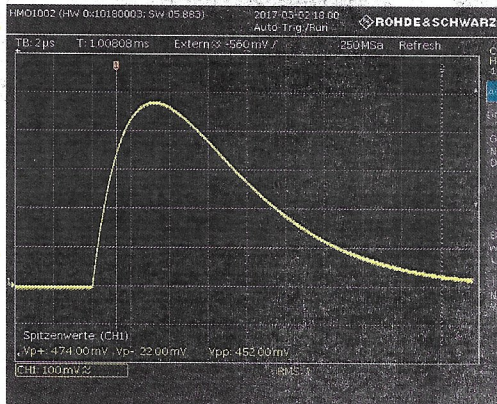


Abbildung 74: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (B-B)

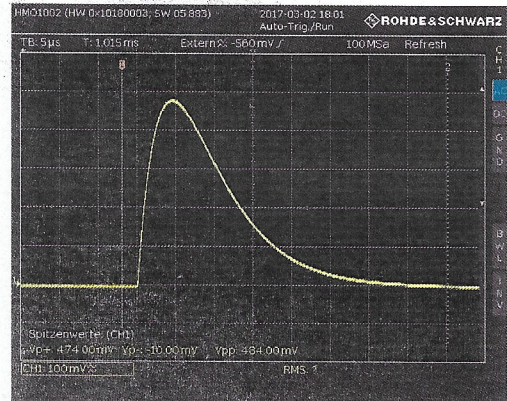


Abbildung 75: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (C-C)

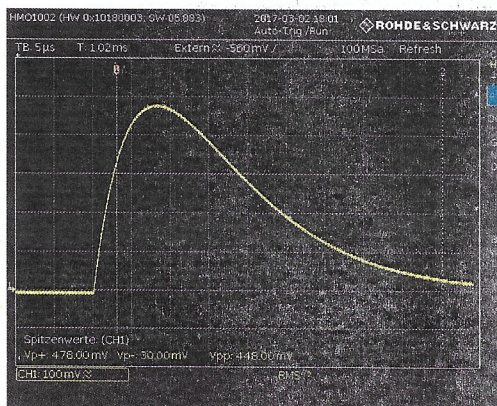


Abbildung 76: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (D-D)

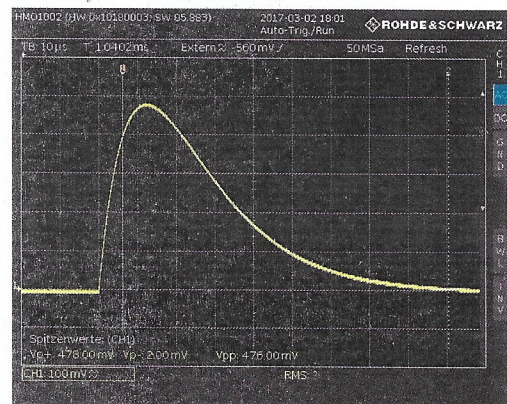


Abbildung 77: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (E-E)

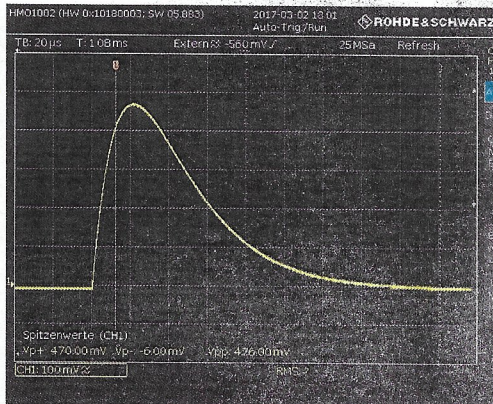


Abbildung 78: Oszilloskop für impulsformenden Verstärker, Schalterstellung (F-F)

Schalter	Zeitkonstante τ_s	$\Delta\tau_s$	$U_{\text{out,ARV}}$	$\Delta U_{\text{out,ARV}}$	ENC	ΔENC	ENC^2	ΔENC^2
	in μs	in μs	in V	in V	in $\text{V}/(\text{V}/e^-)$	in $\text{V}/(\text{V}/e^-)$	in $(\text{V}/(\text{V}/e^-))^2$	in $(\text{V}/(\text{V}/e^-))^2$
0-0	0	0.00	1.09	0.01	2506.22	481.67	6281156.73317025	2414334.00
1-1	0.05	0.01	0.30	0.01	689.79	134.40	475805.15611929	185413.69
2-2	0.10	0.02	0.32	0.01	735.77	143.11	541360.53318461	210585.41
3-3	0.15	0.03	0.36	0.01	827.74	160.56	685159.42481177	265799.16
4-4	0.20	0.04	0.28	0.01	643.80	125.71	414479.15821947	161865.27
5-5	0.50	0.10	0.21	0.01	482.85	95.50	233144.52649845	92226.13
6-6	0.70	0.14	0.19	0.01	436.86	86.96	190850.73484340	75979.10
7-7	1.00	0.20	0.16	0.01	367.89	74.27	135340.13329615	54646.96
8-8	1.50	0.30	0.14	0.01	321.90	65.93	103619.78955487	42448.39
9-9	2.00	0.40	0.12	0.01	275.91	57.74	76128.82497909	31863.98
A-A	2.40	0.48	0.12	0.01	275.91	57.74	76128.82497909	31863.98
B-B	3.20	0.64	0.12	0.01	275.91	57.74	76128.82497909	31863.98
C-C	4.50	0.90	0.12	0.01	275.91	57.74	76128.82497909	31863.98
D-D	8.00	1.60	0.13	0.01	298.91	61.82	89345.63487129	36954.75
E-E	12.00	2.40	0.14	0.01	321.90	65.93	103619.78955487	42448.39
F-F	22.00	4.40	0.14	0.01	321.90	65.93	103619.78955487	42448.39

Abbildung 79: Messwerte ENC in Abhängigkeit von der Schalterstellung bzw. der zugehörigen Zeitkonstanten

Literatur

- [1] Physikalisches Praktikum Teil V: Kern- und Teilchenphysik, Versuchsbeschreibungen Uni Bonn, Stand: August 2006
 - [2] Physikalisches Praktikum Teil V: Kern- und Teilchenphysik, Versuch 520, Stand: April 2016
 - [3] Ulrich Tietze et al., Halbleiterschaltungstechnik, Springer Verlag, 15.Auflage
 - [4] Paul Horowitz et al., The Art of Electronics, Cambridge University, Third Edition
 - [5] Wikipedia, abgerufen am 01.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Diode>
 - [6] Elektronik Kompendium, abgerufen am 01.03.2017, <https://www.elektronik-kompendium.de/sites/grd/0112072.htm>
 - [7] Wikipedia, abgerufen am 01.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Pin-Diode>
 - [8] Wikipedia, abgerufen am 01.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Z-Diode>
 - [9] Wikipedia, abgerufen am 01.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Schottky-Diode>
 - [10] Wikipedia, abgerufen am 01.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Leuchtdiode>
 - [11] Wikipedia, abgerufen am 01.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Transistor>
 - [12] Elektronik Kompendium: Transistor, abgerufen am 01.03.2017, <http://www.elektronik-kompendium.de/sites/slt/0208031.htm>
 - [13] Wikipedia, abgerufen am 01.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Eingangswiderstand>
 - [14] Wikipedia, abgerufen am 01.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Operationsverstärker>
 - [15] Wikipedia, abgerufen am 08.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Compton-Effekt>
 - [16] Wikipedia, abgerufen am 08.03.2017, https://de.wikipedia.org/wiki/Photoelektrischer_Effekt
 - [17] Wikipedia, abgerufen am 08.03.2017, [https://de.wikipedia.org/wiki/Paarbildung_\(Physik\)](https://de.wikipedia.org/wiki/Paarbildung_(Physik))
 - [18] Wikipedia, abgerufen am 08.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Landauverteilung>
 - [19] Wikipedia, abgerufen am 08.03.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Zeitkonstante>
-