
Grundlagen pyroelektrischer Detektoren

Der pyroelektrische Effekt war bereits in der Antike bekannt (Theophrastos von Eresos 4. Jh. v. Chr.). Seinen heute gebräuchlichen Namen bekam er jedoch erst 1824 durch David Brewster (1781 – 1868), einem schottischen Physiker, nach dem unter anderem auch der Brewster-Winkel in der Optik benannt ist.

Die breite Anwendung in der Sensorik begann in den frühen 1970er Jahren. Heute gehören pyroelektrische Detektoren aufgrund ihrer Einfachheit, Robustheit und zugleich Leistungsfähigkeit zu den am häufigsten eingesetzten thermischen Infrarotdetektoren.

Das Kernstück eines pyroelektrischen Detektors ist der pyroelektrische Chip. Dieser besteht aus einem kristallinen Material mit speziellen Eigenschaften. Kristalle werden aus entgegengesetzt geladenen Bausteinen (z. B. Ionen) gebildet, die in einer regelmäßigen Struktur angeordnet sind, dem Kristallgitter. Bei 10 von 32 Kristallklassen fallen positive und negative Ladungsschwerpunkte nicht zusammen. Dadurch wird eine elektrische spontane Polarisation aufgebaut und eine polare Achse gebildet. Diese Kristallklassen werden auch als pyroelektrisch bezeichnet, da die spontane Polarisation temperaturabhängig ist. Diesen pyroelektrischen Effekt nutzt die Sensortechnik. Dafür wird ein dünner pyroelektrischer Kristall (Pyroelektrikum) senkrecht zur polaren Achse mit Elektroden beschichtet. Auf der oberen Elektrode des Kristalls ist eine absorbierende Schicht (Schwarzsicht) aufgebracht. Trifft Infrarotstrahlung auf diese Schicht, erwärmt sich das Pyroelektrikum und Oberflächenladungen entstehen. Wird die Strahlung abgeschaltet, entstehen Ladungen umgekehrter Polarität. Die Ladungen sind jedoch sehr gering. Bevor sie sich durch den endlichen Innenwiderstand des Kristalls wieder ausgleichen können, wandeln extrem rausch- und leckstromarme Feldeffekttransistoren (JFET) oder Operationsverstärker (OPV, engl. OpAmp) die Ladungen in eine Signalspannung um.

Zur systematischen Erklärung der Funktionsweise eines pyroelektrischen Detektors ist es sinnvoll, die einzelnen Umwandlungen genauer zu betrachten:

- Die optisch-thermische Konversion, also die Erzeugung von Temperaturänderungen aus den Änderungen der einfallenden Infrarotstrahlung.
- Die thermisch-elektrische Konversion, folglich die Erzeugung von Ladungen aus den Temperaturänderungen.
- Die Umwandlung der Ladungen in Ströme und Spannungen und ihre elektrische Verstärkung, deren Ergebnis das Sensorsignal ist.

Grundlagen pyroelektrischer Detektoren

1.1 Optisch-thermische Konversion

Der auf das Detektorfenster auftreffende Strahlungsfluss Φ passiert zunächst das optische Filter mit der Transmission T_F und führt nach Auftreffen auf den pyroelektrischen Chip in diesem zu einer Temperaturerhöhung $\Delta\vartheta_p$, welche proportional zur optischen Absorption A_S und umgekehrt proportional zu seiner Wärmekapazität H_p ist. Gleichzeitig fließt die zugeführte Wärme über die Umgebung mit der Temperatur ϑ_0 , insbesondere die Chiphalterung, wieder ab. Das kann durch einen thermischen Leitwert G_p charakterisiert werden. Diese beiden konkurrierenden Prozesse – Aufheizung einer Wärmekapazität und Abkühlung durch Wärmeleitung – lassen sich mit dem Begriff der Temperaturleitfähigkeit beschreiben, die als Parameter in die Wärmeleitungsgleichung eingeht. Dabei handelt es sich um eine partielle Differentialgleichung, die im Allgemeinen unter Berücksichtigung von Rand- und Anfangsbedingungen gelöst werden muss.

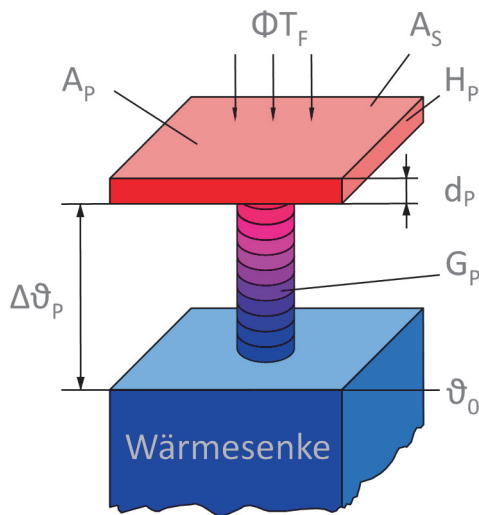


Abbildung 1: Thermisches Modell

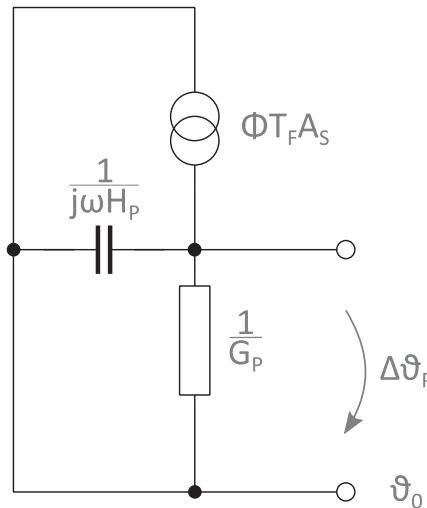


Abbildung 2: Ersatzschaltbild

Wir wollen hier einen anderen Weg gehen. Für praktische Zwecke ist es völlig ausreichend, sich auf den eingeschwungenen, stationären Fall zu beschränken. Da sich im Zeitablauf jedes periodische Signal als Summe sinusförmiger Signale darstellen lässt, beschränken wir uns außerdem auf solche. Damit lassen sich unter Verwendung von Ersatzschaltbildern in Analogie zu elektrischen Schwingkreisen einfache Lösungen angeben, bei denen Zeitkonstanten als Parameter verwendet werden. Die Temperaturerhöhung im pyroelektrischen Chip ist dann

$$\Delta\tilde{\vartheta}_p = \frac{A_S T_F \tilde{\Phi}}{G_p \sqrt{1 + \omega^2 \tau_{th}^2}} \quad (1)$$

mit der thermischen Zeitkonstante

$$\tau_{th} = \frac{H_p}{G_p} \quad (2)$$

Grundlagen pyroelektrischer Detektoren

Die Wärmekapazität H_p ergibt sich aus den beiden Materialkonstanten spezifische Wärmekapazität c_p und Dichte ρ_p des pyroelektrischen Materials sowie dem Volumen des pyroelektrischen Chips, welches wiederum das Produkt aus dessen Fläche A_p und Dicke d_p ist.

$$H_p = c_p \rho_p A_p d_p \quad (3)$$

Um ein ausreichend großes Signal und damit ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen, sollte die Temperaturdifferenz möglichst groß sein. Detektorseitig müssen dafür die Absorption im pyroelektrischen Chip und die Transmission im Durchlassbereich des Bandpassfilters hoch sein. Beim thermischen Leitwert ist ein Kompromiss nötig, da seine Verringerung zwar zu einer größeren Temperaturdifferenz, aber auch zu einer Erhöhung der thermischen Zeitkonstante führt. Um diese optimal zu gestalten (≈ 150 ms), darf die Wärmekapazität des Pyrochips nicht zu gering sein, was durch eine Optimierung seiner Dicke d_p erreicht wird.

Zur Diskussion dieses Ergebnisses betrachten wir zwei Grenzfälle: sehr niedrige und sehr hohe Frequenzen des Strahlungsflusses.

Bei Frequenzen im Bereich einiger Millihertz ($\omega^2 \tau_{th}^2 \ll 1$)

$$\Delta \tilde{\theta}_p = \frac{A_S T_F \tilde{\Phi}}{G_p} \quad (4)$$

ist die Temperaturdifferenz konstant und unabhängig von der Frequenz. Die zeitliche Änderung der Strahlung erfolgt so langsam, dass die thermischen Prozesse problemlos folgen können.

Bei Frequenzen größer 10 Hz ($\omega^2 \tau_{th}^2 \gg 1$)

$$\Delta \tilde{\theta}_p = \frac{A_S T_F \tilde{\Phi}}{G_p \tau_{th}} \cdot \frac{1}{\omega} \quad (5)$$

sinkt die Temperaturdifferenz mit steigender Frequenz. Die thermischen Prozesse können der zeitlichen Änderung der Strahlung immer weniger folgen.

Grundlagen pyroelektrischer Detektoren

1.2 Thermisch-elektrische Konversion

Die Temperaturänderung $\Delta\vartheta_p$ eines pyroelektrischen Elements führt zur Entstehung von Oberflächenladungen an seinen Elektroden. Deren Größe Q ist proportional zur Fläche A_p und der Stärke des pyroelektrischen Effekts, die durch den pyroelektrischen Koeffizienten p charakterisiert wird. Der Effekt tritt in gleicher Weise bei Erwärmung als auch bei Abkühlung auf. Die entstehenden Ladungen unterscheiden sich nur im Vorzeichen.

$$Q = p A_p \Delta\vartheta_p \quad (6)$$

In einem geschlossenen Stromkreis fließen die Ladungen ab, wobei eine Ladungsänderung pro Zeit nichts anderes als ein elektrischer Strom ist.

$$i_p = p A_p \frac{d\Delta\vartheta_p}{dt} \quad (7)$$

Im stationären Fall und bei sinusförmiger Anregung erhalten wir mit (1):

$$\Delta\tilde{\vartheta}_p = \frac{A_S T_F \tilde{\Phi}}{G_p \sqrt{1 + \omega^2 \tau_{th}^2}} \quad (8)$$

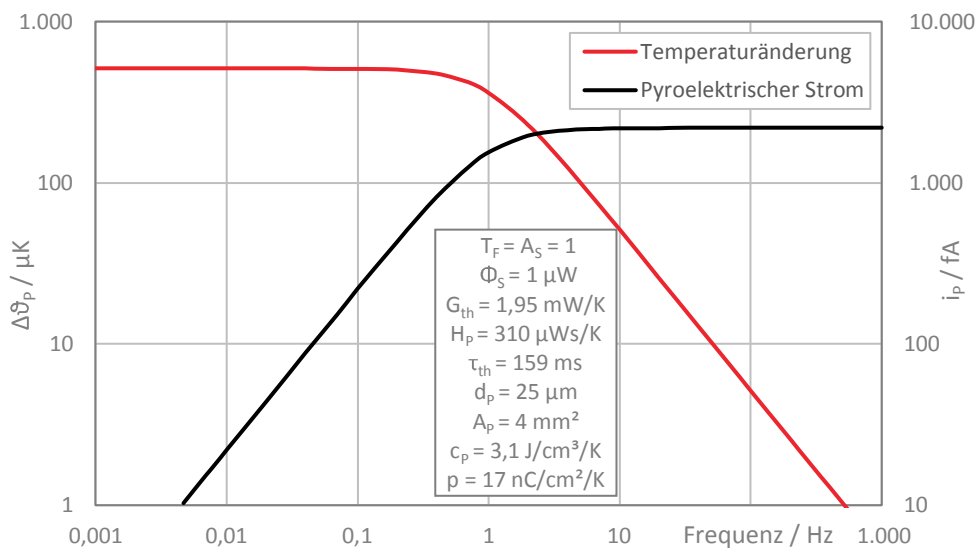


Abbildung 3: Frequenzabhängigkeit der Temperaturänderung und des Kurzschlussstroms eines pyroelektrischen Elements

Zur Diskussion dieses Ergebnisses betrachten wir wiederum die zwei Grenzfälle: sehr niedrige und sehr hohe Frequenzen des Strahlungsflusses.

Grundlagen pyroelektrischer Detektoren

Bei Frequenzen im Bereich einiger Millihertz ($\omega^2 \tau_{th}^2 \ll 1$)

$$\tilde{I}_P = \omega p A_P \frac{A_S T_F \tilde{\Phi}}{G_P} \quad (9)$$

steigt der pyroelektrische Strom linear mit der Frequenz. Sehr langsame Temperaturänderungen, z. B. durch die Änderung der Umgebungstemperatur, liefern deshalb nur geringe Beiträge zum Signal.

Für Frequenzen größer als 10 Hz ($\omega^2 \tau_{th}^2 \gg 1$) gilt

$$\tilde{I}_P = p A_P \frac{A_S T_F \tilde{\Phi}}{G_P \tau_{th}} \quad (10)$$

Der pyroelektrische Strom ist unabhängig von der Frequenz, konstant und maximal. Das ist der bevorzugte Arbeitsbereich eines pyroelektrischen Detektors.

Abbildung 3 zeigt die Frequenzabhängigkeit der Temperaturänderung und des Kurzschlussstroms eines typischen pyroelektrischen Chips. Die Temperaturänderung zeigt eine Tiefpasscharakteristik. Die thermische Eckfrequenz f_{th} ergibt sich dabei aus der thermischen Zeitkonstante:

$$f_{th} = \frac{1}{2 \pi \tau_{th}} \quad (11)$$

Sie beträgt in diesem Beispiel 1 Hz. Unterhalb der Eckfrequenz erreicht die Temperaturänderung einen Sättigungswert von 513 μ K, während der pyroelektrische Strom oberhalb der Eckfrequenz auf einen Sättigungswert von 2,2 pA steigt.

Grundlagen pyroelektrischer Detektoren

1.3 Wichtige Kenngrößen

Pyroelektrische Detektoren werden durch ihre Empfindlichkeit, durch das von ihnen produzierte Rauschen sowie das Verhältnis aus diesen beiden Größen charakterisiert. Zum Vergleich unterschiedlicher Detektoren hat sich die spezifische Detektivität bewährt. Diese Daten werden von InfraTec für jeden Detektortyp auf dem Datenblatt angegeben.

1.3.1 Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit R ist allgemein definiert als Verhältnis des Ausgangssignals zum Eingangssignal. Bei pyroelektrischen Detektoren verwendet man üblicherweise als Eingangssignal den Effektivwert der auf den strahlungsempfindlichen Chip treffenden, sinusförmig modulierten Strahlungsleistung $\tilde{\Phi}$ und als Ausgangssignal den Effektivwert der Grundwelle der Signalspannung \tilde{u}_S .

$$R_V = \frac{\tilde{u}_S}{\tilde{\Phi}} \quad (12)$$

Da sowohl die pyroelektrische Wandlung als auch die Verstärkerelemente abhängig von der Anregungsfrequenz sind, ist auch die Empfindlichkeit frequenzabhängig. Abbildung 4 illustriert dies am Beispiel eines einkanaligen single-supply Strombetriebsdetektors LME-336.

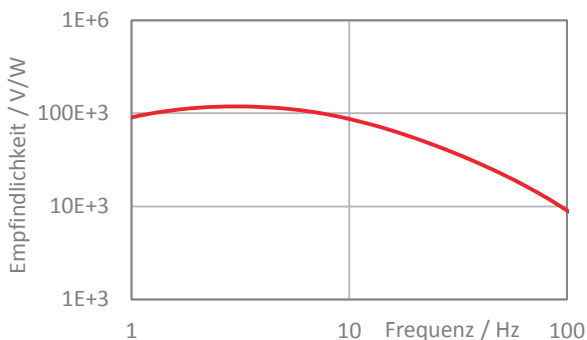


Abbildung 4: Typischer Frequenzgang der Empfindlichkeit eines Detektors im Strombetrieb am Beispiel des single-supply Einkanalidetektors LME-336

1.3.2 Rauschen

Unter Rauschen versteht man ein breitbandiges, dem Messsignal überlagertes zufälliges Signal, welches keine zusätzliche Information trägt. Zu dessen Charakterisierung bedient man sich des quadratischen, zeitlichen Mittelwertes des Rauschsignals $u_N(t)$, welcher bezogen auf die Messbandbreite Δf als Rauschdichte N bezeichnet wird.

$$N = \frac{\sqrt{u_N(t)^2}}{\Delta f} \quad (13)$$

Hängt die Rauschdichte nicht von der Frequenz ab, so spricht man in Analogie zum sichtbaren Licht von weißem Rauschen. Im Falle pyroelektrischer Detektoren trifft das jedoch nicht zu, weshalb typische Frequenzgänge der Rauschdichte im Datenblatt des jeweiligen Detektors angegeben sind.

Grundlagen pyroelektrischer Detektoren

Da sich die Amplitude aufgrund der Zufälligkeit des Rauschens nicht vorhersagen lässt, berechnet man mit (14) den Effektivwert \tilde{u}_N der Rauschspannung, welcher im Falle einer Normalverteilung im Frequenzbereich gleich der Standardabweichung des Zufallssignales ist. f_1 und f_h sind dabei die untere bzw. obere Grenze des Bereichs mit signifikanten Rauschanteilen.

$$\tilde{u}_N = \sqrt{\int_{f_1}^{f_h} N^2 df} \quad (14)$$

Amplitude in Abhängigkeit des Effektivwertes des Rauschens	Wahrscheinlichkeit, mit der die Rauschspannung kleiner ist als der Amplitudenwert
\tilde{u}_N	68,3 %
$2 \cdot \tilde{u}_N$	95,4 %
$3 \cdot \tilde{u}_N$	99,7 %
$3,3 \cdot \tilde{u}_N$	99,9 %

Tabelle 1: Zusammenhang zwischen der Amplitude des Rauschens und der Wahrscheinlichkeit diese zu unterschreiten

Da alle in einem pyroelektrischen Detektor vorhandenen Rauschquellen statistisch voneinander unabhängig sind, lassen sie sich getrennt voneinander betrachten und ihre Wirkungen auf den Detektorausgang zusammenfassen, indem die Wurzel der Summe der Quadrate aller Rauschspannungen gebildet wird.

Betrachtet man ausschließlich den pyroelektrischen Chip in seiner thermischen Umgebung, so tragen der Wärmeaustausch des Chips mit dieser sowie die dielektrischen Verluste innerhalb des Materials zum Rauschen bei.

Rauschquelle	Rauschdichte
Thermisches Rauschen	$N_T = \sqrt{4k_B T^2 G_{th}}$ (15)
$\tan(\delta)$ Rauschen des pyroelektrischen Elementes	$N_\delta = \sqrt{4k_B T \omega C_p \tan(\delta)}$ (16)

Eine Herleitung dieser Ausdrücke ist mittels der statistischen Physik möglich. Es sind T die (absolute) Temperatur, k_B die Boltzmann-Konstante und $\tan(\delta)$ der Verlustfaktor der Kapazität des pyroelektrischen Elements. Die Betrachtung der Rauschanteile des Vorverstärkers sowie die Wirkung der hier beschriebenen Rauschquellen auf den Ausgang eines Spannungs- bzw. Strombetriebsdetektors wird in den Kapiteln zum Thema „Rauschen“ detailliert behandelt.

Grundlagen pyroelektrischer Detektoren

1.3.3 Spezifische Detektivität

Die spezifische Detektivität D^* ist ein Vergleichsmaß für unterschiedliche Detektoren. Sie entspricht dem auf Rauschbandbreite Δf , Detektorfläche A_P und Strahlungsleistung Φ normierten Signal-Rausch-Verhältnis.

$$D^* = \frac{\sqrt{A_P} R_V}{N} = \frac{\sqrt{A_P \Delta f}}{\tilde{\Phi}} \cdot \frac{\tilde{u}_S}{\tilde{u}_N} \quad (17)$$

Aus der Betrachtung des Rauschens und der Definition der spezifischen Detektivität folgt, dass ein maximaler Wert von

$$D_{\max}^* = \frac{1}{\sqrt{16 k_B T^5 \sigma}} \quad (18)$$

möglich ist, wenn angenommen wird, dass das Temperaturrauschen die einzige unvermeidbare Rauschquelle darstellt. Darin ist σ die Stefan-Boltzmann-Konstante. Für eine Temperatur von 25 °C liegt diese theoretische Grenze bei

$$D_{\max, 25^\circ\text{C}}^* = 1,8 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}}.$$

1.3.4 Rauschäquivalente Strahlungsleistung

Auch die rauschäquivalente Strahlungsleistung NEP wird oft zum Vergleich unterschiedlicher Detektoren herangezogen. Sie beschreibt diejenige Strahlungsleistung, die auf den Detektor treffen muss, um ein Signal-Rausch-Verhältnis von eins zu erzielen.

$$\text{NEP} = \frac{N}{R_V} \quad (19)$$

Durch Einsetzen von (17) in (19) lässt sich der Zusammenhang der rauschäquivalenten Strahlungsleistung mit der spezifischen Detektivität zeigen:

$$\text{NEP} = \frac{\sqrt{A_P}}{D^*} \quad (20)$$