

4 Theoretische und experimentelle Charakterisierung des Signalgemisches optischer Partikelzähler

Das Signalgemisch eines beliebigen optischen Partikelzählers besteht aus dem Nutzsignal $\bar{i}(t)$ und dem Wechselstromrauschsignal $i_n(t)$. Das Nutzsignal ist ein deterministisches Signal, das Informationen über das Partikel enthält. Sein Signalverlauf kann zumindest im Prinzip durch einen geschlossenen Ausdruck vollständig beschrieben werden.

Das Nutzsignal entsteht durch das vom Partikel gestreute Licht im Meßvolumen, das in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt wird.

Die Störungen entstehen aus dem elektronischen Rauschen und dem Hintergrundlicht in der Meßkammer des Partikelzählers.

Das Hintergrundlicht wird durch das Streulicht von Oberflächen und von Molekülen im Meßvolumen erzeugt. Im Meßvolumen streuen Moleküle das Licht, das von der Konzentration und dem Brechungsindex bzw. der elektrischen Suszeptibilität des Gases abhängig ist. Das Streulicht von den Oberflächen entsteht dadurch, daß ein Teil des Lichtstrahls durch die nicht idealen Oberflächen der Linsensysteme gestreut wird und die Strahlfalle nicht die gesamte Lichtleistung absorbieren kann.

In der Literatur [40, 41] wird das Streulicht von den Molekülen und Oberflächen als Quellen des Hintergrundlichtes angesehen. Das Streulicht der Moleküle wird als die Ursache angegeben, die die untere Grenze für das Messen von Partikelgrößen setzt.

Das elektronische Rauschen entsteht durch den Photodetektor und dem Verstärker. Durch das Streulicht von Partikeln und dem Hintergrundlicht in der Meßkammer entsteht im Photodetektor ein Photonenstrom, der ein zusätzliches Rauschen am Ausgang erzeugt.

4.1 Nutzsignal

Beim Eintreten eines Partikels in das beleuchtete Meßvolumen entsteht das Nutzsignal. Das Streulicht eines Partikels ist u. a. von der Verteilung der Bestrahlungsstärke des Lichtes in dem Meßvolumen abhängig. Die Abbildung 4.1 zeigt eine typische Verteilung der Bestrahlungsstärke im Meßvolumen eines kommerziell erhältlichen Partikelzählers (TSI LPC 3751). Die Verteilung der Bestrahlungsstärke ist mit einem Laser Beam Diagnostic System (LBDS) gemessen worden. Die Detektionseinheit des LBDS besteht aus einem Photoelementsystem mit 1024 Photodioden in einer Reihe. Ein Schrittmotor bewegt den Detektor in vertikaler Richtung, so daß 1024 Zeilen abgetastet werden. Aus den ermittelten Werten entsteht eine Matrix von 1024x1024 Meßwerten.

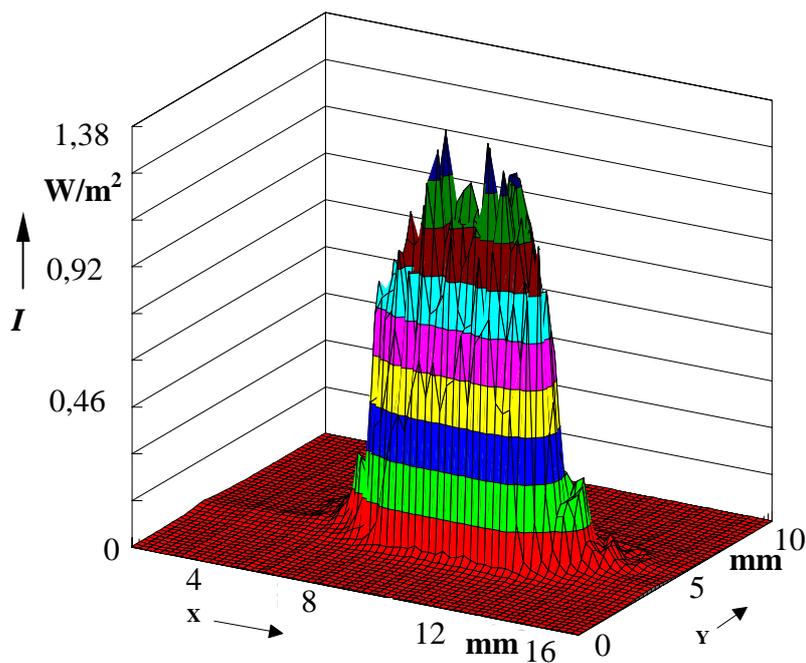


Abbildung 4.1 *Dreidimensionale Darstellung eines Profils der Bestrahlungsstärke im Meßvolumen (TSI LPC 3751)*

Ein Partikel, das in Y-Richtung durch das Meßvolumen (Abbildung 4.1) strömt, erzeugt ein optisches Streulichtsignal, das der Form des Seitenprofils der Bestrahlungsstärke im Meßvolumen entspricht.

Die zeitliche Länge t des Streulichtsignals ist von der Geschwindigkeit des Partikels v_{Partikel} und dem Durchmesser des Meßvolumens $d_{\text{Meßvolumen}}$ abhängig (Gleichung 4.1).

$$t = \frac{d_{\text{Meßvolumen}}}{v_{\text{Partikel}}} \quad (4.1)$$

Die Abbildung 4.2 zeigt die Form eines optischen Streulichtsignals eines Partikels, normiert auf die maximale Strahlungsleistung P_{max} , in Abhängigkeit von der Zeit t . Die Form des Streulichtsignals ist aus dem Seitenprofil der Bestrahlungsverteilung des Laserstrahls im Meßvolumen ermittelt worden.

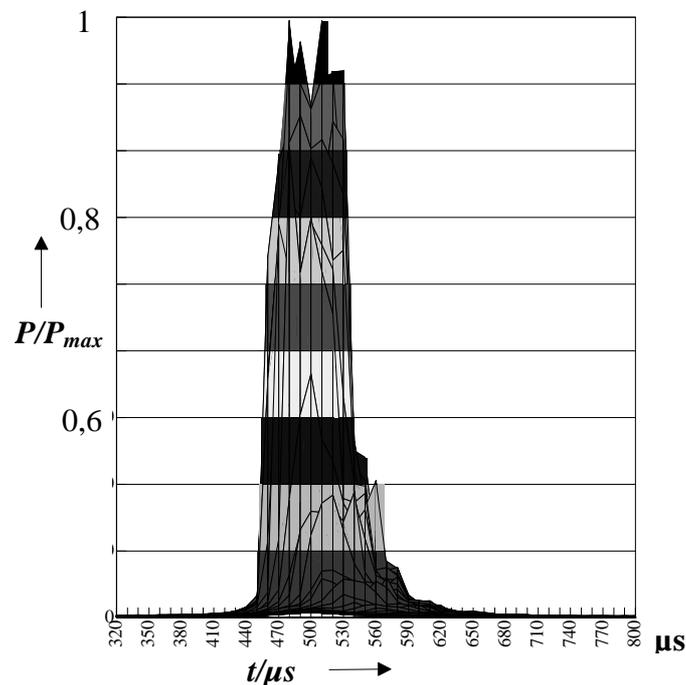


Abbildung 4.2 Form eines optischen Streulichtsignals eines einzigen Partikels

Ein Teil des Streulichtes wird vom Linsensystem gesammelt und auf den Photodetektor fokussiert. Der Photodetektor, bestehend nur aus dem Element (z.B. Photodiode, Photomultiplier), das das Licht in elektrische Signale umwandelt ohne einem nachgeschalteten elektrischen Verstärker, verändert die Form des Signals durch seine Übertragungsfunktion $H(\omega)$ bzw. Stoßantwort $h(t)$. Die Abbildung 4.3 zeigt eine typische Stoßantwort eines Photodetektors (TSI LPC 3751).

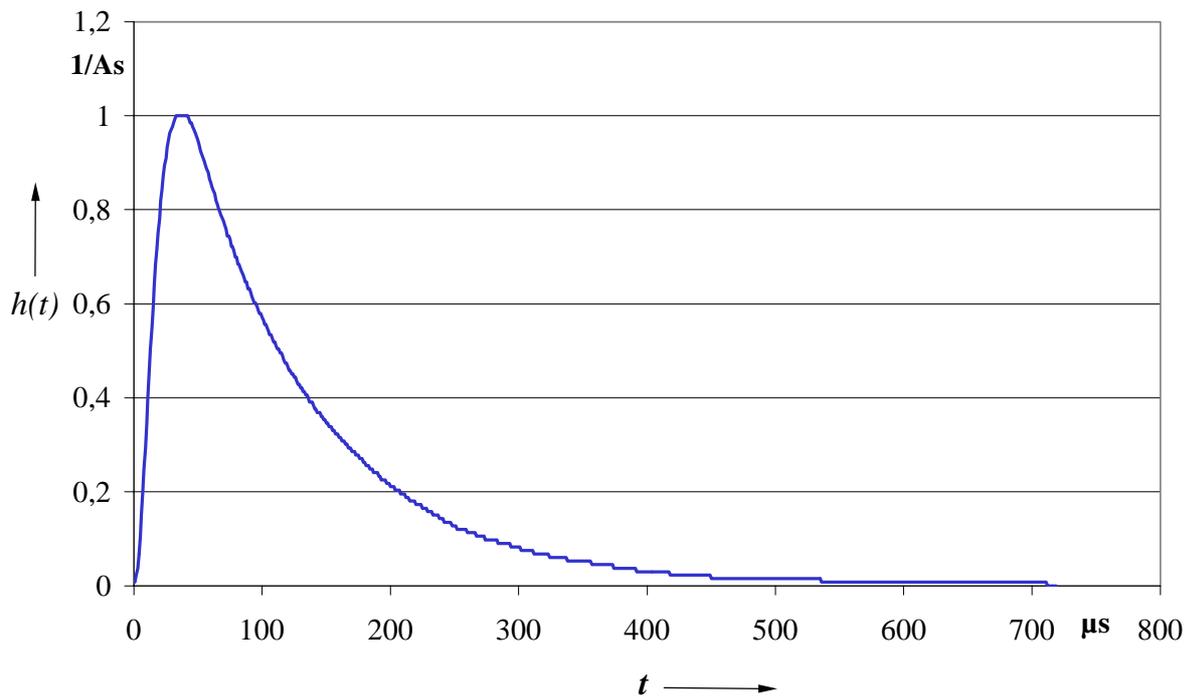


Abbildung 4.3 Typische Stoßantwort $h(t)$ eines Photodetektors (TSI LPC 3751)

Das Ausgangssignal $y(t)$ eines linear zeitinvarianten Systems entsteht aus der Faltung des Eingangssignals $x(t)$ mit der Stoßantwort $h(t)$.

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau) \cdot h(t - \tau) \cdot d\tau = x(t) * h(t) \quad (4.2)$$

Das Partikelsignal am Ausgang des Photodetektors in Form einer elektrischen Größe entsteht aus der Faltung (Gleichung 4.2) des Streulichtsignals und der Stoßantwort des Detektors.

Die Abbildung 4.4 zeigt ein typisches elektrisches Partikelsignal eines kommerziellen Partikelzählers (TSI LPC 3751).

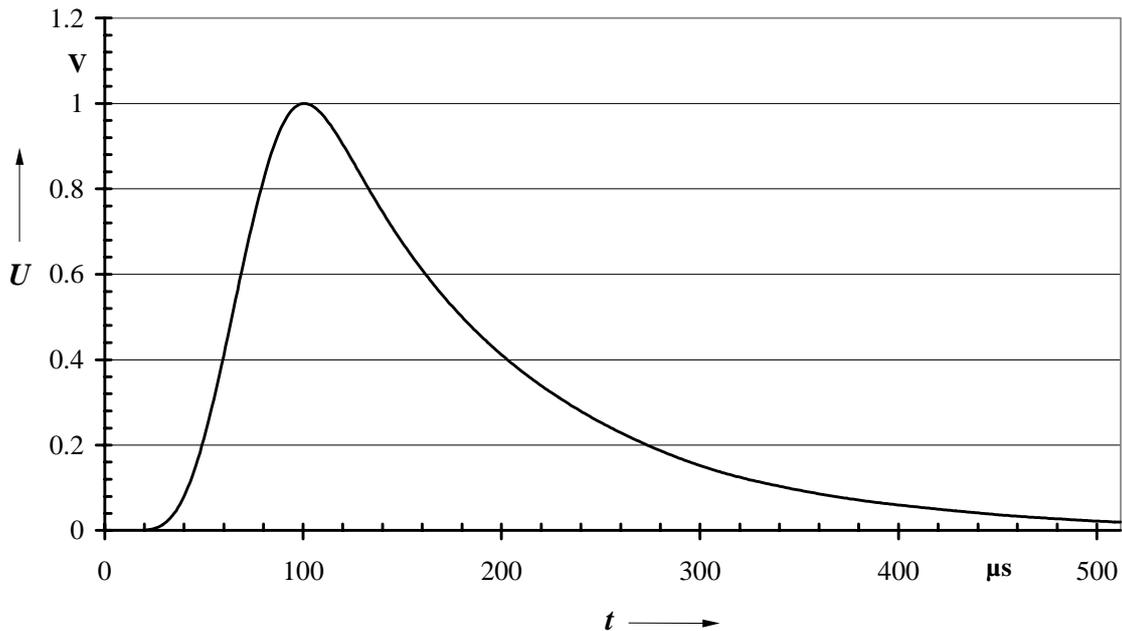


Abbildung 4.4 *Typischer Signalverlauf, hervorgerufen durch ein Partikel (TSI LPC 3751)*

Die Form des Nutzsignals ist von der Partikelgeschwindigkeit (Gleichung 4.1), dem geometrischen Durchmesser und Form des Meßvolumens und von der Stoßantwort (Gleichung 4.2) bzw. Übertragungsfunktion des Photodetektors abhängig.

Die Partikelgeschwindigkeit beeinflusst die Länge des Partikelsignals. Die Stoßantwort begrenzt in der Regel die Bandbreite des Partikelsignals aufgrund des Tiefpaßverhaltens des Photodetektors.

4.2 Störquellen

Das Hintergrundlicht in der Meßkammer des Partikelzählers und seine Wirkung auf die Photodiode des Partikelzählers sowie das durch elektrische Bauelemente (z.B. Widerstände, Operationsverstärker) erzeugte elektronische Rauschen werden in einem elektrischen Ersatzschaltbild für die Gesamt-Schaltung durch entsprechende Rauschspannungs- und Rauschstromquellen modelliert. Die Störungen beinhalten einen Wechsel- und Gleichanteil. Die Abbildung 4.5 zeigt das opto-elektrische Ersatzschaltbild eines optischen Partikelzählers. Die Signalverarbeitung, die die Partikelsignale durch eine Schwellwertdetektion zählt und anhand der Höhe der Partikelsignalamplituden jedem gezählten Partikelsignal eine Größe zuordnet, ist in dem Ersatzschaltbild nicht berücksichtigt worden.

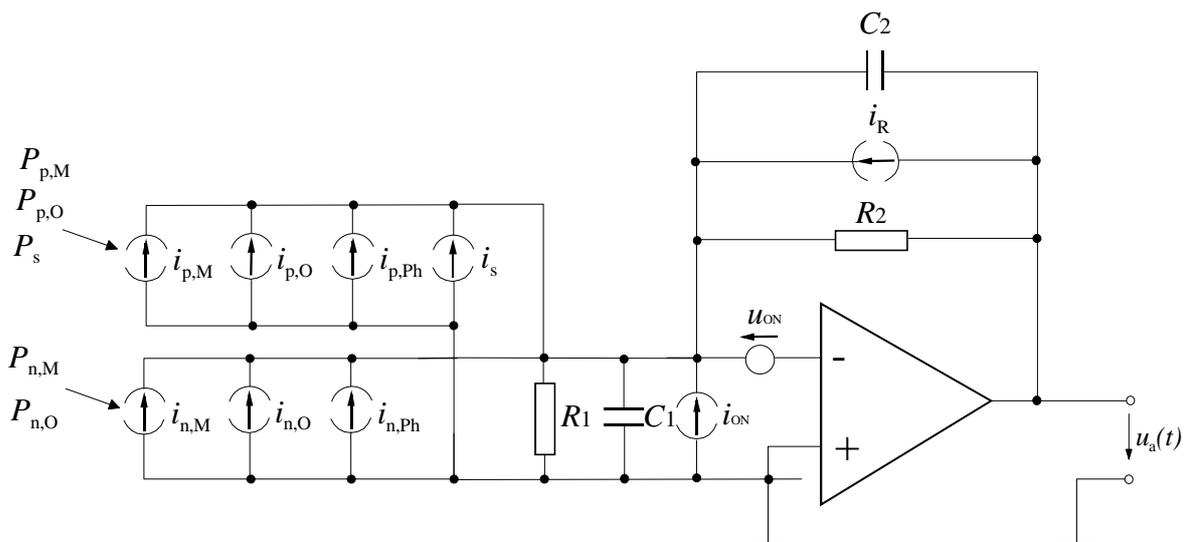


Abbildung 4.5 *Opto-elektrisches Ersatzschaltbild des optischen Partikelzählers ohne Berücksichtigung der Schwellwertdetektion für Partikelsignale*

Der Mittelwert der Strahlleistung von Oberflächen $P_{p,O}$ und Molekülen $P_{p,M}$ werden vom Photodetektor in die Ströme $i_{p,O}$ und $i_{p,M}$ umgewandelt. Die Effektivwerte der Strahlleistungen $P_{n,O}$ und $P_{n,M}$ erzeugen die Ströme $i_{n,O}$ und $i_{n,M}$. Die Strahlleistung von Partikeln P_s bewirkt den Photostrom i_s am Ausgang des Photodetektors. Die Ströme werden durch einen Transimpedanzverstärker in eine Spannung u_a umgewandelt. Die

Rauscheigenschaften des Operationsverstärkers in der Transimpedanzverstärkerschaltung werden durch die Rauschstromquelle mit dem OP-Rauschstrom i_{ON} und die Rauschspannungsquelle mit der OP-Rauschspannung u_{ON} gekennzeichnet. Der Rückkopplungswiderstand des Transimpedanzverstärkers wird im Ersatzschaltbild durch den nicht rauschenden ohm'schen Widerstand R_2 und durch die Stromquelle mit dem Widerstandsrauschstrom i_R dargestellt.

4.2.1 Elektronisches Rauschen

Der Effektivwert des elektronischen Rauschens wird von dem Photodetektor und dem Verstärker erzeugt.

4.2.1.1 Photodetektor

In optischen Partikelzählern werden in der Regel zwei verschiedene Arten von Photodetektoren eingesetzt, Photomultiplier und Photodioden.

Der Effektivwert $i_{n,Ph}$ des Stromrauschens am Ausgang der Photodioden wird durch die Effektivwerte des Schrotrauschens i_s und des thermischen Rauschens i_{th} erzeugt.

$$i_{n,Ph} = \sqrt{i_s^2 + i_{th}^2} \quad (4.3)$$

Der Effektivwert i_s des Schrotrauschens ist abhängig von dem Dunkelstrom i_d , dem Photostrom i_{ph} und der Bandbreite Δf des Übertragungssystems [55]:

$$i_s = \sqrt{2 \cdot e \cdot (i_{ph} + i_d) \cdot \Delta f} \quad (4.4)$$

$e \hat{=}$ Elementarladung

Der Effektivwert i_{th} des thermischen Rauschens, das in Photodioden dominant ist, berechnet sich wie folgt:

$$i_{th} = \sqrt{\frac{4 \cdot k \cdot T \cdot f_g}{R_s}} \quad (4.5)$$

$$k \hat{=} \text{Boltzmann-Konstante} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$$

$T \hat{=} \text{Temperatur des Widerstandes}$

$R_s \hat{=} \text{interner Widerstand der Photodiode (shunt resistor)}$

$f_g \hat{=} \text{Frequenzbandbreite}$

Das thermische Rauschen kann durch das Abdunkeln der Photodiode gemessen werden. Da das Schrotrauschen in der Diode sehr viel kleiner ist als das thermische Rauschen, wird das Gesamtrauschen sich nicht merklich mit einfallendem Licht vergrößern. Die Photodiode ist somit ein geeigneter Sensor, um das Rauschen von Lichtquellen zu bestimmen.

Photomultiplier werden in der Regel dann eingesetzt, wenn geringe Lichtleistungen zu messen sind. Seine Rauschquellen bestehen aus dem thermischen Rauschen (Gleichung 4.5) und dem dominanten Schrotrauschen. Das Schrotrauschen entsteht aus dem Dunkelstrom und dem Photonenstrom. Der Dunkelstrom wird durch thermionische Emissionen von den Dynoden erzeugt. Aufgrund der anliegenden Hochspannung und der Temperatur, emittieren Ionen aus den Dynoden und erzeugen einen Strom. Der Photonenstrom entsteht durch einfallendes Licht auf die Photokathode.

Der Schrotrauschen-Effektivwert i_s am Ausgang eines Photomultipliers mit N Dynoden wird wie folgt berechnet [35]:

$$i_s = \sqrt{2 \cdot e \cdot (i_d + i_{ph}) \cdot G^2 \cdot \Delta f \cdot \left(1 + \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \dots + \frac{1}{\delta^N}\right)} \quad (4.6)$$

δ entspricht der Vervielfachung der Elektronen einer Dynode, und G ist die gesamte interne Vervielfachung der von der Kathode emittierten Elektronen.

$$G = \delta^N \quad (4.7)$$

Das Grundrauschen des Photomultipliers besteht aus dem thermischen Rauschen und dem Rauschen, das vom Dunkelstrom i_d verursacht wird. Im abgedunkelten Zustand kann das Grundrauschen des Photomultipliers gemessen werden. Zu dem Grundrauschen addiert sich das Rauschen aufgrund des einfallenden Lichtes. Das Licht erzeugt im Photodetektor den Photostrom i_{ph} . Je höher die einfallende Lichtleistung ist, um so größer wird das Rauschen [8, 56]. Das lichtabhängige Rauschen kann ermittelt werden, wenn das erzeugte Rauschen bei unterschiedlich hohen Lichtleistungen gemessen wird. Der Effektivwert der Rauschstrahlungsleistung $P_{n,LQ}$ der Lichtquelle muß dabei bekannt sein und mit dem Effektivwert des Dunkelrauschens vom gemessenen Gesamtrauschen quadratisch subtrahiert werden. Die Abbildung 4.6 zeigt das typische Rauschverhalten eines Photomultipliers (PMT 5701-50 von Hamamatsu). Der Effektivwert $i_{n,ph}$ des Gesamtrauschens und der Effektivwert $i_{n,ph}(i_d=0)$ des Grundrauschens am Ausgang des Detektors sind in Abhängigkeit der einfallenden Lichtleistung dargestellt worden.

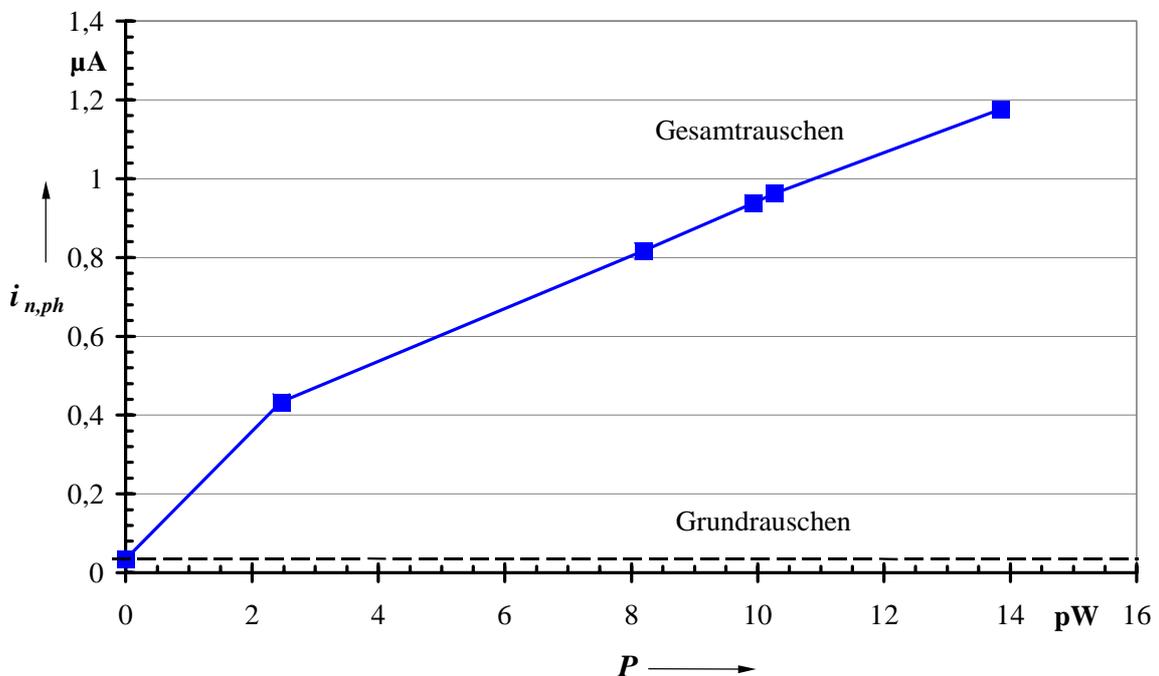


Abbildung 4.6 Typisches Rauschverhalten eines Photomultipliers (PMT5701-50) in Abhängigkeit der einfallenden Lichtleistung P

Der Effektivwert des Rauschenstromes $i_{n,Ph}$ des Photomultipliers nimmt linear mit der einfallenden Lichtleistung zu.

Das Messen des lichtabhängigen Rauschens ist sehr wichtig, da in der Meßkammer des Partikelzählers das Hintergrundlicht mit seinem Gleichanteil einen Wechselanteil am Ausgang des Photodetektors erzeugt (Amplitudenrauschen), der dann die Zählung und Klassierung von Partikeln negativ beeinflusst.

Ein weiteres Rauschen stellen kurze, hohe Störimpulse dar. Im dunklen Zustand können sich Elektronen durch die Wärme und der innen anliegenden Hochspannung von der Photokathode lösen und Störimpulse produzieren. Die Abbildung 4.7 zeigt typische Störimpulse, die von einem abgedunkelten Photomultiplier (PMT 5701-50) mit einer internen Hochspannung von 1,2 kV gemessen worden sind.

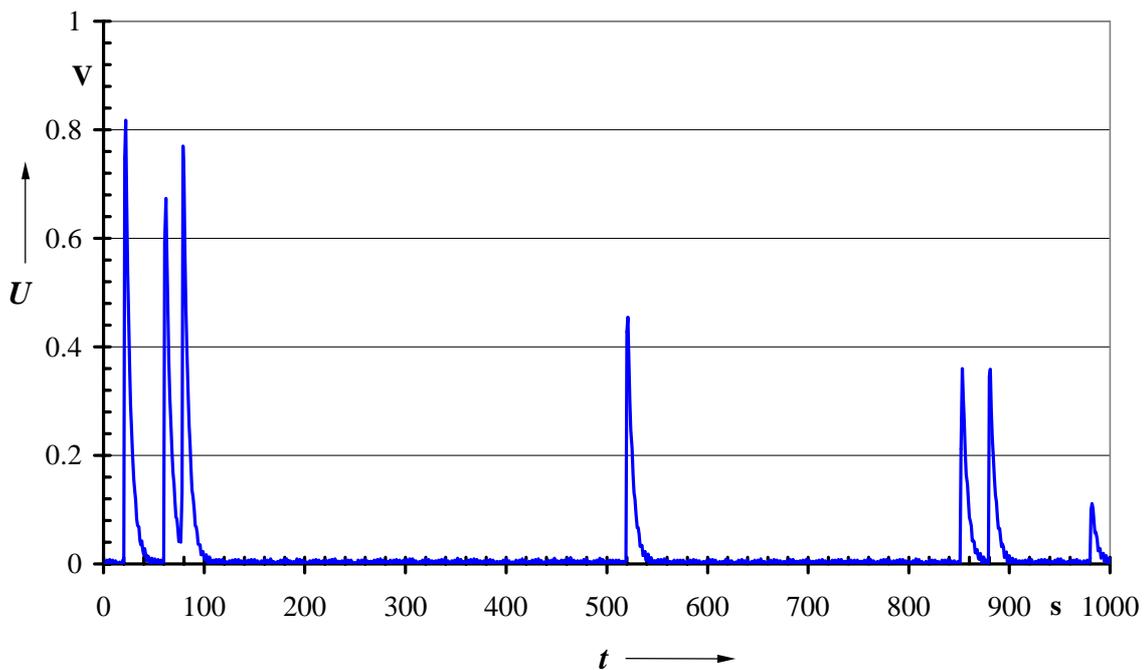


Abbildung 4.7 *Typische Störimpulse eines abgedunkelten Photomultipliers (PMT 5701-50)*

Die Anzahl, die Höhe und die Wahrscheinlichkeit für das zeitliche Auftreten der Störimpulse ist von der Temperatur und der in der Photoröhre anliegenden Hochspannung abhängig. Die Abbildung 4.8 zeigt die typische Rauschleistungsdichte $e(f)$ eines

abgedunkelten Photomultipliers (PMT 5701-50) bei unterschiedlichen Hochspannungen U . Bei höheren Hochspannungen besteht die Rauschleistungsdichte aus Schrotrauschen und geht bei 20 kHz (Grenzfrequenz des hier verwendeten Photodetektors) in $1/f$ -Rauschen über. Je größer die Hochspannung um so größer wird das Schrotrauschen. Das Schrotrauschen entspricht dem häufigen Auftreten von Störimpulsen. Der große „Peak“ bei 300 kHz (Abbildung 4.8) wird bei diesem verwendeten Photomultiplier durch sein Schaltnetzteil erzeugt.

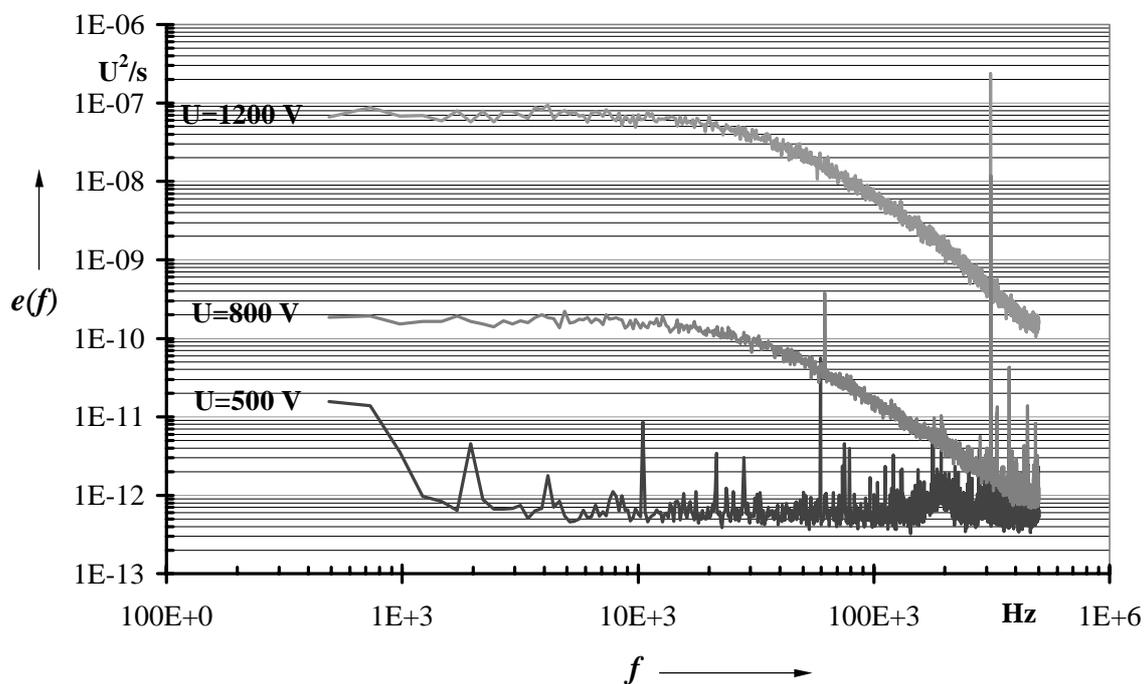


Abbildung 4.8 Typische Rauschleistungsdichten $e(f)$ eines Photomultipliers (PMT 5701-50) bei verschiedenen Hochspannungen U

Der Verstärkungsfaktor des Photomultipliers kann durch eine größere Hochspannung erhöht werden [23]. Mit dem höheren Verstärkungsfaktor kann der Partikelzähler kleinere Partikel detektieren. Es treten jedoch häufiger größere Störimpulse auf, die von der Signalverarbeitung des Partikelzählers als Partikel gezählt und klassiert werden. Es wird eine größere Partikelanzahlkonzentration angezeigt als vorhanden. Der Fehler macht sich bei geringer Partikelanzahlkonzentration im Aerosol sehr stark bemerkbar [4].

4.2.1.2 Transimpedanzverstärker

Die elektrischen Stromsignale der Photodetektoren sind in der Regel so klein, daß sie von einem Transimpedanzverstärker in ein meßtechnisch ausreichend hohes Spannungssignal umgewandelt werden.

Das Rauschen des Transimpedanzverstärkers hängt von den verwendeten Bauelementen und seiner Frequenzbandbreite ab. Die Abbildung 4.9 zeigt die Schaltung eines Transimpedanzverstärkers mit einem einfachen Ersatzschaltbild des Photodetektors. Der Transimpedanzverstärker hat in diesem Beispiel eine Tiefpaßcharakteristik 1. Ordnung.

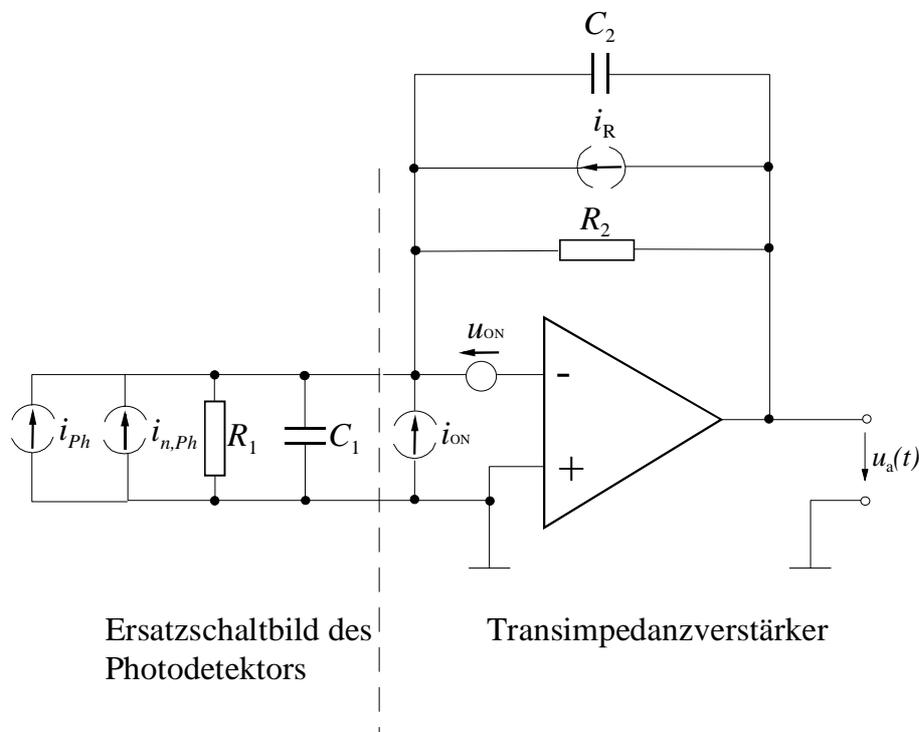


Abbildung 4.9 Schaltung des Transimpedanzverstärkers und Ersatzschaltbild des Photodetektors

Der Effektivwert U_a des gesamten Spannungsrauschens $u_a(t)$ am Ausgang des Transimpedanzverstärkers wird durch das interne Spannungs- u_{ON} und Stromrauschen i_{ON} des Operationsverstärkers erzeugt. Die Abbildung 4.10 zeigt als Beispiel den Frequenzverlauf der „einseitigen“ Rauschleistungsdichte $e_0(f)$ am Ausgang eines Transimpedanzverstärkers [7].

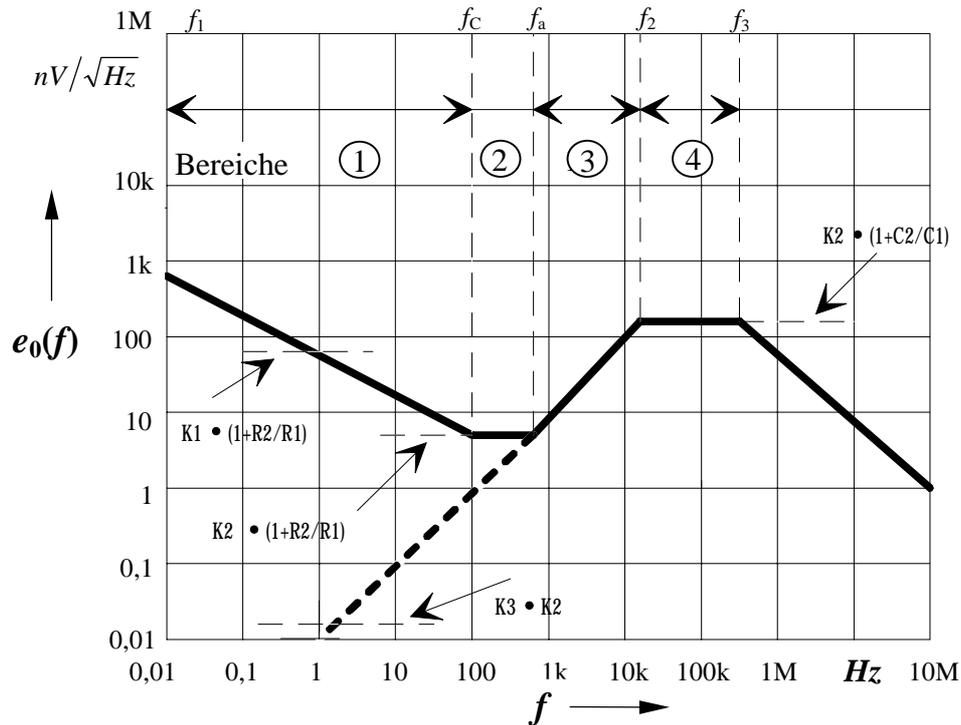


Abbildung 4.10 Frequenzverlauf der „einseitigen“ Rauschleistungsdichte $e_0(f)$ der am Ausgang eines Transimpedanzverstärkers auftretenden Rauschspannung $u_a(t)$ [7]

Der Effektivwert U_a des Gesamtrauschspannungssignals am Verstärkerausgang berechnet sich aus der „einseitigen“ spektralen Dichte $e_0(f)$ des Spannungsrauschens durch Integration über den gesamten positiven Frequenzbereich mit folgender Gleichung:

$$U_a = \sqrt{\int_0^{+\infty} e_0^2(f) \cdot df} \quad (4.8)$$

Das Rauschspektrum $e_0(f)$ eines beliebigen Transimpedanzverstärkers kann in vier unterschiedliche Bereiche eingeteilt werden. Im ersten Bereich nimmt das Rauschen mit $1/f$ ab. Im zweiten Bereich bleibt das Rauschen konstant und nimmt im dritten Bereich bis zum vierten zu. Im vierten Bereich bleibt das Rauschen bis zur Grenzfrequenz f_3 konstant

und entspricht dem weißen Rauschen. Die Berechnung des Rauschens in den einzelnen Bereichen werden in der Literatur [7, 24, 32] angegeben.

Der Effektivwert des Spannungsrauschen E_{U1} im ersten Bereich von der Frequenz f_1 bis f_c berechnet sich mit der folgenden Gleichung.

$$E_{U1} = K_1 \cdot \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \cdot \sqrt{\ln\left(\frac{f_c}{f_1}\right)} \quad (4.9)$$

$R_1 \hat{=}$ Widerstand des Photodetektors

$R_2 \hat{=}$ Widerstand im Rückführungszweig des Transimpedanzverstärkers

$K_1 \hat{=}$ Rauscheigenschaften des Operationsverstärkers im Bereich $f_1 \leq f \leq f_c$

Die Frequenz f_1 entspricht der unteren Grenzfrequenz des Transimpedanzverstärkers. Bei der Frequenz f_c geht das $1/f$ Rauschen ins weiße Rauschen über (zweiter Bereich). Die Frequenz f_c und der Faktor K_1 sind Kenngrößen, die die Rauscheigenschaften des Operationsverstärkers beschreiben und werden im Datenblatt des Operationsverstärkers angegeben.

Für den Effektivwert E_{U2} des Spannungsrauschens im Bereich zwischen f_c und f_a gilt folgende Gleichung.

$$E_{U2} = K_2 \cdot \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \cdot \sqrt{f_a - f_c} \quad (4.10)$$

$K_2 \hat{=}$ Rauscheigenschaften des Operationsverstärkers im Bereich $f_c \leq f \leq f_a$

Die Frequenz f_a ist abhängig von der Kapazität C_1 des Photodetektors und dem Widerstand R_2 im Rückführungszweig des Transimpedanzverstärkers.

$$f_a = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_2 \cdot C_1} \quad (4.11)$$

Im Bereich von f_a bis f_2 wird der Effektivwert E_{U3} des Rauschens wie folgt berechnet.

$$E_{U3} = K_2 \cdot K_3 \cdot \sqrt{\frac{f_2^3}{3} - \frac{f_a^3}{3}} \quad (4.12)$$

$$K_3 = \frac{1 \text{ Hz}}{f_a} \cdot \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \quad (4.13)$$

$$f_2 = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_2 \cdot C_2} \quad (4.14)$$

$K_3 \hat{=}$ Rauscheigenschaften des Operationsverstärkers im Bereich $f_a \leq f \leq f_2$

Für den Effektivwert E_{U4} des Spannungsrauschens im Bereich zwischen f_2 und f_3 gilt die Gleichung 4.15. Die Frequenz f_3 ist die Grenzfrequenz des Spannungsrauschens, das durch den Spannungsverstärkungsfaktor und durch $A(\omega)$ (Open Loop Gain Curve des Operationsverstärkers) ermittelt wird.

$$E_{U4} = K_2 \cdot \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right) \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2} \cdot f_3 - f_2} \quad (4.15)$$

$$f_3 = \frac{f_T}{1 + \frac{C_1}{C_2}} \quad (4.16)$$

$f_T \hat{=}$ Transitfrequenz (Gain Bandwidth) des Operationsverstärkers

Der Effektivwert E_i des Rauschspannungssignals am Ausgang des Transimpedanzverstärkers, das durch den Rauschstrom i_{On} erzeugt wird, ist in erster Näherung gegeben mit:

$$E_i = K_4 \cdot R_2 \cdot \sqrt{f_3 - f_c} \quad (4.17)$$

$K_4 \hat{=}$ Rauscheigenschaften des Operationsverstärkers im Bereich $f_3 \leq f \leq f_c$

Der Widerstand R_2 im Rückführungszweig des Transimpedanzverstärkers erzeugt ein thermisches Rauschen, dessen Effektivwert E_R von der Temperatur T , der Größe des Widerstandes und der Bandbreite f_g abhängt.

$$E_R = \sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot R_2 \cdot f_g} \quad (4.18)$$

k = Boltzmannkonstante

Der Effektivwert U_a gesamten Spannungsrauschens einer Verstärkerschaltung berechnet sich durch die quadratische Addition der einzelnen Effektivwerte des Spannungs- und Stromrauschens.

$$U_a = \sqrt{E_{U1}^2 + E_{U2}^2 + E_{U3}^2 + E_{U4}^2 + E_i^2 + E_R^2} \quad (4.19)$$

4.2.2 Optisches Rauschen

Das optische Rauschen von optischen Partikelzählern entsteht durch die Lichtquelle, durch das Streulicht der Moleküle im Meßvolumen und durch das Streulicht von nicht idealen Oberflächen, die eine Oberflächenrauheit besitzen und somit das Licht diffus reflektieren.

4.2.2.1 Lichtquelle

Jedes Streulicht, das in der Meßkammer erzeugt wird, beinhaltet das Rauschen der Lichtquelle. In optischen Partikelzählern werden vorwiegend zwei Arten von Lichtquellen eingesetzt und zwar Laserdioden und Weißlichtquellen. Das Rauschen der Weißlichtquelle wird hauptsächlich durch Turbulenzen des Gases im Glaskolben erzeugt [9], das sehr niederfrequent ist. Das Rauschen der Laserdioden [55, 63] nimmt im unteren Frequenzbereich bis 100 kHz mit $1/f$ ab und oberhalb 1 GHz mit der Frequenz zu.

Zur Beschreibung des Rauschens der Lichtquellen wird der Relativ Intensity Noise RIN verwendet. Er berechnet sich aus dem quadratischen Verhältnis des Effektivwertes der Rauschstrahlungsleistung $P_{n,LQ}$ zur konstanten Lichtleistung bzw. Strahlungsleistung P_{LQ} der Lichtquelle.

$$P_{n,LQ} = \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \int_{t_0}^{t_0+T} P_{LQ}^2(t) \cdot dt} \quad (4.20)$$

$$RIN = \frac{P_{n,LQ}^2}{P_{LQ}^2} \quad (4.21)$$

4.2.2.2 Streulicht von Molekülen in Abhängigkeit vom thermodynamischen Zustand des Aerosols

Die Molekülstreuung wird durch das Streulicht der Moleküle im Meßvolumen erzeugt und ist abhängig von der Konzentration der Moleküle und dem Brechungsindex bzw. der elektrischen Suszeptibilität χ des Gases. Der Effekt der Molekülstreuung kann mit der Rayleigh-Gleichung (Gleichung 3.14) berechnet werden. Die Berechnung der Molekülstreuung mit dem Moleküldurchmesser und dem Brechungsindex ist jedoch nicht praktikabel, weil diese Werte nicht für alle Moleküle tabellarisch aufgeführt sind. In der Regel sind für die meisten Gase die Dichte und die elektrische Suszeptibilität in Tabellenwerken angegeben [76]. Der Durchmesser und der Brechungsindex werden mit entsprechender Substitution durch die elektrische Suszeptibilität und der Dichte der Moleküle im Meßvolumen ersetzt.

Die Bestrahlungsstärke I_{Dipol} eines Moleküls im Meßvolumen V_{Streu} wird mit folgender Gleichung berechnet [18]:

$$I_{Dipol} = I_0 \frac{\pi^2 \cdot \chi^2}{\lambda^4 \cdot r^2} \cdot \frac{V_{Streu}^2}{N^2} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (4.22)$$

$N \hat{=}$ Anzahl der Moleküle

$r \hat{=}$ Abstandsvektor

$I_0 \hat{=}$ Bestrahlungsstärke im Meßvolumen

$\theta \hat{=}$ Raumwinkel zwischen Molekül und Detektor

Die Bestrahlungsstärke I_{ges} von N Molekülen berechnet sich mit folgender Gleichung.

$$I_{ges} = I_0 \frac{\pi^2 \cdot \chi^2}{\lambda^4 \cdot r^2} \cdot \frac{V_{Streu}^2}{N} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (4.23)$$

Die elektrische Suszeptibilität χ und die Molekülkonzentration N sind abhängig vom thermodynamischen Zustand des Aerosols [50].

$$\chi(p, T) = \chi_0 \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T}, \quad N = \frac{p}{k \cdot T} \quad (4.24)$$

$p \hat{=}$ Druck

$T \hat{=}$ Temperatur

$k \hat{=}$ Boltzmannkonstante

$\chi_0 \hat{=}$ elektrische Suszeptibilität bei der Temperatur T_0 und beim Druck p_0

Die mittlere Bestrahlungsstärke I_0 des Lasers berechnet sich aus seiner Leistung P_{Laser} und seiner Querschnittsfläche A_{Laser} .

$$I_0 = \frac{P_{Laser}}{A_{Laser}} \quad (4.25)$$

Es ergibt sich die folgende Gleichung:

$$I_{ges} = P_{Laser} \frac{\pi^2 \cdot \chi_0^2 \cdot V_{Streu}^2 \cdot k}{A_{Laser} \cdot \lambda^4 \cdot r^2} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \cdot \left(\frac{T_0}{p_0} \right)^2 \cdot \frac{p}{T} \quad (4.26)$$

Die durch Molekülstreuung erzeugte Bestrahlungsstärke I_{ges} nimmt also linear mit dem Druck zu und nimmt hyperbolisch mit der Temperatur ab.

Die Größe des Streulichtvolumens berechnet sich aus der Detektorgeometrie, bestehend aus dem Linsensystem und der Größe der lichtempfindlichen Fläche des Photodetektors. Das Detektionsvolumen kann mit Hilfe der angegebenen Verfahren in der Literatur [25, 68] berechnet werden.

Mit der Integration der Bestrahlungsstärke über die Detektorgeometrie wird die Strahlleistung der Moleküle, die vom Photodetektor gemessen wird, berechnet [27].

$$P_{\text{Moleküle}} = \iint_{A_{\text{Detektor}}} I_{\text{Moleküle}}(r, \theta) \cdot dA_{\text{Detektor}} \quad (4.27)$$

Die Molekülstreuung kann nur im Zusammenhang mit dem Streulicht der Oberflächen gemessen werden. Es ist jedoch möglich, das Streulicht der Oberflächen in einer evakuierten Meßkammer direkt zu messen. Diese Messung kann nur mit einem relativ hohen Aufwand durchgeführt werden. Eine andere Möglichkeit ist, das Hintergrundlicht in Abhängigkeit vom Druck zu messen. Das Streulicht der Oberflächenstreuung ist unabhängig vom thermodynamischen Zustand des Gases und bleibt bei Druckveränderung konstant, während das Streulicht der Moleküle mit dem Druck linear zunimmt (Gleichung 4.26). Aus den gemessenen Werten kann eine Gerade ermittelt und bis Null bar verlängert werden. Bei Null bar besteht das Hintergrundlicht nur aus dem Mittelwert der Strahlungsleistung P_{Ob} der Oberflächen, weil sich dann keine Moleküle in der Meßkammer befinden. Um die Strahlungsleistung der Moleküle $P_{\text{Moleküle}}$ von den gemessenen Werten zu berechnen, ist der Mittelwert der Strahlungsleistung der Oberflächen P_{Ob} vom Mittelwert der Strahlungsleistung P_{H} des Hintergrundlichtes zu subtrahieren.

Der Effektivwert $P_{\text{n,M}}$ der Rauschstrahlungsleistung der Moleküle wird durch den Effektivwert $P_{\text{n,LQ}}$ der Rauschstrahlungsleistung der Lichtquelle und den Brownschen Bewegungen der Moleküle im Laserstrahl erzeugt.

Der Effektivwert $P_{\text{n,M}}$ der Strahlungsleistung der Moleküle, der durch die Rauschstrahlungsleistung $P_{\text{n,LQ}}$ der Lichtquelle erzeugt wird, berechnet sich mit der Multiplikation des Mittelwertes $P_{\text{Moleküle}}$ der Strahlungsleistung der Moleküle mit dem RIN-Wert der Lichtquelle [55].

$$P_{\text{n,M}} = P_{\text{Moleküle}} \cdot \sqrt{\text{RIN}_{\text{Lichtquelle}}} \quad (4.28)$$

Der Wechselanteil der Strahlungsleistung der Molekülstreuung $P_{\text{Moleküle,Brown}}$, aufgrund der Brownschen Bewegung, kann durch die quadratische Subtraktion des Effektivwertes der Rauschstrahlungsleistung der Oberflächen $P_{n,O}$ und dem Effektivwert der Rauschstrahlungsleistung $P_{n,LQ}$ der Lichtquelle vom gemessenen Effektivwert der Rauschstrahlungsleistung des Hintergrundlichtes $P_{n,H}$ ermittelt werden (Gleichung 4.29).

$$P_{\text{Moleküle,Brown}} = \sqrt{P_{n,H}^2 - P_{n,O}^2 - P_{n,LQ}^2} \quad (4.29)$$

Das Streulicht der Moleküle im nicht homogen ausgestrahlten Meßvolumen ist ortsabhängig. Durch die Bewegung der Moleküle im Meßvolumen verändert sich die primäre Lichtleistung die auf die Moleküle trifft und somit auch die reflektierte Lichtleistung. Die große Geschwindigkeit der Moleküle erzeugt hohe Frequenzanteile im reflektierten Streulicht, das aufgrund der begrenzten Bandbreite des Transimpedanzverstärkers nicht gemessen werden kann.

4.2.2.3 Streulicht von nicht idealen Oberflächen

Eine weitere Störquelle bildet das Streulicht von Oberflächen, das durch eine nicht ideale Strahlfalle und raue Oberflächen der Linsen entsteht. Die Reflektion des Lichtes an den Linsenoberflächen wird in der Regel vom Hersteller angegeben. Unbeschichtete Linsenoberflächen reflektieren das Licht im allgemeinen um 4,5 % (Herstellerangabe [66]) und können mit einer dünnen Schicht bzw. einer Antireflexionsschicht auf weniger als 0,2 % reduziert werden.

Die Strahlfalle hat die Aufgabe, das gesamte Licht hinter dem Meßvolumen zu absorbieren. Für die eingesetzten Strahlfallen in optischen Partikelzählern werden jedoch keine Angaben über die Höhe der Absorption des Lichtstrahls gemacht.

Die Rauschstrahlungsleistung $P_{n,O}$ der von den Oberflächen reflektierten Lichtsignale ist mit der Rauschstrahlungsleistung $P_{n,LQ}$ der Lichtquelle linear verknüpft.

4.3 Quantitative Angabe der einzelnen Störanteile

Optische Partikelzähler sind unterschiedlich aufgebaut und werden in verschiedenen Bereichen eingesetzt. Sie unterscheiden sich somit in ihrem Rauschverhalten. Bei der Untersuchung eines einzelnen Partikelzählers kann deswegen keine allgemeingültige Aussage über die Größe der einzelnen Störungen gemacht werden.

Die Meßkette eines Partikelzählers, dargestellt in der Abbildung 4.11, besteht immer aus einer Lichtquelle, der Meßkammer, einem Photodetektor und einem Verstärker. In der Abbildung 4.11 sind die Störungen unterhalb der Meßkette dargestellt, die hauptsächlich aus elektronischem Rauschen bestehen. Oberhalb der Meßkette sind die typischen Konfigurationsmöglichkeiten der einzelnen Komponenten der Meßkette aufgezeigt.

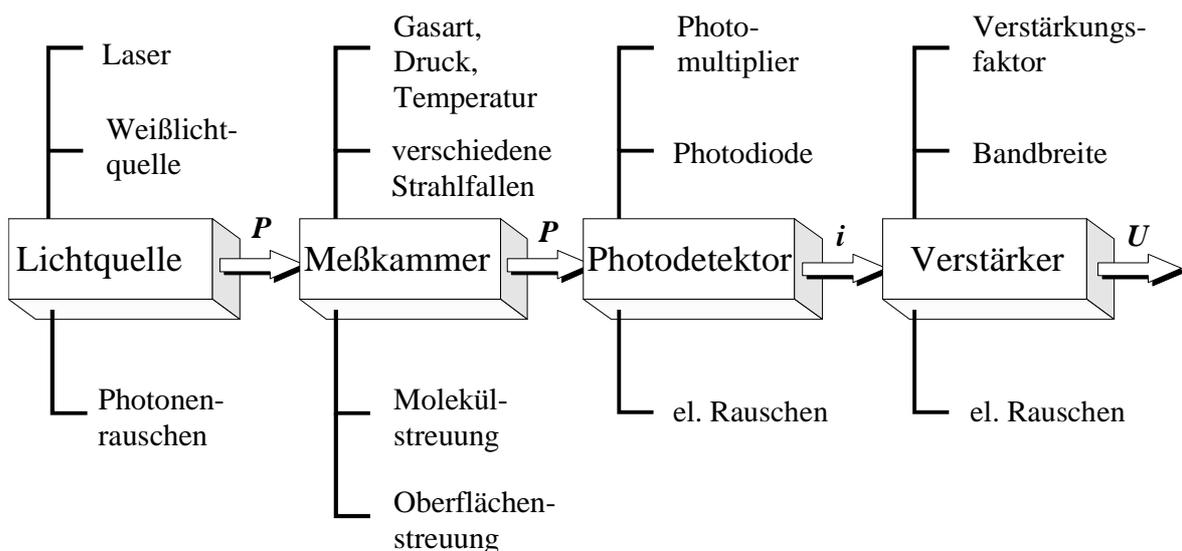


Abbildung 4.11 *Meßkette des optischen Partikelzählers mit Störquellen und typischen Konfigurationsmöglichkeiten*

Um die einzelnen Störquellen in einem beliebigen optischen Partikelzähler zu ermitteln, muß das Störverhalten der einzelnen Komponenten in der Meßkette quantitativ bestimmt werden.

Als Beispiel einer quantitativen Ermittlung der Störquellen im optischen Partikelzähler, wird das Störverhalten für die am häufigsten verwendeten Konfigurationen der Komponenten quantitativ bestimmt.

Die unterschiedlichen Konfigurationen der Komponenten Lichtquelle, Photodetektor, Strahlfalle und verschiedene thermodynamische Zustände des Aerosols werden untersucht. Nur das Linsensystem zur Fokussierung des Lichtstrahls und zur Bündelung des Streulichtes auf der Oberfläche des Detektors wird beibehalten.

Die gemessenen Werte für die Lichtquellen und der Photodetektoren können auf jeden optischen Partikelzähler übertragen werden. Die Meßwerte der Molekülstreuung und Oberflächenstreuung sind systemabhängig und nicht direkt übertragbar. Nur die prozentuale Veränderung des Hintergrundlichtes, durch eine andere Strahlfalle oder ein anderer thermodynamischer Zustand des Aerosols, gelten für jeden Partikelzähler.

Lichtquelle

Das Rauschen zweier Lichtquellen, die in der Regel in optischen Partikelzählern eingesetzt werden, Laser und Weißlicht, sind in einer dunklen Box mit einer Photodiode, einem Verstärker und einem Transientenrekorder gemessen worden. Die Meßkette erzeugt eine Spannung U_L , die proportional A_V zur einfallenden Strahlungsleistung P ist.

$$U_L = A_V \cdot P \quad (4.30)$$

$A_V \hat{=}$ Strahlungsempfindlichkeit bzw. Verstärkungsfaktor des Photodetektors in Verbindung mit dem Verstärker

Die Tabelle 4.1 zeigt die relevanten technischen Daten der verwendeten Lichtquellen.

Tabelle 4.1 Technische Daten der untersuchten Lichtquellen

	Laser	Weißlicht
Typ	Sony SLD 201-3	Osram Halogenlampe HLX
Wellenlänge	780 nm	400 nm - 800 nm
Rauschen	keine Angaben	keine Angaben
Lichtleistung	50 mW	100 W
u.a. eingesetzt im Partikelzähler	LPC 3751 / LPC 3755	HC-15 / HC 70

Die ermittelten Spannungen U_L für die Strahlungsleistungen der Lichtquellen, beinhalten noch einen zusätzlichen Gleich- und Wechselanteil, verursacht vom Photodetektor, Verstärker und Transientenrekorder der Meßkette. Der Gleichanteil und der Wechselanteil, die durch die Meßkette verursacht werden, müssen vorher bekannt sein und von den gemessenen Spannungen subtrahiert werden.

Zur Bestimmung des RIN-Wertes für die Lichtquellen sind äquivalente Spannungen zu dem Effektivwert der Rauschstrahlungsleistung $U_{n,LQ}$ und zu dem Mittelwert der Strahlungsleistung U_{LQ} ermittelt worden. Aus den Spannungen berechnet sich der RIN-Wert mit der folgenden Gleichung.

$$RIN = \frac{P_{n,LQ}}{P_{LQ}} = \frac{A_V \cdot U_{n,LQ}}{A_V \cdot U_{LQ}} = \frac{U_{n,LQ}}{U_{LQ}} \quad (4.31)$$

Die Tabelle 4.2 zeigt die Ergebnisse des RIN (**R**elative **I**ntensity **N**oise, Gleichung 4.21) für zwei unterschiedliche Lichtquellen (Tabelle 4.1).

Tabelle 4.2 Relative Intensity Noise zweier Lichtquellen

	Laserdiode	Weißlichtquelle
$U_{n,LQ}$	6,66 mV	5,5801 mV
U_{LQ}	3,876 V	2,998 V
RIN	$2,95 \cdot 10^{-6}$	$3,46 \cdot 10^{-6}$

Der geringe Anteil des Rauschens an der Lichtleistung beider Lichtquellen kann als charakteristisches Merkmal angesehen werden.

Molekülstreuung

Zur Ermittlung der Streulichtleistung von Molekülen ist das Hintergrundlicht eines optischen Partikelzählers in Abhängigkeit vom Druck, von der Temperatur und der Gasart gemessen worden. Hierfür ist ein spezieller Partikelzähler (Abbildung 4.12) entwickelt worden, der bei hohen Drücken und Temperaturen Aerosole zu untersuchen erlaubt.

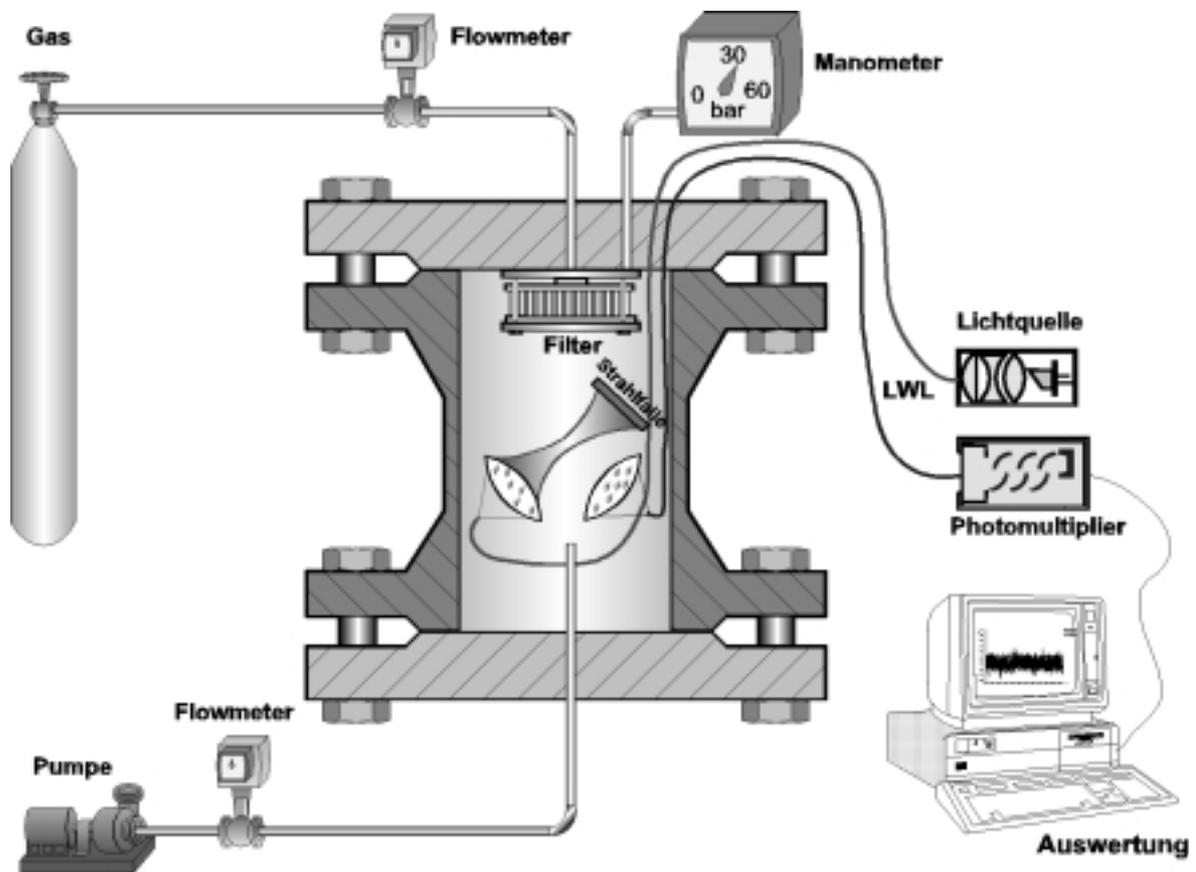


Abbildung 4.12 *Meßaufbau zur Ermittlung der Molekülstreuung in Abhängigkeit vom Druck und der Gasart*

Innerhalb der Meßkammer befinden sich nur die Linsensysteme und außerhalb die Lichtquelle und der Photodetektor. Das Licht wird mit Lichtwellenleiter in bzw. aus der Meßkammer geleitet. Der Versuchsaufbau ist im Anhang B.1 detaillierter beschrieben. Die Meßkammer wird mit partikelfreiem Gas auf den entsprechenden Druck gebracht. Das Hintergrundlicht der Gase Helium, Luft und Kohlendioxid mißt jeweils ein Transientenrekorder.

Die Abbildung 4.13 zeigt die gemessene Strahlleistung des Hintergrundlichtes abzüglich der Streulichtleistung der Oberflächen. Sie stellt die experimentell ermittelte und berechnete Strahlleistung $P_{\text{Moleküle}}$ der Moleküle in Abhängigkeit vom Druck für verschiedene Gase dar.

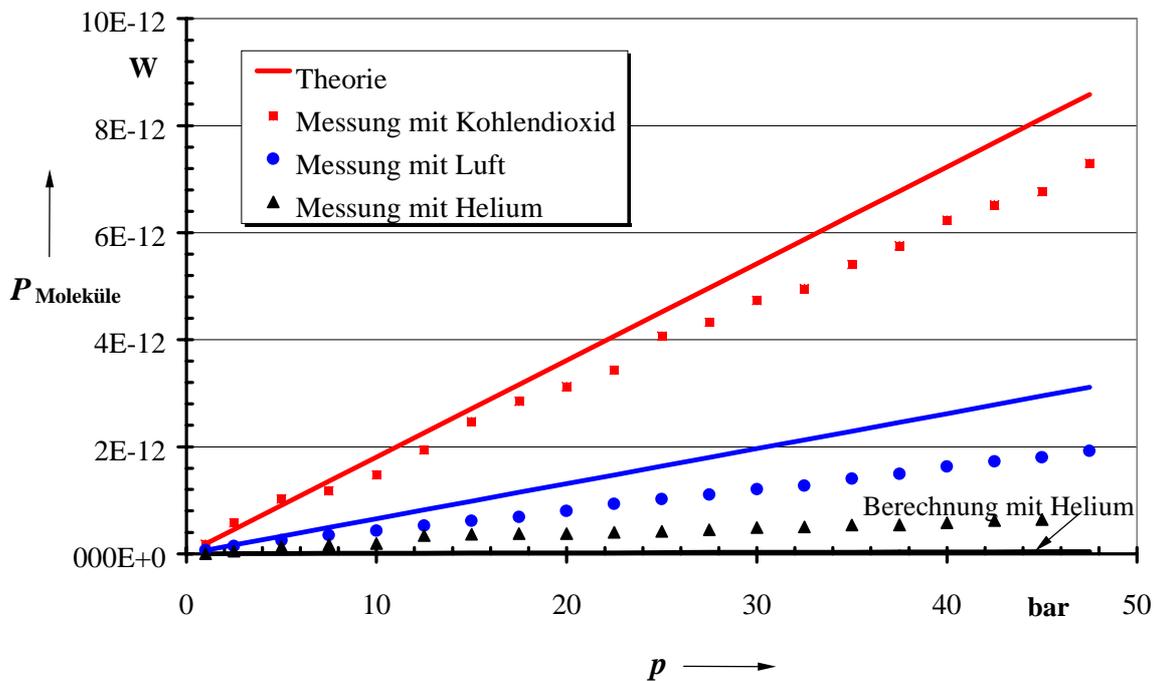


Abbildung 4.13 Streulichtleistung $P_{\text{Moleküle}}$ der Moleküle in Abhängigkeit vom Druck p für verschiedene Gase

Das Streulicht der Moleküle nimmt linear mit dem Druck zu und ist von der Gasart bzw. von der Dichte abhängig. Die Molekülstreuung vom Gas Helium mit einer geringen Dichte, ist kleiner als die Streuung der Gase Luft und Kohlendioxid mit einer höheren Dichte bzw. mit einer größeren elektrischen Suszeptibilität.

Die gemessene Strahlungsleistung der Moleküle beinhaltet noch zusätzlich einen Wechselanteil, der durch die Rauschleistungsdichte charakterisiert werden kann. Die Rauschleistungsdichte $e(f)$ der gemessenen Rauschspannung (Abbildung 4.14) besteht aus Schrotrauschen und geht bei 20 kHz (Grenzfrequenz des hier verwendeten Photodetektors) in $1/f$ -Rauschen über.

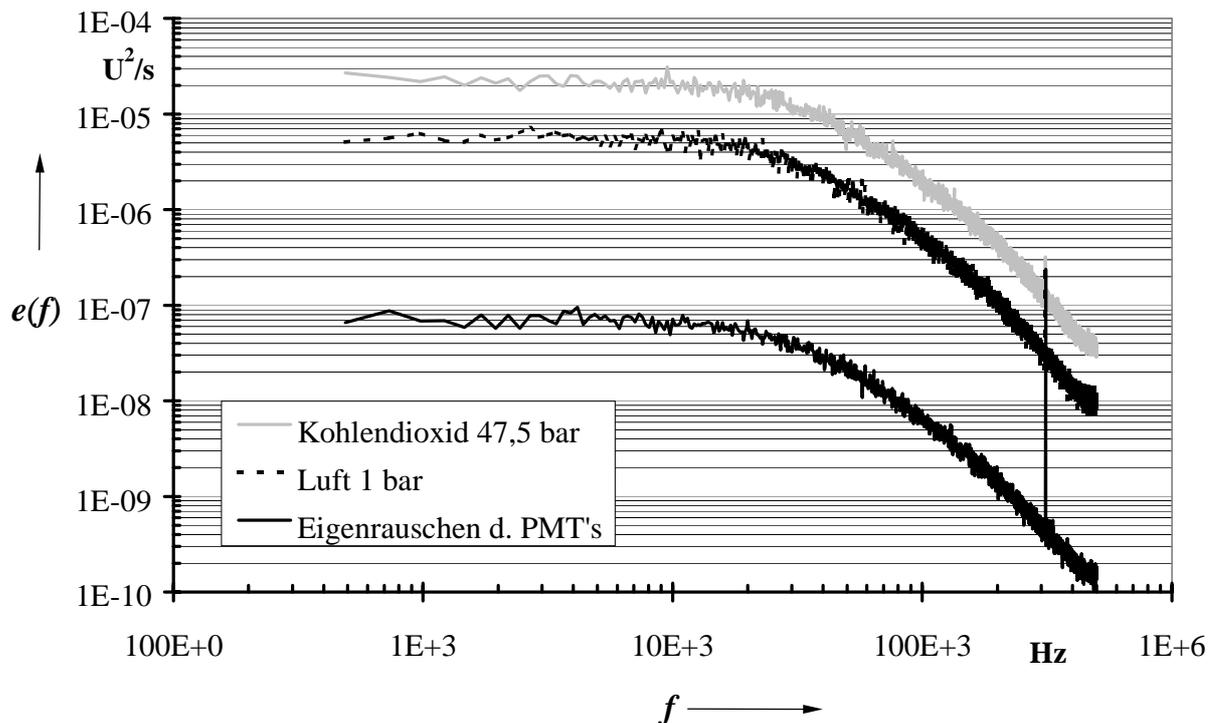


Abbildung 4.14 Rauschleistungsdichte $e(f)$ der Streulichtleistung $U_{\text{Moleküle}}$ der Moleküle am Ausgang des Verstärkers für verschiedene thermodynamische Zustände des Aerosols

Der Verlauf der einzelnen Rauschleistungsdichten bei unterschiedlichen thermodynamischen Zuständen des Aerosols ist gleich, unterscheiden sich jedoch in der Höhe. Das Schrotrauschen nimmt mit dem einfallenden Licht, abhängig von der Dichte des Trägergases im Aerosol, zu.

Das Rauschen eines Photomultipliers ist also abhängig von dem Hintergrundlicht in der Meßkammer des Partikelzählers. Die Detektierbarkeit von Partikelsignalen nimmt deshalb mit der Höhe des Hintergrundlichtes ab.

Zur Messung der Abhängigkeit der Molekülstreuung von der Temperatur wird ein gefiltertes Gas in der Meßkammer mit einer Widerstandswicklung bis 180°C erhitzt und

durch einen Flow-Controller konstant gehalten. Der Aufbau der Streulichtmeßeinrichtung entspricht dem vorherigen Meßaufbau.

In der nachfolgenden Abbildung 4.15 wird die gemessene mittlere Strahllichtleistung des Hintergrundlichtes abzüglich der durch Oberflächen generierten mittleren Strahlleistung dargestellt. Sie stellt die experimentell ermittelte und berechnete Strahlleistung der Moleküle in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Gase dar.

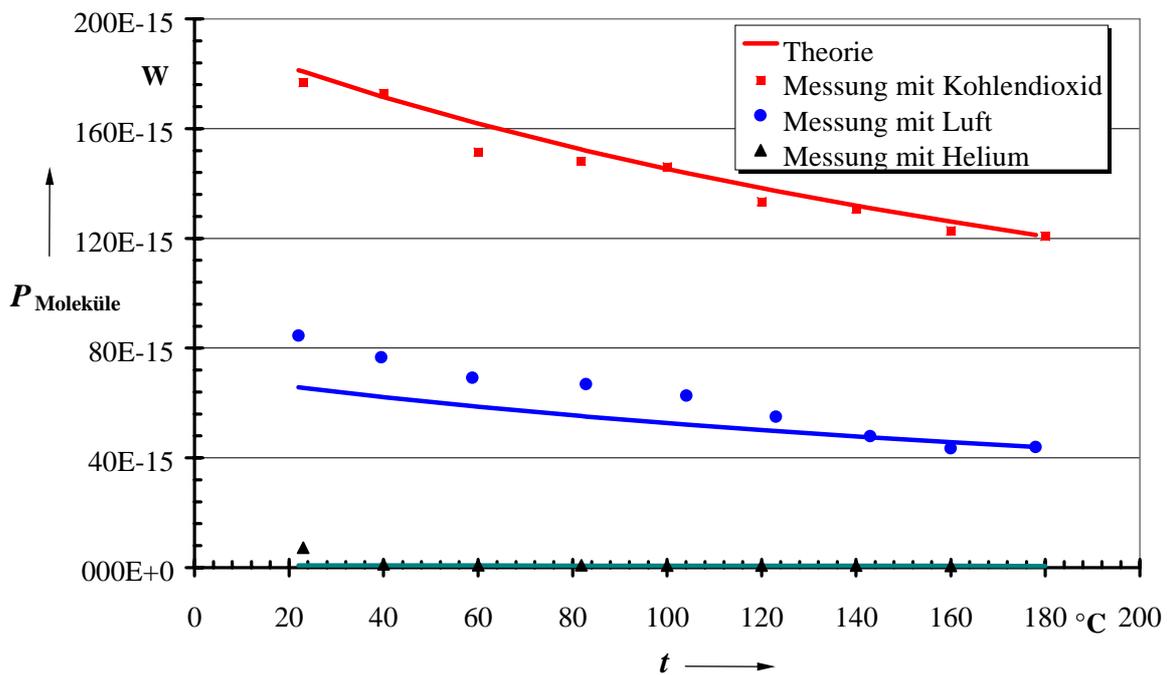


Abbildung 4.15 Streulichtleistung $P_{\text{Moleküle}}$ der Moleküle in Abhängigkeit von der Temperatur t für verschiedene Gase

Das Streulicht nimmt hyperbolisch ab und ist von der Gasart bzw. von der Dichte abhängig. Das Gas Kohlendioxid mit einer relativ großen Dichte streut das Licht sehr viel stärker als die Gase Luft und Helium, die eine geringere Dichte besitzen.

Die prozentuale Veränderung der Molekülstreuung kann der auf andere Partikelzähler übertragen werden. Die absoluten Meßwerte sind aufgrund der Systemabhängigkeit der Molekülstreuung (z.B. Größe des Meßvolumens) nicht übertragbar.

Streulicht von Oberflächen

In optischen Partikelzählern werden hauptsächlich geometrische Strahlfallen eingesetzt, bestehend aus einem geschäumten Kunststoff oder einem Kegel. Beide absorbieren einen großen Teil des Lichtes, reflektieren jedoch für einen sehr lichtempfindlichen Photodetektor noch relativ viel. Eine weit aus bessere Strahlfalle kann mit lichtabsorbierendem Glas realisiert werden. Lichtabsorbierende Gläser können Transmissionskoeffizienten besitzen, die unter 10^{-4} liegen [10]. Mit einer Antirefleksionsschicht auf der Oberfläche des Glases, wird dann nur noch ein sehr geringer Anteil des Lichtes von der Oberfläche reflektiert. Die Lichtfalle aus Glas kann das Licht sehr viel besser absorbieren als die geometrischen Strahlfallen, ist jedoch erheblich teurer und wurde noch nicht in kommerziellen Partikelzählern eingesetzt.

Diese drei Strahlfallen sind auf ihre Lichtstreuung im Partikelzähler untersucht worden. Das gemessene Hintergrundlicht besteht aus der Strahlleistung der Oberflächen und Moleküle. Um die Strahlleistung der Oberflächen zu ermitteln, wird die experimentell ermittelte Strahlleistung der Moleküle vom Hintergrundlicht subtrahiert. Die Tabelle 4.3 zeigt den Gleich- P_{Ob} und Wechselanteil $P_{n,O}$ der Strahlleistung der Oberflächen für die drei Strahlfallen.

Tabelle 4.3 Gleich- P_{Ob} und Wechselanteil $P_{n,O}$ der Oberflächenstreuung von verschiedenen Strahlfallen

	P_{Ob}	$P_{n,O}$
Schaumstoff	497,59 pW	845,9 fW
Kegel	234,32 pW	398,2 fW
lichtabsorbierendes Glas mit AR	4 pW	6,8 fW

Die angegebenen Lichtleistungen sind nicht auf andere Partikelzähler übertragbar, weil das optische Meßsystem unterschiedlich aufgebaut ist. Die prozentualen Verhältnisse der

Streulichtleistungen der einzelnen Strahlfallen zueinander können jedoch auf jeden optischen Partikelzähler übertragen werden.

Photodetektor und Verstärker

Es werden drei verschiedene Photodetektoren untersucht, zwei Photomultipliermodule (PMT5701-50 u. PMT5702-02) und eine Photodiode (S3279 von Hamamatsu) des kommerziell erhältlichen optischen Partikelzählers (LPC 3751 von TSI). Die einzelnen Photodetektoren besitzen eigene Verstärker, die sich im Aufbau und somit auch im Rauschverhalten unterscheiden. In der folgenden Tabelle 4.4 sind die technischen Daten und der gemessene Effektivwert des Grundrauschens $i_{n,Ph}$ des Photodetektors, der Effektivwert der Rauschspannung U_a des Verstärkers und dem Gleichanteil $U_{a,p}$ des Photodetektors und des Verstärkers, aufgelistet.

Das Grundrauschen des Detektors ist im abgedunkelten Zustand direkt am Ausgang gemessen worden. Die gemessenen Werte für die untersuchten Detektoren und Verstärker sind repräsentativ für optische Partikelzähler.

Tabelle 4.4 Technische Daten der Photodetektoren

	PMT 5701-50	PMT 5702-02	Photodiode
Verstärkungsfaktor $\lambda = 780 \text{ nm}$	200V/nW	1,5V/nW	73,5mV/nW
Bandbreite des Verstärkers	20 kHz	200 kHz	12 kHz
Effektivwert $i_{n,Ph}$ des Grundrauschens des Detektors	0,034 μA	1,35 μA	540 μA
Effektivwert U_a des Verstärkers	34,2 mV	250,8 μV	368 μV
Gleichanteil $U_{a,p}$ vom Detektor und Verstärker	3 mV	1,95 mV	47,64 mV

Das lichtabhängige Rauschen der beiden Photomultiplier (Kapitel 4.2.1.1) ist mit einem Laser gemessen worden. Der Effektivwert des Stromrauschens $i_{n,Ph}$ der Photomultiplier ist in Abhängigkeit von der einfallenden Lichtleistung des Lasers gemessen worden. Die entsprechende Strahlleistung der einfallenden Strahlung in den Detektor konnte mit verschiedenen Strahlteilern eingestellt werden. Die Abbildung 4.6 und Abbildung 4.16 stellen den Effektivwert des Gesamttrauschens U_a am Ausgang der Photomultiplier PMT 5701-50 und PMT 5702-02 in Abhängigkeit von der einfallenden Strahlleistung dar.

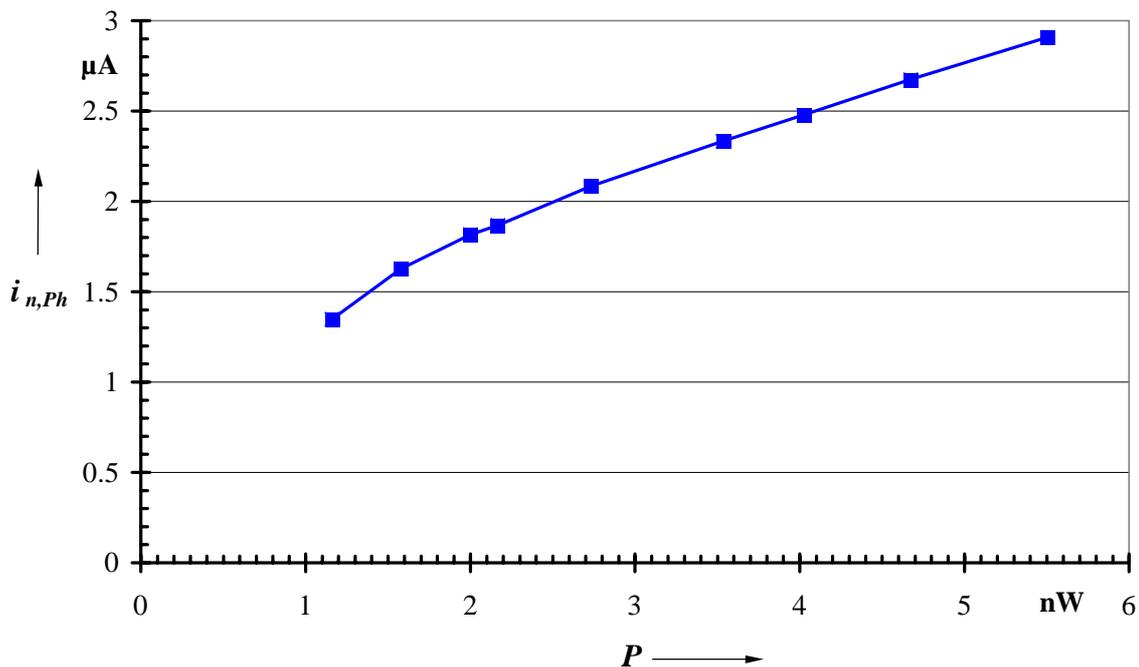


Abbildung 4.16 *Effektivwert des Rauschsignals $i_{n,Ph}$ vom PMT5702-2 als äquivalente in Abhängigkeit von der einfallenden Lichtleistung P*

Das Rauschverhalten der untersuchten Photomultiplier und der Photodiode sind auch ebenso repräsentativ für Photomultiplier bzw. Photodioden von anderen Herstellern mit abweichenden Leistungsmerkmalen.

Prozentuale Anteile der Störquellen am Gesamttrauschen

Die folgenden Tabellen 4.5 und 4.6 stellen die prozentualen Anteile der einzelnen gemessenen Effektivwerte der Störquellen am Gesamttrauschen (Effektivwert) dar.

4 Theoretische und experimentelle Charakterisierung des Signalgemisches optischer Partikelzähler

Das Rauschen des Detektors wird in seinem Grundrauschen und dem Amplitudenrauschen unterteilt. Das Grundrauschen entspricht dem Rauschen eines abgedunkelten Detektors. Das Amplitudenrauschen entsteht durch Lichteinfall in den Photodetektor (Kapitel 4.2.1.1). Die quantitativen Angaben der einzelnen Störquellen werden für drei verschiedene Photodetektoren, thermodynamische Zustände des Aerosols und Strahlfallen dargestellt (Tabelle 4.5 und Tabelle 4.6).

Tabelle 4.5 *Prozentuale Anteile der einzelnen Störquellen am Gesamtrauschen für das Trägergas Luft*

	Lichtfalle: lichtabsorbierendes Glas mit AR/AR					
	Luft 1 bar 23°C			Luft 47,5 bar 23°C		
	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode
Molekülstreuung (AC)	295.0E-9	1.2E-6	16.0E-12	181.4E-6	973.5E-6	13.8E-9
Oberflächenstreuung (AC)	1.1E-3	4.4E-3	59.2E-9	779.0E-6	4.2E-3	59.2E-9
Detektorrauschen						
Grundrauschen	1.2E+0	79.6E+0	91.4E+0	884.6E-3	76.1E+0	91.4E+0
Amplitudenrauschen						
Molekülstreuung (DC)	7.5E-15	5.4E-3		28.4E+0	4.5E+0	
Oberflächenstreuung (DC)	98.7E+0	20.0E+0		70.7E+0	19.1E+0	
Verstärkerrauschen	645.6E-6	387.7E-3	8.6E+0	462.2E-6	370.4E-3	8.6E+0

	Lichtfalle: Kegel					
	Luft 1 bar 23°C			Luft 47,5 bar 23°C		
	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode
Molekülstreuung (AC)	344.7E-12	1.7E-9	16.0E-12	296.0E-9	1.5E-6	198.9E-9
Oberflächenstreuung (AC)	4.4E-3	21.8E-3	205.2E-6	4.4E-3	21.8E-3	205.2E-6
Detektorrauschen						
Grundrauschen	1.4E-3	114.6E-3	91.4E+0	1.4E-3	114.6E-3	91.4E+0
Amplitudenrauschen						
Molekülstreuung (DC)	54.0E-6	7.8E-6		46.4E-3	6.7E-3	
Oberflächenstreuung (DC)	100.0E+0	99.9E+0		99.9E+0	99.9E+0	
Verstärkerrauschen	754.5E-9	558.0E-6	8.6E+0	754.1E-9	558.0E-6	8.6E+0

	Lichtfalle: Schaumstoff					
	Luft 1 bar 23°C			Luft 47,5 bar 23°C		
	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode
Molekülstreuung (AC)	77.9E-12	378.9E-12	16.0E-12	66.9E-9	325.5E-9	13.8E-9
Oberflächenstreuung (AC)	4.5E-3	21.9E-3	925.4E-6	4.5E-3	21.9E-3	925.4E-6
Detektorrauschen						
Grundrauschen	326.2E-6	25.4E-3	91.4E+0	326.1E-6	25.4E-3	91.4E+0
Amplitudenrauschen						
Molekülstreuung (DC)	12.2E-6	1.7E-6		10.5E-3	1.5E-3	
Oberflächenstreuung (DC)	100.0E+0	100.0E+0		100.0E+0	100.0E+0	
Verstärkerrauschen	170.4E-9	123.9E-6	8.6E+0	170.4E-9	123.9E-6	8.6E+0

4 Theoretische und experimentelle Charakterisierung des Signalgemisches optischer Partikelzähler

Tabelle 4.6 Prozentuale Anteile der einzelnen Störquellen am Gesamtrauschen für das Trägergas Kohlendioxid

Lichtfalle: lichtabsorbierendes Glas mit AR/AR						
	CO2 1 bar 23°C			CO2 47,5 bar 23°C		
	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode
Molekülstreuung (AC)	2.2E-6	9.0E-6	122.1E-12	1.2E-3	8.8E-3	198.9E-9
Oberflächenstreuung (AC)	1.1E-3	4.4E-3	59.2E-9	367.4E-6	2.6E-3	59.2E-9
Detektorrauschen						
Grundrauschen	1.2E+0	79.6E+0	91.4E+0	417.3E-3	47.6E+0	91.4E+0
Amplitudenrauschen						
Molekülstreuung (DC)	350.9E-3	41.3E-3		66.2E+0	40.2E+0	
Oberflächenstreuung (DC)	98.4E+0	20.0E+0		33.3E+0	12.0E+0	
Verstärkerrauschen	643.6E-6	387.5E-3	8.6E+0	218.0E-6	231.8E-3	8.6E+0

Lichtfalle: Kegel						
	CO2 1 bar 23°C			CO2 47,5 bar 23°C		
	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode
Molekülstreuung (AC)	2.6E-9	13.0E-9	122.1E-12	4.3E-6	21.2E-6	198.9E-9
Oberflächenstreuung (AC)	4.4E-3	21.8E-3	205.2E-6	4.4E-3	21.8E-3	205.2E-6
Detektorrauschen						
Grundrauschen	1.4E-3	114.6E-3	91.4E+0	1.4E-3	114.5E-3	91.4E+0
Amplitudenrauschen						
Molekülstreuung (DC)	411.4E-6	59.4E-6		228.7E-3	96.7E-3	
Oberflächenstreuung (DC)	100.0E+0	99.9E+0		99.8E+0	99.8E+0	
Verstärkerrauschen	754.5E-9	558.0E-6	8.6E+0	752.7E-9	557.5E-6	8.6E+0

Lichtfalle: Schaumstoff						
	CO2 1 bar 23°C			CO2 47,5 bar 23°C		
	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode	PMT 5701-50	PMT5702-02	Photodiode
Molekülstreuung (AC)	592.7E-12	2.9E-9	122.1E-12	965.3E-9	4.7E-6	198.9E-9
Oberflächenstreuung (AC)	4.5E-3	21.9E-3	925.4E-6	4.5E-3	21.9E-3	925.4E-6
Detektorrauschen						
Grundrauschen	326.2E-6	25.4E-3	91.4E+0	326.0E-6	25.4E-3	91.4E+0
Amplitudenrauschen						
Molekülstreuung (DC)	92.9E-6	13.2E-6		51.8E-3	21.5E-3	
Oberflächenstreuung (DC)	100.0E+0	100.0E+0		99.9E+0	99.9E+0	
Verstärkerrauschen	170.4E-9	123.9E-6	8.6E+0	170.3E-9	123.8E-6	8.6E+0

Die nachfolgende Abbildung 4.17 stellt vier Ergebnisse der quantitativen Bestimmung der Störquellen übersichtlicher dar.

4 Theoretische und experimentelle Charakterisierung des Signalgemisches optischer Partikelzähler

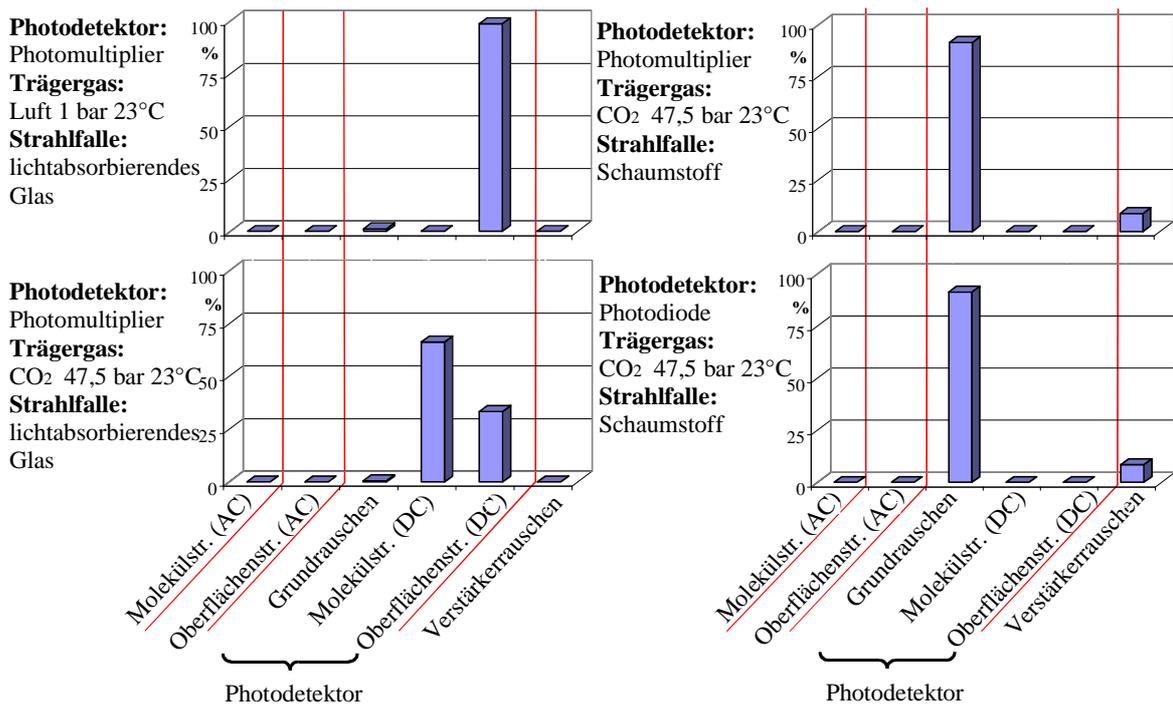


Abbildung 4.17 Prozentuale Anteile der einzelnen Störquellen am Gesamtrauschen

Die Abbildung 4.17 bzw. Tabelle 4.5 und Tabelle 4.6 zeigen deutlich, daß in optischen Partikelzählern immer nur das Rauschen des Detektors dominiert, unabhängig vom Hintergrundlicht in der Meßkammer. Der Gleichanteil des Hintergrundlichtes erzeugt jedoch im Photomultiplier ein zusätzliches Rauschen. Bei einem hohen Verstärkungsfaktor dominiert das Rauschen, das vom Gleichanteil der Strahlleistung der Oberflächen im Photomultiplier verursacht wird. Bei einer hohen Dichte des Gases (z.B. hoher Druck, CO₂ 47,5 bar) kann das Amplitudenrauschen aufgrund des Gleichanteils der Molekülstreuung dominieren.

Die Gleichanteile der Störquellen können den Meßbereich bzw. den Dynamikbereich des Partikelzählers verringern. Die nachfolgende Tabelle 4.7 bzw. Abbildung 4.18 gibt an, wie stark die Gleichanteile den Meßbereich verändern.

4 Theoretische und experimentelle Charakterisierung des Signalgemisches optischer Partikelzähler

Tabelle 4.7 Gleichanteile $U_{\text{Moleküle}}$, U_{Ob} , U_{Ph} und U_{V} von den Störungen bezogen auf die maximal meßbare Lichtleistung P des Detektors

		PMT 5701	PMT 5702-02	Photodiode
Verstärkungsfaktor		200 V/nW	1,5 V/nW	73,5 mV/nW
max. meßbare Lichtleistung		50 pW	6,67 nW	136 nW
Strahlleistung von Molekülen $U_{\text{Moleküle}}$	Luft 1bar, 23°C	$98,3 \cdot 10^{-3} \%$	$1,97 \cdot 10^{-3} \%$	$3 \cdot 10^{-6} \%$
	Luft 47,5 bar, 23°C	3,8 %	$74,72 \cdot 10^{-3} \%$	$114,4 \cdot 10^{-6} \%$
	CO ₂ 47,5 bar, 23°C	14,5 %	0,29 %	$435,5 \cdot 10^{-6} \%$
Strahlleistung von Oberflächen U_{Ob} (Lichtfalle)	Glas AR/AR	6 %	0,12 %	$179,2 \cdot 10^{-6} \%$
	Kegel	351,5 %	7,01 %	$10,6 \cdot 10^{-3} \%$
	Schaumstoff	746,3 %	15 %	$22,4 \cdot 10^{-3} \%$
Photodetektor mit Verstärker $U_{\text{Ph}}+U_{\text{V}}$		$7,8 \cdot 10^{-3} \%$	$1,91 \cdot 10^{-3} \%$	$3,7 \cdot 10^{-3} \%$

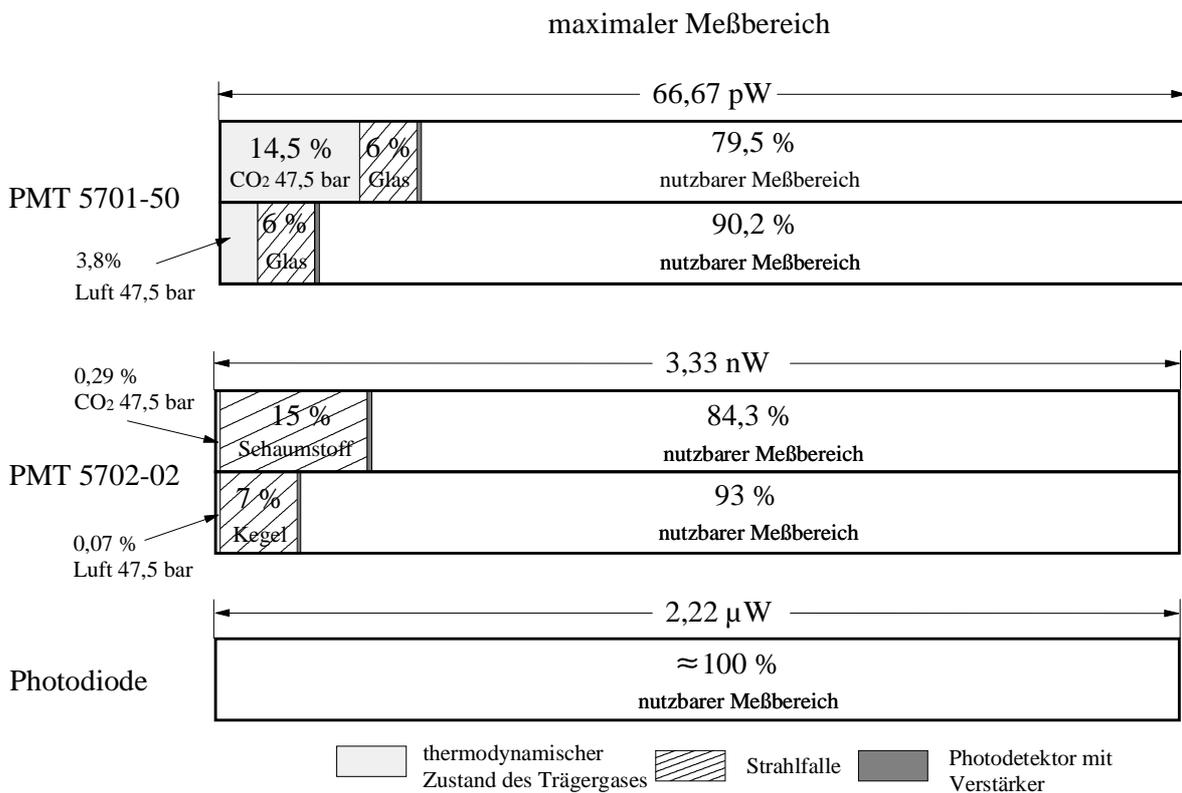


Abbildung 4.18 Verringerung des Meßbereichs aufgrund der Gleichanteile $U_{\text{Moleküle}}$, U_{Ob} , U_{Ph} und U_{V} der Störungen

Der Meßbereich verringert sich durch die Molekülstreuung nur bei Detektoren, die sehr geringe Lichtleistungen detektieren können und nur bei Trägergasen mit hohem Druck bzw. mit großem Brechungsindex (große Molekülstreuung). Durch das Hintergrundlicht kann der Meßbereich eines sehr empfindlichen Photodetektors (PMT 5701-50) sich auf 79,5 % reduzieren (Tabelle 4.7: CO₂ 47,5 bar, 23°C; Lichtfalle Glas AR/AR).

Bei Detektoren mit hohen Verstärkungsfaktoren kann der Gleichanteil der Strahlleistung der Oberflächen die maximal meßbare Lichtleistung übersteigen und ihn somit übersteuern. Eine Messung von Partikeln ist dann nicht mehr möglich.

Der Meßbereich von Photodetektoren mit einer geringen Empfindlichkeit (z. B. Photodioden) wird durch die Strahlleistung der Oberflächen und der Moleküle nicht beeinflusst.

Die Verhältnisse der einzelnen Anteile der Rauschquellen am Gesamttrauschen, sowie die daraus resultierenden Verhältnisse des nutzbaren Messbereichs, sind von den untersuchten Konfigurationen auch auf andere Partikelzähler in ihrer Tendenz übertragbar.

Das Rauschverhalten der einzelnen untersuchten Komponenten ist in Grenzen repräsentativ. Die Repräsentativität bleibt auch für die Gesamtheit der Komponenten – vollständiger Partikelzähler – erhalten, weil das Verhalten der Komponenten sich im Zusammenspiel nicht ändert.

4.4 Beispiele zur Reduzierung der Störungen an den Quellen

Mit der hier vorgestellten Methode (Kapitel 4.3) kann ermittelt werden, welche Störquellen im optischen Partikelzähler dominieren, um sie dann gezielt zu reduzieren.

Die vorangegangenen Untersuchungen haben gezeigt, daß mit Verwendung einer Photodiode der Effektivwert der Rauschspannung U_{Ph} des Photodetektors dominiert. Der Effektivwert i_{th} des dominanten thermischen Rauschens einer Photodiode (Gleichung 4.5) ist proportional zu \sqrt{T} und kann durch eine Kühlung reduziert werden. In der Regel werden optische Partikelzähler bei Raumtemperatur (22 °C) betrieben. Die Betriebstemperatur der Photodiode kann von Raumtemperatur bis zu -20 °C (z.B. mit einem Peltierelement) abgesenkt werden. Diese Temperaturänderung verringert das Rauschen des Detektors um 7,4 % und das Gesamtrauschen um 6,7 %.

Der Effektivwert U_a der Rauschspannung des Photomultipliers wird durch eine Kühlung nicht wesentlich reduziert, weil das Schrotrauschen über dem thermischen Rauschen dominiert und hauptsächlich durch den Photostrom erzeugt wird.

Eine weitere dominante Störquelle bildet die Strahlleistung $P_{n,O}$ der Oberflächen der Strahlfalle bei Photodetektoren mit großem Verstärkungsfaktor A_V . Die Strahlleistung der Oberflächen kann mit aufwendigeren Strahlfallen erheblich reduziert werden. Die Verwendung der untersuchten Strahlfalle aus Glas mit Antirefektionsschicht anstatt aus Schaumstoff, verringert die Strahlleistung der Oberflächen von 497,54 pW auf 4 pW. Für einen optischen Partikelzähler mit dem untersuchten Photomultiplier PMT 5701-50 reduziert sich dann der Effektivwert U_a des Gesamtrauschens auf 1,7% des ursprünglichen Effektivwertes. Der nutzbare Messbereich für Streulicht erhöht sich bei Verwendung der Strahlfalle aus Glas um 79,5%.

Für einen Partikelzähler mit einem geringeren Verstärkungsfaktor (PMT 5702-02), verringert sich der Effektivwert U_a des Gesamtrauschens bei Verwendung des Kegels

anstatt des Schaumstoffes von 85,8 mV auf 40,5 mV und bei Verwendung des lichtabsorbierenden Glases auf 1,5 mV

Der nutzbare Messbereich des Streulichtes des Partikelzählers mit dem Photomultiplier PMT5702-02 erhöht sich bei Verwendung des Glases als Strahlfalle anstatt des Schaumstoffes um 15 %.

Beim kommerziellen Partikelzähler LPC 3751, der eine Photodiode und eine geringe Verstärkung besitzt, reduziert sich das Gesamtrauschen mit Verringerung des Hintergrundlichtes nicht merklich, und der Meßbereich bleibt nahezu konstant.

Bei der Überwachung von Prozeßgasen kann die Molekülstreuung einen großen Anteil am Gesamtrauschen des Partikelzählers beitragen. Eine Verringerung der Molekülstreuung wird u.a. mit Verkleinerung des Meßvolumens erreicht.

Die Angaben, um wieviel das Rauschen reduziert werden kann, geben keinen Aufschluß darüber, ob die Qualitätsmerkmale des Partikelzählers sich verbessern können. Im Kapitel 6 wird u.a. untersucht, ob sich die einzelnen Maßnahmen zur Reduzierung des Rauschens bei den Quellen lohnen und die Qualitätsmerkmale wesentlich verbessert werden.

Der Effektivwert U_a des Gesamtrauschens eines optischen Partikelzählers kann durch ein zusätzliches Filter, das dem Verstärker nachgeschaltet wird, weiter reduziert werden. Filter, die digitale Signalverarbeitungsmethoden verwenden, sind in der Lage, das Verhältnis der maximalen Amplitude des Partikelsignals zum Rauschen erheblich zu vergrößern.