

# Vergleich der optischen Eigenschaften von hyperspektralen Kameras

CHRISTOPHER SPIESS<sup>1</sup> & RALF REULKE<sup>2</sup>

*Zusammenfassung: Der Beitrag beschäftigt sich mit dem Vergleich zweier hyperspektraler Kameras: ein System mit einem Offner-Spektrographen und eine Kamera mit direkt auf dem Sensorchip aufgebrachten spektralen Filtern. Dabei sollte geklärt werden, ob und wie sich beide Systeme in ihren optischen Eigenschaften unterscheiden. Außerdem sollen entsprechende Maße für die Beschreibung untersucht und dafür angewendet werden. Im Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) wird zurzeit das Projekt DLR Earth Sensing Imaging Spectrometer (DEISIS) bearbeitet (ECKARDT et al. 2015). Dabei handelt es sich um ein hyperspektrales System mit einem optischen Gitter im Offner-Design. Dieses wird künftig an der International Space Station (ISS) installiert, um von dort die Ozeane, die Erdoberfläche und auch die Atmosphäre zu beobachten. Die Idee zu diesem System entstand bereits im Jahr 1998. Im Rahmen einer Vorstudie um 2002 entstand das Offner-Spektrometer (Bread-board), welches nun für den Vergleich genutzt wird. Im Verlaufe der Arbeit wird untersucht, wie sich die räumlichen und spektralen Eigenschaften (z.B. Auflösung) der klassischen high-end und neuartigen low-cost Variante verhalten.*

## 1 Einleitung

Hyperspektrale Kameras nehmen ein Objekt mit hoher spektraler und moderater räumlicher Auflösung auf. Im Allgemeinen geschieht dies in 100-200 Bändern, mit Bandbreiten zwischen 5 und 10 nm (LIANG 2005). Für die Aufnahme solcher hyperspektralen Bilder gibt es eine Vielzahl von technischen oder physikalischen Möglichkeiten. Klassische Systeme (z.B. ENMAP) verwenden Gitter oder Prismenspektrographen. Hier wird durch eine abbildende Optik eine Abbildung auf den Spalt realisiert. Die räumliche Abtastung erfolgt in Spaltrichtung. Der Spektrograph registriert für jedes Bildpixel senkrecht zum Spalt ein Spektrum. Alternativen sind zum Beispiel spektrale Filter, die direkt auf den Kamerachip aufgebracht werden können. Ziel dieser Arbeit ist der Vergleich von zwei hyperspektralen Systemen, unterschiedlicher Technologie:

1. Ein optisches Gitter im Offner-Design
2. Eine Kamera mit Fabry-Pérot Filtern variabler Wellenlänge, direkt auf dem Detektor

Die zweite Variante ist sehr kompakt, mit geringen Anschaffungskosten verbunden und relativ neu. Im Jahr 2012 wurde von IMEC ein erster Prototyp dieses Filter-Spektrometers veröffentlicht (TACK et al. 2012).

---

<sup>1</sup> Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Institut für Optische Sensorsysteme, Rutherfordstrasse 2, D-12489 Berlin, E-Mail: C.Spiess@dlr.de

<sup>2</sup> Humboldt-Universität zu Berlin, Institut für Informatik, D-10099 Berlin, E-Mail: reulke@informatik.hu-berlin.de

Der Aufbau der Arbeit ist wie folgt: Das nächste Kapitel gibt einen Überblick über die aktuellen Verfahren zur Ableitung von spektralen Signaturen. Anschließend wird das Offner-Spektrometer im Detail beschrieben. Um einen direkten Vergleich zwischen Filter- und Offner-Spektrometer zu ermöglichen, wurde für den Detektor des Offner-Spektrometer dieselbe Kamera wie für das Filter-Spektrometer gewählt. Die Kalibrierung des Detektors wird beschrieben und die PRNU-Korrektur eingeführt. Hier wird auch über die Messung der spektralen Empfindlichkeit des Detektors berichtet.

Das Filter-Spektrometer wird genauer im 4. Kapitel betrachtet. Es werden die Ergebnisse der Messung der Transmission der Filter, der spektralen Auflösung und PRNU Korrektur präsentiert. Der Beitrag schließt mit einem Fazit.

## 2 Hyperspektrale Sensoren

Im Folgenden sollen der Detektor und die beiden Spektrometer kurz vorgestellt werden.

### 2.1 Detektor

Es wird der CMOSIS CMV2000 mit folgenden Eigenschaften verwendet:

Tab. 1: Detektorparameter

Sensorgröße	2048 x 1088 Pixel
Pixelgröße	5,5 x 5,5 $\mu\text{m}^2$
Sensorformat	2/3"
Bittiefe	10 bit & 12 bit
Auslesegeschwindigkeit	340 bilder/s (für 10 bit)
Full well capacity	13.5 Ke-

Der Detektor wird vom der Firma XIMEA mit einem USB3 Interface zur Verfügung gestellt.

### 2.2 Filter-Spektrometer

Fabry-Pérot Filter mit einer schmalen Transmissionsfunktion werden direkt auf den Detektorchip aufgetragen. Ein solcher Filter, der räumlich mehrere Zeilen breit ist, wird durch zwei hochreflektive Bragg-Reflektoren im Abstand  $d$  gebildet. Zwischen den beiden Elementen existiert ein transparentes Medium der Brechzahl  $n_g$ .

Ein hyperspektrales Bild wird durch die Bewegung der Kamera senkrecht zur räumlichen Zeilenrichtung erhalten. Werden die Einzelbilder räumlich koregistriert, lässt sich ein hyperspektrales Bild der gesamten Szene erstellen.

Die Größe des Filter-Spektrometers liegt bei ca. 90 x 25 x 25 mm.

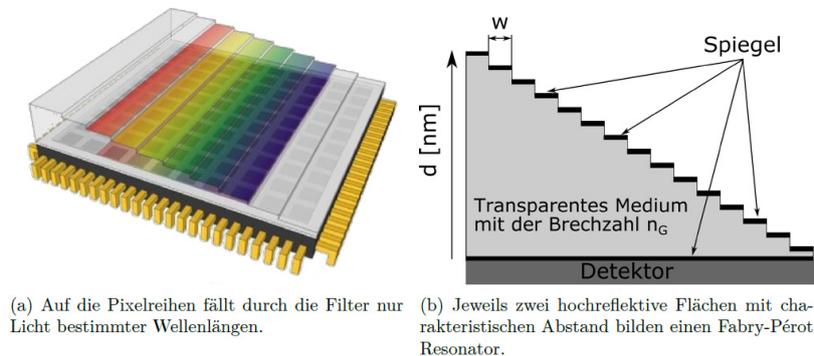


Abb. 1: Fabry-Pérot Filter auf einem lichtempfindlichen Sensor (aus IMAC: Hyper Spectral Imaging)

### 2.3 Gitter-Spektrometer

Das hyperspektrale Instrument arbeitet wie ein Zeilenscanner. Die Szene wird durch das Objektiv in den Spalt abgebildet. Dieser definiert den Objektausschnitt, welcher über das Offner-Design 1:1 auf den Detektor abgebildet wird – mit der spektralen Zerlegung des Lichtes senkrecht zum Spalt (Abb. 2). Charakteristisch ist, dass das im Spalt befindliche Licht durch den Spiegel kollimiert auf das konvexe Reflexionsgitter trifft, wo die spektrale Aufspaltung erfolgt. Das spektral zerlegte Licht wird anschließend durch den Offner-Spiegel auf den Detektor fokussiert. In vertikaler Richtung erfolgt die Gitterdispersion (spektrale Pixelnummern) und in horizontaler (räumliche Pixelnummer) ist der analysierte Ort des im Spalt befindlichen Lichtes.

Die Größe des Gitter-Spektrometers liegt bei ca. 400 x 200 x 100 mm.

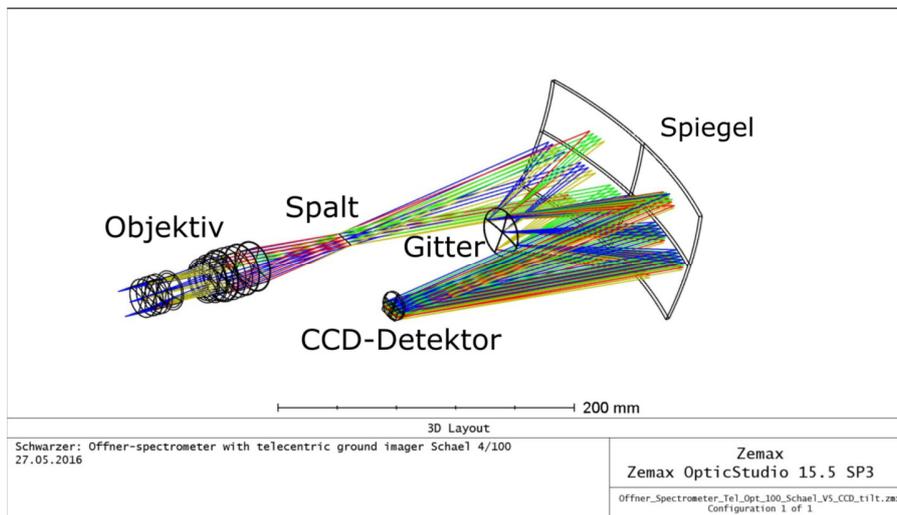


Abb. 2: Zemax Modell des Offner Spektrometers

### 3 Kalibrierung des Offner-Spektrometers

#### 3.1 Effektivität des Spektrometers

In der Abb. 3 sind die bekannten, theoretischen Einflüsse auf die Gesamteffektivität des Offner-Spektrometers dargestellt. Das betrifft die Transmission des Objektivs, den Reflexionsgrad des Spiegels, die Effektivität des Gitters in der +1.Ordnung und die Elemente des Detektors. Neben der Quanteneffizienz des Sensors, mit Typenbezeichnung CMV2000, müssen noch zwei Schutzgläser aus den Materialien N-BK7 und D263 im Detektoraufbau berücksichtigt werden. Während die UV-Kante durch die Gläser und den Sensor zusammen gebildet wird, ist im infraroten Bereich die Quanteneffizienz des Sensors maßgeblich für ein Absinken der Gesamteffektivität verantwortlich.

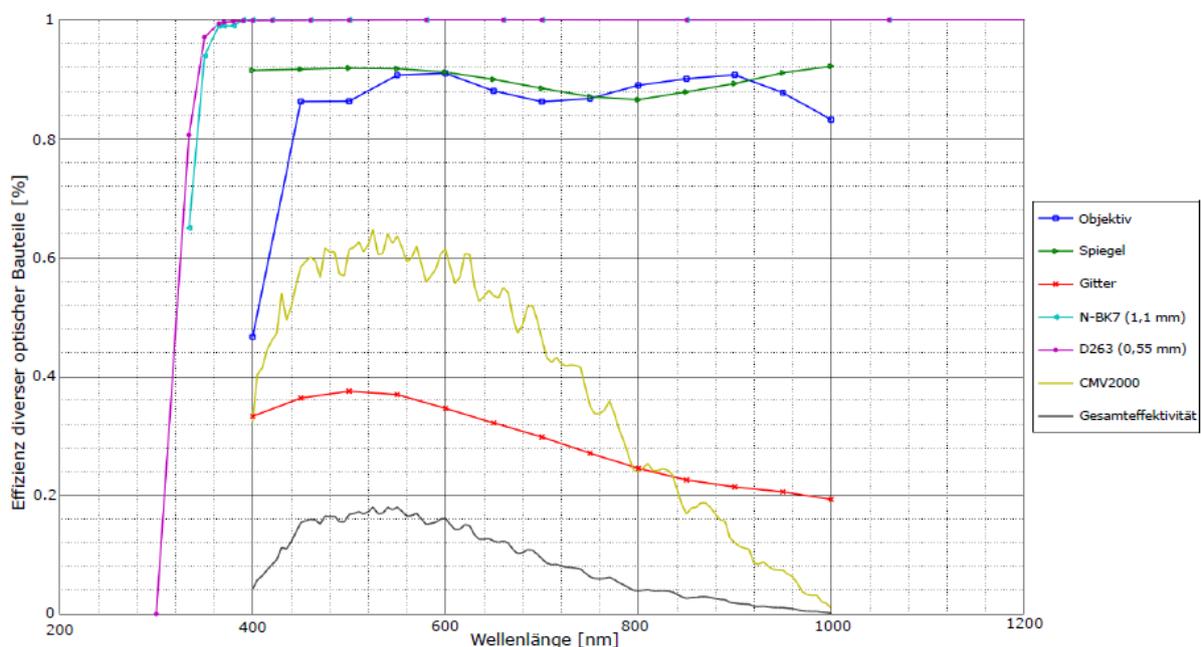


Abb. 3: Theoretische Gesamteffektivität des Offner-Spektrometers

Eine spektrale Kalibrierung kann nun insofern vorgenommen werden, dass Korrekturfaktoren für jede Wellenlänge eingeführt werden, die zu einer gleichbleibenden Quanteneffizienz führen. Es gilt zu beachten, dass auch das Rauschen verstärkt wird und kein verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis die Folge ist.

#### 3.2 Radiometrische Kalibrierung

Das erwartete Signal  $\hat{S}$  in DN (Digital Numbers) lässt sich folgendermaßen bestimmen

$$\hat{S}[\text{DN}] = \eta_{\text{SG}}^{\text{Det}} \left[ \frac{\text{DN}}{e^-} \right] \cdot \eta_{\text{QE}}(\lambda) \left[ \frac{e^-}{\text{photon}} \right] \cdot \tau_{\text{int}} [\text{s}] \cdot A_{\text{Det}} [\text{m}^2] \cdot \frac{\lambda}{hc} \left[ \frac{\text{m}}{\text{Ws}^2 \text{ m/s}} \right] \cdot E \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right] + \text{DS} \quad (1)$$

Tab. 2: Einflussgrößen zur Signalberechnung

$\eta_{QE}(\lambda)$	Quanteneffizienz	$[e^-/\text{photon}]$
$\eta_{SG}^{\text{Det}}$	Overall system gain	$[\text{DN}/e^-]$
$A_{\text{Det}}$	Detektorfläche	$[\text{m}^2]$
$\tau_{\text{int}}$	Integrationszeit	$[\text{s}]$
$E$	Bestrahlungsstärke	$[\text{W}/\text{m}^2]$
$DS$	Temperaturabhängiges Dunkelsignal	$[\text{DN}]$
$\lambda$	Wellenlänge	$[m]$

Wir erwarten mindestens drei Rauschkomponenten: Photonenrauschen, Dunkelstrom und das Lese- oder Ausleserauschen (read noise). Während Dunkelstrom- und Photonenrauschen Poisson verteilt sind, wird der read-noise durch eine Normalverteilung beschrieben.

Das Signal wurde bezüglich der PRNU (Pixel Response Non-Uniformity) und DSNU (Dark Signal Non-Uniformity) korrigiert. Beispiele für Korrekturmatrizen sind in der Abb. 1. 4 dargestellt.

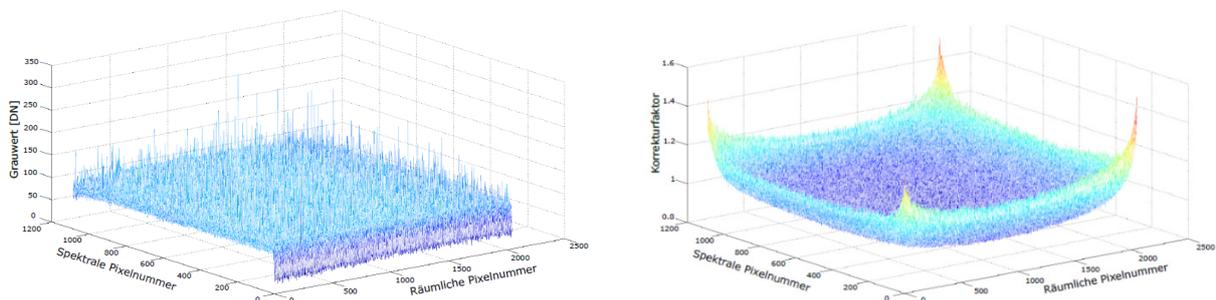


Abb. 4: DSNU-Korrekturwerte für eine Integrationszeit von 100 ms (links); PRNU-Korrekturmatrix (rechts)

### 3.3 Keystone und Smile

Keystone und Smile entspricht der klassischen Verzeichnung in räumlicher und spektraler Richtung. Zur Bestimmung des Smiles wird eine stabförmige Penray-Spektrallampe (Argon) parallel zum Spalt des Spektrometers vor das Objektiv positioniert. Um die spektralen Verschiebungen der Spektrallinien im Subpixelbereich bestimmen zu können, wird an sie eine Normalverteilung angepasst:

$$G(\lambda) = C \cdot \exp\left[-\frac{(\lambda - \mu)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2)$$

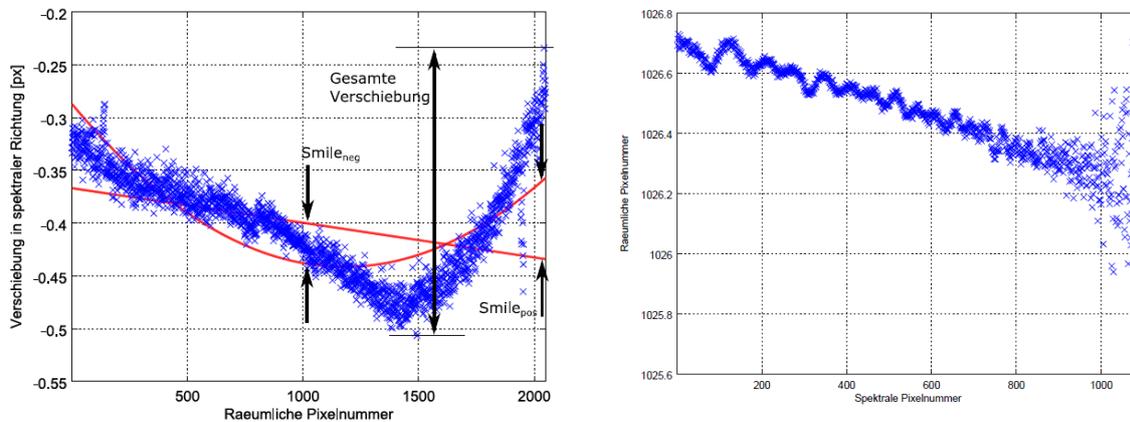


Abb. 5: Smile der 763,5106 nm-Linie mit quadratischen und linearen Fit (links); Keystone bei der mittleren räumlichen Pixelnummer 1026,5 (rechts)

In Abb. 5 (links) ist die Verschiebung des Maximums  $\mu$ , der Gaußfunktion  $G(\lambda)$ , in spektraler Richtung dargestellt. Besonders auffällig erscheint der stärkere Einbruch um die räumliche Pixelnummer 1500. Der Grund liegt in der noch nicht ausreichend guten Justage des Detektors. Der Keystone wird an 5 räumlichen Pixeln mithilfe eines Targets ermittelt, das in der Fokalebene des Kollimators liegt. Das Target bildet ein schmaler Spalt, der sich senkrecht zum Spektrometer-Spalt befindet und von einer Halogenlampe beleuchtet wird. Zur Bestimmung der Verzeichnung wird der Schwerpunkt entlang der räumlichen Richtung für jeden spektralen Pixel berechnet und in Abb. 5 (rechts) dargestellt. Ab der spektralen Pixelnummer 800 ist eine starke Streuung der Messwerte erkennbar. Dies liegt an einer zu geringen Emission von kurzwelligem Licht der Halogenlampe und einem damit verbundenen schlechten Signal-Rausch-Verhältnis.

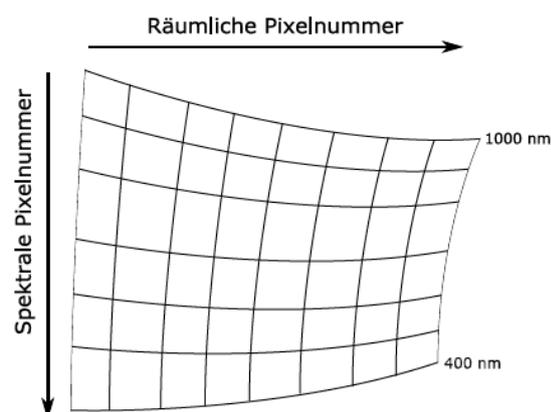


Abb. 6: Stark vereinfachte Zusammenfassung von Keystone und Smile

In der Abbildung 6 findet sich die qualitative Zusammenfassung der Keystone und Smile-Messungen. Durch die nicht ausreichend gute Justage des Detektors ist keine Symmetrieachse auffindbar.

### 3.4 Die lineare Dispersion und spektrale Bandbreite

Die theoretische lineare Dispersion berechnet sich aus:

$$D_L = \frac{dy}{d\lambda} = f \cdot \frac{1}{g \cdot \cos \left[ \arcsin \left( \frac{\lambda}{g} \right) \right]} \quad (3)$$

Mit einer Brennweite des Offner-Spiegels von  $f = 117,06 \text{ mm}$  und einer Gitterkonstante von  $11,5 \text{ } \mu\text{m}$  bestimmt sich die lineare Dispersion  $1/D(\lambda = 700 \text{ nm}) = 0,54 \text{ nm/px}$ .

Praktisch wird die lineare Dispersion des Spektrometers mit einer Pen-Ray Spektrallampe (Argon) gemessen. Dazu wird aus der Intensitätsverteilung (siehe Abb. 7, links) der Ort des Maximums geeigneter Spektrallinien über die Wellenlänge aufgetragen (Abb. 7, rechts). Geeignet bedeutet hierbei, dass die Linien spektral nicht zu nah beieinanderliegen dürfen und ein ausreichend hohes Signal-Rausch-Verhältnis aufweisen. Nur die mit schwarzer Wellenlänge gekennzeichneten Linien gehen in die Berechnung der Lineardispersion ein. Der Anstieg der Gerade im Diagramm 7 (rechts) entspricht der linearen Dispersion. Er ist in diesem Beispiel  $1/D = 0,52 \text{ nm/px}$  und damit etwas geringer als theoretisch erwartet. Mit der Lineardispersion berechnet sich die spektrale Breite des Lichtes, welches analysiert werden kann, von  $419 \text{ nm}$  bis  $988 \text{ nm}$ .

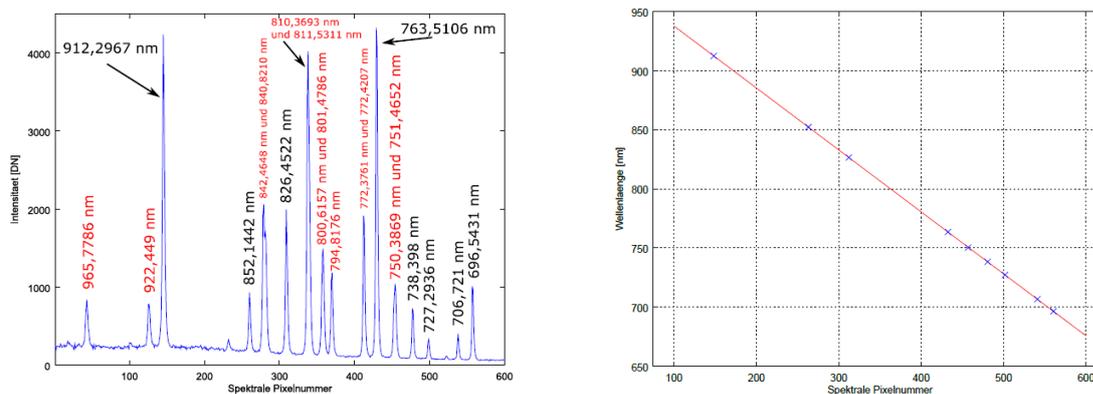


Abb. 7: Intensität entlang der spektralen Pixel beim räumlichen Pixel 1024 (links), Zuordnung der Wellenlänge zu jedem spektralen Pixel zur Berechnung der linearen Dispersion (rechts)

### 3.5 Spektrale Auflösung

Die spektrale Auflösung wird durch den Gauss-Fit an die Spektrallinie  $763,5106 \text{ nm}$  für jedes räumliche Pixel bestimmt (Abb. 8). Auffällig sind die Sprünge an den räumlichen Pixelnummer 381, 810, 1044 und 1472, die symmetrisch um den Pixel 927 liegen. Vermutlich kommen die

Sprünge durch das spezielle Fertigungsverfahren des optischen Gitters. Die spektrale Auflösung  $\Delta\lambda$  nimmt mit wachsender Wellenlänge ab, bei einem gleichbleibenden Verhältnis  $\Delta\lambda/\lambda$ . Wird die spektrale Auflösung als 75% der Halbwertsbreite definiert, liegt sie zwischen 0,41 nm ( $\lambda = 419$  nm) und 0,99 nm ( $\lambda = 988$  nm).

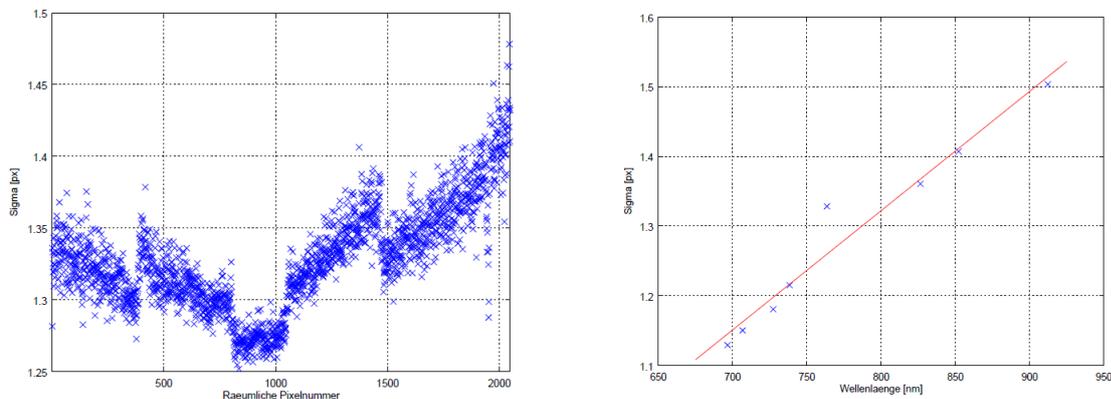


Abb. 8: Sigma der Normalverteilung aus Fit an der Spektrallinie 763,5106 nm als Funktion der räumlichen Pixelnummer (links); Sigma der Gaußverteilung für verschiedene Spektrallinien (rechts)

## 4 Filter-Spektrometer

### 4.1 Aufbau

Auf der Sensorfläche befinden sich nach Abb. 9 die Fabry-Pérot-Resonatoren über eine Breite von 8 Pixeln.

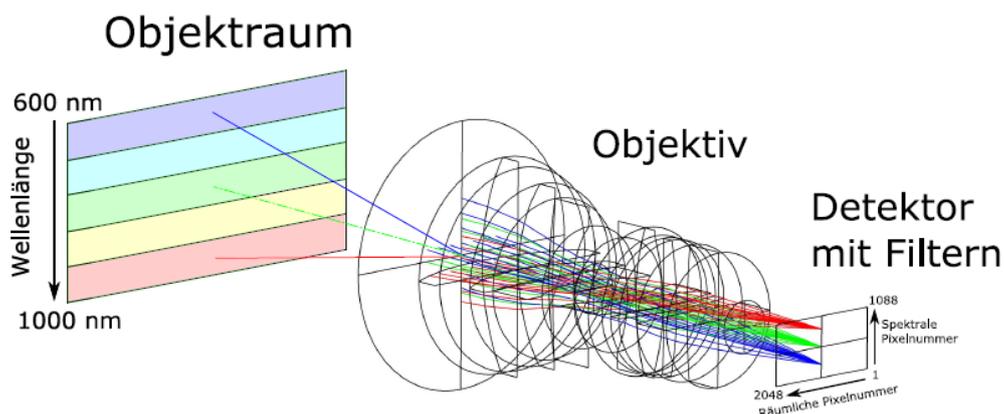


Abb. 9: Hyperspektrale Kamera mit Fabry-Pérot Filtern. Das Objekt wird in Streifen mit unterschiedlichen Wellenlängen (siehe Farben) abgebildet.

### 4.2 Transmissionsverhalten der Fabry-Pérot-Resonatoren

Die Phasendifferenz der interferierenden Strahlen im Fabry-Pérot-Resonator ändert sich in Abhängigkeit vom Einfallswinkel. Damit hängt die Transmission der Filter des Spektrometers von

der Blendenöffnung des Objektivs ab. Je weiter die Blende geöffnet ist, umso breiter wird die Transmissionskurve durch die Verschiebung der Wellenlänge der maximalen Transmission. Außerdem verschiebt sich das Reflexionsband der Bragg-Reflektoren mit verändertem Einfallswinkel.

Es wird das Transmissionsverhalten der Filter experimentell mit einem Monochromator bestimmt (Abb. 10). Die spektrale Bandbreite am Austrittspalt beträgt 1 nm. Die Wellenlänge wird in 0,5 nm-Schritten verändert. Die Abb. 10 (links) zeigt viele Einbrüche der Halbwertsbreite (FWHM) der Resonatoren. Außerdem ist die Verschiebung der FWHM zwischen senkrechtem Lichteinfall (ohne Objektiv) und schrägem Lichteinfall (Objektiv der Blende f4) erkennbar. Abb 10 (rechts) zeigt die Wellenlänge der maximalen Transmission bei größerer Blendenöffnung.

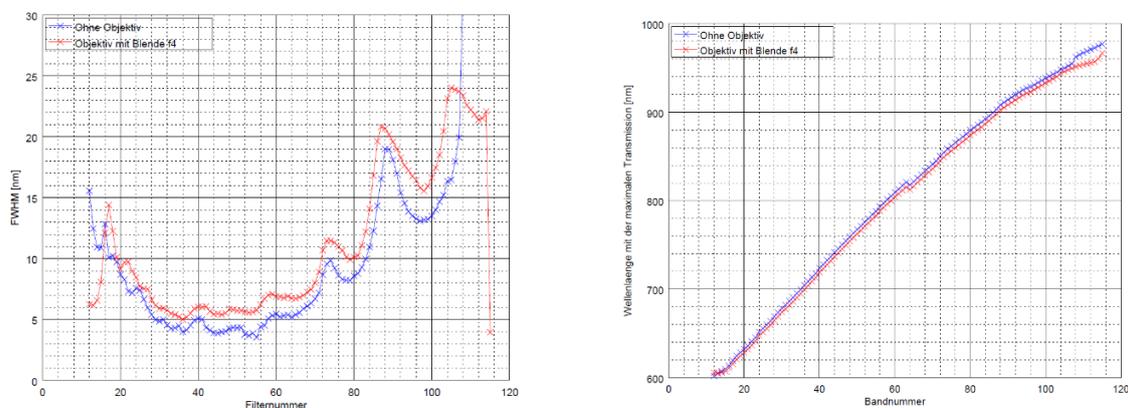
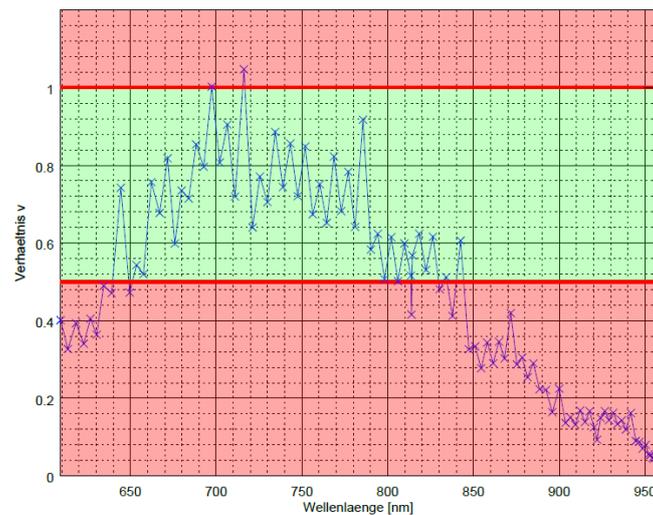


Abb. 10: Die gemessene FWHM für jeden Filter bei der Blendenzahl 4, verglichen mit dem Detektor ohne Objektiv (links); Wellenlänge der maximalen Transmission für jeden Filter mit einem Objektiv der Blendenzahl 4 und der Vergleich mit dem Detektor ohne Objektiv (rechts)

Das Transmissionsverhalten wird durch die Einführung des Verhältnisses  $v$  in der Abb. 11 zusammengefasst. Er bildet sich aus der Ratio des Wellenlängenabstandes (Wellenlänge der maximalen Transmission) zweier benachbarter Filter und dessen mittlere Halbwertsbreite:

$$v = \frac{|\lambda_1 - \lambda_2|}{0.5 \cdot (\text{FWHM}(\lambda_1) + \text{FWHM}(\lambda_2))} \quad (4)$$

Es zeigt sich, dass bei Wellenlängen von größer als 850 nm und kleiner als 650 nm die Transmissionskurven zweier benachbarter Filter mehr als 50 % überlappen ( $v < 0,5$ ). In diesen Bereichen ist durchaus ein größerer Abstand der Transmissionskurven möglich, ohne Einbußen hinsichtlich der spektralen Auflösung. Sie wird im grünen, wie auch im Bereich  $v < 0,5$ , alleine durch die Halbwertsbreite der Filter festgelegt.

Abb. 11: Verhältnis  $v$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge

### 4.3 Hellsignalungleichförmigkeits-Korrektur

Mit einer Ulbricht-Kugel wird auf das Filter-Spektrometer (mit Objektiv) geleuchtet. Die Blendenzahl liegt bei 1,65 und der Fokus wird ins Unendliche gesetzt. Es werden bei mehreren Integrationszeiten Bilder aufgenommen. Anschließend wird für jeden Filter diejenige Integrationszeit verwendet, welche im Mittel zu einer Grauwert von ca. 50% der Sättigung führt. Die Matrix der PRNU-Korrekturfaktoren ist in der Abb. 12 (links) wiederzufinden.

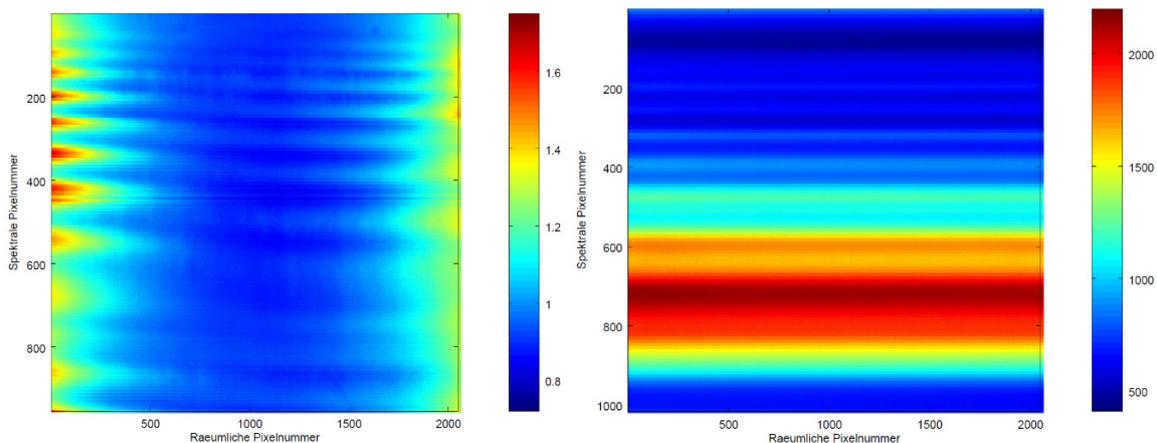


Abb. 12: PRNU-Korrekturfaktoren (links); Detektierte Intensität in Digital Numbers (DN) der Halogenlampe nach der PRNU-Korrektur (rechts)

Obwohl der Detektor PRNU-Korrigiert ist, variiert die Intensität nach Abbildung 11 (rechts) in spektraler Richtung.

In der Abb. 13 wird die detektierte Intensität nach Abb. 12 (rechts) mit der Quanteneffizienz des Detektors und der Halbwertsbreite der Filter verglichen. Die nach der PRNU-Korrektur detektierte Intensität ist zum einen auf den Detektor zurück zu führen, welcher unterschiedliche spektrale Empfindlichkeiten aufweist. Zum anderen wird bei einer breiten Transmissionskurve der Filter mehr Licht auf den Detektor fallen.

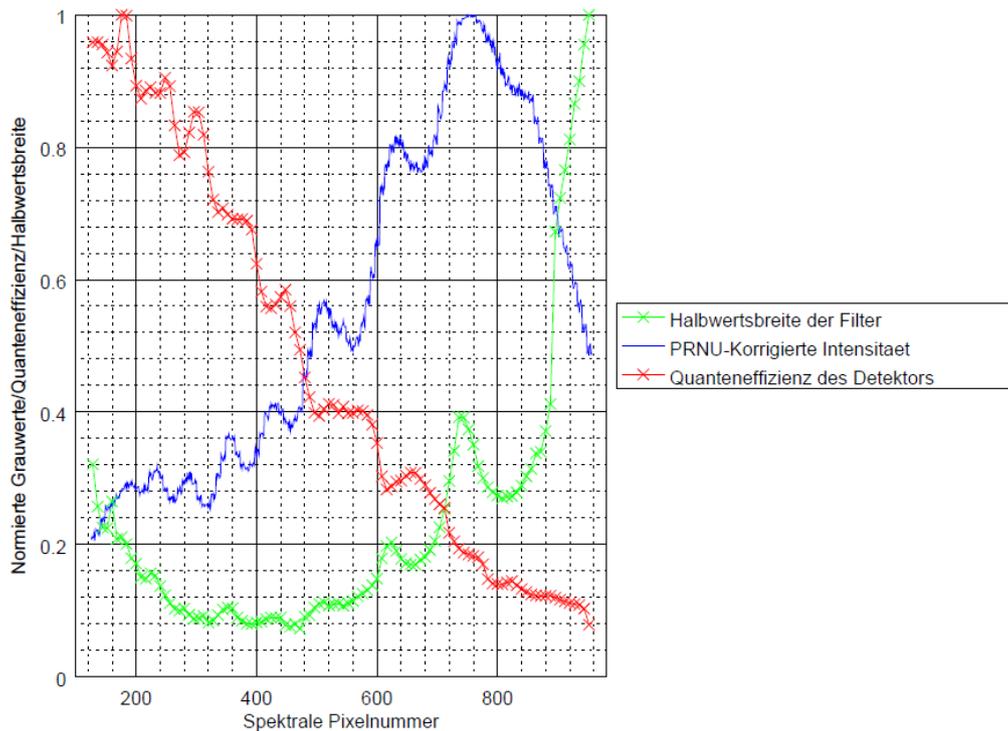


Abb. 13 Vergleich der PRNU-Korrigierten Intensität mit der Quanteneffizienz des Detektors, sowie der Halbwertsbreite der Filter

## 5 Fazit

Die Tab. 3 zeigt die Unterschiede in der spektralen Auflösung der beiden Spektrometer auf. Sie ist deutlich schlechter und weist außerdem Nicht-Linearitäten auf.

Tab. 3: Zusammenfassung der spektralen Auflösung

Spektrometerart	Spektrale Bandbreite	Spektrale Auflösung
Offner-Spektrometer	419-988 nm	0,41-0,99 nm (Linear)
Filter-Spektrometer	606-966 nm	5,1-23,94 nm (Nichtlinear)

Vor beide Spektrometer wird nun eine Argon-Spektrallampe positioniert und die Intensität detektiert. Die Abb. 14 zeigt den Intensitätsverlauf. Die Spektrallinien können von dem Filter-Spektrometer nicht oder nur schwer unterschieden werden.

In LIANG (2005) ist eine hyperspektrale Kamera so definiert, dass sie 100-200 Wellenlängenbänder besitzt mit jeweils einer Bandbreite von 5-10 nm. Eine multispektrale Kamera dagegen habe 5-10 Bänder mit einer Bandbreite von 70-400 nm. Das untersuchte Filter-Spektrometer passt nur zu einem gewissen Grad in die Definition einer hyperspektralen Kamera. Dagegen ist die spektrale Auflösung deutlich besser als die einer multispektralen Kamera. Das Filter-Spektrometer kann schlussendlich als Bindeglied zwischen hyper- und multispektral eingeschätzt werden. Anwendungen für diese sehr kompakte Kamera finden sich dort, wo keine große spektrale Auflösung gefragt ist und Platzmangel vorherrscht.

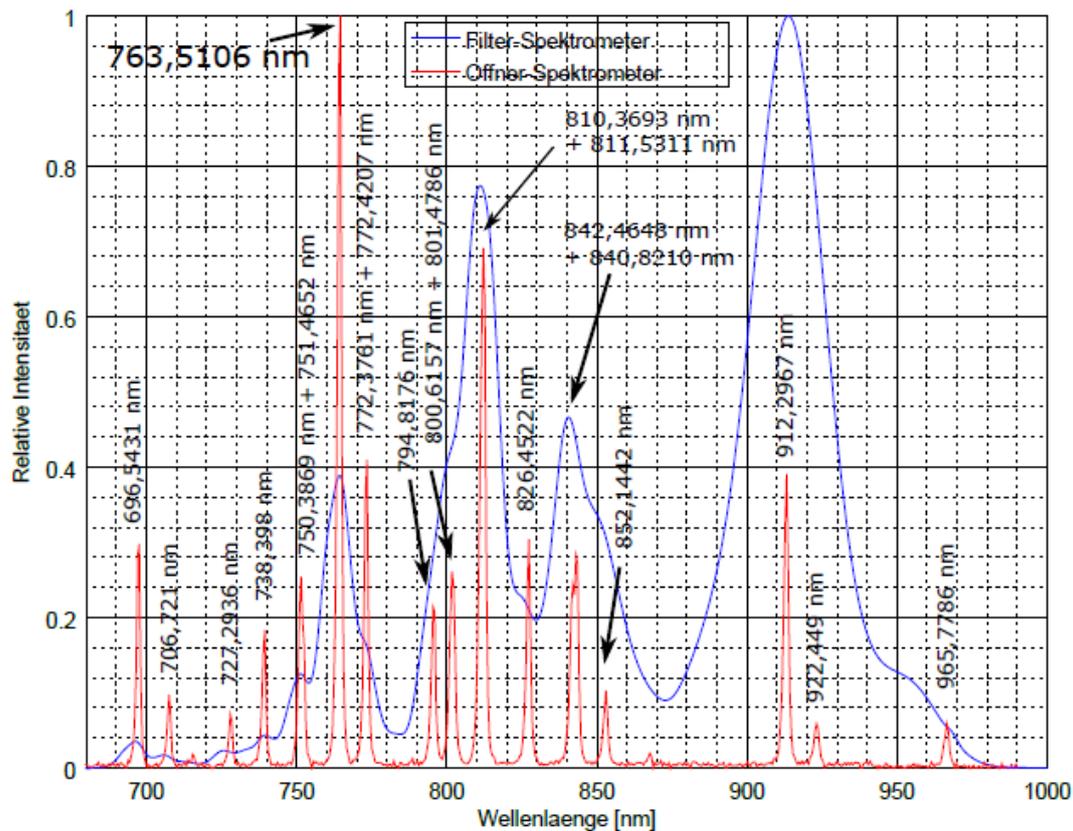


Abb. 14: Vergleich der detektierten Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge vom Filter- und Offner-Spektrometer bei der Einstrahlung mit einer Argon-Spektrallampe

## 6 Literaturverzeichnis

- LIANG, S., 2005: Quantitative Remote Sensing of Land Surfaces. Wiley Series in Remote Sensing and Image Processing, John Wiley & Sons.
- TACK, N., LAMBRECHTS, A., SOUSSAN, P. & HASPELAGH, L., 2012: A Compact, High-speed, and Low-cost Hyperspectral Imager. Proc. SPIE 8266, Silicon Photonics VII, 82660Q.
- ECKARDT, A., HORACK, J., LEHMANN, F., KRUTZ, D., DRESCHER, J., WHORTON, M. & SOUTULLO, M. 2015: DESIS (DLR Earth Sensing Imaging Spectrometer for the ISS-MUSES platform). IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), 1457-1459.
- IMEC, 2014: Hyper Spectral Imaging. [https://www.ximea.com/support/attachments/4675/XIMEA\\_imec\\_HSI\\_technology-Part-V1.1.pdf](https://www.ximea.com/support/attachments/4675/XIMEA_imec_HSI_technology-Part-V1.1.pdf), Version 2014, letzter Zugriff am 29.04.2016