

Bestimmung der relativen spektralen Empfindlichkeit von Photometerköpfen mit Hilfe von Laserstrahlung

Lux Junior 2009
25. bis 27.9.09 Dörfeld

Dipl.-Ing. Michaela Schuster, Dr. Saulius Nevas, Dr. Armin Sperling
Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), AG 4.12 „Photometrie“
Bundesallee 100, D-38116 Braunschweig
michaela.schuster@ptb.de

Abstract

Zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit eines Photometerkopfes wird monochromatische Strahlung benötigt. Diese kann entweder durch eine Lampe-Monochromator-Anordnung oder ein Lasersystem erzeugt werden.

Die Nachteile des klassischen monochromatorgestützten Verfahrens liegen in Bandpasseffekten verursacht durch die endliche Bandbreite (bis zu einigen Nanometern), der geringen erreichbaren spektralen Bestrahlungsstärke und den eingeschränkten Möglichkeiten für die Erzeugung des Strahlungsfeldes mit ausreichend hoher räumlicher und spektraler Homogenität.

Durch den TULIP-Aufbau (TUNable Lasers In Photometry) wird die direkte und lückenlose Kalibrierung von Photometerköpfen und anderen radiometrischen und photometrischen Empfängern mit spektral kontinuierlich einstellbaren Lasern im gesamten Spektralbereich von 230 nm bis 3000 nm (in der Endausbauphase) ermöglicht. Dabei kommen ein CW- und ein Quasi-CW-Lasersystem zum Einsatz. Die

resultierende Messunsicherheit der zu bestimmenden spektralen Empfindlichkeit des Photometerkopfes kann durch den laserbasierten Aufbau gegenüber monochromatorbasierten Messplätzen deutlich verringert werden.

1. Einleitung

Für viele photometrische Messungen benötigt man die Kenntnis über die spektrale Empfindlichkeit der eingesetzten Photometerköpfe. Diese Photometerköpfe sind in der Regel großflächige, über eine Filterung an den spektralen Hellempfindlichkeitsgrad angepasste, Empfänger.

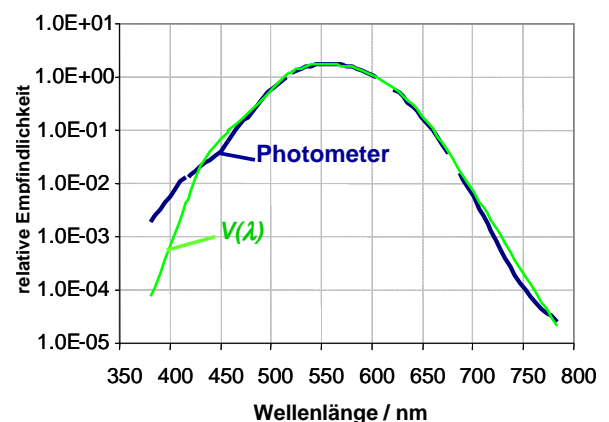


Abbildung 1: Spektraler Hellempfindlichkeitsgrad (grün) und rel. Empfindlichkeit eines über eine Filterung an die $V(\lambda)$ – Funktion angepassten realen Photometers (blau)

Da sich ein realer Photometerkopf aber nicht exakt wie die $V(\lambda)$ -Funktion verhält, (Abb. 1) muss aus den spektralen Daten von Photometerkopf und Lichtquelle eine Anpassungskorrektur berechnet werden. Diese korrigiert die spektrale Fehlanpassung des Photometerkopfes so, als wäre mit einem an die $V(\lambda)$ -Funktion ideal angepassten Photometerkopf gemessen worden. Bei einem dem Glühlampenlicht ähnlichen Spektrum liegt diese Anpassungskorrektur meistens sehr nahe bei eins und ist daher für den Anwender oft vernachlässigbar.

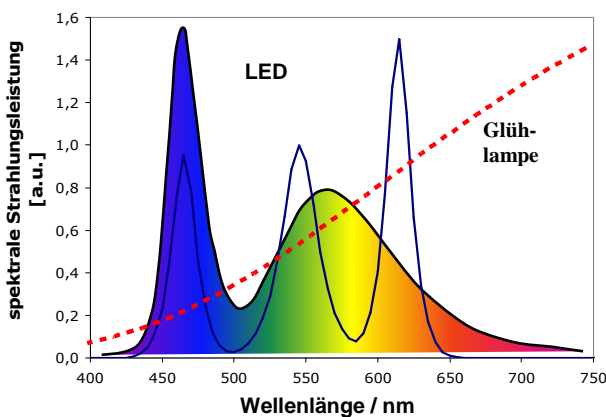


Abbildung 2: Spektrale Strahlungsleistungsverteilung von Glühlampe und LED im Vergleich

Durch die zunehmende Verbreitung neuartiger Lichtquellen wie z.B. LEDs und OLEDs (Abb. 2), die einen wesentlichen spektralen Anteil in den Randbereichen der $V(\lambda)$ -Funktion aufweisen, ergeben sich völlig neue Randbedingungen. Für die Vermessung dieser Lichtquellen kann die Anpassungskorrektur nicht mehr vernachlässigt werden. Zur genauen Be-

stimmung dieser Korrektur ist die Kenntnis der relativen spektralen Strahlungsverteilung der Lichtquelle und die relative spektrale Empfindlichkeit des Photometers nötig.

2. Bestimmung der photometrischen Empfindlichkeit an der Photometerbank

Photometer werden mit Glühlampen kalibriert, d.h. mit einer relativen spektralen Strahlungsverteilung, die im Wesentlichen dem Planck'schen Strahlungsgesetz $P(\lambda, T)$ folgt. Das Kalibrierergebnis, die photometrische Empfindlichkeit s_v des Photometers, ist das Verhältnis aus seinem Photostrom y und der Beleuchtungsstärke E_v auf seiner Lichteintrittsfläche.

$$s_v = \frac{y}{E_v} \cdot F(T) = \frac{y \cdot d^2}{I_v(T) \cdot \Omega_0} \cdot F(T) \quad (1)$$

Die nötige Anpassungskorrektur $F'(T)$ lässt sich nach Gleichung (2) aus dem Planck'schen Strahlungsverteilung, der $V(\lambda)$ -Funktion und der relativen spektralen Empfindlichkeit des Photometers berechnen.

$$F'(T) = \frac{\int_0^\infty P(\lambda, T) V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty P(\lambda, T) s_{\text{rel}}(\lambda) d\lambda} \quad (2)$$

Photometer werden grundsätzlich bei der sog. Normlichtart A, entsprechend einer Verteilungstemperatur $T_A = 2856\text{K}$ kalib-

riert, d.h. der Wert der photometrischen Empfindlichkeit wird für T_A bestimmt. Es ist daher vorteilhaft, die Anpassungskorrekturfunktion $F'(T)$ bei dieser Temperatur auf Eins zu normieren.

$$F(T) = \frac{F'(T)}{F'(T_A)} \quad (3)$$

$$= \frac{\int_0^\infty P(\lambda, T) V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty P(\lambda, T) s_{\text{rel}}(\lambda) d\lambda} \bigg/ \frac{\int_0^\infty P(\lambda, T_A) V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty P(\lambda, T_A) s_{\text{rel}}(\lambda) d\lambda}$$

Gleichung (3) lässt sich für diesen Fall noch vereinfachen.

$$F(T) \approx \left(\frac{T}{T_A} \right)^m \quad (4)$$

In dieser Näherung muss also nur der Exponent (Anpassungsindex) m aus den Lichtstärken der Normallampe bei verschiedenen Verteilungstemperaturen und den gemessenen Photoströmen bestimmt werden.

Dieser Korrekturfaktor gilt jedoch nur für diese spezifischen Messbedingungen. Auch angegebene Messunsicherheiten gelten nur dann, wenn mit dem Photometer Lichtquellen charakterisiert werden, die eine spektrale Verteilung ähnlich dem Plank'schen Strahler aufweisen.

Wird mit diesem Photometer aber eine Lichtquelle vermessen, die eine andere spektrale Verteilung aufweist, z.B. LEDs oder OLEDs, führt das zu erheblichen Messfehlern.

Die einfache Näherung der Anpassungskorrektur kann hierfür nicht mehr verwen-

det werden. Hier muss der sogenannte colour correction factor ccf berechnet werden.

$$ccf = \frac{\int_0^\infty S(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) s_{\text{rel}}(\lambda) d\lambda} \bigg/ \frac{\int_0^\infty P(\lambda, T_A) V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty P(\lambda, T_A) s_{\text{rel}}(\lambda) d\lambda} \quad (5)$$

Dafür muss die relative spektrale Verteilung $S(\lambda)$ der Lichtquelle und die relative spektrale Empfindlichkeit $s_{\text{rel}}(\lambda)$ des Photometerkopfes bekannt sein.

3. Bestimmung der relativen spektralen Empfindlichkeit an monochromatorbasierten Messplätzen

Als Lichtquellen dienen in der Regel Halogenglühlampen oder Xenon-Bogenlampen (für kurze Wellenlängen). Die Strahlung der Lampen wird auf den Eingangsspalt eines Monochromators abgebildet. Mit Hilfe eines optischen Systems wird die monochromatische Strahlung auf den Photometerkopf abgebildet. Der Photometerkopf wird überstrahlt. Die Ausgangsleistung der Strahlung hinter dem Monochromator liegt typischerweise im μW Bereich.

Nachteile dieses Verfahrens sind (1) der durch die Spektren der eingesetzten Lampen begrenzte Spektralbereich, (2) die nicht ausreichend hohe Homogenität der Strahlung auf dem Empfänger, (3) die große spektrale Bandbreite der quasimonochromatischen Strahlung sowie (4) die geringe spektrale Bestrahlungsstärke

klassischer monochromatorbasierter Verfahren zur Bestimmung der relativen spektralen Empfindlichkeit. Dies führt zu hohen Messunsicherheiten insbesondere in den Flanken der $V(\lambda)$ -Funktion und der über fünf Größenordnungen definierten Normspektralwertfunktion. (Abb. 3)

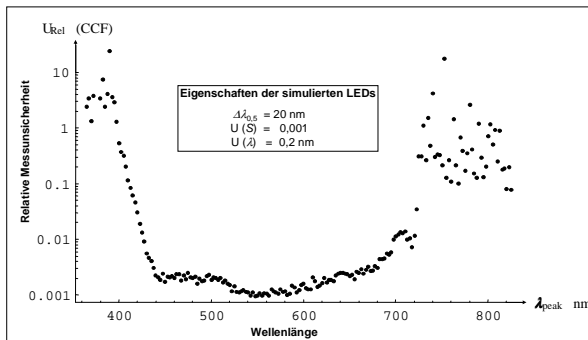


Abbildung 3: Relative Messunsicherheit der Anpassungskorrektur

Hierdurch können sich drastische Auswirkungen bei der Kalibrierung moderner Lichtquellen in Bezug auf Lichtstärke, Lichtstrom und Leuchtdichte ergeben. So können unter Umständen aufgrund der Unkenntnis der spektralen Fehlanpassung zwischen Photometerkopf und LED einige photometrische Größen nur mit einer Messunsicherheit von bis zu 30% angegeben werden.

Durch die Verwendung eines durchstimmbaren Lasersystems kann die spektrale Bestrahlungsstärke deutlich erhöht werden. Zusätzlich kann die Bandbreite mit einem Lasersystem deutlich verringert werden, so dass Unsicherheiten durch eine nachträgliche Entfaltung der Messdaten entfallen.

4. Bestimmung der relativen spektralen Empfindlichkeit am TULIP Messplatz

Durch den TULIP-Aufbau (Tunable Lasers in Photometry) (Abb. 4) soll die direkte und lückenlose Kalibrierung von Photometerköpfen und anderen photometrischen und radiometrischen Empfängern mit spektral kontinuierlich einstellbaren Lasern im gesamten Spektralbereich von UVC über UVB, UVA, VIS bis hin zum NIR ermöglicht werden.

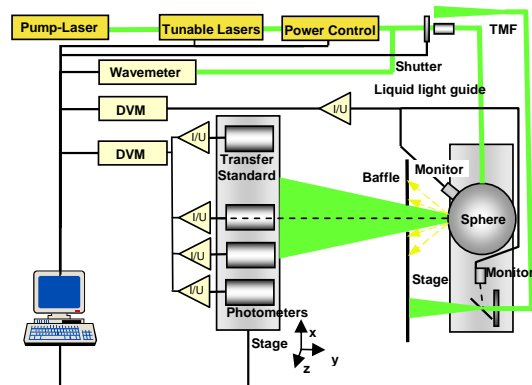


Abbildung 4: TULIP Messplatz für die Kalibrierung und Charakterisierung von großflächigen Empfängern unter der Verwendung gleichförmiger Strahlung aus entweder einer Ulbricht-Kugel oder einer tapered multimode fibre (TMF)

Dabei wird das CW-Lasersystem mit einem Quasi-CW-Lasersystem ergänzt, dergestalt, dass die zur Zeit nicht mit kontinuierlich durchstimmbarer Strahlung erreichbaren Spektralbereiche (230 nm - 360 nm sowie 440 nm - 570 nm und oberhalb 920 nm) ausgefüllt werden können (Abb. 5 und 6).

Zur Erzeugung der Messstrahlung im CW-Lasersystem werden ein Pumplaser bei 532nm (Frequenzverdoppelter Neo-

dym-Vanadat-Laser), zwei Farbstofflaser (DCM-Spezial 615-695nm, Rhodamin6G 565-610nm) und ein Titan-Saphir-Laser mit zuschaltbarer Frequenzverdoppelung (690-960nm, 360-460nm) eingesetzt. Die Lücke zwischen 450nm und 565nm kann durch die Laserlinien eines Argonionenlasers geschlossen werden.

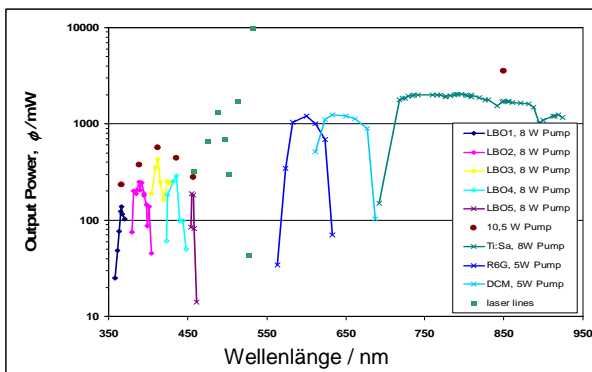


Abbildung 5: Ausgangsleistung der CW-Laser (vor der Leistungsstabilisierung), die im TULIP Messplatz eingesetzt werden. Zwischen 358nm und 460nm werden die Wellenlängen des Ti:Sa-Lasers, der von 690nm bis 960nm arbeitet, mit Hilfe von Kristallen halbiert. Farbstoff-Laser werden im Bereich von 560nm bis 685nm eingesetzt. Der Bereich von 457nm bis 560nm wird von der Linien eines Argon-Ionen-Lasers abgedeckt.

Aufgrund der stark schwankenden Ausgangsleistung der einzelnen Laser ist eine Leistungsstabilisierung nötig. Danach ist die Leistung der einzelnen Laser ca. 50% geringer als am Eingang. Die nutzbare Leistung des frequenzverdoppelten Titan-Saphir-Laser liegt deutlich unterhalb 100mW. Die erreichbare Ausgangsleistung in diesem Bereich (unter ca. 400nm) ist also auch fast zu gering für den Einsatz in einem Kalibriersystem. Das CW-System wird durch ein Quasi-CW-System (120fs Pulsbreite 80MHz Pulsrate) ergänzt. Es kommen ein Ti-

tan:Saphir-Laser im Wellenlängenbereich von 680nm bis 1080nm, ein optisch parametrischer Oszillator (OPO) von 1000nm bis 1600nm (signal) und 1600nm bis 3000nm (idler) zum Einsatz. Der Bereich von 500nm bis 800nm wird durch optische Frequenzverdopplung des OPO Signal-Bereiches der Bereich von 226nm bis 540nm durch optische Frequenzverdopplung und -verdreifachung des Titan:Saphir Laserbereichs erreicht.

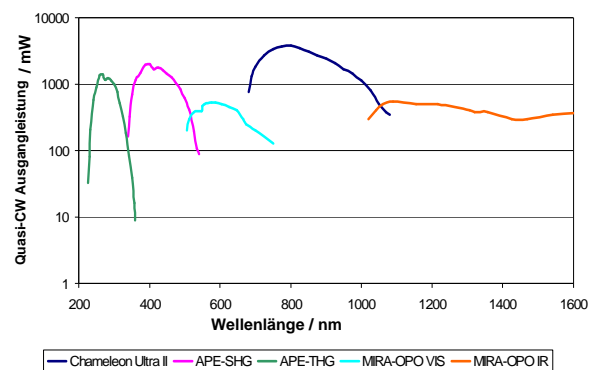


Abbildung 6: Erwartete mittlere Ausgangsleistung des Quasi-CW-Lasersystems. Quasi-CW bedeutet hier annähernd kontinuierlich Strahlung mit einer Pulslänge von 120fs und einer Pulsrate von 80MHz. Es kommen ein Ti:Sa-Laser im Wellenlängenbereich von 680nm bis 1080nm, ein optisch parametrischer Oszillator (OPO) von 1000nm bis 1600nm und von 1600nm bis 3000nm zu Einsatz. Der Bereich von 220nm bis 6800nm wird durch optische Frequenzverdopplung und Verdreifachung erreicht.

Mit dem Quasi-CW-Lasersystem kann eine deutlich höhere Ausgangsleistung über den gesamten Spektralbereich erreicht werden. Zudem sind jetzt alle Lücken im Wellenlängenbereich geschlossen und auch die Bereiche im UV und NIR ausreichend abgedeckt. Das homogene, unpolarisierte und aufgeweitete Strahlungsfeld, das für die

Messungen an großflächigen Empfängern nötig ist, wird dadurch erreicht, dass der Laserstrahl entweder in eine Ulbrichtkugel oder in ein Tapered Multimode Fiber (TMF) eingekoppelt wird. Die Ulbrichtkugel wird für die Messungen oberhalb von 500nm verwendet. Der Laserstrahl wird mittels eines Flüssigwellenleiter (Liquid Lightguide) in die Kugel eingekoppelt. Die aus der Ulbrichtkugel austretende Laserstrahlung weist jedoch noch starke Specklemuster auf, die zu Ungleichmäßigkeiten des Feldes führen welches auf den Empfänger auftrifft. Um den Speckleeffekt zu reduzieren, wird eine hochfrequente mechanische Schwingung in den Flüssigwellenleiter eingebracht. Damit kann die räumliche Inhomogenität der Bestrahlungsstärke, die in der Messebene im Fernfeld im zeitlichen Mittel erzeugt wird, auf kleiner als 0,1% bei einer Fläche mit 30mm Durchmesser reduziert werden.

Für Wellenlängen unter 500nm wird eine Tapered Multimode Fiber (TMF) verwendet um Fluoreszenz-Effekte und den Leistungsverlust durch die Kugel zu vermeiden. Hier wird der ungewünschte Speckleeffekt dadurch minimiert, dass die Glasfaser, in der der Laserstrahl eingekoppelt ist, in ein Ultraschallbad eingebracht wird. Die räumliche Inhomogenität der Bestrahlungsstärke, die in der Messebene im Fernfeld im zeitlichen Mittel er-

zeugt wird, wird auf 0,5% bei gleicher Fläche reduziert.

Die Bestimmung der relativen spektralen Empfindlichkeit des zu charakterisierenden Empfängers erfolgt nach dem Substitutionsverfahren gegen einen Referenzempfänger (meist ein sog. Trap-Empfänger).

Der Photostrom y_i des zu kalibrierenden Photometerkopfes wird gemessen und mit dem Photostrom y_N des Referenzempfängers mit bekannter spektraler Empfindlichkeit s_N , gemessen an der gleichen Position, verglichen. Instabilitäten der Bestrahlungsstärke werden über die Photoströme y_M und $y_{M,N}$ aus der Monitormessung korrigiert. Die relative spektrale Empfindlichkeit des Photometers bzw. Photometerkopfes kann somit für jede Wellenlänge bestimmt werden:

$$s_{\text{rel}}(\lambda) = s_N(\lambda) \frac{y_i(\lambda) / y_M(\lambda)}{y_N(\lambda) / y_{M,N}(\lambda)} \quad (6)$$

Ist der Referenzempfänger absolut kalibriert, dann kann in gleicher Weise auch die absolute Empfindlichkeit $s(\lambda)$ des Photometers bestimmt werden.

Durch vergleichende Messungen zwischen dem CW- und dem Quasi-CW-Lasersystem in den übrigen Spektralbereichen sollen die Unterschiede zwischen Pulsanregung beim Quasi-CW und der kontinuierlichen Bestrahlung beim CW-Laser quantitativ erfasst und die daraus

resultierenden Messunsicherheiten bestimmt und korrigiert werden.

5. Erste Messergebnisse am TULIP Messplatz

Die erweiterte Messunsicherheit ($k=2$) für Messungen an monochromatorbasierten Messplätzen sind auf Grund der in Punkt 3 genannten Einschränkungen um fast eine Größenordnung höher als beim TULIP Messplatz (Abb. 7).

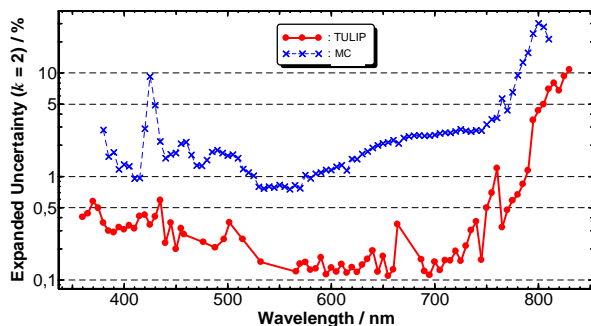


Abbildung 7: Erweiterte Messunsicherheit ($k=2$) für spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit am TULIP Messplatz (rot) und an monochromatorbasierten Messplätzen (blau)

In Abbildung 7 sind die erweiterten Messunsicherheiten der spektralen Empfindlichkeit von Messungen am TULIP Messplatz und am monochromatorbasierten Messplatz aufgetragen. Die geringere Messunsicherheit am lasergestützten TULIP Messplatz ist im Wesentlichen durch die höhere Bestrahlungsstärke und das damit bessere Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) gegenüber monochromatorbasierten Messverfahren zu erklären. Betrachtet man die Messung der spektralen Empfindlichkeit, die vergleichend am Monochromator-Aufbau und am TU-

LIP Messplatz erfolgte (Abb. 8), so ist zu erkennen, dass die Messungen am TULIP Messplatz im Bereich unter 400nm und über 700nm deutlich genauere Ergebnisse liefern, da genau in diesen Bereichen die Bestrahlungsstärke beim monochromatorbasierten Messplatz zu gering und in Folge dessen das SNR ebenfalls zu gering ist.

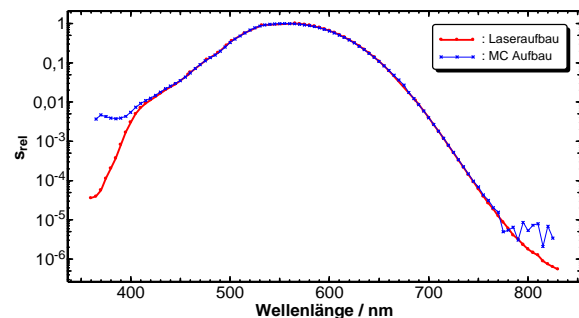


Abbildung 8: Relative spektrale Empfindlichkeit eines Photometers gemessen am monochromatorbasierten Messplatz (blau) und am TULIP Messplatz (rot)

Mit dem TULIP Messplatz wurden drei Photometer verschiedener Hersteller gemessen. Tabelle 1 gibt die verwendeten Photometer an. Die relative spektrale Empfindlichkeit und die zugehörige erweiterte Messunsicherheit sind in Abbildung 9 und 10 gezeigt.

Tabelle 1: für die Messungen eingesetzte Photometer

Nummer	Filter	Durchmesser
1	voll	30mm
2	partial	30mm
3	voll	10mm

Die relative spektrale Empfindlichkeit kann auch bis weit in die Flanken der

$V(\lambda)$ -Funktion bestimmt werden, ohne durch Rauschen überlagert zu werden. Aufgrund der hohen Absorption in dem $V(\lambda)$ Filter ist jedoch auch hier das nutzbare Signal in den Randbereichen noch sehr gering, was zum Teil zu hohen Messunsicherheiten führt.

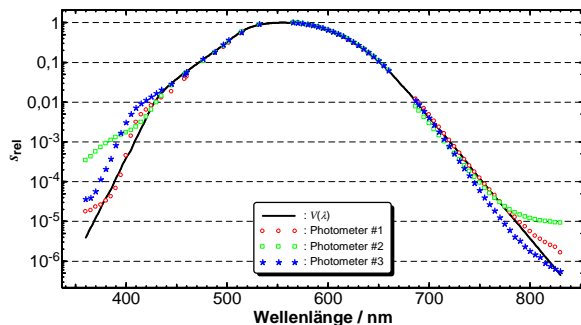


Abbildung 9: Relative spektrale Empfindlichkeit von drei Photometerköpfen gemessen am TULIP Messplatz und $V(\lambda)$ -Funktion

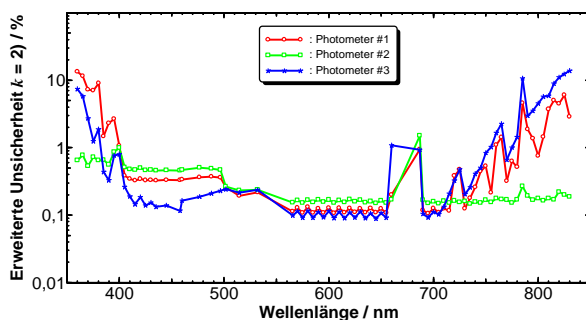


Abbildung 10: Erweiterte Messunsicherheit ($k=2$) der relativen spektralen Empfindlichkeit der drei Photometer gemessen am TULIP Messplatz

6. Zusammenfassung

Die zunehmende Verbreitung neuartiger Lichtquellen erfordert die genaue Bestimmung der relativen spektralen Empfindlichkeit des zu Messungen eingesetzten Photometerkopfes um daraus eine Anpassungskorrektur berechnen zu können. Durch monochromatorbasierte Messplätze kann die spektrale Empfind-

lichkeit jedoch nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden. Durch den Einsatz eines laserbasierten Messsystems am TULIP Messplatz kann die zu erwartende Messunsicherheit bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit aufgrund der höheren Leistung deutlich reduziert werden.

Literatur

WINTER S., SPERLING A., Uncertainty analysis of a Photometer Calibration at the DSR Setup of the PTB, *Proc. 2nd Expert Symposium on Measurement Uncertainty* (Braunschweig 2006), pp. 139-142, CIE x029:2006, ISBN 3-9810021-4-8.

WINTER S., LINDNER D., SPERLING A., SAUTER G., BROWN S., LARASON T., ZONG Y., OHNO Y., Comparison of Photometer calibrations at six different facilities of PTB and NIST, *Proceedings of the 9th international conference on new developments and applications in optical radiometry (NEWRAD)*, p. 243, Davos, 2005, ISBN-10 3-033-00570-5.

SPERLING A., LARIONOV o., GRUSEMANN U., WINTER S., Stray-light correction of array spectrometers using tunable pulsed and cw lasers, *Proceedings of the 9th international conference on new developments and applications in optical radiometry (NEWRAD)*, p. 93, Davos, 2005, ISBN-10 3-033-00570-5.

NEVAS S., SPERLING A., WINTER S., ABD EL MAGEED A., BLATTNER P., *Measurements of the spectral Responsivity and f_1 Values of Photometers*, in "Proceedings of the CIE Expert Symposium on Advances in Photometry and Colorimetry, (Turin 2008), pp. 44-48, CIE x033:2008, ISBN 9783901906732.