
ISSN 1435-0424
Jahrgang 13
Nr. 12 / 2010

MMETEOROS



Mitteilungsblatt des Arbeitskreises Meteore e. V.
über Meteore, Meteorite, leuchtende Nachtwolken, Halos, Polarlichter
und andere atmosphärische Erscheinungen

Aus dem Inhalt:	Seite
Visuelle Meteorbeobachtungen im Oktober 2010.....	248
Orioniden 2010	250
Einsatzzeiten der Kameras im IMO Video Meteor Network, Oktober 2010.....	251
Hinweise für den visuellen Meteorbeobachter im Januar 2011.....	255
Die Halos im September 2010	256
Senkrechte Bögen an der Nebensonne	260
Regenbögen – Teil 3	263
Das Wort zum Jahresende	277
AKM-Seminar 2011, Summary	279
Titelbild, Impressum	280

Visuelle Meteorbeobachtungen im Oktober 2010

Jürgen Rendtel, Eschenweg 16, 14476 Marquardt
Juergen.Rendtel@meteoros.de

Mit den Orioniden steht im Oktober einer der größeren Meteorströme des Jahres auf dem Beobachtungsprogramm, der ab 2006 mehrfach für recht hohe Raten gesorgt hatte. Ursache waren Meteoroiden, die in Resonanz zum Jupiter gelangt waren und nun auffällige Erscheinungen der Orioniden zur Folge hatten. In diesem Jahr lagen die Raten zwar immer noch leicht über den Mittelwerten aus der Zeit vor 2006, jedoch nicht mehr außergewöhnlich hoch. Zudem wurden die Beobachtungen vom Mondlicht stark beeinträchtigt.

Dt	T _A	T _E	λ _☉	T _{eff}	m _{gr}	Σ n	Ströme/sporadische Meteore							Beob.	Ort	Meth./ Int.
							ORI	EGE	DAU	LMI	STA	NTA	DRA			
Oktober 2010																
01	1930	2210	188.42	2.58	6.22	21		1	0	0		20	NATSV	11149	P	
01	2138	2250	188.44	1.20	6.15	15		2	4	–		9	RENJU	11152	C	
03	1900	2211	190.37	2.10	6.11	20	0	1	2	1		17	NATSV	11149	P	
03	2254	0054	190.52	2.00	6.22	31	2	6	6	–		17	RENJU	11152	C, 2	
04	2224	0036	191.48	2.00	6.20	16	1	4	2	2		7	BADPI	16151	P, 2	
06	2300	0115	193.48	2.25	5.00	6	–	1	–	–		5	SCHSJ	16036	P, 3	
08	2000	2315	195.35	3.00	6.25	27	0	0	5	2	0	20	BADPI	16151	P, 2	
08	2010	2230	195.35	1.91	6.18	20	–	–	–	–	1	19	SCHST	16181	C, 2	
08	2300	0240	195.49	3.50	5.50	16	0	4	0	1	1	10	SCHSJ	16036	P, 4	
09	1945	2345	196.35	3.50	5.50	13	0	2	0	0	1	10	SCHSJ	16036	P, 4	
09	2200	0120	196.43	2.70	6.40	34	5	0	3	7	0	19	BADPI	16151	P, 2	
09	2248	0133	196.44	2.63	6.22	25	1	1	2	1	0	23	NATSV	11149	P	
10	0130	0350	196.55	2.32	6.24	41	13	4	6	–	2	16	RENJU	11152	C, 2	
10	2250	0128	197.26	2.51	6.13	29	2	0	3	1	1	22	NATSV	11149	P	
10	2300	0300	197.25	3.50	5.50	23	4	2	0	2	2	13	SCHSJ	16036	P, 4	
10	2315	0115	197.26	2.00	6.17	29	4	2	4	–	1	18	RENJU	11152	C, 2	
10	2350	0210	197.25	2.10	6.35	30	6	–	3	2	0	19	BADPI	16151	P, 2	
11	2200	0115	198.40	3.00	5.00	13	0	1	0	1		11	SCHSJ	16036	P, 3	
12	0005	0225	198.47	2.00	6.40	31	4		2	6		19	BADPI	16151	P, 2	
12	2010	2300	199.31	2.70	6.22	30	1		2	0		27	NATSV	11149	P	
12	2357	0200	199.45	1.90	6.34	28	6		3	4		15	BADPI	16151	P	
13	2110	0012	200.35	2.87	6.24	38	2	–	4	2		30	NATSV	11149	P	
13	2330	0100	200.41	1.50	6.14	25	7	2	4	–		12	RENJU	11152	C, 2	
14	0018	0225	200.45	2.00	6.25	27	8	1	1	4		13	BADPI	16151	P, 2	
17	2330	0215	204.40	2.54	6.23	50	12	1	5	3		29	NATSV	11149	P, 2	
18	0035	0235	204.42	2.00	6.17	33	16	1	3	–		12	RENJU	11152	C, 2	
18	2229	2340	205.31	1.10	5.67	10	1	1	0	2	0	6	GERCH	16103	P	
19	2134	2338	206.29	1.76	5.60	17	8	0	0	5	0	4	GERCH	16103	P, 2	
20	2144	0018	207.26	2.00	5.64	17	11	0	0	2	0	4	GERCH	16103	P, 2 ¹	
21	0230	0430	207.49	2.00	6.10	52	28	3	2	2	1	16	RENJU	11152	C, 2	
21	2230	0145	208.34	3.00	4.30	16	10	1	0	0	0	5	SCHSJ	16036	P, 3	
22	0135	0307	208.43	1.35	5.35	26	18	0	0	2	1	5	BADPI	16151	P, 2	
22	0240	0425	208.48	1.75	6.00	63	33	4	–	–	–	26	MOLSI	16021	C, 6	
23	0137			V o l l m o n d												
23	0039	0144	209.38	1.00	4.30	2	2	0	0	0	0	0	0	SCHSJ	16036	P
23	0240	0435	209.49	1.91	5.76	29	12	1	1	1	2	12	RENJU	11152	C, 2	
29	1730	1902	216.07	1.48	6.00	13	/		1	0		12	NATSV	11149	P	
29	1920	2125	216.15	2.00	5.95	15	/		1	0		14	BADPI	16151	P	
31	1815	2005	218.11	1.75	6.03	18	/		2	1		15	NATSV	11149	P	

(¹) Unterbr. 2248–2316

Beobachter im Oktober 2010		T_{eff} [h]	Nächte	Meteore
BADPI	Pierre Bader, Viernau	19.05	9	234
GERCH	Christoph Gerber, Heidelberg	4.86	3	44
MOLSI	Sirko Molau, Seysdorf	1.75	1	63
NATSV	Sven Näther, Wilhelmshorst	21.16	9	244
RENJU	Jürgen Rendtel, Marquardt	14.93	8	254
SCHSJ	Sergei Schmalz, Wiesbaden	19.75	7	93

Berücksichtigte Ströme:

DAU	δ -Aurigiden	18. 9.–10.10.
DRA	Draconiden	6.10.–10.10.
LMI	Leonis Minoriden	19.10.–27.10.
NTA	Nördliche Tauriden	25. 9.–25.11.
ORI	Orioniden	2.10.– 7.11.
STA	Südliche Tauriden	25. 9.–25.11.
SPO	Sporadisch (keinem Rad. zugeordnet)	

Beobachtungsorte:

11149	Wilhelmshorst, Brandenburg (13°4'E; 52°20'N)
11152	Marquardt, Brandenburg (12°57'50"E; 52°27'34"N)
16103	Heidelberg, Baden-Württemberg (8°39'E; 49°26'N)
16021	Seysdorf, Bayern (11°43'10"E; 48°32'43"N)
16036	Wiesbaden-Klarenthal (8°11'33" E, 50°5'50" N)
16151	Winterhausen, Bayern (9°57'E; 49°50'N)

Die durch Beobachtungen belegten Zeiten ergaben auch keine Besonderheiten bei den Draconiden – das ist nach den vorliegenden Modellrechnungen dem nächsten Jahr vorbehalten (dann allerdings heftig vom Mond beleuchtet). Auf der IMC hatte Jeremie Vaubaillon entsprechende Resultate vorgestellt, die wir hier zu gegebener Zeit an die Beobachter weiterreichen werden.

Im Oktober 2010 notierten sechs Beobachter innerhalb von 81.50 Stunden in 19 Nächten Daten von insgesamt 932 Meteoren. Das sind etwa so viel Meteore wie im Oktober 2009, liegt aber doch unter dem Mittel der letzten vier Jahre – seit die Orioniden im Oktober 2006 erstmals mit auffallend hohen Raten beobachtet wurden. Die Einsatzzeiten lagen bei mehr als 80 Stunden in den Jahren 2006 und 2007, aber dagegen 2008 und 2009 unter 50 Stunden. Angesichts der Bedingungen ein gutes Ergebnis im Oktober 2010!

Erklärungen zur Übersichtstabelle visueller Meteorbeobachtungen:

Dt	Datum des Beobachtungsbeginns (UT); hier nach T_A sortiert
T_A, T_E	Anfang und Ende der (gesamten) Beobachtung; UT
λ_{\odot}	Länge der Sonne auf der Ekliptik (2000.0) zur Mitte des Intervalls
T_{eff}	effektive Beobachtungsdauer (h)
m_{gr}	mittlere Grenzhelligkeit im Beobachtungsfeld
$\sum n$	Anzahl der insgesamt beobachteten Meteore
Ströme/spor. Met.	Anzahl der Meteore der angegebenen Ströme bzw. der sporadischen Meteore Strom nicht bearbeitet: – (z.B. Meteore nicht zugeordnet beim Zählen) Radiant unter dem Horizont: / Strom nicht aktiv: Spalte leer
Beob.	Code des Beobachters (IMO-Code)
Ort	Beobachtungsort (IMO-Code)
Meth.	Beobachtungsmethode. Die wichtigsten sind: P = Karteneintragungen (Plotting) und C = Zählungen (Counting) P/C = Zählung (großer Strom) kombiniert mit Bahneintragung (andere Ströme)
Int.	Anzahl der Intervalle (falls mehr als eins)

Orioniden 2010

Jürgen Rendtel, Eschenweg 16, 14476 Marquardt

Juergen.Rendtel@meteoros.de

Die Orioniden waren seit der unerwartet hohen Aktivität im Oktober 2006 in die Reihe der “spannenden Ströme” aufgerückt und lieferten auch in diesem Jahr noch ZHR die deutlich über den langjährigen Werten von 20–25 lagen. Zugegebenermaßen ist eine ZHR von 30–40 teilweise bei Mondlicht (Vollmond in der Nacht 22./23. Oktober) nicht besonders spektakulär anzusehen. Die höheren Raten traten vom 20. bis 24. auf, wobei noch zu klären ist, welchen Einfluss die in vielen Intervallen eher geringe Grenzhelligkeit auf die ZHR hat. Durch die größere Abweichung von der Referenz-Grenzhelligkeit von +6.5 mag wirkt sich der konkrete Wert des Populationsindex r stärker aus. Die Grafik in Bild 1 wurde mit einem konstanten $r = 2.0$ gerechnet. Ein höherer Wert von r würde zu höheren ZHR führen, doch ergaben Analysen bei anderen Gelegenheiten, dass bei Mondlicht “überkorrigiert” wurde, also zu hohe ZHR berechnet werden.

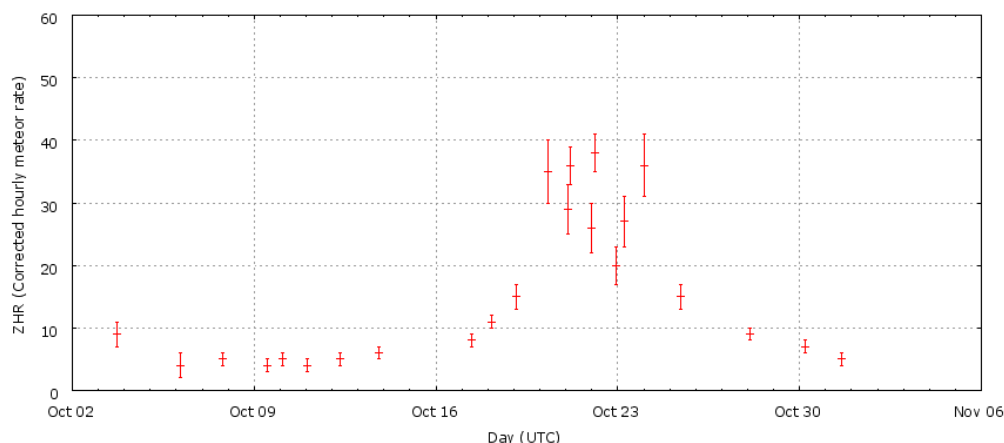


Bild 1: Gesamt-ZHR-Profil der Orioniden 2010.

Die Verteilung der Beobachter (Bild 2) zeigt deutlich, dass “die Europäer” den Orioniden offenbar sehr zugetan waren. Für die Beobachter in Deutschland war das Wetter nicht gerade günstig: keiner konnte in mehreren Nächten in Maximumsnähe beobachten.



Bild 2: Verteilung der Beobachter, die ihre Daten über das Web-Formular für die Sofort-Auswertung der IMO zur Verfügung gestellt haben.

Einsatzzeiten der Kameras im IMO Video Meteor Network, Oktober 2010

von Sirko Molau, Abenstalstr. 13b, 84072 Seysdorf

Sirko.Molau@meteoros.de

1. Beobachterübersicht

Code	Name	Ort	Kamera	Feld [$^{\circ}$]	St.LM [mag]	Eff.CA [km 2]	Nächte	Zeit [h]	Tot. CA [10 3 km 2 h]	Meteore
BENOR	Benitez-S.	Las Palmas	TIMES4 (1.4/50)	2359	3.2	492	17	79.5	-	346
			TIMES5 (0.95/50)	33	7.0	261	12	18.4	-	52
BERER	Berko	Ludanyhalaszi	HULUD1 (0.95/3)	6500	-	-	9	75.2	-	335
			HULUD2 (0.95/2.8)	5977	4.2	2978	20	141.1	-	610
BRIBE	Brinkmann	Herne	HERMINE (0.8/6)	2374	4.2	1084	10	77.7	-	398
CASFL	Castellani	Monte Baldo	BMH1 (0.8/6)	2350	-	-	20	126.0	-	522
			BMH2 (1.5/4.5)*	4243	-	-	20	158.9	-	1019
CRIST	Crivello	Valbrevenna	C3P8 (0.8/3.8)	5575	4.2	2525	24	161.0	-	1157
			STG38 (0.8/3.8)	5593	-	-	25	164.0	-	1503
CURMA	Currie	Grove	MIC4 (0.8/6)	1471	5.2	3008	7	40.8	-	625
ELTMA	Eltri	Venezia	MET38 (0.8/3.8)	5620	-	-	21	166.7	-	953
GONRU	Goncalves	Tomar	TEMPLAR1 (0.8/6)*	2188	5.3	2331	19	151.3	271.1	1180
			TEMPLAR2 (0.8/6)*	2303	5.0	2397	20	150.2	285.8	999
GOVMI	Govedic	Sredisce ob Dravi	ORION2 (0.8/8)	1471	6.0	3916	23	155.0	125.5	800
HERCA	Hergenrother	Tucson	SALSA3 (1.2/4)*	4332	4.0	1471	31	181.3	-	839
HINWO	Hinz	Brannenburg	AKM2 (0.85/25)*	754	5.7	1306	11	75.8	88.7	439
IGAAN	Igaz	Baja	HUBAJ (0.8/3.8)	5600	4.3	3338	6	51.4	-	436
		Hodmezovasarhely	HUHOD (0.8/3.8)	5609	4.2	3031	24	144.7	-	881
		Budapest	HUPOL (1.2/4)	3929	3.5	1144	22	100.1	97.4	392
JOBKL	Jobse	Oostkapelle	BETSY2 (1.2/85)*	1725	-	-	12	104.6	-	2691
			KLARA2 (1.2/85)*	1564	-	-	14	118.4	-	1767
KACJA	Kac	Kostanjevec	METKA (0.8/8)*	1381	4.0	2246	9	63.9	33.9	323
			ORION1 (0.8/8)	1420	5.3	2336	21	91.0	80.6	456
			REZIKA (0.8/6)	2307	5.0	2293	12	97.6	44.7	875
			STEFKA (0.8/3.8)	5540	4.2	2882	12	76.7	42.5	381
KERST	Kerr	Glenlee	GOCAM1 (0.8/3.8)	5238	4.2	2637	20	125.1	364.7	1020
KOSDE	Koschny	Noordwijkerhout	LIC4 (1.4/50)*	2027	5.3	2782	21	91.4	-	610
			TEC1 (1.4/12)	741	5.6	1133	16	22.8	-	87
LUNRO	Lunsford	Chula Vista	BOCAM (1.4/50)*	1860	-	-	4	19.5	-	143
MOLSI	Molau	Seysdorf	AVIS2 (1.4/50)*	1771	6.1	4182	18	136.5	321.4	2055
			MINCAM1 (0.8/8)	1477	4.9	1716	24	148.2	183.2	1025
			REMO1 (0.8/3.8)	5592	3.0	974	27	117.8	114.0	524
			REMO2 (0.8/3.8)	5635	4.3	2846	26	114.1	192.5	416
			HUFUL (1.4/5)	2522	3.5	532	22	143.2	-	586
MORJO	Morvai	Fülöpszallas	HUFUL (1.4/5)	2522	3.5	532	22	143.2	-	586
OCHPA	Ochner	Albiano	ALBIANO (1.2/4.5)	1971	-	-	2	5.6	-	16
OTTMI	Otte	Pearl City	ORIE1 (1.4/5.7)	3837	-	-	24	167.7	-	1001
PERZS	Perko	Becsehely	HUBEC (0.8/3.8)*	5448	3.4	1500	23	174.4	157.8	1134
ROBBI	Roberto	Verona	FIAMENE (0.8/3.8)	5632	-	-	17	86.1	-	313
ROTEC	Rothenberg	Berlin	ARMEFA (0.8/6)	2369	4.8	1801	19	111.8	126.9	575
SCHHA	Schremmer	Niederkrüchten	DORAEMON (0.8/3.8)	5537	3.0	846	23	106.3	-	407
SLAST	Slavec	Ljubljana	KAYAK1 (1.8/28)	596	-	-	16	102.6	-	365
STOEN	Stomeo	Scorze	MIN38 (0.8/3.8)	5631	-	-	22	196.3	-	1811
			NOA38 (0.8/3.8)	5609	-	-	22	187.8	-	1669
			SCO38 (0.8/3.8)	5598	-	-	22	195.1	-	2142
			OND1 (1.4/50)*	2195	5.8	4595	2	9.9	-	361
STORO	Stork	Ondrejov	OND1 (1.4/50)*	2195	5.8	4595	2	9.9	-	361
			MINCAM2 (0.8/6)	2357	-	-	20	79.4	-	310
			MINCAM3 (0.8/12)	728	-	-	21	92.4	-	441
			MINCAM5 (0.8/6)	2344	-	-	21	135.8	-	809
TEPIS	Tepliczky	Budapest	HUMOB (0.8/6)	2375	4.9	2258	18	160.7	213.6	1153
YRJIL	Yrjölä	Kuusankoski	FINEXCAM (0.8/6)	2337	-	-	18	88.6	-	446
Summe							31	5590.4	-	39398

* aktives Gesichtsfeld kleiner als Videoframe

2. Übersicht Einsatzzeiten (h)

Oktober	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15
BRIBE	-	-	7.4	4.4	-	-	-	-	-	10.1	11.3	-	-	-	-
HINWO	6.9	-	4.3	5.0	-	-	-	-	5.0	9.5	10.7	5.5	-	-	-
KOSDE	-	0.8	-	4.2	-	3.0	-	7.8	-	7.8	4.4	2.7	2.3	-	3.8
MOLSI	-	0.6	-	2.1	-	1.9	-	1.1	2.4	1.9	1.1	0.1	1.0	-	0.5
	-	5.8	9.6	7.4	-	-	-	10.1	9.8	10.6	10.6	10.0	6.4	1.8	-
	-	9.6	7.3	7.7	-	-	6.6	8.7	11.1	11.2	9.6	11.3	2.2	1.3	0.3
	6.4	4.6	5.2	0.2	-	2.2	3.9	2.6	4.9	7.9	6.1	6.1	10.5	-	3.1
	2.7	4.1	9.4	1.5	-	2.2	6.0	1.3	9.9	6.7	1.1	2.3	8.9	-	2.7
ROTEC	-	-	-	-	-	-	-	5.7	11.1	9.9	3.2	10.1	11.4	-	4.1
SCHHA	-	-	4.3	0.9	2.3	-	3.3	7.2	9.4	5.8	10.6	1.3	6.4	-	0.4
STRJO	2.5	-	4.2	2.8	5.2	-	-	4.8	7.4	6.0	5.4	0.3	7.1	-	-
	2.6	0.4	7.1	7.4	5.9	-	1.1	9.6	9.8	7.3	8.0	1.8	4.0	-	-
	4.5	0.8	7.6	7.8	9.4	-	-	6.6	9.3	9.6	8.2	3.0	10.0	-	-
Summe	94.9	103.9	123.7	93.0	87.7	138.1	170.2	229.6	306.3	290.4	282.5	251.9	162.5	171.0	112.9

Oktober	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
BRIBE	-	-	-	-	-	-	-	-	10.3	11.1	-	-	6.6	3.5	9.9	3.1
HINWO	-	-	-	-	-	11.2	-	-	-	-	1.0	5.1	-	11.6	-	-
KOSDE	10.5	7.7	0.3	-	7.4	1.3	0.3	3.9	5.9	7.2	-	-	1.2	-	4.2	4.7
	5.1	0.5	-	-	-	-	-	0.6	1.9	-	-	-	1.0	-	1.0	-
MOLSI	-	-	3.3	-	-	8.5	-	-	-	5.7	7.7	6.9	9.9	11.0	1.4	-
	-	-	3.8	1.0	1.1	9.0	2.8	1.0	-	5.1	8.1	7.9	8.8	12.2	0.5	-
	-	3.4	2.6	0.4	4.7	4.7	6.2	1.2	9.4	7.0	1.2	-	3.3	2.1	2.7	5.2
	-	1.6	7.1	-	2.3	4.3	4.9	0.9	4.8	5.4	5.6	-	3.4	8.7	1.0	5.3
ROTEC	-	-	6.5	1.9	2.7	4.9	8.5	-	5.6	3.6	7.8	-	1.4	6.4	1.6	5.4
SCHHA	-	0.8	0.3	0.7	7.6	6.6	7.8	0.2	8.1	7.1	-	-	6.3	-	7.1	1.8
STRJO	-	2.4	-	0.3	3.4	2.0	3.9	-	9.9	1.2	-	-	3.2	-	5.6	1.8
	-	1.7	-	-	4.4	5.0	3.9	-	1.6	1.7	-	-	-	0.5	7.1	1.5
	-	5.1	-	-	7.2	3.4	4.6	-	10.0	3.1	-	-	5.8	10.3	6.8	2.7
Summe	99.9	147.3	135.3	129.2	267.4	304.3	157.8	77.5	101.5	126.5	244.4	251.3	295.2	296.9	199.8	137.5

3. Ergebnisübersicht (Meteore)

Oktober	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15
BRIBE	-	-	27	14	-	-	-	-	-	56	57	-	-	-	-
HINWO	40	-	16	27	-	-	-	-	17	51	75	13	-	-	-
KOSDE	-	3	-	56	-	57	-	53	-	116	24	12	10	-	16
	-	4	-	9	-	6	-	4	8	9	4	1	4	-	3
MOLSI	-	121	169	80	-	-	-	149	208	201	217	198	30	6	-
	-	29	40	28	-	-	49	48	59	72	51	49	9	2	2
	13	13	16	1	-	6	6	6	22	23	10	26	18	-	7
	9	24	48	5	-	8	14	5	38	16	3	10	26	-	3
ROTEC	-	-	-	-	-	-	-	17	39	39	13	34	58	-	15
SCHHA	-	-	12	2	5	-	8	22	43	13	25	4	21	-	2
STRJO	6	-	13	10	17	-	-	17	24	23	18	1	25	-	-
	8	2	24	21	24	-	4	43	55	38	35	7	16	-	-
	15	4	45	22	44	-	-	44	60	63	53	12	47	-	-
Summe	409	449	634	468	403	887	789	1510	2014	2107	1752	1450	703	911	534

Oktober	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
BRIBE	-	-	-	-	-	-	-	-	61	76	-	-	42	12	44	9
HINWO	-	-	-	-	-	98	-	-	-	-	3	28	-	71	-	-
KOSDE	82	34	1	-	47	3	2	14	24	17	-	-	6	-	16	17
	15	3	-	-	-	-	-	4	5	-	-	-	4	-	4	-
MOLSI	-	-	23	-	-	146	-	-	-	65	81	66	133	150	12	-
	-	-	21	7	8	182	15	4	-	74	100	35	67	71	3	-
	-	10	4	2	81	49	65	3	69	34	3	-	13	6	7	11
	-	5	15	-	36	38	14	5	23	18	10	-	9	19	5	10
ROTEC	-	-	25	8	59	43	67	-	47	31	33	-	3	17	14	11
SCHHA	-	1	1	3	36	25	67	20	31	22	-	-	23	-	10	-
STRJO	-	10	-	1	17	9	24	-	50	3	-	-	12	-	24	7
	-	8	-	-	32	22	15	-	28	5	-	-	-	2	45	14
	-	25	-	-	55	27	37	-	98	8	-	-	41	43	52	61
Summe	1166	1072	1104	1231	3677	4013	1170	689	647	981	1711	1577	1996	1706	981	657

Der Oktober brachte alle Voraussetzungen für ein ausgezeichnetes Monatsergebnis mit sich: Das gute Wetter verschaffte den meisten Beobachtern viele Beobachtungsnächte und mit 50 aktiven Kameras erreichten wir erneut den Höchstwert vom August. Mehr als die Hälfte der Kameras kamen auf zwanzig und mehr Einsätze und Carl Hergenrother brachte erneut eine lückenlose Reihe zustande. Höhepunkte waren der 9. und 21. Oktober, als ca. 40 Kameras insgesamt jeweils über 300 Beobachtungsstunden sammeln konnten. Mit den Orioniden, Tauriden und mehreren kleinen Strömen stand zudem eine der interessantesten und ertragsreichsten Jahreszeiten an. Zwar ließ das Wetter pünktlich zum Orionidenmaximum nach und der Himmel wurde durch den fast vollen Mond aufgehellt (Vollmond am 23. Oktober), aber insgesamt musste unter diesen Umständen einfach ein neues Rekordergebnis herauspringen. Und was für eins! Mit fast 5.600 Stunden kam 20% mehr effektive Beobachtungszeit als im bisherigen Spitzenreiter August zusammen, und auch die Meteorzahl wuchs um 20% auf nahezu 40.000. Im Durchschnitt wurden 7,1 Meteore pro Stunde aufgezeichnet – genauso viel wie im August und ein Meteor pro Stunde mehr als im langjährigen Oktobermittel.

Mit HULUD1 (betrieben von Erno Berkó) nahm im Oktober eine weitere Kamera in Ungarn den Regelbetrieb auf. Zudem können wir mit Malcolm Currie auch wieder einen englischen Beobachter in unseren Reihen begrüßen. Malcolm steuerte erste Beobachtungen von den Orioniden mit seiner Kamera MIC4 bei.

Zu gleichen Zeit erreichte uns die traurige Nachricht, dass der britische Amateurastronom Andrew Elliot am 28. November nach langer Krankheit verstarb. Er war ein technikbegeisterter, vielseitiger und immer hilfsbereiter Amateurastronom, der die Videotechnik nicht nur für sein eigentliches Steckpferd, die Sternbedeckungen, sondern gelegentlich auch zur Meteorbeobachtung einsetzte. Wir verlieren mit ihm einen wertvollen Ratgeber und guten Freund.

Der Oktober zeigte erneut auf, wo die Grenzen des Machbaren liegen: Eine Person allein ist mit der Sammlung, Prüfung und Archivierung solcher Datenmengen überfordert. Wir etablieren daher gerade ein neues Zusammenarbeitsmodell, bei dem sich mehrere erfahrende Beobachter an der Verifikation der Daten beteiligen.

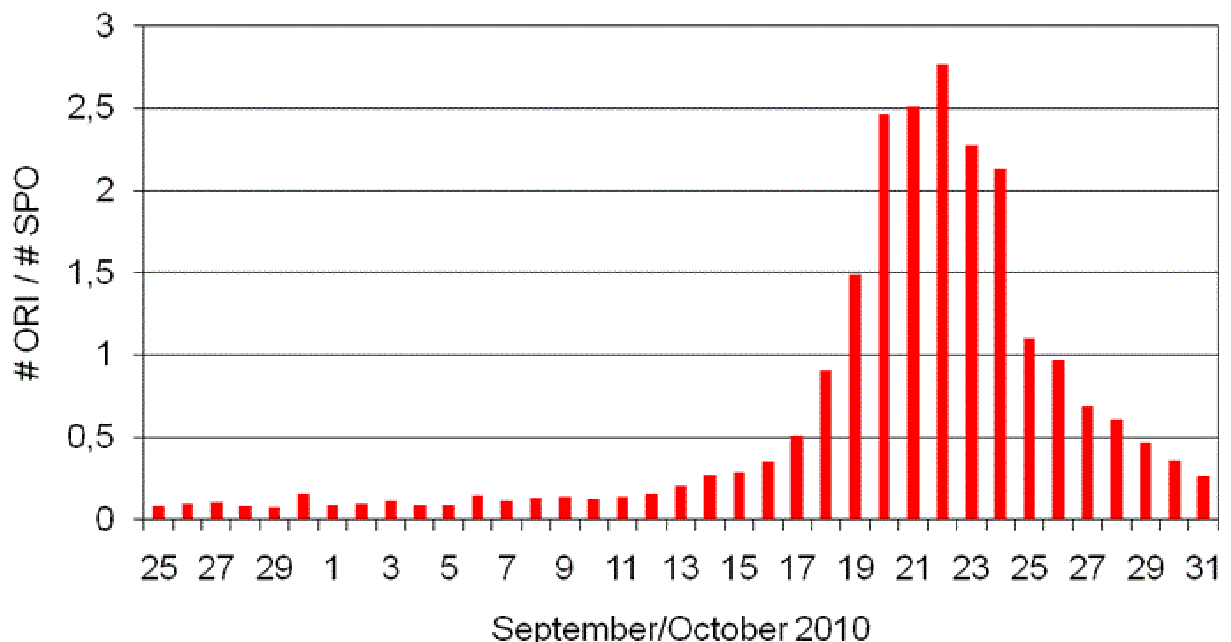


Abbildung 1: Aktivitätsprofil der Orioniden im Jahr 2010. Wie auch in den folgenden Abbildungen ist jeweils die Zahl der Strommeteore pro Nacht geteilt durch die Zahl der sporadischen Meteore dargestellt.

Bezüglich der Meteorströme wurde der Oktober erwartungsgemäß von den Orioniden dominiert. Die Analyse im letzten Monat hatte gezeigt, dass dieser Strom bereits ab etwa dem 25. September nachzuweisen war. Nun können wir das Aktivitätsprofil um den gesamten Monat Oktober erweitern (Abbildung 1). Die Darstellung basiert auf mehr als 12.300 Orioniden und fast 21.000 sporadischen Meteoren, die zwischen dem 25. September und 31. Oktober 2010 aufgenommen wurden. Bis etwa zum 10. Oktober blieb die Orionidenrate auf einem konstant niedrigen Niveau nahe an der Wahrnehmungsgrenze. Danach stieg sie mit jedem Tag merklich an, bis sie schließlich in der Nacht vom 22. zum 23. Oktober ihr Maximum erreichte. In dieser Nacht wurden auf ein sporadisches Meteore 2,7 Orioniden aufgezeichnet. Das ist das selbe Verhältnis wie zum Vorjahresmaximum.

Werfen wir als nächstes einen Blick auf die Tauriden. Die Langzeitanalyse von 2009 ergab, dass der südliche Ast dieses Strom zuerst aktiv ist und sein Maximum um den 10. Oktober erreicht. Die nördliche Komponente hingegen erreicht erst einen Monat später am 13. November die höchste Aktivität. Das bestätigt sich auch in dem Datensatz vom Oktober 2010, der gut 3.000 südliche und 2.600 nördliche Tauriden enthält (Abbildung 2). Die südlichen Tauriden dominierten am Monatsanfang geringfügig und erreichten ihr Maximum am 15. Oktober. Danach flachte die Aktivität etwas ab. Die Rate der nördlichen Tauriden hingegen nahm geringfügig aber stetig zu und überbot den südlichen Ast gegen Monatsende.

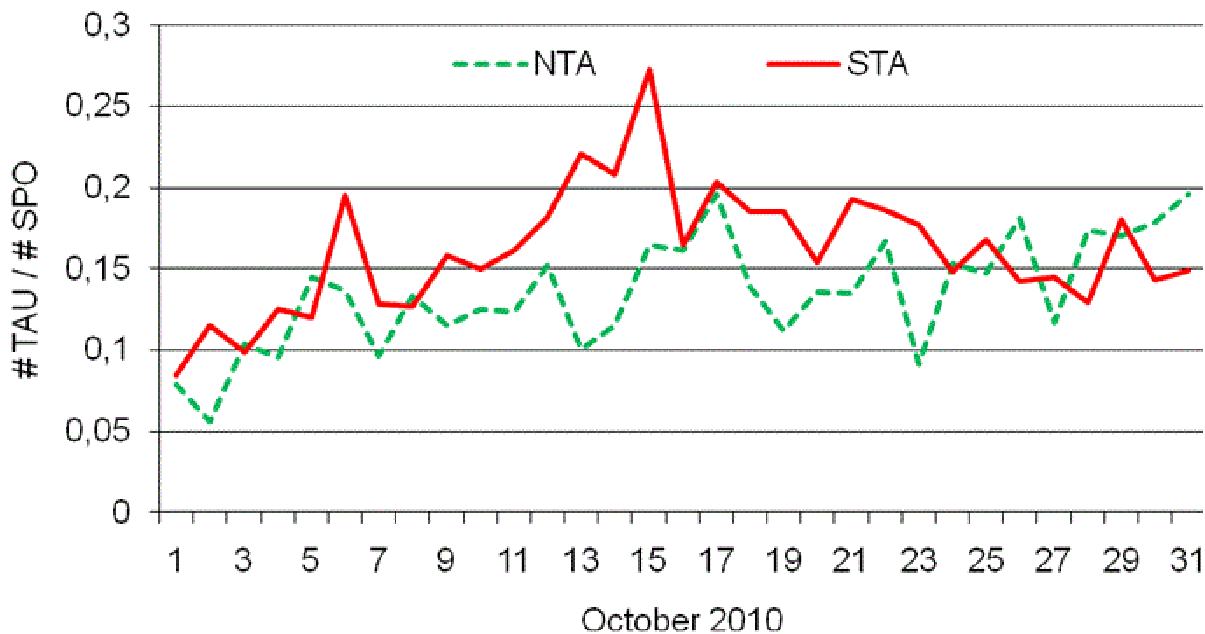


Abbildung 2: Aktivitätsprofile der nördlichen und südlichen Tauriden im Jahr 2010.

Von den Draconiden in der ersten Monatsdekade war nichts zu bemerken. Auch die Oktober Ursae-Maioriden blieben mit 240 Strommitgliedern in der zweiten Oktoberdekade weitestgehend im sporadischen Hintergrund verborgen (Abbildung 3). Lediglich am 15./16. Oktober war dieser Strom mit ca. 15% der sporadischen Meteorzahl merklich aktiv. Das Datum entsprach exakt dem Maximumszeitpunkt aus der Langzeitanalyse von 2009.

In der dritten Monatsdekade wurden über 300 Leonis-Minoriden aufgezeichnet. Sie hoben sich über mehrere Tage geringfügig vom sporadischen Hintergrund ab und erreichten ihr Maximum etwa gleichzeitig mit den Orioniden. Dabei brachten sie es jedoch nur auf gut 10% der sporadischen Meteorzahl. Auch hier gibt es eine gute Übereinstimmung zur Langzeitanalyse von 2009, nach der das Maximum am 23. Oktober eintritt.

Aufgrund ihrer extrem geringen Dauer sind und bleiben jedoch die Oktober-Camelopardaliden mein persönlicher Favorit. Die letztjährige Analyse erbrachte ein Maximum bei einer Sonnenlänge von 192,6 Grad mit einer Halbwertszeit (FWHM) von ca. sechs Stunden. Das entsprach in diesem Jahr dem 6. Ok-

tober, 3 Uhr UT. Erwartungsgemäß wurde in der Nacht vom 5. zum 6. Oktober mit insgesamt 46 Oktober-Camelopardaliden die höchste Rate von fast 20% der sporadischen Aktivität erreicht. Die meisten Strommeteore wurde in den Halbstundenintervallen 01:00-01:30 und 03:00-03:30 beobachtet. In dieser einen Nacht waren die Oktober-Camelopardaliden damit der aktivste Strom. In der Nacht davor und danach lag die Meteorzahl bereits um einen Faktor fünf darunter – der Strom war also nicht mehr auszumachen.

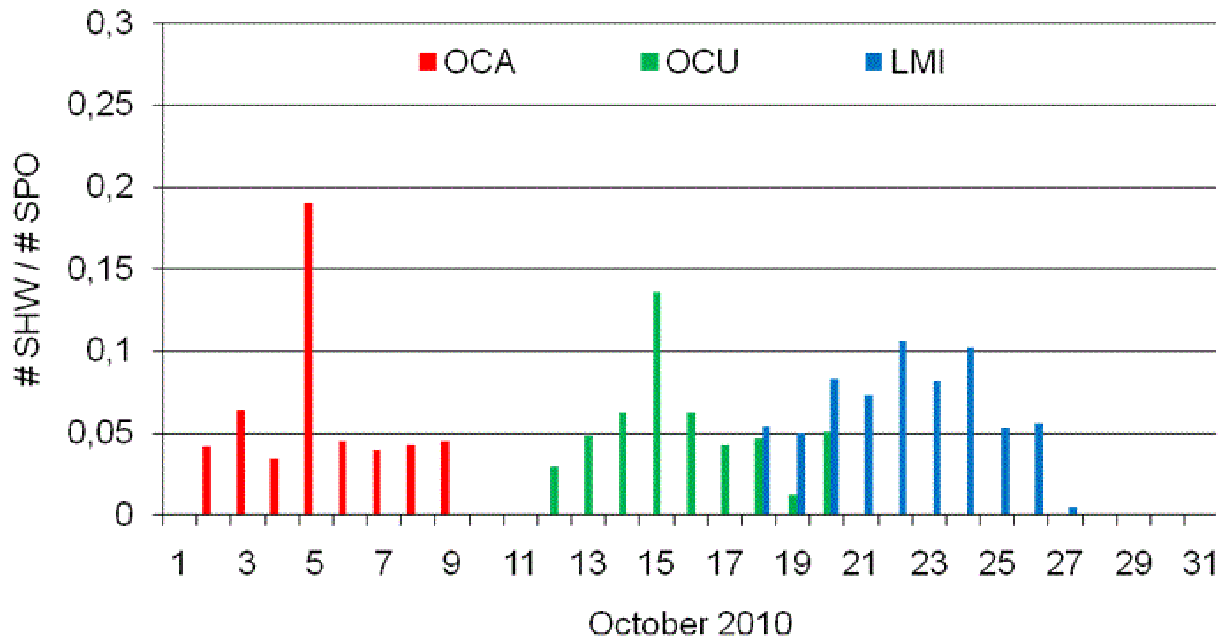


Abbildung 3: Aktivitätsprofile der Oktober-Camelopardaliden, Oktober Ursa-Majoriden und Leo-Minoriden im Jahr 2010.

Hinweise für den visuellen Meteorbeobachter im Januar 2011

von Roland Winkler, Merseburger Str. 6, 04435 Schkeuditz

Neumond am 4. Januar, das sind die idealen Bedingungen für die Beobachtung des ersten Highlights des neuen Jahres, der Quadrantiden (QUA). Sein Aktivitätszeitraum erstreckt sich vom 28.12. bis 12.1. Das Maximum wird am 4.1. gegen 01h10m UT erreicht, wobei der mögliche Zeitraum vom 3.1. 21h UT bis 4.1. 6h UT reicht. Die ZHR kann bis ca. 120 ansteigen, kann aber auch zwischen 60 und 200 variieren. In der zweiten Nachthälfte erreicht der Radiant eine ausreichende Höhe, jedoch kann bei geeigneten Bedingungen schon eher begonnen werden, um einen möglichen früheren Maximumszeitpunkt zu verfolgen.

Seit Anfang Dezember und noch bis in die erste Februardekade hinein ist der Strom der Dezember Leonis Minoriden (DLM) aktiv. Die geringen Raten liegen um 5 Meteore je Stunde. Daneben verlagert sich der Radiant der Antihelion-Quelle (ANT) in die Region Gemini/Cancer, wobei die Raten ca. 2 Meteore je Stunde betragen.

Der interessante Zeitraum Ende Januar/Anfang Februar für eine mögliche Aktivität von kleineren Strömen mit Radianten in der Coma-Leo-Virgo-Region bietet aufgrund der Mondphase (Letztes Viertel am 26.1., Neumond am 3.2.) in diesem Jahr gute Bedingungen für Beobachtungsnächte.

Die Halos im September 2010

von Claudia und Wolfgang Hinz, Bräuhausgasse 12, 83098 Brannenburg

Claudia.Hinz@meteoros.de Wolfgang.Hinz@meteoros.de

Im September wurden von 30 Beobachtern an 27 Tagen 708 Sonnenhalos und an 8 Tagen 47 Mondhalos beobachtet. Mit durchschnittlich 23,6 Erscheinungen pro Beobachter war der Monat sehr haloreich und auch die 62 seltenen Erscheinungen (>EE12) zeugten von einem sehr guten Halomonat. Allerdings gab es kaum lang anhaltende oder helle Halos, so dass die errechnete Haloaktivität letztendlich nur leicht überdurchschnittlich war.

Das Wetter war im September etwas zu kühl und gebietsweise extrem nass. Die ersten Septembertage brachten noch beständiges und freundliches Wetter, doch schon bald dominierte tiefer Luftdruck über Deutschland. Mit Tief HILTRUD zeigte sich sogar der erste Herbststurm. Beständiges Hochdruckwetter blieb Mangelware. Zu Beginn der dritten Septemberdekade zeigte sich dann eine Spur Altweibersommer mit viel Sonne und spätsommerlichen Temperaturen. Diese Phase wurde jedoch schon bald in Teilen Bayerns und Ostdeutschlands durch regional heftige Gewitter abrupt beendet. Neue Tiefdruckgebiete brachten dem Osten und Norden Deutschlands erhebliche Mengen an Niederschlägen. Die Mitteltemperatur im September lag deutschlandweit knapp ein Grad unter dem vieljährigen Mittel. Es gab reichliche Niederschläge und örtlich einige neue Monatsrekorde. Trotzdem wurde das Sonnenscheinsoll noch fast erreicht.

In den ersten sechs Tagen des Monats lag Deutschland am Rande des Hochdruckgebiets Helmut, das von der Nordsee langsam nach Skandinavien zog. Die Cirren des nach Nordosten abziehenden Tiefs ERINA sorgte vor allem in Sachsen für größere Halovielfalt. In Chemnitz (KK09) und Dresden (KK15) wurde am 03. jeweils ein Halophänomen mit u.a. Horizontalkreis, 120°-Nebensonne und Parrybogen registriert. A. Haussmann schreibt: „Am 3. gab's in Dresden ein kleines Freitagsfeierabend-Halophänomen, zunächst mit 22°-Ring, beiden 22°-Nebensonnen, dem oberen Berührungsbogen und dem Zirkumzenitalbogen. Um 17.52 MESZ war der Berührungsbogen nach rechts sehr weit ausgedehnt sichtbar, schon mit deutlicher Biegung nach unten. Um 17.56 MESZ dann der Höhepunkt mit sehr kräftigem Zirkumzenitalbogen und ebenfalls überdurchschnittlichem Supralateralbogen, dazu noch ein schwacher Parrybogen. Nach 18.00 MESZ verlief alles wieder in durchschnittlichen Bahnen, nur die Nebensonnen wurden noch mal recht hell.“



Am 6. kündeten Cirren das nahende Tiefdrucksystem FE an, was in den Folgetagen verbreitet für Regen sorgte. Zuerst verschönerten aber noch sehr helle Nebensonnen, Supralateralbogen (KK51/69) sowie Parrybogen (KK03/51) den Himmel. Auf dem Wendelstein (KK51) zeigte er sich am Abend in einer einzelnen Cirre zusammen mit oberen Berührungsbogen „V“-förmig.

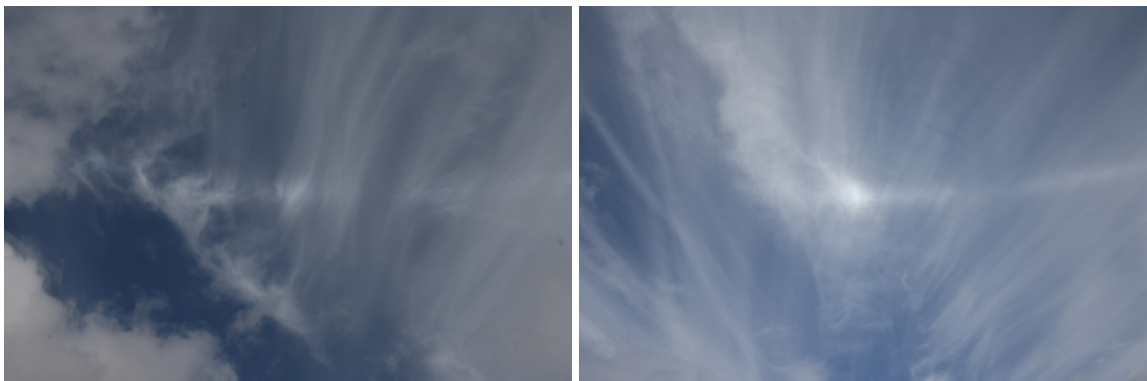
Zu Beginn der zweiten Dekade wurde von Süden her vorübergehend warme Luft herangeführt. Doch schon am 12. kündeten Cirren den nächsten Tiefdruckwirbel an. Helle Nebensonnen (KK06/15/51 H=3), Horizontalkreis (KK03/61/75), 120°-Nebensonne (KK38/73), Lowitzbogen (KK22/44), Supralateralbogen (KK06) und Parrybogen (KK44/55/72/75) machten diesen Tag zum absoluten Highlight des Monats. Sirko Molau (KK44) und Rene Winter (KK73) kamen in den Genuss eines Halophänomens.

Zum Dekadenende streckte ein umfangreiches Atlantikhoch seine Fühler gen Mitteleuropa aus. An lokalen Cirrenfeldern auf der Rückseite der vorübergezogenen Tiefdruckwirbelstaffel konnte Reinhard Nitze gleich zwei Halophänomene beobachten: „Das 1. war ein Standardphänomen mit den "üblichen Verdächtigen", das 2. hatte noch leicht farbige 120°-Nebensonnen und einen leicht rötlichen Saum am Horizontalkreis als kleine Besonderheit. Die Cirren wandern nach Südosten.

Die ersten Halos des Phänomens Nr. 1 entstanden ca. 8:00 MEZ und endete gegen 9:25 Uhr MEZ. Sichtbar waren Zirkumzenitalbogen (h=1-2), Supralateralbogen (h=0), Parrybogen (h=0), Oberer Berührungsbogen (h=2 bis h=2+), 22°-Ring (h=2) und beide Nebensonnen (h=2 bis 2+). Das Phänomen selbst dauerte insgesamt nur wenige Minuten, während die Halos eher schwach waren.



Das auffällige am zweiten Halophänomen war hauptsächlich der Horizontalkreis mit der bläulich schimmernden 120°-Nebensonne, teilw. mit schwach rötlichen Saum. Diese Phase dauerte etwa von 11:45 bis 12:45 MEZ. Zu sehen waren: 22°-Ring (ca. 1-2), Oberer Berührungsbogen bzw. part. Umschriebener Halo (h=2), beide Nebensonnen (h=1-2, sehr farbig, großer Abstand zum 22°-Ring), Horizontalkreis (1-2, teilw. mit schwach rötlichen Saum) und beide 120°-Nebensonnen (rechts h=0, links kurzzeitig bis h=2, diese teilweise leicht bläulich, mit rötlichem Saum).“



Auch Andreas Zeiske konnte in Berlin noch helle Halos beobachten, hauptsächlich jedoch 22°-Ring und sehr helle und farbige Nebensonnen:



Zu Beginn der dritten Dekade wurde das inzwischen über Mitteleuropa lachende Hoch immer wieder von umliegenden Tiefs becirt. Am 20. konnte K. Kaiser ein Halophänomen mit u.a. 120°-Nebensonne und Parrybogen beobachten. Auch am 23. war neben der Parrybogen (KK64/75) präsent.

Der Monat verabschiedete sich mit zwei Höhenwirbeln aus dem Mittelmeerraum, welche gebietsweise lang anhaltenden und ergiebigen Regen brachten und an der Neiße erneut zu Überschwemmungen führte. Oberhalb 1800m schneite es ...

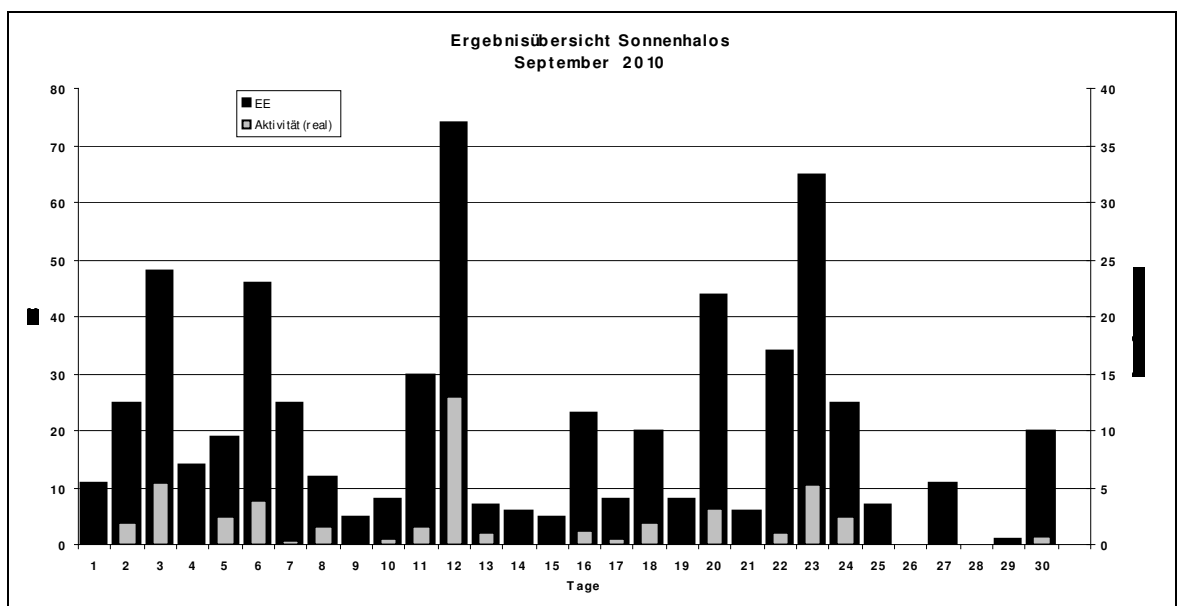
Beobachterübersicht September 2010																																					
KKGG	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	1)	2)	3)	4)			
5901							1			1					1								3	3									9	5	0	5	
5602							1																										1	1	0	1	
5702			1				1																											8	4	0	4
7402											1		3					8					1	5									18	5	0	5	
0604		1	2			4	2	5				5				1	2			3		1	3	3	1							33	13	4	13		
7504			1				5					6	10			3	4			1		3	3	3			7					46	11	2	11		
1305		1	1								3	1					2			1			6							1	1		17	9	0	9	
2205		1	2				3				2	1	3							2			3										17	8	0	8	
6906		3	4		2		6				4	3	1							3											1		27	9	0	9	
6407			1																3				5								1		10	4	0	4	
7307												6									4												10	2	1	2	
0208											1	3								2			3	3									12	5	1	5	
0408				1					2			2								2			X	1	4			3					15	7	1	8	
0508				2							2																							4	2	0	2
0908			1									1								2			X										4	3	2	4	
1508			9	2			2	1			1	3						1	3	1	2	3	2							2			32	13	3	13	
3108			6	1			4										1		1	1			2										16	7	1	7	
4608			3	2			1	1			2	2											2	1						2			13	7	0	7	
5508			4				2					6											2	1									15	5	0	5	
6110		2	1		2	3				2		6					3	2		2		2	2	3			1		2			33	14	0	14		
6210					5	3					1																							9	3	0	3
7210		6			4	5					6	5				2		1	1			2	4										36	10	1	10	
0311		2	4		2	5	1				1	4		1		4	2	1		1		2	2	2				X					34	15	2	16	
3811						1	1					5			1			1		3		4	3										19	8	1	8	
4411		2	4			1					3	7				3			3	1			2										26	9	0	9	
5111		1					8					5			1					3	1	4											23	7	1	7	
5317										1		1			2	4	3			8			4	4			1		3				1	10	0	10	
9524				2					2				1		1					1		1			1								8	6	0	6	
9235		6	2		1	1		3	1	2									1	2			7						3				29	11	1	11	
9335		6	7	5	5	2		3	4	4	3					4	7	1			1	X	2	8	6	6							80	18	2	19	

1) = EE (Sonne) 2) = Tage (Sonne) 3) = Tage (Mond) 4) = Tage (gesamt)

Ergebnisübersicht September 2010																																										
EE	1	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	23	25	27	29	ges																										
	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30																											
01	2	6	12	5	1	9	10	4	2	2	6	15	1	3	9	3	6	2	9	2	5	12	7	3	2	2	6	144														
02	2	5	9	3	4	9	6	1	2	6	13	2	2	1	6	1	3	2	10	2	10	17	7	1	3	1	5	130														
03	3	7	8	3	6	10	4	1	2	8	17	2	1	1	6	4	3	2	11	1	9	16	6	1	2	2	6	140														
05	1	4	2	4	1	2	1	2	5	1	1	2	4	1	7	1	2	1	1	2	1	1	2	2	1	1	1	42														
06																												2														
07	1	4	6	1	2	1	1	3	2	3	1	1	3	2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	36														
08	1	1	1	1	2	2	1	3	1	3	1	1	3	3	3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	24														
09																												0														
10																												0														
11	1	1	5	1	2	6	2	1	1	4	8	1	1	3	1	1	2	1	4	6	2	1	1	1	1	1	57															
12		1																										1														
	11	46	18	25	5	29	6	5	8	8	6	63	7	10	1	576																										
	23	14	41	11	8	64	6	23	17	42	34	25	0	0	20	576																										

Erscheinungen über EE 12																	
TT	EE	KKGG	TT	EE	KKGG	TT	EE	KKGG	TT	EE	KKGG	TT	EE	KKGG	TT	EE	KKGG
01	13	5330	04	19	9335	06	51	9235	12	27	4411	18	13	7402	22	51	9235
01	18	5330							12	27	5508	18	18	7402			
01	51	9235	05	13	6210	11	27	7504	12	27	7504	18	21	7402	23	13	3108
															23	21	0604
02	13	7210	06	13	5111	12	13	0311	13	14	2205	19	44	4405	23	21	9335
02	13	9335	06	21	5111	12	13	6110							23	27	6407
02	18	7210	06	21	6906	12	13	7307	14	13	7507	20	13	0604	23	27	7504
02	19	9335	06	27	0311	12	13	9335	14	22	7507	20	18	5317			
			06	27	5111	12	15	4411	14	40	7507	20	27	5317	25	27	9335
03	13	9335				12	18	3811	14	44	7507						
03	18	1508	07	44	7506	12	18	9335	14	44	7507	22	13	9335	27	13	7507
03	27	1508				12	19	9335	14	46	7507	22	18	9335	27	44	7504
			08	13	9335	12	20	7307	14	99	7507	22	19	9335			
			08	21	0604	12	21	0604				22	27	9235	30	13	9335

KK	Name / Hauptbeobachtungsort	KK	Name / Hauptbeobachtungsort	KK	Name / Hauptbeobachtungsort	KK	Name / Hauptbeobachtungsort
02	Gerhard Stemmler, Oelsnitz/Erzg.	22	Günter Röttler, Hagen	56	Ludger Ihendorf, Damme	73	Rene Winter, Eschenbergen
03	Thomas Groß, Flintsbach a. Inn	31	Jürgen Götze, Adorf bei Chemnitz	57	Dieter Klatt, Oldenburg	74	Reinhard Nitze, Barsinghausen
04	H. + B. Bretschneider, Schneeberg	38	Wolfgang Hinz, Brannenburg	59	Wetterwarte Laage-Kronskamp	75	Andreas Zeiske, Woltersdorf
05	Steffen Lambrecht, Radebeul	44	Sirko Molau, Seysdorf	61	Günter Busch, Fichtenuau	92	Judith Proctor, UK-Shephed
06	Andre Knöfel, Lindenberg	46	Roland Winkler, Schkeuditz	62	Christoph Gerber, Heidelberg	93	Kevin Boyle, UK Stoke-on-Trent
09	Gerald Berthold, Chemnitz	51	Claudia Hinz, Brannenburg	64	Wetterwarte Neuhaus/Rennw.	95	Attila Kosa-Kiss, RO-Salonta
13	Peter Krämer, Bochum	53	Karl Kaiser, A-Schlägl	69	Werner Krell, Wersau		
15	Udo Hennig, Dresden	55	Michael Dachsel, Chemnitz	72	Jürgen Krieg, Ettlingen		



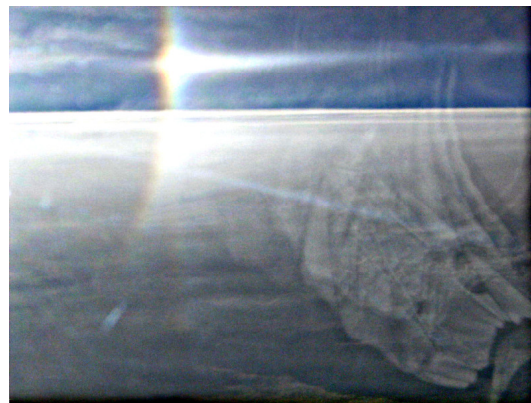
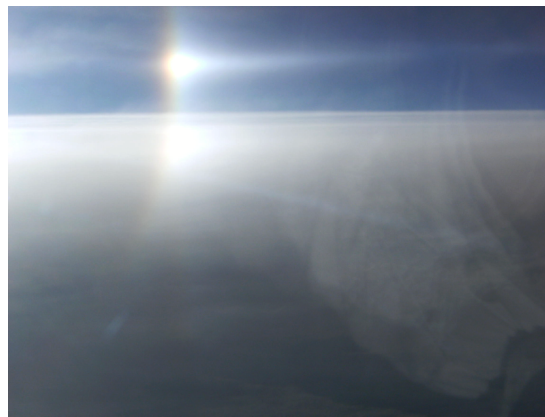
Senkrechte Bögen an der Nebensonne

von Claudia Hinz, Bräuhausgasse 12, 83098 Brannenburg

Schon mehrfach konnte von höher gelegenen Standpunkten wie z.B. aus Flugzeugen oder von Bergen an der tiefstehenden Nebensonne lang gezogene Bögen nach unten beobachtet werden. Auch im August und September erreichten uns wieder zwei Berichte darüber.

Peter Krämer, Bochum

Am 11. August konnte ich auf dem Rückflug aus Fuerteventura über Nordspanien interessante Halos beobachten. In der Gegend um Bilbao erschien der 22°-Ring mit beiden Nebensonnen, dazu eine helle untere Lichtsäule mit intensivem Unterem Berührungsbogen sowie der Horizontalkreis. Von der rechten Nebensonne führte zudem ein weiterer Bogen nach unten, dahin wo die Unternebensonne stehen müsste. Diese konnte ich aber nicht beobachten.

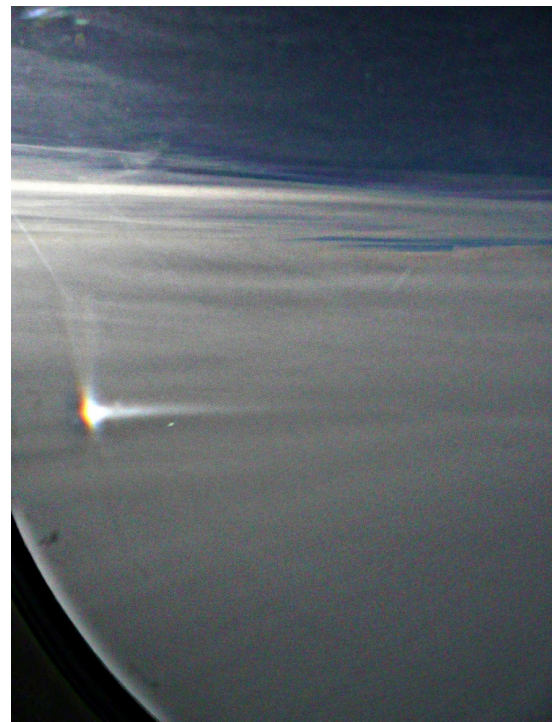


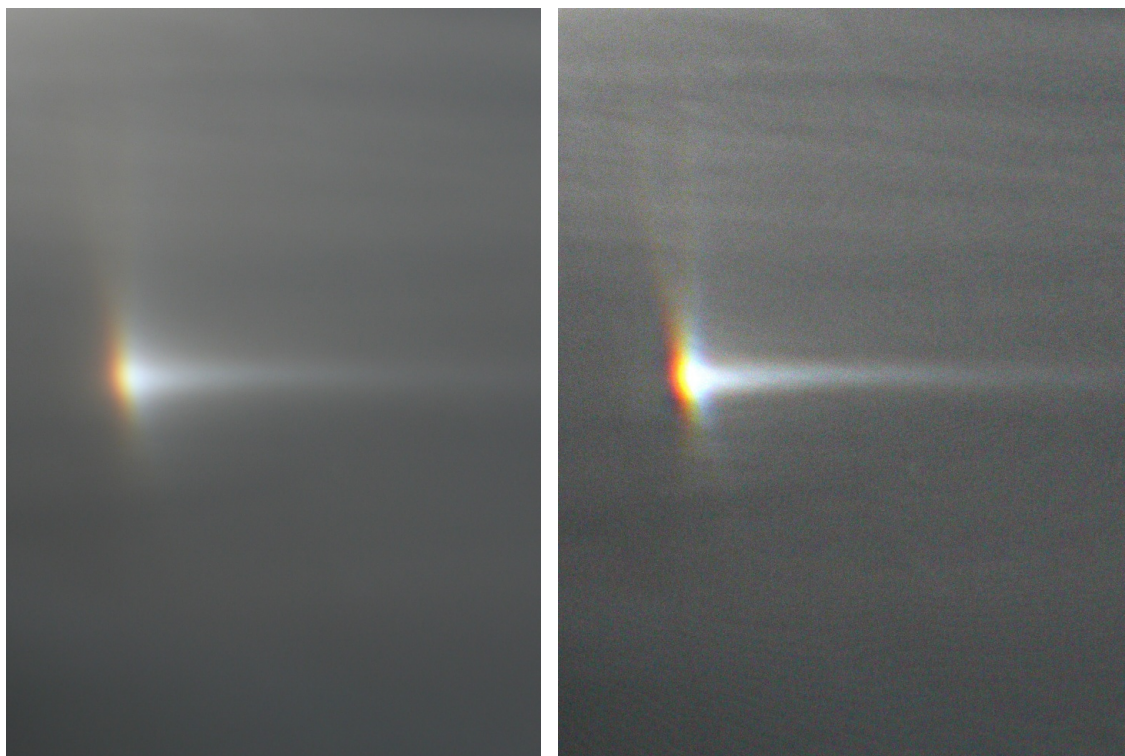
Andreas Zeiske, Woltersdorf bei Berlin

Ich flog am 14.10.2010 relativ zeitig (16.10 Uhr MEZ) zurück nach Berlin und hatte damit die Sonne und mögliche Halos in äußerst spitzem Winkel links hinter mir. Dies war sehr schade, weil ich beim nachfolgenden Schauspiel gern den Blick auf das gesamte Sonnenumfeld gehabt hätte. So richtig los ging es um 16.42 Uhr mit 22°-Ring, rechter Nebensonne mit Schweif, rechter Unternebensonne mit Schweif und rechtem Infralateralbogen.

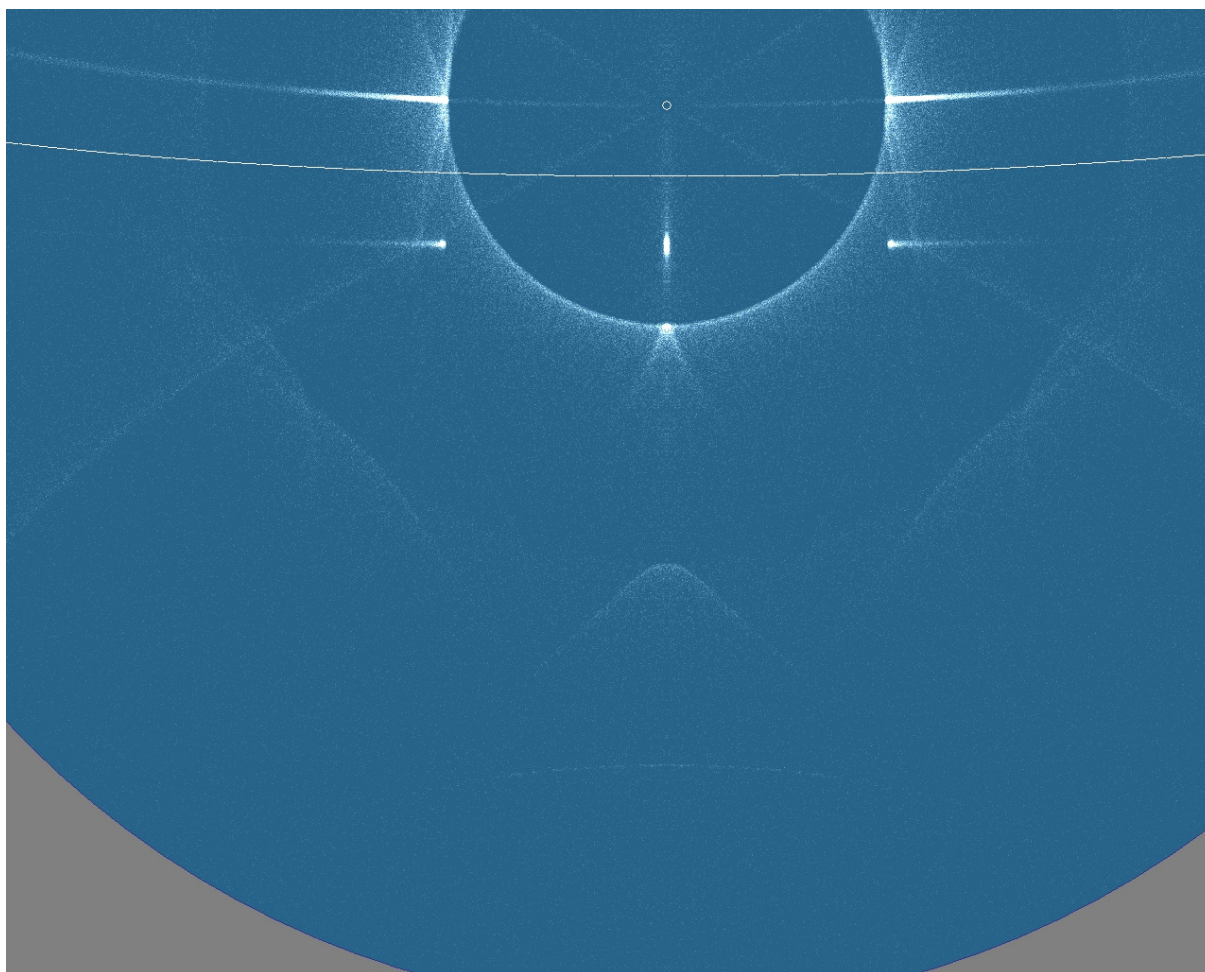


Bei jedem Flug mit Halos fasziniert mich von Neuem, dass Halos wie aus dem Nichts erstrahlen, um im nächsten Augenblick wieder komplett zu verschwinden. Doch meine Erlebnisse vom 14.09. waren bisher einmalig. In einem Augenblick war die rechte Nebensonne mit einem Stück Horizontalkreis, zu sehen, der das gesamte Blickfeld nach rechts ausfüllte. Nur 48 Sekunden später war sie komplett verschwunden und stattdessen waren eine rechte Unternebensonne in $H=3$ mit Unterhorizontalkreis in $H=2$ ebenfalls komplett nach rechts sichtbar. Noch bevor ich den Zoom eingefahren hatte (max. 2 Sekunden Exclamation) war der bis zum Tragflächenende reichende Unterhorizontalkreis wieder weg. Kurz danach bildete die Unternebensonne oben eine "Stimmgabel" aus und unten ebenfalls einen kurzen senkrechten und einen schräg fortlaufenden Bogen. Und nun bin ich am Ende mit meinem Latein. Ich vermute einmal, dass es sich um Lowitzbögen handelt, aber um welche?





Mit Lowitzkristallen lassen sich die beobachteten Bögen nicht simulieren, die Lowitzbögen verlaufen auf jeden Fall anders:



Walt Tape schreibt in seinem Buch und später auch in mehreren Publikationen in *Weather* (1972 und 1973), dass es sich um nichts anderes handelt, als die bei dieser Sonnenhöhe vertikal sehr lang gezogenen Nebensonnen, die sich in einem geraden Bogen am Horizont treffen. Der steht auch deshalb so heraus, weil die Unternebensonne unter diesen Umständen "überraschend" neben dem unter dem Horizont stehenden Teil des 22 -Grad-Rings auftaucht.

Allerdings entspricht die Simulation aus ausschließlichen Plättchenkristallen nicht den wirklichen Beobachtungen. Insofern sollte es noch irgendwelche besonderen horizontnahen Bedingungen geben, welche diese Halos hervorrufen.

Bedanken möchte ich mich bei Günther Können und Elmar Schmidt für Ihre Unterstützung beim Klärungsversuch.

Regenbögen auf der 10. Konferenz „Licht und Farbe in der Natur“

Teil 3 – Sonderformen durch inhomogene Regentropfen

*von Rainer Schmidt, Zum Lebensbaum 10, 18147 Rostock
schmidtrostock@arcor.de*

1. Einleitung

Nachdem im Teil 2 dieser Reihe gezeigt wurde, dass bereits elliptische Tropfenformen eine Vielzahl charakteristischer Kaustiken hervorbringen, sind damit die vielfältigen Möglichkeiten zur Bildung von Sonderformen in ihrer Gesamtheit noch nicht erschöpft. In beiden Teilen dieser Serie basierten die theoretischen Betrachtungen auf der Grundlage von homogenen Tropfen. Dadurch konnte der Brechungsindex als eine Konstante betrachtet werden, was die Theorie etwas „vereinfachte“. Im Teil 2 dieser Reihe kam nur ganz kurz ein ummantelter Regentropfen mit zwei unterschiedlichen Brechungsindizes in die Auswertung der Kaustiken hinzu. Im dritten und letzten Teil dieser Reihe wollen wir uns mit den optischen Erscheinungen beschäftigen, die durch inhomogene Tropfen theoretisch möglich sind. John Adam [1] präsentierte die Gradientenoptik recht ausführlich auf der Konferenz und ergänzte die Palette der theoretisch möglichen Erscheinungsformen von Regenbögen somit noch um eine weitere Gruppe.

2. Eine kurze Einführung in die Gradientenoptik

Unter der Bezeichnung Gradientenoptik werden alle optischen Prozesse zusammengefasst, die auf einer radialen Änderung des Brechungsindex (Gradientenindex) im Medium basieren. Die Gradientenoptik ist eher von technischem Interesse, da auf diese Weise Linsen ohne Krümmung hergestellt werden können. Somit ist auch eine Miniaturisierung komplexer optischer Systeme ohne Probleme möglich. Derartige Gradientlinsen befinden sich in fast allen optoelektrischen Geräten (Scanner, Kopierer usw.)

In der freien Natur verursacht der Gradientenindex (GRIN) im Allgemeinen die atmosphärische Lichtbrechung und im Speziellen ist er auch für die Luftspiegelung verantwortlich. In Flüssigkeiten entsteht der Gradientenindex auf natürliche Weise durch Temperaturunterschiede, sowie durch Konzentrationsunterschiede in wässrigen Lösungen.

Auf thermischer Basis kann ein radialer Gradientenindex entstehen, wenn ein Tröpfchen beim Durchlauf durch eine Brennkammer gleichzeitig erwärmt und verdampft wird. Hierbei kommt es noch darauf an, dass die Konvektion im Tröpfchen vernachlässigbar im Vergleich mit der Wärmeleitung ist (Adam und Laven [2]). Auf dieser oder ähnlicher Basis entwickelte Verfahren, werden als Regenbogen-

Refraktometrie und Thermometrie bezeichnet und sind eher in technisch-analytischen Bereichen wie z. B. die Pharmazie anzutreffen.

Konzentrationsunterschiede in Tröpfchen können sich unter bestimmten Bedingungen zeitweise im Prozess der Tropfenbildung und während des Tropfenwachstums einstellen. Die genauen mikrophysikalischen Vorgänge sind noch Gegenstand der Niederschlagsforschung und zu komplex, um an dieser Stelle näher darauf eingehen zu können. Zur Übersicht befindet sich in Tabelle 1 eine themenbezogene Auswahl von Flüssigkeiten mit deren Brechungsindizes. Die beiden organischen Säuren sind hauptsächlich in den Tropen als Aerosole vorhanden.

Flüssigkeit	Brechungsindex
Wasser H ₂ O (0°C)[6]	1,33346
Wasser H ₂ O (20°C)[4]	1,3330
Wasser H ₂ O (30°C)[4]	1,3319
Wasser H ₂ O (40°C)[4]	1,3306
Meerwasser (35‰ Salinität; 20°C)[3]	1,3393
Schwefelsäure H ₂ SO ₄ (25°C)[4]	1,427
Essigsäure C ₂ H ₄ O ₂ (25°C)[4]	1,370
Ameisensäure CH₂O₂ (85%ig, chemisch rein, 20°C)[5]	1,3714

Tab.: 1 – Auswahl einiger Brechungsindizes gegen Luft (Na-D-Linie, $\lambda=589,3$ nm)

Unter Umgehung der mikrophysikalischen Prozesse innerhalb eines Regentropfens sollen nun einige optische Betrachtungen aus dem Vortrag von John Adam folgen.

3. Ein strahlentheoretischer Ansatz

Die folgenden Betrachtungen beschränken sich nur auf die Ablenkung des Lichtes in einem inhomogenen Teilchen mit einem Brechungsindex als Funktion des Teilchenradius, so dass diese Prozesse mit Hilfe der geometrische Optik beschrieben werden können. Bei der Annahme von optisch inhomogenen Regentropfen folgt zwangsläufig, dass der Brechungsindex im Medium nicht konstant ist. Der Strahlengang durch den Tropfen wäre dann nicht mehr eben, sondern er wird mit der radialen Änderung des Brechungsindex zunehmend weiter abgelenkt, so dass er insgesamt gekrümmt erscheint. Die Verwendung des Begriffes Gesamtablenkung ist hier im Gegensatz zu den normalen Regenbögen nicht sinnvoll, da die Ablenkung eines Lichtstrahls durch einen Gradientenindex noch zusätzlich durch die innere Refraktion bestimmt wird. Bei den normalen Regenbögen hingegen setzt sich der Gesamtablenkungswinkel aus der Summe des Brechungswinkels beim Strahleneintrittspunkt, den inneren Reflexionswinkel(n) und den Brechungswinkel am Strahlenaustrittspunkt zusammen. Abb. 1 zeigt den Strahlenverlauf für einen Gradientenindex im Vergleich zum konstanten Brechungsindex n_0 . Im Falle gekrümmter Trajektorien kann ein Lichtstrahl je nach Struktur des Mediums zum Zentrum hin oder vom Zentrum weg abgelenkt werden (Abb. 1). Im Falle gekrümmter Trajektorien kann die Beziehung zwischen einem eintretenden und einem austretenden Lichtstrahl nicht mehr mit der Descartes-Gleichung beschrieben werden. Die Gültigkeit der Descartes-Gleichung setzt die Konstanz des Brechungsindex im Medium voraus [7]. Aus Abb. 1 sind beide Gleichungen für die Ablenkung θ ersichtlich [7].

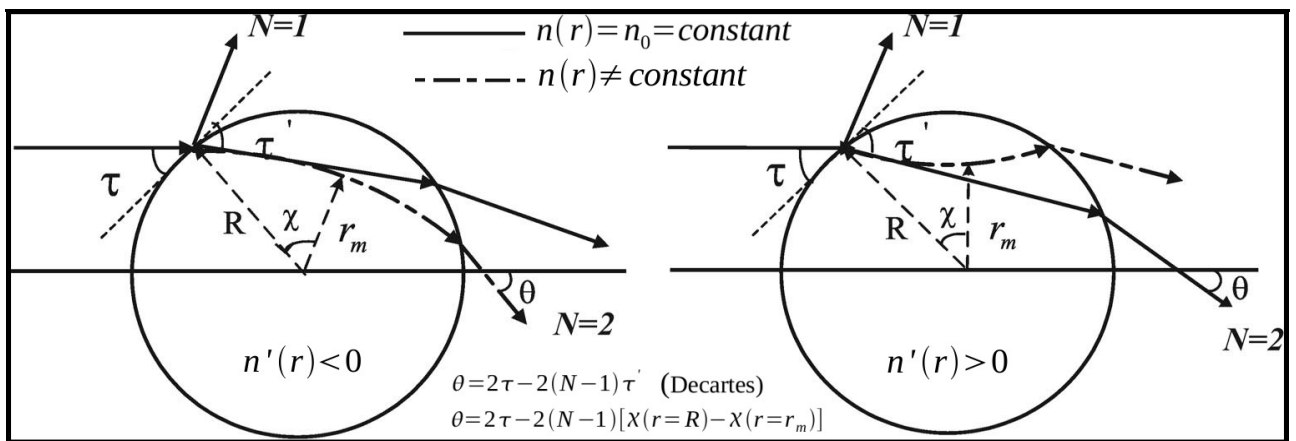


Abb.: 1¹⁾ – Strahlengänge innerhalb eines kugelsymmetrischen Mediums für einen Gradientenindex und den konstanten Brechungsindex [1]. Für $n'(r)=n_0=\text{constant}$ ist $n'(r)=0$. $N=1$ äußere Reflexion; $N=2$ direkte Transmission; r_m aus [7] entspricht $n(r)$ nach Adam [1].

Bei der Berechnung von θ für einen gekrümmten Strahlenverlauf benötigt man eine Funktion, die den Betrag des Brechungsindex in Abhängigkeit vom Radius beschreibt. Genau an dieser Stelle liegt das Problem. Die gesuchte Funktion $n(r)$ wird von den inneren chemischen und mikrophysikalischen Eigenschaften eines Tropfen bestimmt. Wie oben schon angedeutet, besteht hier noch ein erheblicher Forschungsbedarf und eine einigermaßen brauchbare Näherung dürfte dann auch noch sehr komplex sein.

In diesem Fall gibt es jedoch mathematische Verfahren, die es ermöglichen, durch spezielle Definitionen eine Menge von Lösungen für $n(r)$ abzuleiten. John Adam [1] nutzt hier ausgehend von der geometrischen Optik die Differentialgleichungen der Lichtstrahlen [8]. Als geometrische Tropfenform wählt er für diese Präsentation die Kugelsymmetrie, da hier die Formel von Bouguer gilt. Definitionen und Ausgangsbedingungen sind zusammenfassend und schematisiert in Tab. 2 angegeben. Durch die Formel von Bouguer erhalten wir von der elementaren Geometrie aus betrachtet einen expliziten Ausdruck für Strahlen in einem kugelsymmetrischen Medium Tab.2, 3.). Wenn (r, θ) die Polarkoordinaten einer ebenen Kurve sind, dann ist θ der Winkel zwischen dem Radiusvektor r zu einem Punkt P auf der Kurve. Die Tangente am Punkt P ist jetzt durch den Sinus des Winkels Φ gegeben [8], siehe (Tab.2, 3.) und (Tab. 2, 3.1.). Aus der Änderung dieses Winkels (Φ) wird anschließend der Ablenkwinkel $D(i)$ eines unter dem Einfallswinkel i eingehenden Lichtstrahls bestimmt.

Das Fermatsche Prinzip bietet eine weitere Möglichkeit sich dem Problem zu nähern und lautet in moderner Fassung und auf dieses Problem angewendet: *Ein Lichtstrahl muss bei der Transmission durch ein inhomogenes kugelsymmetrisches Medium von Punkt $r = 0$ bis $r = 1$ eine optische Weglänge durchlaufen, die stationär ist zur Änderung des Weges.* John Adam [1] formuliert das Fermatsche Prinzip in der allgemeinen Form eines Variationsprinzips (Tab. 2, 4.), weil man so die Extremale einer unbekanntenen Funktion $n(r)$ untersuchen kann. In der allgemeinen Form des Variationsprinzips ist ds das Linienelement. Gesucht wird in diesem Fall eine Funktion $n(r)$, welche mindestens einen stationären Wert der Form $dn/dr = 0$ hat. Stationär bedeutet hier, dass die Änderung dieser Funktion gleich Null sein soll. Ein solcher Wert kann entweder ein Maximum, ein Minimum oder ein Wendepunkt mit einer horizontalen Tangente sein. Wie schon durch Li, Han, Li und Jiang [7] (Abb. 1) festgestellt, kann der Ablenkwinkel θ hier nicht mehr nach dem Descartes – Verfahren bestimmt werden. Er ist damit zwangsläufig auch eine Funktion von r , so dass man unter der Bedingung $\theta = \theta(r)$ aus der Formel von Bouguer (Tab.2, 3.) das spezielle Variationsprinzip erhält (Tab.2, 4.).

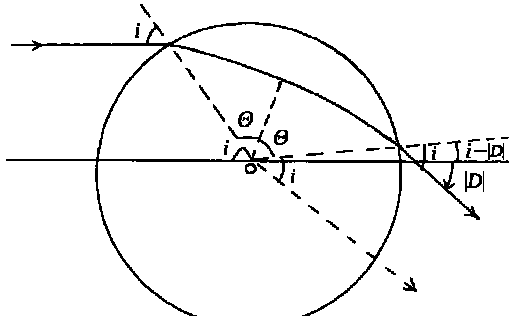
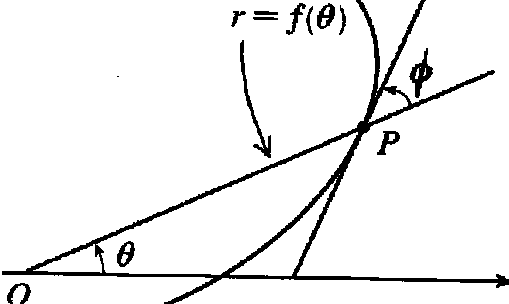
1. Definitionen:

i : Einfallswinkel

r : radialer Abstand in der Einheitskugel $0 \leq r \leq 1$

$D_0(i)$: Ablenkung von Strahlen (direkte Transmission)

$D_1(i)$: Ablenkung von Strahlen (eine innere Reflexion)

<p>2. Kugelsymmetrie: Es gilt: $n(r)r \sin \phi = \text{constant}$; $r = \vec{r}$: Abstand vom Ursprung (Punkt auf dem Strahl); $n(r)$: Brechungsindex (Gradientenindex); ϕ: Winkel zwischen \vec{r} und Tangente zum Strahl am Punkt P.</p>	 <p>1.1.</p>
<p>3. Bouguer's Formel: $r n(r) \sin \phi = \text{constant}$ [8] $\sin \phi = \frac{r(\theta)}{\sqrt{r^2(\theta) + (dr/d\theta)^2}}$ θ: Polarwinkel eines Punktes auf dem Strahl</p>	 <p>3.1. O</p>
<p>4. Fermat's Prinzip: allgemein: $\delta \int n(\vec{r}) ds = 0$, speziell: wenn $\theta = \theta(r)$, dann folgt: $\delta \int n(r) \left[1 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dr} \right)^2 \right]^{1/2} dr = 0$</p>	<p>5. Direkte Transmission: $D_0(i) = 2i - \pi + 2\Theta$</p> <p>6. Eine innere Reflexion: $D_1(i) = 2i - \pi + 4\Theta$</p>
$D_0(i) = 2i - \pi + 2 \sin i \int_{r_c(i)}^1 \frac{dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \sin^2 i}}$	$D_1(i) = 2i - \pi + 4 \sin i \int_{r_c(i)}^1 \frac{dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \sin^2 i}}$
wenn $r_c(i)^2 n^2(r_c(i)) - \sin^2 i = 0$, dann folgt:	
$D_0(i) = 2i - \pi + 2 \sin i \int_r^1 \frac{dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \sin^2 i}}$	$D_1(i) = 2i - \pi + 4 \sin i \int_r^1 \frac{dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \sin^2 i}}$
$n(r) = n_0 = \text{constant}$:	
$D_0(i) = 2i - \pi + 2 \left(\frac{\pi}{2} - r \right) = 2i - 2r(i)$	$D_1(i) = 2i - \pi + 4 \left(\frac{\pi}{2} - r \right) = 2i + \pi - 4r(i)$

Tab.: 2 – Strahlentheoretische Entwicklung von $D_0(i)$ und $D_1(i)$ für ein kugelsymmetrisches und inhomogenes Medium nach Adam [1], schematisch.

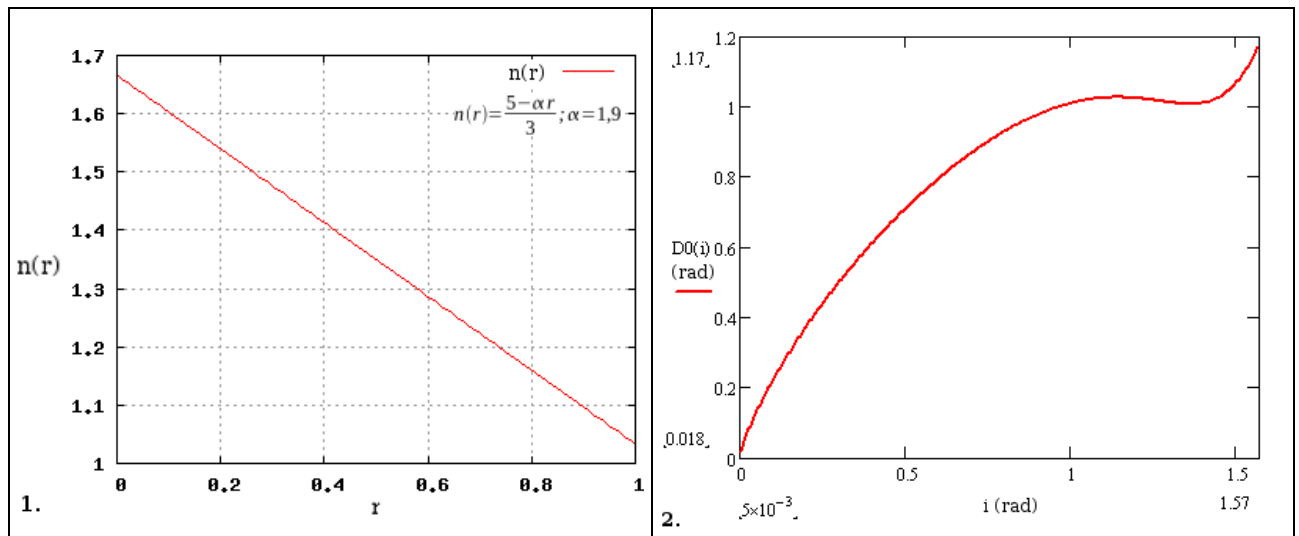
Aus diesem speziellen Variationsprinzip entwickelt John Adam [1] die Gleichungen zur Beschreibung der Ablenkung der Strahlen, einmal für die direkte Transmission ($D_0(i)$, Tab.2, 5.) durch ein transparentes kugelsymmetrisches Medium und zum anderen für eine innere Reflexion im Medium ($D_1(i)$, Tab.2, 6.). Der Fall ($D_1(i)$, Tab.2, 6.) ist uns bereits bekannt. Hierbei handelt es sich um den Regenbogen erster Ordnung, allerdings mit einem gekrümmten Verlauf der Strahlen im Medium. Eine strahlentheoretische Näherung des primären Regenbogens unter den Bedingungen eines Gradientenindex wurde bereits von John Adam und Philip Laven [2] gegeben. Die Gleichungen für einen konstanten Gradientenindex (Brechungsindex) stellen sich hier als Spezialfälle der allgemeinen Gleichungen für $n(r)$ dar, siehe (Tab.2, 5.) und (Tab.2, 6.).

Wir haben jetzt zwar die allgemeinen Gleichungen für die Ablenkung in einem inhomogenen Medium für die beiden Fälle $D_0(i)$ und $D_1(i)$, aber immer noch keine Funktion die das Verhalten des Brechungsindex in Abhängigkeit vom Radius beschreibt. Über eine Verhaltensanalyse nach der Störungstheorie lassen sich eine Menge von Beziehungen für $n(r)$ finden. Wird ein System schwach gestört, so untersucht die Störungstheorie die Abweichungen der Eigenwerte und Eigenfunktionen von denen des ungestörten Systems. John Adam [1] geht in seiner Präsentation nicht auf die Störungsanalyse ein und diskutiert dafür ausgewählte und interessante Beispiele aus der Menge der Funktionen für $n(r)$. Eine Störungsanalyse bezogen auf den Strahlengang für inhomogene Regentropfen findet man unter Punkt 4 bei John Adam und Philip Laven [2]. Wir wollen der Linie des Vortrages [1] folgen und gehen nicht weiter auf diese

Problematik ein. Statt dessen werden die folgenden Profile für $n(r)$ als gegeben hingenommen und wir schauen uns dazu die entsprechenden Grafiken an.

4. Regenbögen 0. und 1. Ordnung unter dem Einfluss eines Gradientenindex

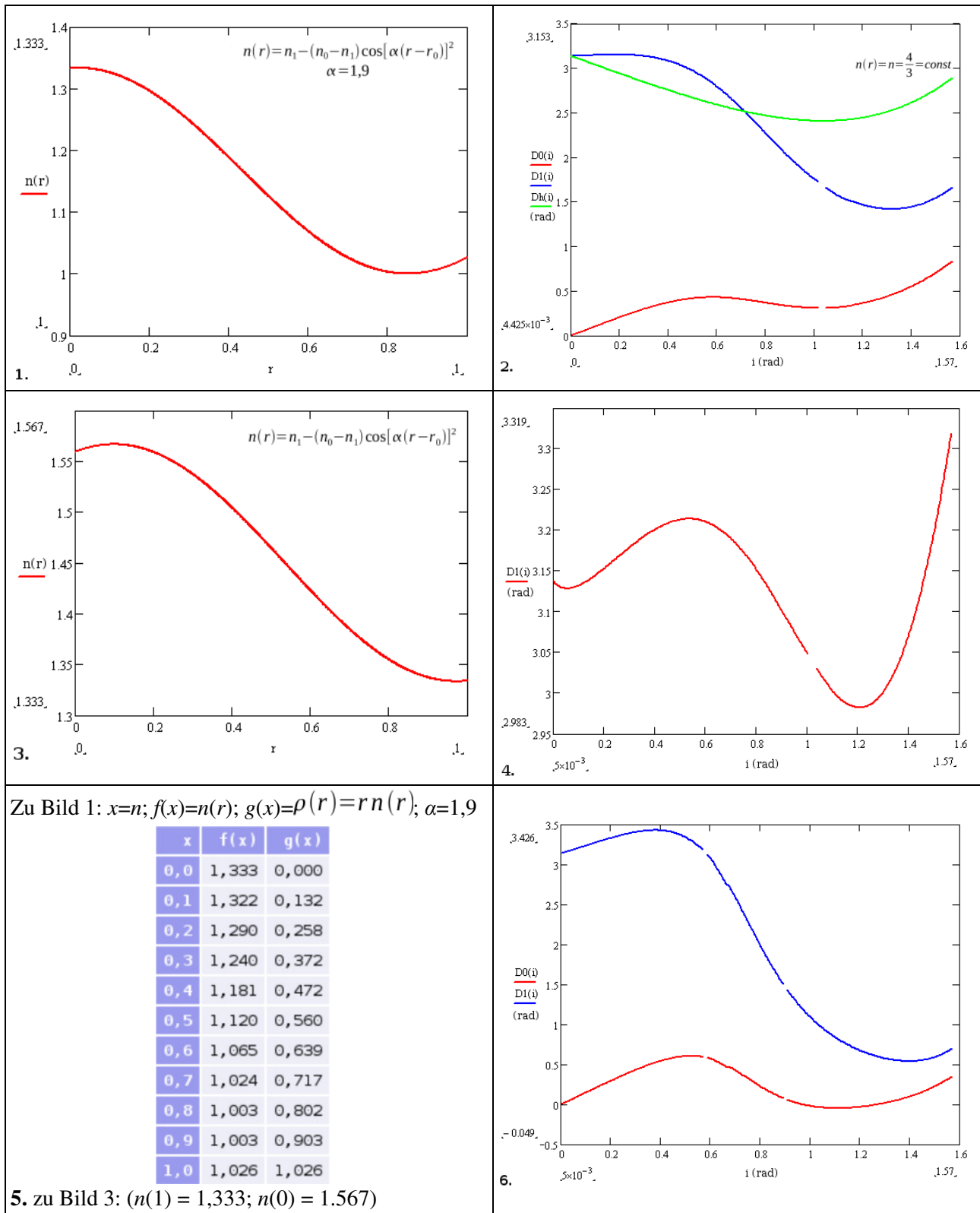
Eine Diskussion der Funktionen für $n(r)$ ist hier notwendig, da diese nicht direkt bestimmt werden konnten, sondern über den „Umweg“ Variationsprinzip und anschließender Störungsrechnung hervorgegangen sind. Man erhält so eine Menge mathematischer Lösungen, welche einzelne Funktionen enthalten kann, die in der physikalischen Interpretation als unrealistisch erscheinen, wohl aber Bestandteil der Lösungsmannigfaltigkeit sind. Es geht nun darum physikalisch unrealistische Lösungen zu finden um diese zu verwerfen und physikalisch realistische Funktionen für weitere Betrachtungen zu verwenden. Dazu schauen wir uns nun einige Profile des Gradientenindex $n(r)$ und das entsprechende Verhalten der Ablenkung der beide Fälle $D_0(i)$ und $D_1(i)$ als Funktion des Einfallswinkels i an.



Tab.: 3¹⁾ – Profil $n(r)=(5-\alpha r)/3$, $\{n(0) = 1,666, n(1) = 1,03\}$ für die Ablenkung $D_0(i)$ in rad, nach J. Adam [1]

Das erste Profil für $n(r)$ (Tab.3, 1.) setzt mit einem Wert von $n(0) = 5/3$ im Zentrum eines inhomogenen Tropfens ziemlich hoch an. Dieser Wert ist für flüssige Niederschlagsformen ungewöhnlich hoch (siehe Tab. 1) und der Betrag erfüllt eher die optischen Anforderungen an Kunststoffgläser für Brillen. Das Profil von $n(r)$ zeigt einen linear abfallenden Verlauf bis auf $n(1) \approx 1,033$ ab, wobei dieser Betrag zu klein ist für Flüssigkeiten und wässrige Lösungen natürlichen Ursprungs. Für irgendwelche möglichen diffusen Übergänge zwischen Tropfen und Umgebung ist $n(1)$ in diesem Fall zu groß. Die Funktion $D_0(i)$ (Tab.3, 2.) zeigt im Intervall $0 < i < 0,5$ rad ($0,5$ rad $\approx 28,6^\circ$) einen steilen Anstieg, wird dann flacher, und steigt ab $i > 1,4$ rad $\approx 80,2^\circ$ erneut steil an. Bei einem Einfallswinkel von $i = 1,57$ rad $\approx 90^\circ$ beträgt die Ablenkung $D_0(i) = 1,17$ rad $\approx 67^\circ$. Dieser Fall ist sowohl vom Indexprofil als auch vom daraus resultierenden Verhalten der Funktion $D_0(i)$ unrealistisch. Eine Abweichung von 67° für einen Strahlengang ohne innere Reflexion kommt unter natürlichen Bedingungen kaum vor.

Eine weitere Klasse von Indexprofilen mit den Abbildungen zum Verhalten der Ablenkung als Funktion eines einfallenden Lichtstrahls ist in Tab. 4. dargestellt. Die Graphen von $n(r)$ zeigen bei veränderten Parametern definitionsgemäß den Verlauf einer deformierten Kosinusfunktion.

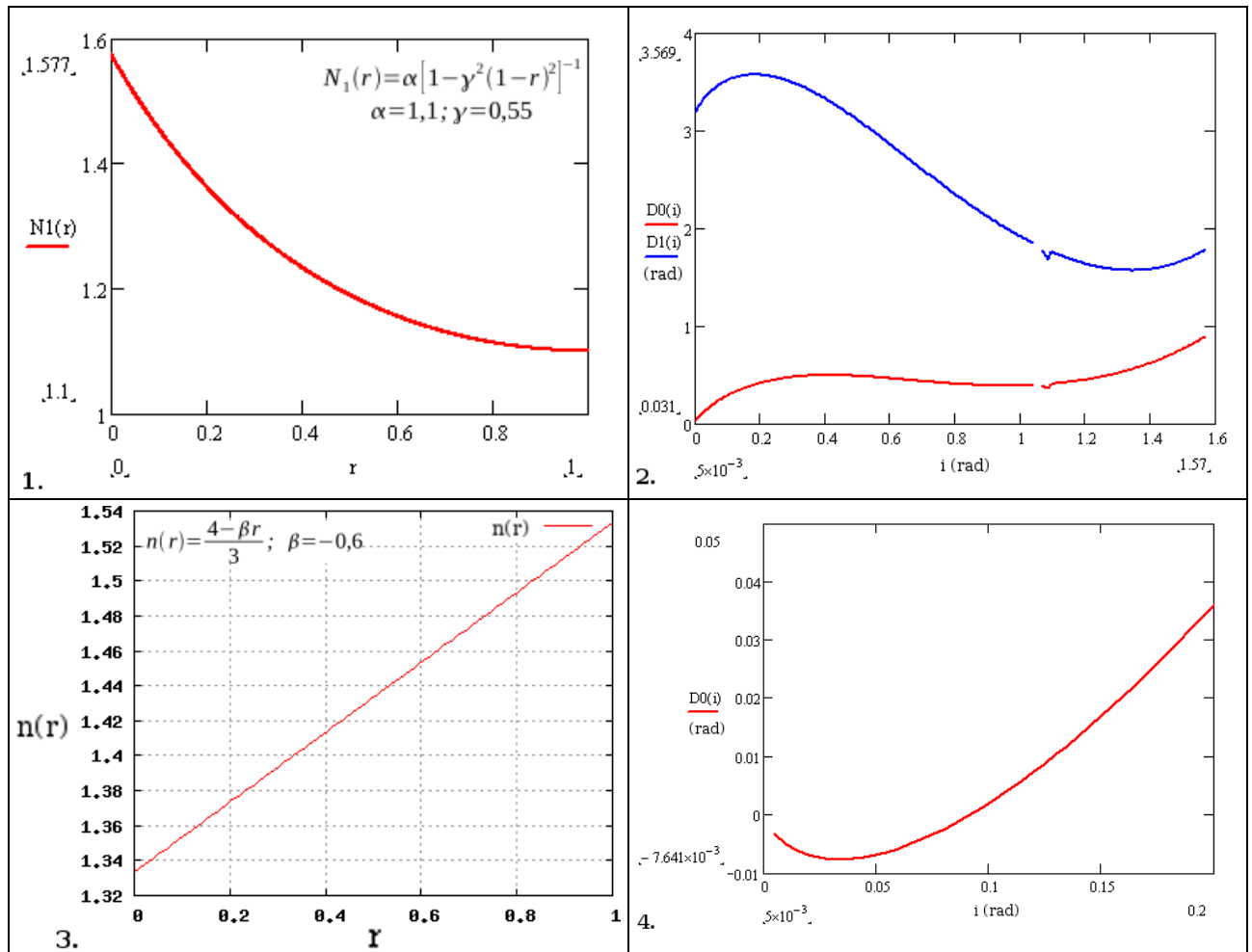


Tab.: 4¹⁾ – Indexprofil $n(r) = n_1 - (n_0 - n_1) \cos[\alpha(r - r_0)]^2$ und Ablenkung $D_0(i)$ und $D_1(i)$ in rad, nach J. Adam [1]

Das Ausgangsprofil zeigt für $n(0) = 4/3$ einen Wert als Maximum, welcher schon sehr nahe am Brechungsindex des Wassers liegt (Tab. 1). Das Minimum dieser Krurve befindet sich mit $n(r)_{\min} = 1,0$ bei etwa $r = 0,82$. Insgesamt ist dieses Profil so angelegt, dass das Maximum bei $r = 0$ auf Kosten der äußeren Regionen des Mediums überhöht ist (vergleiche dazu Werteliste Tab. 4, 5.). Auf der rechten Seite (Tab.4, 2.) befindet sich die Grafik für $D_0(i)$ und $D_1(i)$. Die Extremwerte für $D_1(i)$ von $3,153 \text{ rad} \approx 180,7^\circ$ und etwa $1,4 \text{ rad} \approx 80,2^\circ$ zeigen einen doppelten Regenbogen erster Ordnung. Zur Orientierung ist in dieser Grafik auch die Ablenkung für einen konstanten Brechungsindex $n = 4/3$ ($D_h(i)$) als grüne Kurve ein-

gezeichnet. Ein doppelter Regenbogen nullter Ordnung ergibt sich ebenfalls aus $D_0(i)$ bei ca. 23° und 46° . $D_0(i)$ hat für $i \approx 57,3^\circ$ noch ein weiteres lokales Minimum (ca. 17°), welches aufgrund des geringen Winkelabstandes vom ersten Maximum nicht sicher als weiteren Bogen gewertet werden kann. Unter realen Bedingungen dürfte unter Berücksichtigung aller Unsicherheiten dieses Minimum vom ersten Maximum überlagert werden. Beim Betrachten der Grafik fällt sofort auf, dass die Kurve von $D_0(i)$ wesentlich flacher verläuft als die von $D_1(i)$. Der Grund hierfür liegt der geringeren Ablenkung vom Eintritt bis zum Austritt, da der Strahlengang für den Regenbogen nullter Ordnung keine innere Reflexion hat. Die Ablenkung wird hier nur durch die Refraktion verursacht.

Das gleiche Indexprofil, allerdings mit leicht veränderten Parametern ist in Tab. 4, 3. zu sehen. Leider hat John Adam [1] die Parameter nicht angegeben, so dass hier nur allgemeine Aussagen möglich sind. Die Kurve (Tab. 4, 3.) zeigt einen insgesamt höheren Gradientenindex, wobei das Maximum mit einem Wert von 1,577 schon wieder sehr hoch ist. Das Minimum erreicht mit einem Betrag von 1,333 bei etwa $r = 0,9$ wieder eine realistische Größenordnung. Obwohl der Gradient in Tab. 4, 3. im Mittel nur etwa um 0,3 höher ist im Vergleich zum Gradienten in Tab. 4, 1., zeigt die entsprechende Kurve für die Ablenkung $D_1(i)$ (Tab. 4, 4.) deutliche Extrema, was in diesem Fall einen dreifachen Regenbogen 1. Ordnung bedeuten würde. Dieses Beispiel zeigt weiterhin, dass die Lichtablenkung sensibel auf eine Änderung des Gradientenindex reagiert.



Tab.: 5¹⁾ – Indexprofile $N_1(r) = \alpha [1 - \gamma^2 (1-r)^2]^{-1}$; $n(r) = (4 - \beta r)/3$ sowie Ablenkung $D_0(i)$ und $D_1(i)$ in rad nach J. Adam [1]

Eine weitere leichte Veränderung der Parameter im Gradientenindex führt ebenfalls zu einem doppelten Regenbogen 1. Ordnung und einen doppelten Regenbogen 0. Ordnung (Tab. 4, 6.). Zu diesem Fall hat John Adam [1] weder die entsprechenden Parameter noch das grafische Indexprofil angegeben.

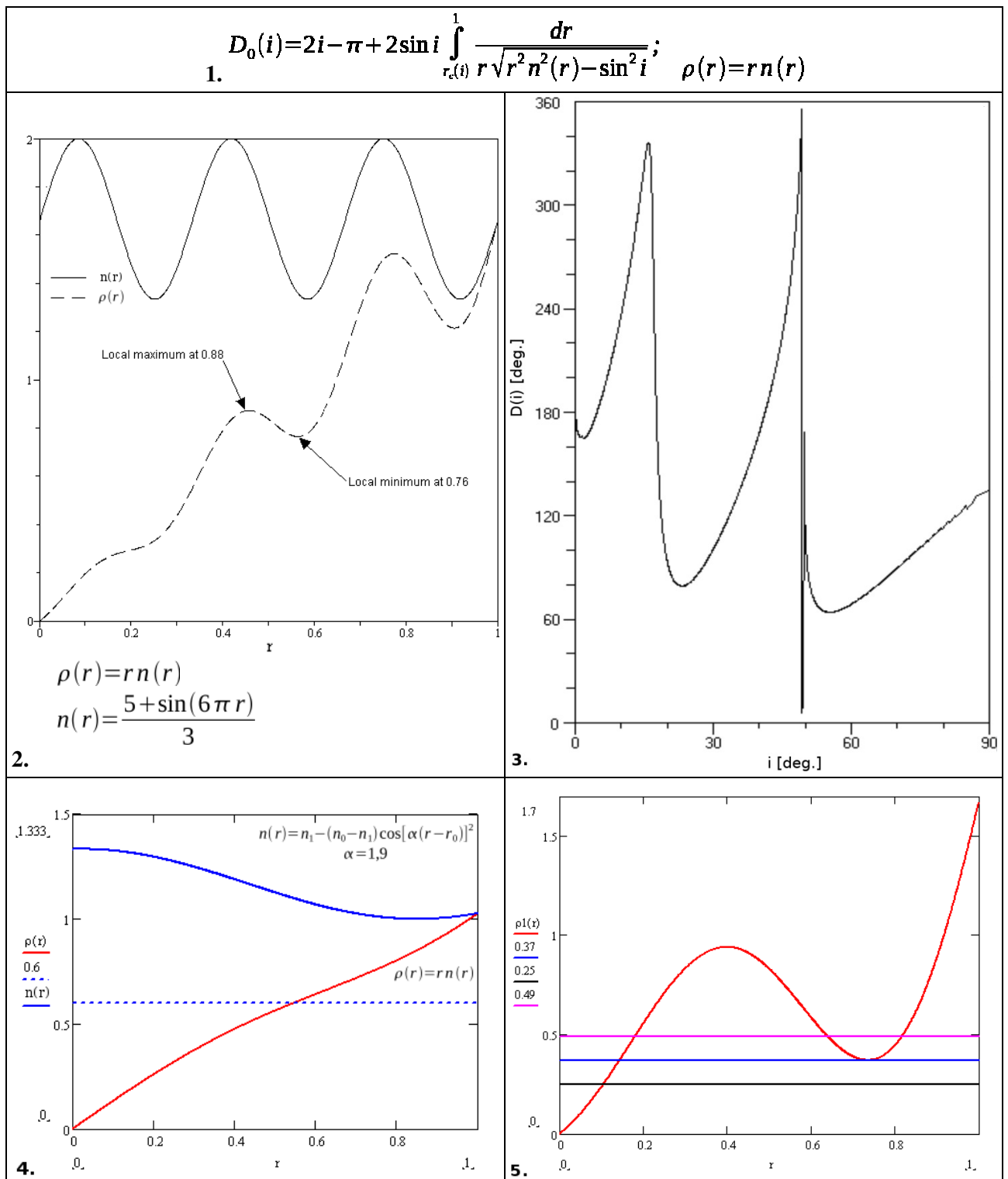
Zwei weitere Indexprofile befinden sich in Tab. 5, wobei das erste Profil mit einem Maximum von $n(0) = 1,577$ wieder sehr hoch ansetzt und dann auf $n(1) = 1,1$ abfällt (Tab. 5, 1.). Dieses Profil lässt theoretisch wieder einen flachen Zwillingregenbogen nullter Ordnung und einen gut ausgebildeten doppelten Regenbogen erster Ordnung entstehen (Tab. 5, 2.). Das letzte zu besprechende Profil (Tab. 5, 3.) zeigt wieder ein lineares Verhalten. Im Gegensatz zum Profil in Tab. 3, 1. liegt hier das Minimum mit $n(0) = 4/3$ im Zentrum des Mediums. Der Brechungsindex wächst dann monoton auf ein Maximum von $n(1) = 1,53$ an. Das entsprechende Ablenkverhalten eines Strahls $D_0(i)$ (Tab. 5, 4.) weist ein Minimum auf, welches noch innerhalb der Sonnen- und Mondscheibe liegen würde. Genau wie der Graph von $D_0(i)$ in Tab. 3, 2. ist diese Kurve insgesamt viel zu steil für einen Regenbogen nullter Ordnung. Dieses Profil können wir ebenfalls getrost verwerfen.

Eine weitere Möglichkeit zur Diskussion von ausgewählten Fällen aus der Lösungsmannigfaltigkeit bietet die Untersuchung von Singularitäten in den Strahlengängen. Dazu schauen wir uns zuvor das Indexprofil (Tab. 6, 2.) und den entsprechen Strahlengang (Tab. 6, 3.) an. Zur besseren Darstellung des Indexprofils wird zusätzlich zu der bereits bekannten Funktion $n(r)$ noch die Gleichung $\rho(r) = rn(r)$ (siehe Tab. 7, 8.) als Funktion zur Bestimmung der Wende- und Umkehrpunkte für einen einfallenden Lichtstrahl ohne Berücksichtigung der inneren Reflexion definiert (Tab. 6, 1.). Auffällig in (Tab. 6, 3.) sind die mehrfachen Extremwerte und das scheinbar singuläre Verhalten in der Nähe von $i \approx 49,5^\circ$ in Verbindung mit dem kleinsten Minimum von $\rho(r) = \arcsin(0,76) \approx 49,5^\circ$. Die Funktion $\rho(r)$ hat ein lokales Maximum bei $\rho(r)_{\max} = 0,88$ und ein lokales Minimum bei $\rho(r)_{\min} = 0,76$ (Tab. 6, 2.). Für die folgenden Betrachtungen ist das Intervall $0 \leq \rho \leq 1$ von besonderem Interesse, da der Umkehrpunkt von ρ durch die Gleichung $\rho(r) = \sin(i)$ definiert ist. Somit ist die vertikale Achse (Tab. 6, 2.) gleichbedeutend mit $\sin(i)$ soweit ρ davon betroffenen ist. Bei einem Einfallswinkel i von 0° bis 90° bewegt sich der Strahl innerhalb des kugelsymmetrischen inhomogenen Mediums, bis er auf den Umkehrpunkt ρ trifft und dort abgelenkt wird [2]. In unserem Fall (Tab. 6, 3.) beträgt die Ablenkung $D(i)$ für das lokale Minimum $\rho(r)_{\min} = 0,76$, $i \approx 49,5^\circ$, $D(i) \approx 340^\circ$ und für $\rho(r)_{\max} = 0,88$, $i \approx 50,4^\circ$ beträgt $D(i) \approx 170^\circ$. Das bedeutet, die scheinbare Singularität in (Tab. 6, 3.) entsteht durch die große Differenz von $D(i) = 170^\circ$ zwischen $\rho(r)_{\min}$ und $\rho(r)_{\max}$. Ein Lichtstrahl kann unter diesen Bedingungen nicht weiter in das Medium eindringen und verhält sich ähnlich einer Maximalablenkung. Das Profil (Tab. 6, 5.) ist dem von (Tab. 6, 2.) ähnlich und wurde nur zur Erläuterung der folgenden theoretischen Betrachtungen hier eingeführt, da es einfacher und leichter zu handhaben ist. Hierbei handelt es sich also um eine vereinfachte Funktion, welche für alle weiteren Betrachtungen zur Singularität als „Modellfunktion“ dienen soll. Zum besseren Vergleich zwischen zwei grundsätzlich verschiedenen Indexprofilen ist hier noch jenes aus (Tab. 4, 1.), um die Funktion $\rho(r)$ vervollständigt (Tab. 6, 4.), hinzugefügt worden.

Wie ist dieses singuläre Verhalten nun zu erklären? Dazu werfen wir einen Blick in Tab. 7. Dort betrachten wir das Intervall $I(i)$ in den Grenzen von $r_c(i)$ bis 1 (Tab. 7, 1.), wieder bezogen auf die Einheitskugel (Tab. 2, 1.). Ist der Anstieg einer beliebigen Funktion des Indexprofils $rn(r)$ ungleich Null, so zeigt die Funktion ein monotonen Verhalten (siehe Tab. 7, 2., Tab. 7, 4. und Tab. 7, 6.). Ist dieser Anstieg aber gleich Null, so ist der Verlauf von $\rho(r) = rn(r)$ nicht mehr monoton, sondern er führt in eine logarithmische Singularität (siehe Tab. 7, 3., Tab. 7, 5. und Tab. 7, 7.). In der Streutheorie ist diese logarithmische Singularität mit dem Phänomen des Orbits verbunden. Ein Extremum der Funktion $\rho(r) = rn(r)$ für $n'(r) = -[n(r_c)/r_c] < 0$ (siehe Abb. 1) tritt dann auf, wenn $n(r)$ entweder ein lokales Minimum bei $r = r_m > r_c$ besitzt, oder $n(r)$ monoton auf einen konstanten Wert von r steigt.

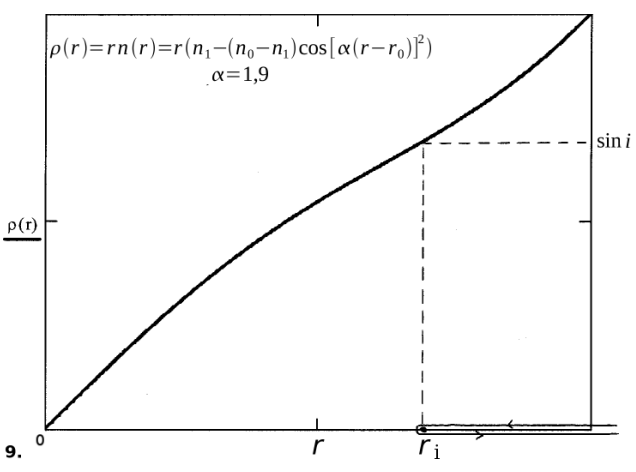
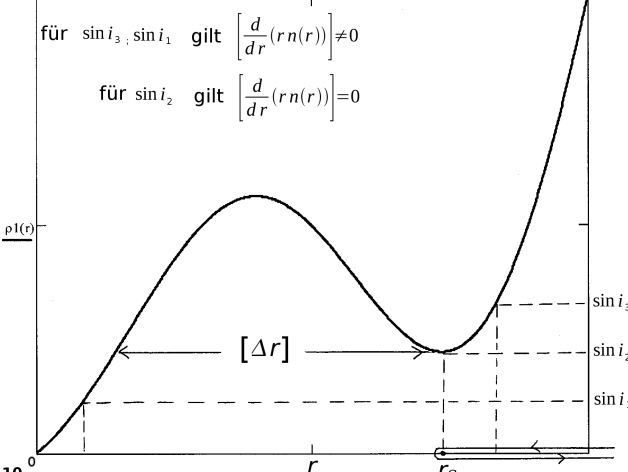
Das Indexprofil (Tab. 6, 4.) zeigt im gesamten Intervall $0 \leq r \leq 1$ ein monotonen Verhalten, während die „Modellfunktion“ (Tab. 6, 5.) nicht monoton ist, da sie im gleichen Intervall ein Maximum und ein Minimum aufweist.

Beide Möglichkeiten der Strahlenablenkung sind in den Abbildungen (Tab. 7, 9. und Tab. 7, 10.) schematisch dargestellt. Diese schauen wir uns nun genauer an.



Tab.: 6¹⁾ – Singuläres Verhalten der Strahlen für ein nicht monotonen Indexprofil $n(r)=[5+\sin(6\pi r)]/3$ und $\rho(r)=rn(r)$ (2. und 3.) und ein allgemeiner Vergleich zwischen einem monotonen (4.) und nicht monotonen (5.) Indexprofil nach J. Adam [1].

Der einfachere Fall wird durch die Monotonie eines Gradientenindex beschrieben (Tab. 7, 9.). Wenn i zunimmt, nimmt auch r zu und verändert sich wie eine Funktion von i , zuerst langsam und später schneller, weil der Anstieg von ρ sich weiter abflacht, bis der Wendepunkt r_i erreicht ist. Der Wendepunkt r_i ist vorhanden wenn die zweite Ableitung von ρ gleich Null und die dritte Ableitung von ρ ungleich Null ist. J. Adam [1] hat den Wert dieses Wendepunktes mit 0,6 bestimmt und er ist in Tab. 6, 4. eingezeichnet und Tab. 7, 9. symbolisch hervorgehoben.

$1. \quad I(i) = \int_{r_c(i)}^1 \frac{dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \sin^2 i}}; \quad r_c(i)^2 n^2(r_c(i)) - \sin^2 i = 0$	
$2. \quad \left[\frac{d}{dr}(rn(r)) \right] \neq 0$	$3. \quad \left[\frac{d}{dr}(rn(r)) \right] = 0$
$4. \quad I = \int \frac{dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \sin^2 i}} \rightarrow (r - r_c)^{1/2} \rightarrow 0$	$5. \quad I = \int \frac{dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \sin^2 i}} \rightarrow \ln r - r_c \rightarrow -\infty$
$6. \quad r \rightarrow r_c^+, \text{ monoton}$	$7. \quad r \rightarrow r_c, \rho = rn(r) \text{ ist nicht monoton}$
$8. \quad \int_{\bar{r}}^1 \frac{dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \sin^2 i}} = \int_{\bar{r}}^1 \frac{dr}{r \sqrt{\rho^2(r) - \sin^2 i}}$	
 <p>9.</p>	 <p>10.</p>
$11. \quad D_1(i_c) = 2 \arccos \left[\frac{1}{n^2} \left(\frac{4 - n^2}{3} \right) \right]^{3/2} \equiv (3 - \sqrt{5})\pi \Rightarrow n = \frac{2}{\left[1 + 3 \cos \left(\left[\frac{3 - \sqrt{5}}{2} \right] \pi \right) \right]^{1/2}}$	

Tab.: 7¹⁾ – Vergleich der zwei unterschiedlichen Indexprofile mit Darstellung des Wendepunktes r_i und des Umkehrpunktes (logarithmischen Singularität) r_c , sowie der konstanten Strahlenablenkung $D_1(i_c)$ nach J. Adam [1].

Etwas komplizierter wird die Sache im Falle eines nicht monotonen Verhaltens der Funktion des Gradientenindex $\rho(r) = rn(r)$ (Tab. 7, 10.), bezogen auf das gesamte Intervall. In dieser Grafik sind drei individuelle Strahlengänge eingezeichnet. Im ersten Fall ($\sin i_1$) erreicht der Strahl einen Punkt auf der Kurve an dem das Verhalten monoton steigend ist, aber er trifft nicht auf einem Wendepunkt r_i , so dass der Strahl seinen Weg fortsetzen kann. Im Falle von $\sin i_2$ trifft der Strahl tangential auf ein Minimum, welches nach Tab. 7, 5. in die logarithmische Singularität führt. Das Minimum ist dadurch gekennzeichnet, dass die erste Ableitung von $\rho(r) = rn(r)$ gleich Null und die zweite Ableitung dieser Funktion größer Null ist. Wir bezeichnen r_c hier als Umkehrpunkt um Verwechslungen mit dem mathematischen Begriff „Wendepunkt“ zu vermeiden. Wie bereits oben angedeutet, kann der Strahl nicht weiter in das Medium vordringen, denn er wird um den Bereich Δr herumgeführt. Siehe dazu die scheinbare Singularität am lokalen Minimum in Tab. 6, 3.. Der dritte Fall ($\sin i_3$) ist dem ersten Fall ($\sin i_1$) wieder sehr ähnlich, da an diesem Punkt weder ein Minimum noch ein Wendepunkt vorhanden ist. Auch hier ist der Graph an diesem Punkt wieder monoton steigend. Die drei besprochenen Fälle sind in Tab. 6, 5. ebenfalls dargestellt und die entsprechenden Werte können an der Ordinate abgelesen werden.

J. Adam [1] geht in seinen weiteren Ausführungen auf die Bedeutung der logarithmischen Singularität in anderen Teilgebieten der Physik ein, z. B. auf die Interpretation als Potentialwall. Diesen Ausführungen wollen wir nicht weiter folgen, da wir uns in dieser Reihe auf die Regenbögen spezialisiert haben. Am

Schluss seine Ausführungen präsentierte J. Adam [1] noch ein weiteres, sowohl interessantes als auch verblüffendes Ergebnis für die Ablenkung eines Strahles $D_1(i)$ am Umkehrpunkt $D_1(i_c)$ (Tab. 7, **11**). Er identifiziert diesen Ablenkwinkel mit $(3 - \sqrt{5})\pi$ rad, einem aus dem Goldenen Schnitt abgeleiteten Goldenen Winkel von $\approx 137,5^\circ$. Den Brechungsindex an diesem Punkt bestimmt er mit $n \approx 1,38438$, welcher auch plausibel erscheint. Verblüffend an diesem Ergebnis ist, dass der in der freien Natur verbreitet anzutreffende Goldene Schnitt auch hier auftritt. In Anlehnung an den Goldenen Schnitt bezeichnet J. Adam [1] diesen speziellen Regenbogen als den „Goldenen Regenbogen“.

In seiner Präsentation hat J. Adam eine elegante Lösung aus der Gradientenoptik vorgestellt, welche die Formenvielfalt der theoretisch möglichen Regenbögen weiter erhöht. Die Existenz des Regenbogens nullter Ordnung, bereits von Newton vermutet, nach der klassischen geometrischen Optik nicht sichtbar, ist in der Gradientenoptik jetzt theoretisch möglich. Der Regenbogen erster Ordnung kann je nach Indexprofil auch mehrfach auftreten.

5. Zusammenfassung und Diskussion

In Anlehnung an die Teile 1 und 2 dieser Reihe soll auch hier wieder die Beziehung zur Praxis hergestellt werden. Bei den beiden vorangegangenen Teilen kann die Beobachtung einen willkommenen Beitrag zur weiteren Stützung und Verfeinerung der Theorien liefern. In diesem Fall ist die Situation jedoch völlig anders. Die Beobachtung stellt hier ein notwendiges Mittel zur Verifizierung der oben besprochenen Theorie dar. Warum? Dazu erinnern wir uns an den Ausgangspunkt aller Überlegungen. Das Funktional des Gradientenindex $n(r)$, worauf alle oben genannten Prozesse beruhen, ist im Detail unbekannt. Bekannt ist nur, dass sich der Brechungsindex n mit dem Abstand r von Zentrum des Regentropfen ändert. Die Mathematik liefert dazu geeignete Verfahren um sich dem Problem über ein Variationsprinzip zu nähern. Man erhält im Endeffekt zwar nicht die Lösung, sondern gleich eine Menge von Lösungen. Aus dieser Lösungsmannigfaltigkeit werden die physikalisch realistischen Lösungen weiter untersucht, was bereits geschehen ist. Physikalisch unrealistische Lösungen kann man getrost verwerfen. Es ist unbedingt notwendig die weiter diskutierten Lösungen durch die Beobachtung zu verifizieren, denn es ist nicht gesagt, dass all diese Prozesse in der freien Natur auch so ablaufen. In diesem Zusammenhang sei daran erinnert, dass diese Theorie auf der Grundlage der Kugelsymmetrie entwickelt wurde, was in der Endkonsequenz wieder idealisierte Prozesse bedeutet. Dieses Verfahren mag in erster Hinsicht wie an den Haaren herbeigezogen erscheinen, ist aber ein legitimes Mittel um für bestimmte komplexe Probleme theoretische Lösungen zu finden. Einige große Theorien wurden nach diesem Verfahren entwickelt. Genannt sei an dieser Stelle nur die allgemeine Relativitätstheorie.

Genau an dieser Stelle beginnt das Problem. Wie soll man durch einen Gradientenindex entstandene Regenbögen erkennen, wenn nicht einmal die Funktion $n(r)$ genau bekannt ist? In der klassischen geometrischen Optik hat man wenigstens noch die zu den jeweiligen Regenbögen gehörenden Ablenkwinkel θ als Entscheidungshilfe zur Verfügung. Die in diesem Fall auftretenden Winkel $D_0(i)$ und $D_1(i)$ sind mit dem Gradientenindex korreliert und daher ebenfalls unbekannt, können zudem in Abhängigkeit vom Indexprofil noch sehr unterschiedlich sein.

Trotz vieler unbekannter Größen gibt es dennoch Anhaltspunkte, die eine Identifizierung derartiger Regenbögen ermöglichen. In der Mehrzahl aller Fälle dürften es unscheinbare Details sein, die auf einen Gradientenindex als Ursache schließen lassen. Nur bei markanten Indexprofilen kann man mit spektakulären Erscheinungen rechnen. Spektakuläre Erscheinungen wären der Regenbogen nullter Ordnung und der Mehrfachregenbogen erster Ordnung. Beim Regenbogen nullter Ordnung ist die Farbfolge aufgrund der fehlenden inneren Reflexion, genau so wie beim Regenbogen zweiter Ordnung, nämlich Rot befindet sich auf der Innenseite des Bogens. Da die Brechung des Lichtes bei inhomogenen Tropfen nicht auf den Eintritts- und Austrittspunkt beschränkt ist, sondern entsprechend des Indexprofils noch die innere Refraktion hinzukommt, kann man davon ausgehen, dass das Farbband breiter und auch die Dispersion größer ist als bei gewöhnlichen Regenbögen. Ist der Gradientenindex groß genug, dann sind auch alle Spektralfarben erkennbar. Wie ein Regenbogen aussehen könnte, wenn er durch einen thermischen Gradienten-

tenindex verursacht wurde, zeigt Abb. 2. Claudia Hinz bemerkte, dass dieser Bogen breiter war als gewöhnlich, was sie zu einer Aufnahme mit einem 300 mm Teleobjektiv [10] veranlasste.



Abb.: 2 – Regenbogen mit gut ausgeprägter Dispersion, entstanden in Niederschlag mit großen Tropfen. Aufnahme Claudia Hinz 19. Januar 2007, Auflösung: 3888 x 2591 Pixel; Belichtungszeit: 1/320; Zoom: 60mm bei 35 mm-Objektiv; Blende: f/13,0; CCD-Größe: 22,28 mm. Mit freundlicher Genehmigung von Claudia Hinz.



Abb.: 3 – Gebrochener Regenbogen, entstanden in Meerwassertropfen und im Niederschlag, © Günther Können, Aufnahme von J. Dijkema, 1981 im Pazifik, mit freundlicher Genehmigung von Günther Können.

Die Fotoserie von insgesamt 91 Aufnahmen zeigt, dass alle Spektralfarben vorhanden waren, wobei Rot und Gelb nur in schmalen Streifen auftraten. Interferenzbögen waren nicht erkennbar. Nach M. Minnaert [11] ist die Breite des Farbbandes etwa proportional zu $r^{-2/3}$. Variiert man nun den Radius r eines homogenen Tropfens, so ändert sich die Erscheinung auf Kosten irgend einer Spektralfarbe (vergleiche M. Minnaert, S.251 [11]). Bei einem hinreichend großen Indexgradienten mit entsprechend höherer Dispersion dürfte die Änderung von r in einem inhomogenen und großen Tropfen die Spektralfarben zwar schmäler erscheinen, aber nicht völlig verschwinden lassen. Die Farben verschwinden auch hier, aber erst wenn die Tropfen hinreichend klein sind. Der Regenbogen in unserem Beispiel (Abb. 2) entstand am 19. Januar 2007 in hauptsächlich großen Tropfen. Ein thermischer Gradientenindex kann sich einstellen, wenn die Tropfen in einer winterlichen Atmosphäre entstehen, während des Ausfallens vollständig schmelzen und dabei deutlich wärmere Luftschichten durchqueren. Wasser ist ein schlechter Wärmeleiter so dass sich auch ein Gradientenindex aufbauen kann. Die Wärmeleitfähigkeit von Wasser beträgt bei 0°C: 0,551; bei

50°C: 0,648 und bei 100°C: 0,683 [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$], [12]. Die Wärmeleitfähigkeit bei Flüssigkeiten ist bei Temperaturen um 0°C noch geringer als bei höheren Temperaturen. Sehen wir uns den Brechungsindex von Wasser bei unterschiedlichen Temperaturen an (Tab. 1), so variiert dieser bei Temperaturen von unter 20°C erst an der vierten Stelle nach dem Komma, so dass man bei einem thermischen Gradientenindex als alleinige Ursache keine spektakulären Erscheinungen erwarten darf. Allgemein kann man sagen: Tritt im Winter ein Regenbogen auf, der breiter ist als gewöhnlich, dann sollte er auf jeden Fall vorsorglich fotografiert werden, wenn möglich in einer Serie. Die Feststellung, ob ein Gradientenindex wahrscheinlich ist, kann nur durch physikalische Betrachtungen der Atmosphäre in Verbindung mit der Niederschlagsbildung entschieden werden. Ein Foto eines dazugehörenden und besonderen Regenbogens wäre ein brauchbarer Beleg dafür.

Die Natur hält noch eine weitere Möglichkeit bereit, einen Gradientenindex zu bilden. Es ist der Konzentrationsunterschied in einem Regentropfen. Auch hier ist das Indexprofil wieder eng mit der Niederschlagsbildung und der Physik der Atmosphäre verbunden. Ein Regentropfen entsteht durch Kondensation an einem Aerosol. Ist dieses Aerosol ein Meersalzpartikel, bestehen gute Voraussetzungen zu Bildung von transparenten Tropfen mit einem Gradientenindex. Schauen wir uns in Tab. 1 den Unterschied im Brechungsindex zwischen Wasser und Meerwasser an, so variiert dieser bereits an der dritten Stelle nach dem Komma. Die Wirkung der unterschiedlichen Indizes zeigt Abb. 3 sehr gut. Der linke Teil des Bogens entstand in Meerwassertropfen und der rechte Teil erschien in gewöhnlichen Niederschlag. Durch den größeren Brechungsindex von Meerwasser erscheint der Radius des Bogens in Meerwasserspritzer kleiner als der Radius des Regenbogens. Ähnliche Beobachtungen liegen auch von *Volz [13]* vor. Während einer Atlantiküberfahrt im Jahre 1958 konnte er mehrfach einen doppelten Regenbogen beobachten und hat festgestellt, dass der Bogen in Meerwassertropfen im Radius etwa um 1° kleiner ist als der gewöhnliche Regenbogen. In beiden Fällen sind die Bögen in unterschiedlichen Medien entstanden. Einen Hinweis auf einen Gradientenindex gibt es hier allerdings nicht.

Der Gradientenindex entsteht hier schon während der Niederschlagsbildung. Durch die Kondensation von Wasserdampf am Meersalzpartikel bilden sich Tröpfchen in Form von wässrigen Lösungen mit einem Kern von erhöhter Konzentration, die dann radial nach außen hin abnimmt. Jetzt kommt es darauf an, dass der Tropfenbildungsprozess schnell genug abläuft und die Verweildauer in der Wolke durch die vertikale Turbulenz nicht zu groß ist, so dass der entstehende Tropfen ausfallen kann bevor die Diffusion einen Konzentrationsausgleich hervorruft, dann kann man mit weiteren Sonderformen rechnen. Die ideale Wetterlage für das Entstehen von Regenbögen unter derartigen Bedingungen ist eine Sturmweatherlage mit möglichst langer Streichrichtung des Windes über das salzhaltige Meer. Nach dem Abzug des Orkans ist die Luft hochgradig angereichert mit Meersalzaerosolen. Es herrschen nun ideale Bedingungen für das Entstehen von Bögen, die durch Meersalzkonzentrationsunterschiede im Tropfen, spektakuläre Sonderformen hervorbringen können. Für die Beobachtung solcher Erscheinungen sind Küstenbewohner sowie Seefahrer deutlich im Vorteil. Nach solchen Wetterlagen sollte die Kamera ständig bereit sein.

Von den spektakulären Erscheinungen die möglicherweise aufgrund von inhomogenen Tropfen hervorgerufen wurden, ist eine Beobachtung überliefert. Auch in diesem Fall ist es nicht sicher ob dieser Komplex von Regenbogenercheinungen wirklich auf einen Gradientenindex zurückzuführen ist. Die Beschreibung fügt sich jedenfalls gut in die theoretischen möglichen Mehrfachregenbögen erster Ordnung ein, wie sie im theoretischen Teil dieses Aufsatzes beschrieben wurden. Daher soll diese Beobachtung hier Erwähnung finden. Arthur H. Wallker beobachtete am 5. November 1913 in Umtali (heute Mutare) in Rhodesien (heute Simbabwe) einen sechsfachen Regenbogen [14]. Er schreibt dazu: „Gestern, den 5. November um 5.40 Uhr nachmittags, wenig bevor die Sonne hinter den Bergen verschwand, bemerkte ich im Osten sechs brillante Regenbögen, mit einer Länge von etwa $\frac{1}{4}$ eines Kreises. Fünf waren ganz dicht beieinander, und der sechste etwas entfernt, wie auf beigefügter grober Skizze. Diese zusätzlichen Bögen scheinen keine überzähligen zu sein, weil sie gut getrennt sind vom (vermuteten) primären Bogen auf der rechten Seite. Sie sind dem primären Bogen in der Breite gleich, und zeigen auch alle Farben.“²⁾[15].

Herr Wallker muss die Problematik um die Interferenzbögen gekannt haben, denn weist vorsichtig darauf hin, dass die fünf zusammenhängenden Bögen nicht zu den überzähligen Bögen gehören. Leider sind von

diesem Datum keine zuverlässigen Wetterdaten zu bekommen, so dass sich hier ein möglicher Zusammenhang mit einem Gradientenindex nicht weiter erhärten lässt. Es bleibt nur zu hoffen, dass in neuerer Zeit mehr solche ungewöhnlichen Bögen fotografisch erfasst werden.

6. Schlusswort

Man sieht es dem Regenbogen nicht an, dass viel Physik und Mathematik in ihm steckt und alles nur damit er so schön aussieht, wie wir es uns wünschen. Die Beobachtung von Regenbögen ist nach wie vor ein aktuelles Thema. Dabei sind nicht nur die spektakulären Erscheinungen wie der tertiäre Regenbogen oder weitere Sonderformen von Interesse. Oftmals sind es die kleinen und unscheinbaren Details, die nicht immer gleich ins Auge fallen, aber wertvolle Hinweise liefern können. Bei Regenbögen, die durch inhomogene Tropfen entstehen, ist eine Auswertung dieser Erscheinungen losgelöst von der Physik der Atmosphäre und der Niederschlagsphysik schon gar nicht mehr möglich und auch nicht sinnvoll. Leser die ein Interesse an der Beobachtung von Regenbögen haben, sollten Wert auf eine gute fotografische Dokumentation legen und diese sollte nach Möglichkeit in Serie erfolgen, damit eventuelle Änderungen in Farbe, Form und Struktur mit dokumentiert werden. Der Beobachter kann so einen Beitrag zur Verifizierung und Verfeinerung der Theorien liefern und in zwischenfachlicher Hinsicht kann er das Material zur Präzisierung von Niederschlagsdistributionen bereit stellen. Ein Regenbogen ist wie ein Buch, welches Ergebnisse komplexer natürlicher Prozesse mit all seinen Wirkungen und Wechselwirkungen enthält, das nur darauf wartet gelesen zu werden.

Anmerkungen

¹⁾ Alle Gleichungen und Symbole in den Tabellen stammen aus der Powerpoint-Präsentation. Abb.1 stammt ursprünglich von Xiangzhen Li, Xiang'e Han, Renxian Li, and Huifen Jiang [7] und wurde von John Adam zitiert. Der Text $n'(r) < 0$, $n'(r) > 0$ nach [1]; θ (Decartes), θ für den Gradientenindex nach [7]; $n(r) = n_0 = \text{constant}$ und $n(r)$ 'ungleich' constant nach [1]; wurde zusätzlich in die Grafik eingefügt. Das Indexprofil $n(r)$ in Tab. 3 fehlt ursprünglich in der Präsentation und ist für diesen Aufsatz nachträglich berechnet (Tab. 3, **1.**) worden. Die Parameter für die Profile in Tab. 4, **1.** und Tab. 4, **3.** sind im Original von J. Adam nicht angegeben. Für $D_0(i)$ und $D_1(i)$ (Tab. 4, **6.**) fehlt sogar die Grafik für das Indexprofil $n(r)$. An Stelle der fehlenden Grafik enthält Tab. 4, **1.** eine Werteliste für die Profile $n(r)$ und $m(r)$ (Tab. 4, **5.**), da dieser Fall für weitere Betrachtungen grundlegend ist. Das Indexprofil (Tab. 5, **3.**) ist ebenfalls eine nachträglich berechnete Grafik. Die Gleichungen für den Gradientenindex (Tab. 5, **1.**) und (Tab. 5, **3.**) sind hier auch nachträglich den Grafiken hinzugefügt worden. In Tab. 6 zitiert J. Adam die Abbildungen **2.** und **3.** aus Adam und Laven [2]. Das von J. Adam benutzte Schema machte eine Anpassung der Gleichungen und Symbole in Tab. 6, **2.** erforderlich. Ebenfalls aus Gründen der Übersicht erfolgte die Eintragung der entsprechenden Gleichungen und Symbole in den Abbildungen Tab. 7, **9.** und Tab. 7, **10.** nach der Powerpointvorlage.

²⁾ Es ist aus lizenzrechtlichen Gründen leider nicht möglich die in dem Artikel von Wallker enthaltene Skizze in diesem Aufsatz zu bringen. Es muss daher an dieser Stelle die verbale Beschreibung genügen, welche hierfür aus dem Englischen ins Deutsche übersetzt wurde. Der Name des Beobachters und Autors dieser Beschreibung wurde aus dem Inhaltsverzeichnis der Zeitschrift [14] entnommen.

Anmerkung zu den Teilen 1 und 2 dieser Reihe

Aufgrund von Kompatibilitätsproblemen ist es in den Teilen 1 und 2 dieser Reihe zu kleineren Fehldarstellungen in den Grafiken gekommen, welche die Lesbarkeit etwas beeinträchtigen. Interessenten können die Originalfassung der Beiträge als PDF-Datei vom Autor beziehen.

Quellen

- [1] Adam, John A.: „On the existence of single and twin zero-order rainbows in radially inhomogeneous spheres“, ppt-Vortrag.
- [2] Adam, John A. and Laven, Philip: „Rainbows from inhomogeneous transparent spheres: a ray-theoretical approach“, Applied Optics, Washington DC, Vol.46, Issue 6, (2007), p.922-929.
- [3] „Die Salinität (Salzgehalt) des fertigen Wassers ist auf jeden Fall zu kontrollieren“ <http://www.aquacare.de/produkte/salz/dlmeers.htm> - Woraus besteht Meerwasser
- [4] „9.2 Brechungsindex“, http://www.wissenschaft-technik-ethik.de/wasser_eigenschaften.html#kap092
- [5] neoLab <http://www.neolab.de/nshopartdetails.do;jsessionid=aZQLDK-dp-k4-c-D0T?kgrpId=9086>
- [6] Refraction Index of Various Substances for 3D modelers, <http://www.robinwood.com/Catalog/Technical/Gen3DTuts/Gen3DPages/RefractionIndexList.html>
- [7] Xiangzhen Li, Xiang'e Han, Renxian Li, and Huifen Jiang: „Geometrical-optics approximation of forward scattering by gradient-index spheres“ Applied Optics, Washington DC, Vol.46, Issue 22, (2007), p.5241-5247.
- [8] Born, Max and Emil Wolf: „Principles of Optics“, „3.2.1 The differential equation of light rays“, Cambridge, 7th expanded edition, (2009), p.129-132.
- [9] Volz, Friedrich E.: „Einige Beobachtungen ungewöhnlicher Regenbögen und Hinweise auf wünschenswerte Beobachtungen“, Meteorologische Rundschau, Berlin, Bd.13, (1960), S. 117-118.
- [10] Hinz, Claudia: „Regenbogenfragment“ (Foto, Meteoros-Bildarchiv), http://www.meteoros.de/bildarchiv/image.php?page=2&gallery_id=51&image_id=1755
- [11] Minnaert, Marcel: „X. Regenbogen, Ringe, Kränze, Heiligenschein“, S. 239-316, in: „Licht und Farbe in der Natur“, deutsche Ausgabe, Birkhäuser Verlag, Basel (1992).
- [12] Stöcker, H.: „Taschenbuch der Physik“, 5. Auflage, Harri Deutsch, Frankfurt (2007), S.720.
- [13] Volz, F.E.: "Einige Beobachtungen von ungewöhnlicher Regenbogen und Hinweise auf wünschenswerte Beobachtungen", Meteorologische Rundschau: ISSN:0026-1211, Berlin, Bd.13, H.4, (1960), S.117-118.
- [14] Wallker, Arthur H.: "Six Rainbows Seen at Once" Quarterly journal of the Royal Meteorological Society, ISSN:0035-9009, London, Vol.40, Issue 169, (1914), p.75-75.
- [15] Corliss, Willium R.: „Rare halos, mirages, anomalous rainbows and related electro- magnetic phenomena: A catalog of geophysical anomalies“, ISBN:0-915554-01-1, Sourcebook Project, Glen Arm Maryland, (1984), GEB 1, X3, p.8.

Das Wort zum Jahresende

... oder sollte ich besser „zum Jahresanfang“ schreiben?

Schreibt man zum Jahresende, dann blickt man auf das zurück, was das vergangene Jahr gebracht hat. Mir fallen spontan das SHB-Treffen im Januar mit den himmlischen Sektkgläsern und das AKM-Seminar im März ein, an dem sich viele Gleichgesinnte ein Stelldichein gaben. Ich denke an die Beobachtungen anderer (zum Beispiel das letzte Eisnebelhalophänomen von Claudia und Wolfgang, was nun wirklich nicht mehr zu toppen ist) und die eigenen Fortschritte bei der Videobeobachtung von Meteoroiden (vor allen bezüglich der Flussraten von Meteorströmen). 2010 war für viele von uns ein sehr spannendes und erfolgreiches Jahr.

Schreibt man zum Jahresanfang, dann freut man sich auf das, was im neuen Jahr kommen wird. Da steht zunächst im März unser AKM-Seminar auf der Burg Rothenfels in Hessen auf dem Programm. Ich bin überzeugt, dass auch dieses Treffen mit seiner Mischung aus Fachvorträgen, ästhetischen Bildern, privaten Kontakten und dem Auffrischen von Freundschaften ein Höhepunkt wird und freue mich schon jetzt

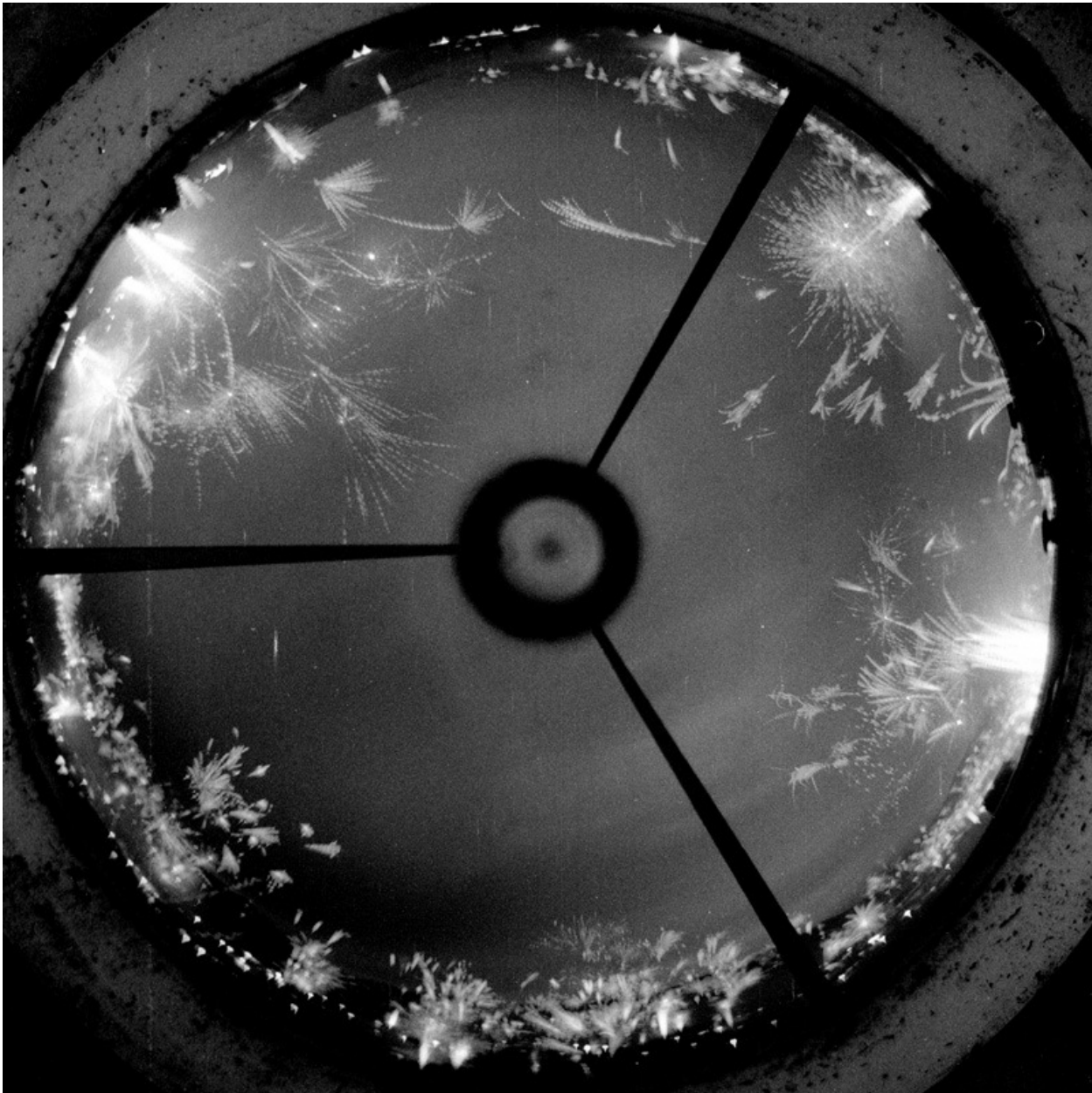
auf das Wiedersehen mit euch. Aber auch das Unbekannte, das Überraschende und Unerwartete macht den Reiz des neuen Jahres aus. Wird es doch mal wieder einen großen Meteorstrom geben, der nicht dem Mond oder dem Wetter zum Opfer fällt? Werden weitere Vulkanausbrüche nicht nur für Flugchaos, sondern auch für faszinierende atmosphärische Effekte sorgen? Bringe ich es doch mal wieder auf mehr als fünf Halotage in einem Monat?

Fragen über Fragen ...

Im Namen des Vorstands wünsche ich allen AKM'lern sowie euren Familien und Freunden einen guten Rutsch und ein erfolgreiches Jahr 2011.

Sirko Molau

Vorsitzender des AKM



AKM-Seminar 2011

Wie bereits auf der AKM-Mailingliste angekündigt, findet das nächste AKM-Seminar vom 18. bis 20. März 2011 auf der Burg Rothenfels, 40 Straßenkilometer nordwestlich von Würzburg statt. Zur Übernachtung stehen Einzel-, Doppel- und Mehrbettzimmer zur Auswahl. Alle Zimmer sind mit einer Wascheinrichtung ausgestattet.

Die Anfahrt per Auto kann von der A7 über die Ausfahrt Hammelburg oder von der A3 über die Ausfahrt Marktheidenfeld erfolgen. Bahnfahrer werden sicherlich bis Würzburg fahren und entweder mit dem Bus nach Marktheidenfeld und dann bis Bergrothenfels Ortsmitte fahren, oder sich in Würzburg von einem Autofahrer abholen lassen.



Die Anmeldung sollte bis Ende Januar bei Ina Rendtel erfolgen. Ein entsprechendes Formular liegt der Ausgabe bei bzw. kann unter <http://www.meteoros.de/akm/anmeldung.html> abgerufen werden. Bitte auch gleich angeben, welchen Vortrag oder welche Präsentation ihr halten wollt*. Das erleichtert mir die Zusammenstellung des Tagungsprogramms ungemein.

Die Tagungsgebühr bitte im Voraus auf das Konto von Ina überweisen (Kontonummer im Impressum).

Sirko Molau

* Jeder Vortragende, der pünktlich bis zum 31. Januar 2011 einen Beitrag anmeldet, bekommt von mir auf dem AKM-Seminar einen Piccolo geschenkt.

English summary

Visual meteor observations in October 2010:

six observers recorded data of 932 meteors in 81.5 hours (covering 19 nights). Bright moonlight badly affected observations around the Orionid maximum. As expected, the Draconids did not show increased rates.

Orionids 2010:

after the unusual rates in the years 2006-2009, the 2010 Orionid peak rates were still above the long-term average but not as high as in the previous years. The result shown here is preliminary, calculated with a fixed value of $r=2.0$ - a detailed analysis is necessary to determine first the r -variation and then the ZHR which might be higher.

Video meteor observations in October 2010:

again, the 50 cameras of the IMO network were active and most of them collected data in more than 20 nights. In total, more than 40.000 meteors in 5600 hours were recorded. The Orionid activity can be detected from end-September onwards. The activity is close to the detection limit until October 10, reach-

ing a maximum in the night October 22/23. The relative rate (calibrated with the sporadic rate) reached 2.7 as in 2009. The October Camelopardalids showed a very short maximum in the night 5/6 in the intervals 0100-0130 and 0300-0330 UT.

Hints for the visual meteor observer in January 2011:

new Moon on January 4 yields perfect conditions for the Quadrantid maximum which is expected for 01 UT. In the past, the time of the peak was observed to vary. So it may occur between January 3, 21 UT, and January 4, 06 UT. Weak activity can be expected from the December Leonis Minorids until early February and from the antihelion region.

Halo observations in September 2010:

30 observers noted 708 solar haloes on 27 days and 47 lunar haloes on eight days. The month was rich in haloes (average 23.6 haloes per observer) and also in rare types (62 haloes of the group EE>12). However, the number of bright or long-lasting haloes remained small and thus the halo activity was only slightly above the average. October 12 brought most of the haloes.

Vertical arcs at the parhelion:

such arcs were observed from elevated positions and airplanes. Observations are described and an attempt to explain these is made. However, neither Lowitz-like crystals nor simulations based on plates only gave a satisfactory result.

Rainbows - part 3 of a report from the "Light and Color in Nature" conference:

in this part Rainer Schmidt describes the effects of refraction index variations in inhomogeneous droplets.

Unser Titelbild...

... zeigt eine Komposit-Aufnahme von 123 Geminiden im Zeitraum vom 12.-15. Dezember 2007. Alle 113 Aufnahmen wurden mit einer Canon 350D und einem Peleng 8mm fish-eye Objektiv gewonnen.

© Aufnahme: Erno Berkó

Impressum:

Die Zeitschrift *METEOROS* des Arbeitskreises Meteore e. V. (AKM) über Meteore, Leuchtende Nachtwolken, Halos, Polarlichter und andere atmosphärische Erscheinungen erscheint in der Regel monatlich. *METEOROS* entstand durch die Vereinigung der *Mitteilungen des Arbeitskreises Meteore* und der *Sternschnuppe* im Januar 1998.

Nachdruck nur mit Zustimmung der Redaktion und gegen Übersendung eines Belegexemplares.

Herausgeber: Arbeitskreis Meteore e. V. (AKM), c/o Ina Rendtel, Mehlsbeerenweg 5, 14469 Potsdam

Redaktion: André Knöfel, Am Observatorium 2, 15848 Lindenberg

Meteorbeobachtung visuell: Jürgen Rendtel, Eschenweg 16, 14476 Marquardt

Video-Meteorbeobachtung: Sirko Molau, Abenstalstraße 13 b, 84072 Seysdorf

Beobachtungshinweise: Roland Winkler, Merseburger Straße 6, 04435 Schkeuditz

Feuerkugeln: Thomas Grau, Puschkinstr. 20, 16321 Bernau

Halo-Teil: Wolfgang Hinz, Bräuhausgasse 12, 83098 Brannenburg

Meteor-Fotonetz: Jörg Strunk, Kneippstr. 14, 32049 Herford

EN-Kameranetz und Meteorite: Dieter Heimlein, Lilienstraße 3, 86156 Augsburg

Polarlichter: Ulrich Rieth, Rumpffsweg 37, 20537 Hamburg

Bezugspreis: Für Mitglieder des AKM ist 2010 der Bezug von *METEOROS* im Mitgliedsbeitrag enthalten.

Für den Jahrgang 2010 inkl. Versand für Nichtmitglieder des AKM 25,00 €. Überweisungen bitte mit der Angabe von Name und „Meteoros-Abo“ an das Konto 2913417200 von Ina Rendtel bei der SEB Potsdam, BLZ 160 101 11.

Anfragen zum Bezug an AKM, c/o Ina Rendtel, Mehlsbeerenweg 5, 14469 Potsdam

oder per E-Mail an: Ina.Rendtel@meteoros.de