

Das Mikrowellenrotationsspektrum des SnS

J. HOEFT

II. Physikalisches Institut der Freien Universität Berlin

(Z. Naturforschg. **20 a**, 313—316 [1965]; eingegangen am 27. Oktober 1964)

Bei Temperaturen zwischen 700 und 750 °C wurden die Rotationsübergänge $J=1 \rightarrow 2$ und $J=2 \rightarrow 3$ des SnS beobachtet. Die insgesamt 55 Absorptionslinien, die in den Frequenzbereichen 16–17 GHz und 23–25 GHz gemessen wurden, konnten 12 Isotopenkombinationen des SnS zugeordnet werden. Aus den Linienfrequenzen wurden Rotationskonstanten, Kernabstände und Massenverhältnisse von Isotopen berechnet.

In konventionellen Mikrowellenspektrometern werden evakuierbare Hohlleiter als Absorptionszellen verwendet, die mit den zu untersuchenden Gasen gefüllt werden. Im allgemeinen ist ein Gasdruck von etwa 0,1 Torr erforderlich, um eine nachweisbare Absorption der Mikrowellen zu erzielen. Aus diesem Grunde können mit derartigen Absorptionszellen nur solche Substanzen untersucht werden, die bei Zimmertemperatur einen ausreichenden Dampfdruck haben. Durch die Einführung heizbarer Absorptionszellen konnte der Anwendungsbereich der Mikrowellenspektroskopie auf solche Substanzen erweitert werden, die erst bei höheren Temperaturen den geforderten Dampfdruck erreichen. Mit dieser Technik wurden in der Gruppe der zweiatomigen Molekeln bisher jedoch nur (I/VII- und (III/VII)-Verbindungen untersucht. Die Untersuchung anderer Molekelklassen scheiterte anscheinend an technologischen Schwierigkeiten.

Kürzlich haben wir über die Messung des Mikrowellenrotationsspektrums der Substanz einer neuen Molekelklasse, der (IV/VI)-Verbindung PbS, berichtet¹. In dieser Arbeit wird nun über die Untersuchung einer weiteren Verbindung dieser Molekelklasse, SnS, berichtet. Mit einem neuen Molekülstrahl-Mikrowellenspektrometer ist es TÖRRING² inzwischen gelungen, das Spektrum der (IV/VI)-Verbindung PbO zu finden. Die Untersuchung des PbO war uns in Absorptionszellen nicht gelungen, weil PbO einerseits an heißen Metallwänden zerfiel und andererseits mit Quarz schon bei Temperaturen um 650 °C heftig reagierte.

Bei der Untersuchung des PbS und SnS wurde in unserem konventionellen 100 kHz-STARK-Effekt-Spektrometer^{3,4} eine neue heizbare Absorptionszelle verwendet. Die Zelle war innen völlig mit Quarz ausgekleidet, um eine Zersetzung der Substanzen an den heißen Metallwänden des Hohlleiters und der STARK-Elektrode zu vermeiden. Im Gegensatz zu den bisher üblichen heizbaren Zellen mit rechteckförmigem Querschnitt und bandförmiger Elektrode^{3,5–7} wählten wir eine koaxiale Bauform, weil sich hierfür der Quarzeinsatz einfach herstellen ließ. Der Hohlleiter besteht aus hochtemperaturfestem Stahlrohr, an das sich außerhalb der heißen Zone Übergangsstücke auf Wellenleiter mit rechteckförmigem Querschnitt anschließen. Die STARK-Elektrode bildet ein Stahldraht in der Achse des zylindrischen Hohlleiters. Die STARK-Elektrode ragt aus dem Ofenbereich heraus. Außerhalb des Ofens wird die STARK-Spannung zugeführt. Die Isolationswege zwischen STARK-Elektrode und Zellenwand sind in der heißen Zone etwa 200 mm lang. Es gab deshalb keine Isolationschwierigkeiten wie bei Absorptionszellen mit rechteckförmigem Querschnitt, bei denen die Isolationswege in der Regel nur etwa 1 mm lang sind. Die Durchlässigkeit der neuen Zelle für Mikrowellen ist etwa so groß wie bei den bisher beschriebenen Hochtemperaturzellen mit rechteckförmigem Querschnitt. Die koaxiale Zelle hat allerdings den Nachteil, daß mit ihr keine Bestimmungen des elektrischen Dipolmoments von Molekeln aus dem STARK-Effekt durchgeführt werden können. Im inhomogenen radialen elektrischen Feld der koaxialen Anordnung werden die STARK-Komponenten der ungestörten Absorptionslinien „verschmiert“.

An SnS wurden die Rotationsübergänge $J=1 \rightarrow 2$ zwischen 16 und 17 GHz und $J=2 \rightarrow 3$ zwischen 23 und 25 GHz beobachtet. In den Tab. 1 bis 3 sind die gemessenen Linienfrequenzen aufgeführt. Die insgesamt 55 Linien sind 12 Isotopenkombinationen

¹ J. HOEFT, Z. Naturforschg. **19 a**, 1134 [1964].

² T. TÖRRING, Z. Naturforschg. **19 a**, 1426 [1964].

³ H. G. FITZKY, Z. Phys. **151**, 351 [1958].

⁴ H. G. FITZKY, Z. Angew. Phys. **10**, 297, 489 [1958].

⁵ M. L. STITCH, A. HONIG u. C. H. TOWNES, Rev. Sci. Instrum. **25**, 759 [1954].

⁶ H. HAPP, Z. Phys. **147**, 567 [1957].

⁷ D. R. LIDE JR., P. CAHILL u. L. P. GOLD, J. Chem. Phys. **40**, 156 [1964].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

$J \rightarrow J + 1$	v	ν (MHz)	$J \rightarrow J + 1$	v	ν (MHz)	Molekel	r_e (Å)
Sn ¹¹² S ³²			Sn ¹¹⁹ S ³²			Sn ¹¹² S ³²	2,209027
1 \rightarrow 2	0	16627,80 \pm 0,20	1 \rightarrow 2	0	16410,50 \pm 0,20		\pm 0,000067
2 \rightarrow 3	0	24941,80 \pm 0,20		1	16349,50 \pm 0,20	Sn ¹¹⁴ S ³²	2,209015
	1	24848,70 \pm 0,20	2 \rightarrow 3	0	16288,50 \pm 0,20		\pm 0,000067
Sn ¹¹⁴ S ³²				1	24615,75 \pm 0,20	Sn ¹¹⁶ S ³²	2,209024
1 \rightarrow 2	0	16563,20 \pm 0,20		2	24524,70 \pm 0,20		\pm 0,000067
2 \rightarrow 3	0	24845,00 \pm 0,20		2	24433,20 \pm 0,20	Sn ¹¹⁷ S ³²	2,209032
Sn ¹¹⁶ S ³²				3	24341,70 \pm 0,20		\pm 0,000067
1 \rightarrow 2	0	16500,60 \pm 0,20	Sn ¹²⁰ S ³²			Sn ¹¹⁸ S ³²	2,209042
2 \rightarrow 3	0	24750,90 \pm 0,20	1 \rightarrow 2	0	16381,70 \pm 0,20		\pm 0,000067
Sn ¹¹⁷ S ³²				1	16320,90 \pm 0,20	Sn ¹¹⁹ S ³²	2,209032
1 \rightarrow 2	0	16470,20 \pm 0,20		2	16260,10 \pm 0,20		\pm 0,000067
	1	16409,20 \pm 0,20		3	16199,60 \pm 0,20	Sn ¹²⁰ S ³²	2,209024
	2	16347,80 \pm 0,20		4	16138,60 \pm 0,20		\pm 0,000067
2 \rightarrow 3	0	24704,90 \pm 0,20	2 \rightarrow 3	0	24572,40 \pm 0,20	Sn ¹²² S ³²	2,209034
	1	24613,50 \pm 0,20		1	24481,40 \pm 0,20		\pm 0,000067
Sn ¹¹⁸ S ³²				2	24390,40 \pm 0,20	Sn ¹²⁴ S ³²	2,209023
1 \rightarrow 2	0	16439,90 \pm 0,20		3	24299,10 \pm 0,20		\pm 0,000067
	1	16379,20 \pm 0,20	Sn ¹²² S ³²			Sn ¹¹⁶ S ³⁴	2,209027
	2	16318,20 \pm 0,20	1 \rightarrow 2	0	16324,80 \pm 0,20		\pm 0,000068
	3	16257,20 \pm 0,20		1	16264,30 \pm 0,20	Sn ¹¹⁸ S ³⁴	2,209017
2 \rightarrow 3	0	24659,90 \pm 0,20	2 \rightarrow 3	0	24487,50 \pm 0,20		\pm 0,000068
	1	24568,45 \pm 0,20		1	24396,90 \pm 0,20	Sn ¹²⁰ S ³⁴	2,209028
	2	24477,10 \pm 0,20	Sn ¹²⁴ S ³²				\pm 0,000068
	3	24385,40 \pm 0,20	1 \rightarrow 2	0	16270,40 \pm 0,20	SnS	$\bar{r}_e = 2,209027$
	4	24293,50 \pm 0,20		1	16210,60 \pm 0,20		
				2	16150,00 \pm 0,20		
			2 \rightarrow 3	0	24405,60 \pm 0,20		
				1	24315,40 \pm 0,20		
				2	24225,20 \pm 0,20		

Tab. 1.

Tab. 2.

Tab. 5.

$J \rightarrow J+1$	v	ν (MHz)
Sn ¹¹⁶ S ³⁴		
2 → 3	0	23 612,00 ± 0,20
Sn ¹¹⁸ S ³⁴		
2 → 3	0	23 521,40 ± 0,20
	1	23 436,00 ± 0,20
Sn ¹²⁰ S ³⁴		
2 → 3	0	23 433,80 ± 0,20
	1	23 349,50 ± 0,20
	2	23 265,00 ± 0,20

Tab. 3.

des SnS mit natürlichen Häufigkeiten zwischen 0,6 und 31% zuzuordnen. Als Präparat diente 98–99-proz. Zinn-II-Sulfid (Hersteller: Carl Roth, Karlsruhe). Die Messung der Linienfrequenzen ge-

schah bei Temperaturen zwischen 700 und 750 °C. Die bei diesen Temperaturen beobachtete Linienbreite betrug 2 MHz. Nach den Tabellen bei LANDOLT-BÖRNSTEIN⁸ ist der Dampfdruck des SnS bei 672 °C 0,1 Torr und bei 772 °C 1 Torr. Auf Grund der Linienbreite von 2 MHz ergab sich für die Frequenzmessungen eine Unsicherheit von ± 0,2 MHz. Die Linien zeigten keine Quadrupolhyperfeinstruktur. Das entsprach den Erwartungen. Die Kerne des S³², S³⁴ und der Isotopen des Zinn mit Kernspins $I \leq 1/2$ sollten kein elektrisches Quadrupolmoment haben.

Die Frequenz eines Rotationsüberganges $J \rightarrow J+1$ ist unter Annahme des MORSE-Potentials bekanntlich durch folgende Beziehung gegeben⁹:

$$\nu = 2 B_v (J+1) - 4 D_v (J+1)^3 \quad (1)$$

mit

$$B_v = B_e - \alpha_v (v+1/2) + \gamma_v (v+1/2)^2. \quad (2)$$

⁸ LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen, 6. Aufl., Bd. II, 2 a, Springer-Verlag, Berlin 1960, S. 31 ff.

⁹ C. H. TOWNES u. A. L. SCHAWLOW, Microwave Spectroscopy, McGraw-Hill Book Co., London 1955, S. 11 ff.

Nach diesen Gleichungen wurden die in Tab. 4 aufgeführten Rotationskonstanten B_0 , B_e und α_e aus den Linienfrequenzen berechnet. In der ersten Spalte der Tab. 4 bedeuten die Zahlen in Klammern die natürlichen Häufigkeiten der Isotopenkombinationen. Im Rahmen der Meßgenauigkeit war der in v (Schwingungsquantenzahl) quadratische Term in Gl. (2) vernachlässigbar. Der Einfluß der Zentrifugalverzerrung, der durch den zweiten Term in Gl. (1) beschrieben wird, liegt ebenfalls innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit. Die Konstante D_e wurde für $\text{Sn}^{120}\text{S}^{32}$ nach der Beziehung ⁹

$$D_e = 4 B_e^3 / \omega_e^2 \quad (3)$$

berechnet. Die Schwingungskonstante $\omega_e = 487,26 \text{ cm}^{-1}$ des $\text{Sn}^{120}\text{S}^{32}$ wurde der Arbeit von DOUGLAS, HOWE und MORTON ¹⁰ entnommen. Die Konstanten D_e der anderen Isotopenkombinationen wurden aus dem D_e -Wert des $\text{Sn}^{120}\text{S}^{32}$ nach der Beziehung ⁹

$$D_e \sim 1/\mu^2$$

(μ : Reduzierte Masse)

Molekel	$B_0(\text{MHz})$	$B_e(\text{MHz})$	$\alpha_e(\text{MHz})$	$D_e(\text{kHz})$
$\text{Sn}^{112}\text{S}^{32}$ (0,9%)	4156,979 $\pm 0,028$	4164,738 $\pm 0,045$	15,517 $\pm 0,047$	1,334
$\text{Sn}^{114}\text{S}^{32}$ (0,6%)	4140,839 $\pm 0,028$	4148,543 $\pm 0,045$	15,408 $\pm 0,040$	1,324
$\text{Sn}^{116}\text{S}^{32}$ (13,5%)	4125,168 $\pm 0,028$	4132,829 $\pm 0,045$	15,321 $\pm 0,040$	1,314
$\text{Sn}^{117}\text{S}^{32}$ (7,2%)	4117,528 $\pm 0,028$	4125,148 $\pm 0,045$	15,240 $\pm 0,040$	1,309
$\text{Sn}^{118}\text{S}^{32}$ (22,8%)	4109,998 $\pm 0,028$	4117,606 $\pm 0,045$	15,215 $\pm 0,040$	1,304
$\text{Sn}^{119}\text{S}^{32}$ (8,2%)	4102,643 $\pm 0,028$	4110,246 $\pm 0,045$	15,205 $\pm 0,040$	1,299
$\text{Sn}^{120}\text{S}^{32}$ (31,3%)	4095,428 $\pm 0,028$	4103,018 $\pm 0,045$	15,180 $\pm 0,040$	1,295
$\text{Sn}^{122}\text{S}^{32}$ (4,5%)	4081,248 $\pm 0,028$	4088,803 $\pm 0,045$	15,110 $\pm 0,040$	1,286
$\text{Sn}^{124}\text{S}^{32}$ (5,7%)	4067,618 $\pm 0,028$	4075,118 $\pm 0,045$	15,000 $\pm 0,040$	1,277
$\text{Sn}^{116}\text{S}^{34}$ (0,6%)	3935,355 $\pm 0,033$	3942,493 $\pm 0,053$	14,275 $\pm 0,040$	1,195
$\text{Sn}^{118}\text{S}^{34}$ (1,0%)	3920,255 $\pm 0,033$	3927,372 $\pm 0,053$	14,233 $\pm 0,040$	1,186
$\text{Sn}^{120}\text{S}^{34}$ (1,4%)	3905,655 $\pm 0,033$	3912,680 $\pm 0,053$	14,050 $\pm 0,047$	1,177

Tab. 4.

berechnet, die für Isotopenkombinationen ein und derselben Molekel gilt. Die D_e -Werte sind in der letzten Spalte der Tab. 4 eingetragen. Der zweite Term in Gl. (1) wurde bei der Berechnung der Rotationskonstanten B_0 aus den Linienfrequenzen des Schwingungsgrundzustandes $v = 0$ berücksichtigt.

Die neueste Analyse des Bandenspektrums des mit Sn^{120} angereicherten SnS von DOUGLAS, HOWE und MORTON ¹⁰ hatte für $\text{Sn}^{120}\text{S}^{32}$ eine Rotationskonstante $B_0 = 4095 \text{ MHz}$ ergeben. Die Übereinstimmung mit dem aus unsern Messungen an reinen Rotationsübergängen ermittelten Wert ist sehr gut. Die früher von SHAWHAN ¹¹ aus dem Bandenspektrum des SnS ermittelte Rotationskonstante $B'' = 4710 \text{ MHz}$ ist offensichtlich nicht dem Elektronengrundzustand des SnS zuzuordnen.

Im Falle des $\text{Sn}^{116}\text{S}^{32}$ konnten nur die Linien des Schwingungsgrundzustandes gemessen werden. Die Linien höherer Schwingungszustände konnten neben den stärkeren Linien des $\text{Sn}^{118}\text{S}^{32}$ nicht aufgelöst und daher nicht gemessen werden. Die Konstante α_e des $\text{Sn}^{116}\text{S}^{32}$ wurde deshalb aus den gemessenen α_e -Werten der anderen Isotopenkombinationen mit Hilfe der Beziehung ⁹

$$\alpha_e \sim \sqrt{1/\mu^3}$$

berechnet. Die α_e -Werte des $\text{Sn}^{114}\text{S}^{32}$ (0,6%) und $\text{Sn}^{116}\text{S}^{34}$ (0,6%) wurden in gleicher Weise berechnet. Bei diesen Isotopenkombinationen konnten die Linien mit $v = 1$ wegen ihrer geringen Intensität nicht mehr nachgewiesen werden.

Nach der Gleichung ⁹

$$r_e = \sqrt{\hbar / (4 \pi \mu B_e)} \quad (4)$$

wurden die Kernabstände r_e aus den Rotationskonstanten B_e berechnet. Dabei wurden die von COHEN, DUMOND und Mitarbeitern ¹² angegebenen Naturkonstanten [$\hbar = (1,05443 \pm 0,00004) \text{ erg} \cdot \text{sec}$; Atomare Masseneinheit: $(1,65979 \pm 0,00004) \cdot 10^{-24} \text{ g}$] und die von WAPSTRA ¹³ tabellierten relativen Atommassen verwendet. Der Einfluß der Verteilung der Valenzelektronen auf die reduzierte Masse ist dabei vernachlässigbar. Die Fehlergrenzen der in Tab. 5 angegebenen Kernabstände r_e sind im wesentlichen durch die Fehler der Naturkonstanten bedingt. Die Streuung der Werte liegt im Rahmen unserer Meßgenauigkeit.

¹⁰ A. E. DOUGLAS, L. L. HOWE u. J. R. MORTON, J. Mol. Spectr. **7**, 161 [1963].

¹¹ E. N. SHAWHAN, Phys. Rev. **49**, 810 [1936].

¹² E. R. COHEN, J. W. M. DUMOND, W. LAYTON u. J. S. ROLLETT, Rev. Mod. Phys. **27**, 363 [1955].

¹³ A. H. WAPSTRA, Handbuch der Physik, Band XXXVIII, 1, Springer-Verlag, Berlin 1958, S. 7 ff.

M_1/M_2	Molekel	Massenverhältnis	
		Diese Arbeit	WAPSTRA ¹³
S^{32}/S^{34}	$Sn^{116}S$	0,941241 $\pm 0,000016$	
S^{32}/S^{34}	$Sn^{118}S$	0,941271 $\pm 0,000016$	0,9412441 $\pm 0,0000016$
S^{32}/S^{34}	$Sn^{120}S$	0,941240 $\pm 0,000016$	
Sn^{112}/Sn^{114}	SnS^{32}	0,982500 $\pm 0,000055$	0,982454 $\pm 0,000007$
Sn^{112}/Sn^{116}	SnS^{32}	0,965521 $\pm 0,000054$	0,965510 $\pm 0,000006$
Sn^{112}/Sn^{117}	SnS^{32}	0,957223 $\pm 0,000054$	0,957244 $\pm 0,000006$
Sn^{112}/Sn^{118}	SnS^{32}	0,949075 $\pm 0,000054$	0,949134 $\pm 0,000006$
Sn^{112}/Sn^{119}	SnS^{32}	0,941121 $\pm 0,000054$	0,941141 $\pm 0,000006$
Sn^{112}/Sn^{120}	SnS^{32}	0,933310 $\pm 0,000053$	0,933302 $\pm 0,000006$
Sn^{112}/Sn^{122}	SnS^{32}	0,917953 $\pm 0,000053$	0,917979 $\pm 0,000006$
Sn^{112}/Sn^{124}	SnS^{32}	0,903163 $\pm 0,000052$	0,903148 $\pm 0,000006$

Tab. 6.

M_1/M_2	Molekel	Massenverhältnis	
		Diese Arbeit	WAPSTRA ¹³
Sn^{114}/Sn^{116}	SnS^{32}	0,982718 $\pm 0,000056$	0,982754 $\pm 0,000007$
Sn^{114}/Sn^{117}	SnS^{32}	0,974271 $\pm 0,000056$	0,974340 $\pm 0,000007$
Sn^{114}/Sn^{118}	SnS^{32}	0,965978 $\pm 0,000056$	0,966086 $\pm 0,000007$
Sn^{114}/Sn^{119}	SnS^{32}	0,957883 $\pm 0,000055$	0,957949 $\pm 0,000006$
Sn^{114}/Sn^{120}	SnS^{32}	0,949933 $\pm 0,000055$	0,949970 $\pm 0,000006$
Sn^{114}/Sn^{122}	SnS^{32}	0,934302 $\pm 0,000054$	0,934374 $\pm 0,000006$
Sn^{114}/Sn^{124}	SnS^{32}	0,919249 $\pm 0,000053$	0,919278 $\pm 0,000006$
Sn^{116}/Sn^{117}	SnS^{32}	0,991404 $\pm 0,000058$	0,991438 $\pm 0,000006$
Sn^{116}/Sn^{118}	SnS^{32}	0,982965 $\pm 0,000057$	0,983039 $\pm 0,000006$
Sn^{116}/Sn^{118}	SnS^{34}	0,983077 $\pm 0,000067$	
Sn^{116}/Sn^{119}	SnS^{32}	0,974728 $\pm 0,000057$	0,974760 $\pm 0,000006$
Sn^{116}/Sn^{120}	SnS^{32}	0,966638 $\pm 0,000056$	0,966641 $\pm 0,000006$
Sn^{116}/Sn^{120}	SnS^{34}	0,966636 $\pm 0,000065$	
Sn^{116}/Sn^{122}	SnS^{32}	0,950731 $\pm 0,000056$	0,950771 $\pm 0,000006$
Sn^{116}/Sn^{124}	SnS^{32}	0,935415 $\pm 0,000055$	0,935410 $\pm 0,000006$

Tab. 7.

M_1/M_2	Molekel	Massenverhältnis	
		Diese Arbeit	WAPSTRA ¹³
Sn^{117}/Sn^{118}	SnS^{32}	0,991487 $\pm 0,000058$	0,991529 $\pm 0,000006$
Sn^{117}/Sn^{119}	SnS^{32}	0,983179 $\pm 0,000058$	0,983178 $\pm 0,000006$
Sn^{117}/Sn^{120}	SnS^{32}	0,975019 $\pm 0,000057$	0,974989 $\pm 0,000006$
Sn^{117}/Sn^{122}	SnS^{32}	0,958974 $\pm 0,000056$	0,958981 $\pm 0,000006$
Sn^{117}/Sn^{124}	SnS^{32}	0,943525 $\pm 0,000056$	0,943488 $\pm 0,000006$
Sn^{118}/Sn^{119}	SnS^{32}	0,991621 $\pm 0,000059$	0,991578 $\pm 0,000006$
Sn^{118}/Sn^{120}	SnS^{32}	0,983391 $\pm 0,000058$	0,983319 $\pm 0,000006$
Sn^{118}/Sn^{120}	SnS^{34}	0,983275 $\pm 0,000068$	
Sn^{118}/Sn^{122}	SnS^{32}	0,967209 $\pm 0,000057$	0,967175 $\pm 0,000006$
Sn^{118}/Sn^{124}	SnS^{32}	0,951627 $\pm 0,000057$	0,951549 $\pm 0,000006$
Sn^{119}/Sn^{120}	SnS^{32}	0,991701 $\pm 0,000059$	0,991670 $\pm 0,000006$
Sn^{119}/Sn^{122}	SnS^{32}	0,975381 $\pm 0,000058$	0,975389 $\pm 0,000006$
Sn^{119}/Sn^{124}	SnS^{32}	0,959668 $\pm 0,000058$	0,959631 $\pm 0,000006$
Sn^{120}/Sn^{122}	SnS^{32}	0,983543 $\pm 0,000059$	0,983582 $\pm 0,000006$
Sn^{120}/Sn^{124}	SnS^{32}	0,967699 $\pm 0,000058$	0,967691 $\pm 0,000006$
Sn^{122}/Sn^{124}	SnS^{32}	0,983891 $\pm 0,000060$	0,983844 $\pm 0,000006$

Tab. 8.

Nach TOWNES⁹ läßt sich das Massenverhältnis zweier Isotope M_1/M_2 aus den Rotationskonstanten $B_e^{(1)}$ und $B_e^{(2)}$ zweier Isotopenkombinationen (X_1Y) und (X_2Y) ein und derselben Molekel nach der Beziehung

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{(M/M_2) (B_e^{(2)}/B_e^{(1)})}{1 + M/M_2 - B_e^{(2)}/B_e^{(1)}} \quad (5)$$

berechnen. M bedeutet die Masse des Atoms Y. Die nach Gl. (5) berechneten Massenverhältnisse von Isotopen des Zinn und Schwefel sind in den Tabellen 6 bis 8 zusammengestellt. In der letzten Spalte sind zum Vergleich die Werte nach den Tabellen von WAPSTRA¹³ aufgeführt.

Herrn Professor Dr. R. HONERJÄGER danke ich herzlich für sein reges Interesse an dieser Arbeit und seine großzügige Unterstützung. Den Mitarbeitern unserer Institutswerkstatt, unter der Leitung ihres Meisters, Herrn HAHNE, danke ich für die sorgfältige Ausführung feinmechanischer Arbeiten. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung unserer Forschungsvorhaben.