

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 52 (1961)
Heft: 6

Rubrik: Communications ASE

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 25.12.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Literatur

[1] Berger, K. und A. Ašner: Neue Erkenntnisse über das Verhalten und die Prüfung von Spannungsteilern zur Messung sehr hoher, rasch veränderlicher Stoßspannungen. Bull. SEV Bd. 51(1960), Nr. 16, S. 769...783.
 [2] Aked, A.: Peak-Voltage Measurements of Standard Impulse Voltage Waves. Proc. IEE Bd. 103(1956), Part C, Nr. 3, S. 186...189.

[3] Ašner, A.: Neue Erkenntnisse über die Messung sehr hoher, rasch veränderlicher Stoßspannungen mittels Spannungsteiler. Diss. ETH. Zürich: Aschmann & Scheller 1960.

Adresse des Autors:

Dr. sc. techn. A. Ašner, 73, rue de la Servette, Genève.

Nachrichten- und Hochfrequenztechnik — Télécommunications et haute fréquence

Einfaches Wellensieb

621.372.542

[Nach D. G. Wyatt: A Simple Wave Filter. Electronic Engng. Bd. 32(1960), Nr. 385, S. 155...157]

Zweckdienliche Hoch- und Tiefpassfilter können durch Serieschaltung eines Parallel-T-Kreises mit einem geeigneten LC-Kreis hergestellt werden. Es wird nur eine einzige Induktivität benötigt, was besonders bei tiefen Grenzfrequenzen wünschenswert ist. Diese Anordnung hat in bezug auf Einfachheit, Stabilität und Grösse sowohl gegenüber gebräuchlichen Typen, als auch gegenüber den von gegengekoppelten Verstärkern abgeleiteten Formen Vorteile.

Bekanntlich weisen herkömmliche Filter mit tiefen Grenzfrequenzen mehrere grosse Induktivitäten und Kapazitäten auf. Es sind Versuche unternommen worden, diesen Nachteil mittels aktiven Elementen zu umgehen. Anordnungen dieser Art können ihre Aufgabe für bestimmte Zwecke gut erfüllen, weisen jedoch zwei Nachteile auf: erstens sind die Amplituden- und Phasencharakteristiken gewöhnlich vom Verstärkungsgrad der verwendeten aktiven Elemente abhängig und zweitens lassen sich die Filterelemente häufig nur empirisch bestimmen. Der Aufwand wird ausserdem vergleichbar mit demjenigen herkömmlicher Filter.

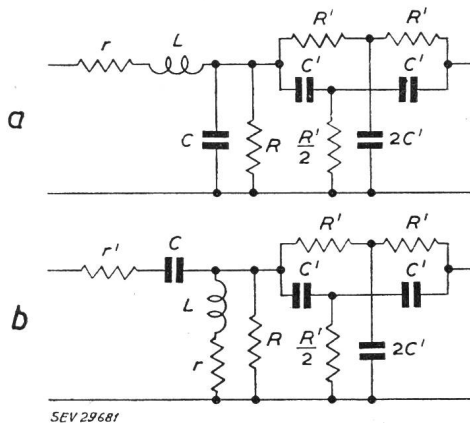


Fig. 1
Varianten des Filters
a Tiefpassfilter; b Hochpassfilter

Einfache Filter lassen sich nun durch Serieschaltung eines LC-Kreises mit einem geeigneten Parallel-T-Kreis gemäss Fig. 1 realisieren. Fig. 2 zeigt die Übertragungsfunktion eines derart aufgebauten Tiefpassfilters. Bei geeigneter Dimensionierung kann das Produkt der Teilübertragungsfunktionen über einen gewissen Bereich nahezu konstant gehalten werden. Die Berechnung wird im folgenden für ein Bandpassfilter erläutert. Die Grenzfrequenzen liegen bei 30 und 70 Hz.

Tiefpassfilter

Der unbelastete Parallel-T-Kreis besitzt die folgende Übertragungsfunktion:

$$A_1 = \left[1 + \left(\frac{4f/f_0}{f^2/f_0^2 - 1} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (1)$$

Es bedeuten:

f Signalfrequenz

f_0 Sperrfrequenz, $f_0 = 1/2 \pi R' C'$

Bei der Sperrfrequenz $f = f_0$ wird $A_1 = 0$.

Die Übertragungsfunktion des mit dem Widerstand R abgeschlossenen LC-Gliedes lautet:

$$A_2 = \{ [1 + \Phi - (f^2/f_c^2)]^2 + \alpha' (f^2/f_c^2) \}^{-1/2} \quad (2)$$

wobei:

$$\Phi = r/R$$

$$\alpha' = Q_c^2 (1 + \Phi/Q_c^2)^2$$

$$Q_c = \omega_c L/R$$

$$\omega_c^2 = 1/LC$$

Die Wahl der Sperrfrequenz f_0 der Parallel-T-Schaltung hängt von zwei Gesichtspunkten ab:

a) Für zu grosses f_0 steigt die Dämpfung oberhalb 70 Hz zu wenig rasch an.

b) Ein zu kleines f_0 erfordert eine scharfe Resonanzcharakteristik im LC-Kreis.

Im vorliegenden Beispiel ist f_0 mit 212,2 Hz angenommen worden ($C' R' = 0,00075$).

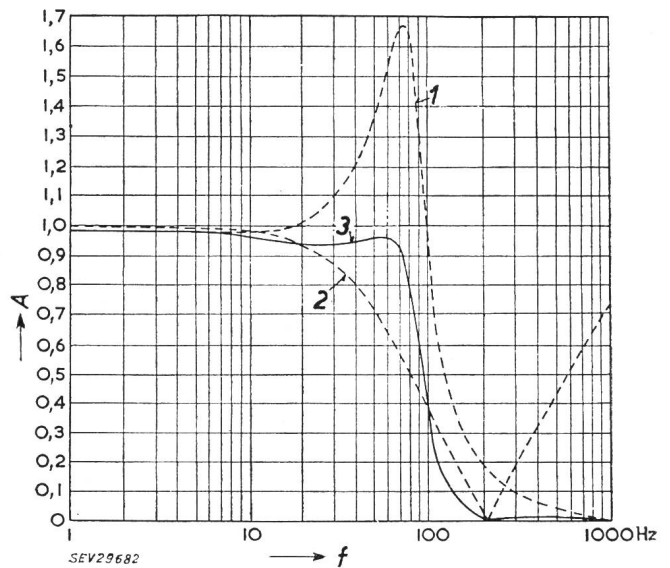


Fig. 2
Verlauf der Übertragungsfunktionen
A Amplitude; f Frequenz
1 LC-Glied; 2 Parallel-T-Glied; 3 Kombination von a und b

Im LC-Glied muss der Widerstand R einerseits mit Rücksicht auf die Eingangsimpedanz des Parallel-T-Gliedes klein gewählt werden. Andererseits bewirkt ein niedriger Wert von R mit r zusammen eine unerwünschte Dämpfung (r stellt den Ohmschen Widerstand der Induktivität und den Quellenwiderstand dar). Die Grösse $\Phi = r/R$ wird nun als Ausgangspunkt der Dimensionierung benutzt. Dazu werden die folgenden Werte angenommen:

$$r = 2,25 \text{ k}\Omega, R = 50 \text{ k}\Omega, \text{ somit } \Phi = 0,045$$

Die Beziehung (2) liefert mit der Einführung von Φ und dem für zwei Frequenzen (z. B. 30 Hz und 70 Hz) notwendigen A_2 ein Simultansystem für f_c und α' . Unter Beachtung von $A_1 A_2 = 1$ ergibt sich dann ein Wert von 64,2 Hz für f_c . Dieser

Wert liegt innerhalb der Bandpassgrenzen, was zu einem einheitlichen Verlauf der Übertragungscharakteristik führt. Wird dagegen $A_1 A_2 < 1$ angenommen, z. B. mit 0,935, so ergibt sich für die Resonanzfrequenz f_c ein Wert, der oberhalb der Grenzfrequenz liegt, nämlich 77,5 Hz.

Die Berechnung der Induktivität L liefert zwei Werte. Obwohl der grössere Wert eine Induktivität von 54,2 H erfordert, wird dadurch für A_2 eine kleinere Abhängigkeit von r erreicht. Für C ergibt sich ein Wert von 0,0780 μF .

Hochpassfilter

Die Übertragungsfunktion für das Parallel-T-Glied ist bereits durch Gl. (1) gegeben. Das mit R abgeschlossene LC-Glied besitzt die folgende Übertragungsfunktion:

$$A_2 = \left[\left(1 + \Phi' + \frac{\Phi \Phi' - Q_c^2}{\Phi^2 + Q_c^2 (f^2/f_c^2)} \right)^2 + Q_c^2 (f_c^2/f^2) \left(1 + \frac{\Phi + \Phi' (f^2/f_c^2)}{\Phi^2 + Q_c^2 (f^2/f_c^2)} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (3)$$

wobei:

$$\begin{aligned} Q_c &= \omega_c L/R \\ \Phi_2 &= r/R, \quad \Phi' = r'/R \\ \omega_c^2 &= 1/LC \end{aligned}$$

Für den Fall, dass $\Phi = \Phi' = 0$, geht Gl. (3) in die folgende Beziehung über:

$$A_2 = \{ [1 - (f_c^2/f^2)^2] + Q_c^2 (f_c^2/f^2) \}^{-1/2} \quad (4)$$

Die Resonanzfrequenz f_c lässt sich wegen dem komplizierten Aufbau der Gl. (3) nicht aus einem Simultansystem wie beim Tiefpassfilter ermitteln. Gl. (4) liefert dagegen erste Näherungswerte für f_c und Q_c . Durch wiederholtes Einsetzen dieser Näherungswerte in Gl. (3) können f_c und Q_c bestimmt werden.

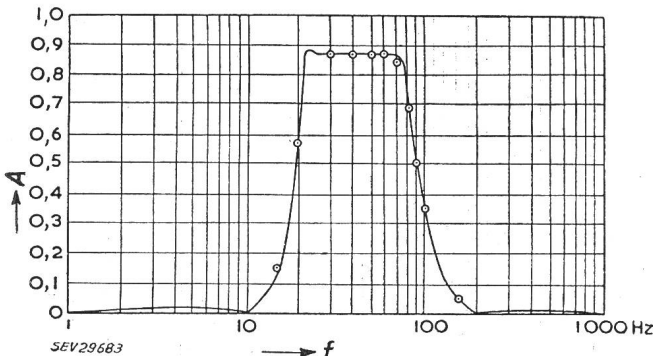


Fig. 3

Verlauf der Übertragungsfunktion des Bandpassfilters

A Amplitude; f Frequenz

○ Messpunkte

Die für das Hochpassfilter berechneten Werte betragen:

$$\begin{aligned} \text{Parallel-T-Glied: } f_0 &= 10 \text{ Hz} \\ \text{LC-Glied: } \Phi &= 0,03; \quad \Phi' = 0,02 \\ f_c &= 22 \text{ Hz} \\ R &= 50 \text{ k}\Omega \\ L &= 136 \text{ H} \\ C &= 0,388 \mu\text{F} \end{aligned}$$

Fig. 3 zeigt den Verlauf der Übertragungsfunktion für das Bandpassfilter. C. Corbella

Transistor-Mischer-Ersatzschaltbild

621.396.621.54 : 621.375.4

[Nach H. Beneking: Ein Transistor-Mischer-Ersatzschaltbild. AEU Bd. 13(1959), Nr. 7, S. 313...319]

In Fig. 1 ist die bekannte Ersatzschaltung des Transistors dargestellt. Daraus werden die Leitwertparameter bestimmt

$$\begin{aligned} g_{11} &\approx \frac{\bar{G}}{1 + R\bar{G}} & g_{12} &\approx \frac{-g_1}{1 + R\bar{G}} \\ g_{21} &\approx \frac{S}{1 + R\bar{G}} & g_{22} &\approx g_2 \end{aligned}$$

Der Diffusionsleitwert G und die Steilheit S sind vom Strom abhängig, was im Schema durch einen Doppelpfeil angedeutet ist. Im aktiven Bereich gilt näherungsweise für $I_E > 0$

$$\bar{G} = \bar{g} I_E \quad \text{und} \quad S = s I_E$$

wobei

$$\bar{G} = G + j\omega C$$

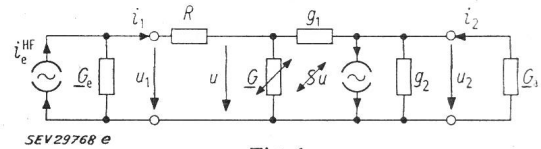


Fig. 1

Vereinfachtes Transistor-Ersatzschaltbild (Emitterschaltung) mit äusserer Beschlattung

Bei Mischschaltungen hat nun der Oszillator ($\omega = \omega_0$) die Aufgabe, den Arbeitspunkt des Transistors für die zu transponierende HF ($\omega = \omega_H$) so zu verändern, dass infolge der Nichtlinearität Mischprodukte mit $\omega_Z = n\omega_H \pm m\omega_0$ auftreten.

Stellt man die Oszillatoreinwirkung auf den Emittorstrom in der Form

$$I_E = I_{E0} + i \cos \omega_0 t \quad (i \cos \omega_0 t \leq I_{E0})$$

bzw.

$$I_E = 0 \quad (-i \cos \omega_0 t > I_{E0})$$

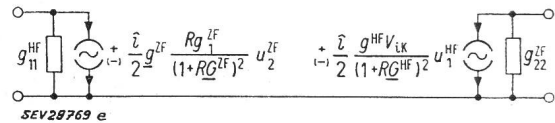


Fig. 2

Ersatzschaltbild des Transistor-Mischers im linearen Betriebsfall

dar, so lassen sich zwei Fälle unterscheiden: der lineare Fall mit $i \leq I_{E0}$ und der nichtlineare Fall $i > I_{E0}$. Beschränkt man sich auf den üblichen Fall der Schwingkreisankopplung, dann kann für den linearen Fall das in Fig. 2 dargestellte Ersatzschema abgeleitet werden. Die an die einzelnen Leitwerte gesetzten Indizes HF und ZF geben dabei an, für welche Frequenzen die Leitwerte zu nehmen sind. Die Kurzschlussstromverstärkung ist mit V_{ik} bezeichnet. Das positive Vorzeichen gilt für den Fall, dass $\omega_Z = \omega_H + \omega_0$ oder $\omega_Z = \omega_H - \omega_0$ bei $\omega_H > \omega_0$. Das in Klammern gesetzte negative Vorzeichen gilt für $\omega_Z = \omega_0 - \omega_H$ bei $\omega_0 > \omega_H$.

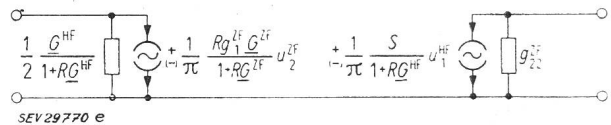


Fig. 3

Ersatzschaltbild des Transistor-Mischers im nichtlinearen Betriebsfall

Im nichtlinearen Fall kann bei sehr grosser Übersteuerung an Stelle einer sinusförmigen Änderung eine Schaltfunktion als Oszillatorkomponente vorausgesetzt werden. Man erhält in diesem Fall das Ersatzschaltbild Fig. 3. Da der mittlere Gleichstrom $\bar{I}_c \approx \bar{I}_E = I_{E0}/2$ ist, beträgt hier die Mischsteilheit ca. $2/3$ des für den vorhandenen «Arbeitspunkt» \bar{I}_c geltenden normalen Steilheitswertes.

Umfangreiche Messungen bestätigen die Genauigkeit dieser Ersatzschaltbilder. Die Mischverstärkung und die Rück-

mischung, das Verhalten bei Regelung und die Stabilität der Schaltung lassen sich damit übersehen und rechnerisch erfassen.

T. Brenig

Neue Technik zur Modulation mit unterdrücktem Träger

621.376.22

[Nach J. Dysinger, W. Whyland und R. Wood: «New Suppressed-Carrier Modulation Technique». Electronics Bd. 33(1960), Nr. 6, S. 47...49]

Leistungsvorteile eines Systems mit unterdrücktem Träger ergeben sich aus zwei Gründen:

1. Der Wirkungsgrad des Senders wird verbessert durch den Wegfall des Trägers, der an sich zur Nachrichtenübertragung nicht notwendig ist.
2. Die kohärente Demodulation ergibt mit dem erhöhten Träger grösseren Geräuschabstand.

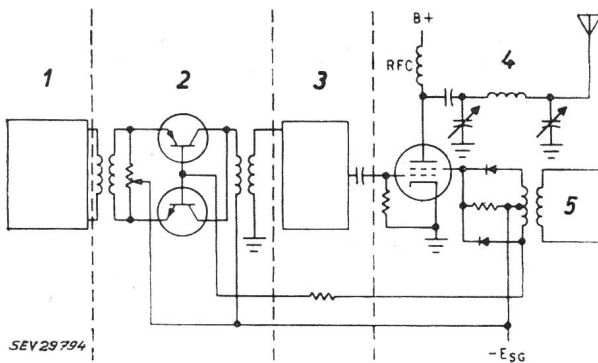


Fig. 1

Aufbau des Modulators des Zweiseitenband-Senders

- 1 Oszillator; 2 Phasenmodulator; 3 Trennstufe; 4 schirmgittermodulierte Endstufe; 5 Tonfrequenzmodulationseingang

Verwendet man zusätzlich auf der Sendeseite eine starke Begrenzung der Sprachspitzen, so wird die Verbesserung im Systemwert wesentlich grösser als sie die Einseitenbandtechnik gegenüber Amplitudenmodulation ergibt, ist jedoch 3 db schlechter als mit reiner Zweiseitenbandtechnik möglich wäre.

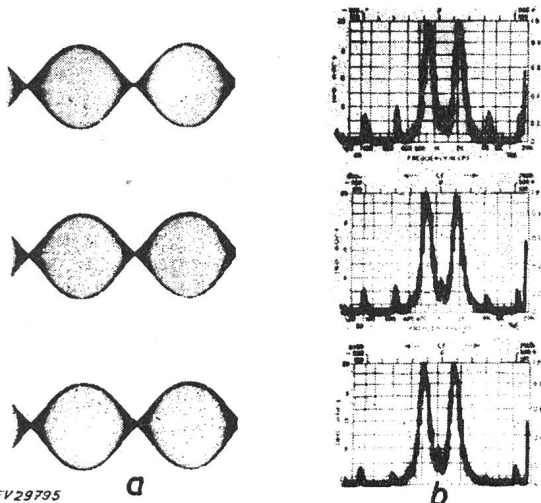


Fig. 2

Wellenform (a) und Spektren (b) am Senderausgang bei 500-Hz-Modulation und Schirmgittervorspannungen von -35, -30 und -20 V

Die neue Technik wurde für die Anwendung bei Sendern mit einfachen, nichtlinearen Endstufen entwickelt. Dabei wird die Modulation, welche Phasenumkehr bewirkt, auf kleinem Leistungspegel ausgeführt. Auf diesen Modulator können

Vervielfacher, Mischstufen oder nichtlineare Klasse-C-Stufen folgen. Die Hüllkurvenmodulation wird durch Modulation eines Gitters der Endstufe erreicht. Beide Modulationen müssen synchron laufen. Die Vorteile sind: Trägerunterdrückung ohne symmetrischen Modulator auf hohem Leistungspegel, Wegfall linearer Stufen nach der Modulationsstufe. Damit lassen sich bestehende AM-Sender mit einfacher Endstufe leicht auf Zweiseitenbandbetrieb mit unterdrücktem Träger umbauen.

Fig. 1 zeigt das Blockscheema eines solchen Senders. Auf den Oszillator folgt ein Phasenmodulator. Der Ausgang des Phasenmodulators treibt über eine Trennstufe die schirmgittermodulierte Endstufe. Das Modulationssignal wird einerseits über einen Begrenzerwiderstand dem Phasenmodulator zugeführt, wo sie als Schaltspannung für zwei komplementäre Transistoren dient und die Phasenmodulation bewerkstelligt. Andererseits speist das Modulationssignal einen Vollweggleichrichter im Schirmgitterkreis der Endstufe. Durch eine feste Vorspannung wird der Anodenstrom der Endstufe bei Abwesenheit der Modulationsspannung gesperrt. Die gleichgerichtete Modulationsspannung wird benutzt, um die Schirmgitterspannung zu erhöhen und so die Hochfrequenz-Hüllkurvencharakteristik des Zweiseitenbandsignals zu erzeugen. In den Modulationsspitzen erreicht die Schirmgitterspannung die Werte, welche normalerweise bei Klasse-C-Telegraphiebetrieb verwendet werden. Fig. 2a zeigt die Wellenformen am Senderausgang des abgeänderten Senders bei 35 W Spitzenleistung. Fig. 2b gibt in logarithmischer Skala die Spektren wieder, wobei der Träger etwa 30 db gedämpft ist gegenüber den Seitenbändern. Der aufgezeichnete Bereich umfasst 40 db. Für die Figuren 2a und 2b war die Schirmgittervorspannung variabel (-35, -30, -25 V). Die Funktion des Senders verändert sich dabei kaum. Die Messresultate zeigen, dass die neue Methode einen praktischen Weg angibt zur Erzeugung von Zweiseitenbandsignalen mit unterdrücktem Träger oder auch gestattet, bestehende AM-Anlagen mit kleinem Aufwand umzubauen.

H. Mayer

Hochfrequenz-Verbindungen über dem Weltraum

621.396.946

[Nach A. Schädlich: Der Erde-Weltraumfunk rückt näher. Fernmeldepraxis Bd. 38(1961), Nr. 4, S. 134...137]

In letzter Zeit wird an verschiedenen Orten eifrig daran gearbeitet, einen Fernmeldedienst über den Weltraum herzustellen. Dazu werden zum Teil künstliche Erdsatelliten, zum Teil aber Himmelskörper, wie z. B. der Mond, verwendet.

Bereits ist eine Nachrichtenverbindung zwischen Washington und Hawaii im Bereiche von 435 und 445 MHz hergestellt, die als Reflektor den Mond benützt. Die Leistung des Senders beträgt 400 kW, und die Bündelung des Sendestrahles 1,5°. Vorerst wurden 4 Fernschreibkanäle über diesen Weg übertragen; neuerdings versucht man auch Fernsprechübertragungen durchzuführen.

Auch Radioamateuren gelang es mit einem 1-kW-Sender den Mond als Reflektor zu benützen und eine Erde-Mond-Erde-Verbindung zwischen Massachusetts und Kalifornien auf 1296 MHz herzustellen.

Eine Reflexion des Mondes herbeizuführen ist keine einfache Angelegenheit, da der Mond von der Erde nur eine Winkelbreite von 1/2° aufweist, dazu kommt, dass die Mondoberfläche offenbar sehr rau ist und etwa 85% der ankommenden Energie verschluckt. Von den zurückgestrahlten 15% der Energie erreicht auch nur ein kleiner Teil die Erde wieder, so dass die Empfangsstärke dicht an dem Rauschpegel oder gar darunter liegt. Zum Empfang müssen daher parametrische Verstärker und sehr selektive Empfänger verwendet werden.

Gute Reflexionsmöglichkeiten für hohe Frequenzen zeigten Gaswolken, die aus Raketen in etwa 1000 km Höhe erzeugt werden.

Noch im Umlauf befindliche und inzwischen verbrannte Satelliten
(Stand: 3. November 1960)

Tabelle I

Offizielle Bezeichnung	Name	Land	Datum des Abschusses	Umlaufzeit [min]	Sendefrequenz [MHz]	Datum des Absturzes
1957 Alpha 1	Raketenstufe	UdSSR	4. Oktober 1957			1. Dezember 1958
1957 Alpha 2	Sputnik I	UdSSR	4. Oktober 1957			Anf. Januar 1958
1957 Beta	Sputnik II	UdSSR	3. November 1957			14. April 1958
1958 Alpha	Explorer I	USA	31. Januar 1958	107,9		
1958 Beta 1	Raketenstufe	USA	17. März 1958	138,3		
1958 Beta 2	Vanguard I	USA	17. März 1958	134,0	108,022	
1958 Gamma	Explorer III	USA	26. März 1958			28. Juni 1958
1958 Delta 1	Raketenstufe	UdSSR	15. Mai 1958			3. Dezember 1958
1958 Delta 2	Sputnik III	UdSSR	15. Mai 1958			6. April 1960
1958 Epsilon	Explorer IV	USA	26. Juli 1958			23. Oktober 1959
1958 Zeta	Atlas	USA	18. Dezember 1958			21. Januar 1959
1959 Alpha 1	Vanguard II	USA	17. Februar 1959	125,5		
1959 Alpha 2	Raketenstufe	USA	17. Februar 1959	129,6		
1959 Beta	Discoverer I	USA	28. Februar 1959			Anf. März 1959
1959 Gamma	Discoverer II	USA	13. April 1959			26. April 1959
1959 Delta	Explorer VI	USA	7. August 1959		Position unbestimmt	
1959 Epsilon 1	Discoverer V	USA	13. August 1959			28. September 1959
1959 Epsilon 2	Kapsel	USA	13. August 1959	99,8		
1959 Zeta	Discoverer VI	USA	19. August 1959			20. Oktober 1959
1959 Eta	Vanguard III	USA	18. September 1959	129,8		
1959 Theta	Lunik III	UdSSR	4. Oktober 1959			April 1960 ?
1959 Iota 1	Explorer VII	USA	13. Oktober 1959	101,2	19,9904	
1959 Iota 2	Raketenstufe	USA	13. Oktober 1959	101,1		
1959 Kappa	Discoverer VII	USA	7. November 1959			26. November 1959
1959 Lambda	Discoverer VIII	USA	20. November 1959			8. März 1960
1960 Alpha	Pioneer V	USA	11. März 1960	311,6		
1960 Beta 1	Raketenstufe	USA	1. April 1960	99,1		
1960 Beta 2	Tiros 1	USA	1. April 1960	99,2	107,997	
1960 Gamma 1	Raketenstufe	USA	13. April 1960	94,5		
1960 Gamma 2	Transit 1B	USA	13. April 1960	95,6		
1960 Gamma 3	Metal Object	USA	13. April 1960	93,6		
1960 Delta	Discoverer XI	USA	15. April 1960			26. April 1960
1960 Epsilon 1	Sputnik IV	UdSSR	15. Mai 1960	94,0		
1960 Epsilon 2	Raketenstufe	UdSSR	15. Mai 1960			17. Juli 1960
1960 Epsilon 3	—	UdSSR	15. Mai 1960	94,1		
1960 Epsilon 4	—	UdSSR	15. Mai 1960	94,0		
1960 Epsilon 5	—	UdSSR	15. Mai 1960	92,4		
1960 Epsilon 6	—	UdSSR	15. Mai 1960	92,4		
1960 Epsilon 7	—	UdSSR	15. Mai 1960	91,9		
1960 Epsilon 8	—	UdSSR	15. Mai 1960	92,5		
1960 Epsilon 9	—	UdSSR	15. Mai 1960	92,6		
1960 Eta 1	Midas II	UdSSR	24. Mai 1960	94,4		
1960 Zeta 2	Metal Object	USA	24. Mai 1960	94,1		
1960 Eta 1	Transit 2A	USA	22. Juni 1960	101,7	54; 162	
1960 Eta 2	Greb	USA	22. Juni 1960	101,7	216; 324	
1960 Eta 3	Raketenstufe	USA	22. Juni 1960	101,4	108,00	
1960 Theta	Discoverer XIII	USA	10. August 1960	93,4		
1960 Iota 1	Echo 1	USA	12. August 1960	118,2	107,94	
1960 Iota 2	Raketenstufe	USA	12. August 1960	118		
1960 Iota 3	Metal Object	USA	12. August 1960	117,9		
1960 Iota 4	Metal Object	USA	12. August 1960	118,1		
1960 Iota 5	Metal Object	USA	12. August 1960	118,3		
1960 Kappa	Discoverer XIV	USA	18. August 1960	93,0		16. September 1960
1960 Lambda	Sputnik V ¹⁾	UdSSR	19. August 1960			20. August 1960
1960 Lambda 2	Raketenstufe	UdSSR	19. August 1960	90,4		23. September 1960
1960 Epsilon 7	— ²⁾	UdSSR	15. Mai 1960			24. September 1960
1960 Epsilon 5	— ²⁾	UdSSR	15. Mai 1960			September bis Oktober 1960 ³⁾
1960 Epsilon 6	— ²⁾	UdSSR	15. Mai 1960			
1960 Epsilon 8	— ²⁾	UdSSR	15. Mai 1960			
1960 Epsilon 9	— ²⁾	UdSSR	15. Mai 1960			
1960 Mu	Discoverer XV	USA	13. September 1960	92,8		18. Oktober 1960
1960 Nu 1	Courier 1B	USA	4. Oktober 1960	106,9	107,97	
1960 Nu 2	Raketenstufe	USA	4. Oktober 1960	106,3		
1960 XI 1	Explorer VIII	USA	3. November 1960	112,7	108	

¹⁾ Die UdSSR gaben die gelungene Rückkehr und Bergung des Sputnik V bekannt.

²⁾ Verschiedene Teile der Sputnik-IV-Rakete.

³⁾ Genaues Datum unbekannt.

Mond- und Weltraumsonden
(Stand: 3. November 1960)

Tabelle II

Nach einer Aufstellung der National Aeronautics and Space Agency sind in Tabelle I und II die durchgeführten erfolgreichen Abschüsse von künstlichen Erdsatelliten und Weltraumkörpern angegeben. Das Studium dieser Tabellen zeigt, wie stark man eigentlich heute dazu neigt nur sensationelle Ereignisse im Welt- raum zur Kenntnis zu nehmen und von zahlreichen nur der wissenschaftlichen Forschung dienenden Satelliten keine Notiz mehr nimmt.

E. Schiessl

Name	Land	Datum des Abschusses	Gegenwärtiger Zustand
Pioneer IV	USA	3. März 59	Umläuft Sonne
Lunik I	UdSSR	2. Jan. 59	Umläuft Sonne (1. Raumsonde)
Lunik II	UdSSR	12. Sept. 59	Mondtreffer — 13. September 1959