

Mikrowellen

VERSUCH ZUM FORTGESCHRITTENENPRAKTIKUM

AG Prof. Dr. U. Hartmann

Institut für Experimentalphysik, Universität des Saarlandes

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Bestandteile des Messaufbaus	5
3	Erzeugung von Mikrowellen	11
3.1	Das Reflexklystron	11
3.1.1	Aufbau	11
3.1.2	Funktionsweise	12
3.1.3	Schwingungsmoden	14
3.2	Gunn-Oszillator	15
3.2.1	Negative differentielle Leitfähigkeit	15
3.2.2	Dielektrische Verstärkung	16
3.2.3	Funktionsweise einer Gunn-Diode	17
3.3	Tunnelioden	20
3.3.1	Grundlagen	20
3.3.2	Negativer Widerstand-Oszillator	22
3.3.3	Spannungskontrollierte Oszillation	24
4	Mikrowellenleitungen	27
4.1	Hohlleiter	27
4.1.1	Optische Betrachtungen	27
4.1.2	Herleitung aus den Maxwell-Gleichungen	30
4.2	Mikrostreifenleitung	32
4.2.1	Näherung durch konforme Abbildung	32
4.2.2	Näherungen für die Mikrostreifen-Leitung	35
4.2.3	Einfluß einer endlichen Streifenleitungsdicke	36
4.2.4	Frequenzabhängigkeit von $\epsilon_{r,eff}$ und Z_L	37
4.2.5	Dämpfung von Streifenleitungen	37
5	Versuchdurchführung	39
5.1	Untersuchung eines Reflexklystrons	39
5.1.1	Mikrowellenerzeugung mittels eines Reflexklystrons und Messung einiger seiner Eigenschaften	39
5.1.2	Messung von Frequenz, Wellenlänge and Dämpfung von Mikrowellen	45
5.2	Untersuchung eines Gunn-Oszillators	48

5.2.1	Mikrowellenerzeugung mittels einer Gunn-Diode und Messung einiger ihrer Eigenschaften	48
5.2.2	Messung der Mikrowellenleistung	51
5.3	Untersuchung einer Tunnelodiode	56
5.3.1	Abstimmung der Sensitivität und <i>frequency pushing</i>	56
5.3.2	Die Abschneide-Versorgungsspannung	57
5.4	Untersuchungen von Mikrostreifenleitern	59
5.4.1	Aufbau von Mikrostreifen-Antennen	59
5.4.2	Transmission und Rezeption von Mikrowellen durch Streifenleiter .	61
6	Fragen und Aufgaben	65
7	Literaturhinweise	67

Kurzfassung , Vorbemerkungen

Ziel des Versuches

Das Ziel dieses Versuches ist es, die Studenten durch experimentelles Training mit den Grundlagen der Mikrowellentechnologie vertraut zu machen und sie in die Grundlagen und Charakteristika des Entwurfs von Mikrowellenantennen einzuführen. Es wird von den Studenten erwartet, dass sie die verschiedenen wichtigen Methoden der Mikrowellenerzeugung (Reflex-Klystron, Gunn-Oszillator, Tunneldioden) kennen, um grundlegende Messungen der Wellenlänge, Frequenz und Leistung von Mikrowellen durchführen und einige einfache Mikrostreifenleiter und Antennen der modernen Mikrowellentechnologie entwerfen zu können.

Hinweise zur Vorbereitung auf den Versuch

Um den Versuch sinnvoll und in angemessener Zeit durchführen zu können ist es erforderlich, dass Sie sich über diese Anleitung hinaus vorbereitend mit den folgenden physikalisch-technischen Stichworten bis zum Versuchsbeginn vertraut gemacht haben:

1. Erzeugung und Messung des Mikrowellen
2. Theorie der Mikrowellenpropagation
3. Prinzip der Konzeption eines Streifenleitern

Warnung:

Versichern Sie sich, dass für eine ausreichende Dämpfung gesorgt ist, bevor eine Leistung von 3 Watt während des Experiments verwendet wird.

Hinweise zur Nachbereitung des Versuches

Zur vollständigen Versuchsdurchführung ist ein Protokoll während der Experimente zu führen, in dem Messwerte, Einstellungen und Beobachtungen festgehalten werden sollten. Die Ausarbeitung ist entsprechend den Richtlinien des Praktikums nach Versuchsdurchführung beim betreuenden Assistenten abzugeben. Diese Ausarbeitung sollte eine in sich geschlossene Darstellung sein, die auch eine kurze Beschreibung des Aufbaus sowie der Durchführung enthält, so dass Ihre Messergebnisse jederzeit reproduzierbar sind. Sämtliche Messergebnisse sind sinnvoll darzustellen und auch im Vergleich zueinander zu diskutieren. Wo es möglich ist, sollte ein Vergleich mit Literaturdaten bzw. mit theoretisch bestimmten

Daten durchgeführt werden. Die Angabe von Literaturquellen darf selbstverständlich nicht fehlen. Außerdem sollte eine Fehlerdiskussion Bestandteil des Protokolls sein.

1 Einleitung

Als Mikrowellen bezeichnet man üblicherweise elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz im Bereich von 300 MHz bis 300 GHz beziehungsweise mit Wellenlängen von 1 m bis 1 mm. In Abb. 2.1 werden den einzelnen Frequenzbereichen jeweils Anwendungsbereiche und Übertragungsmedien zugewiesen.

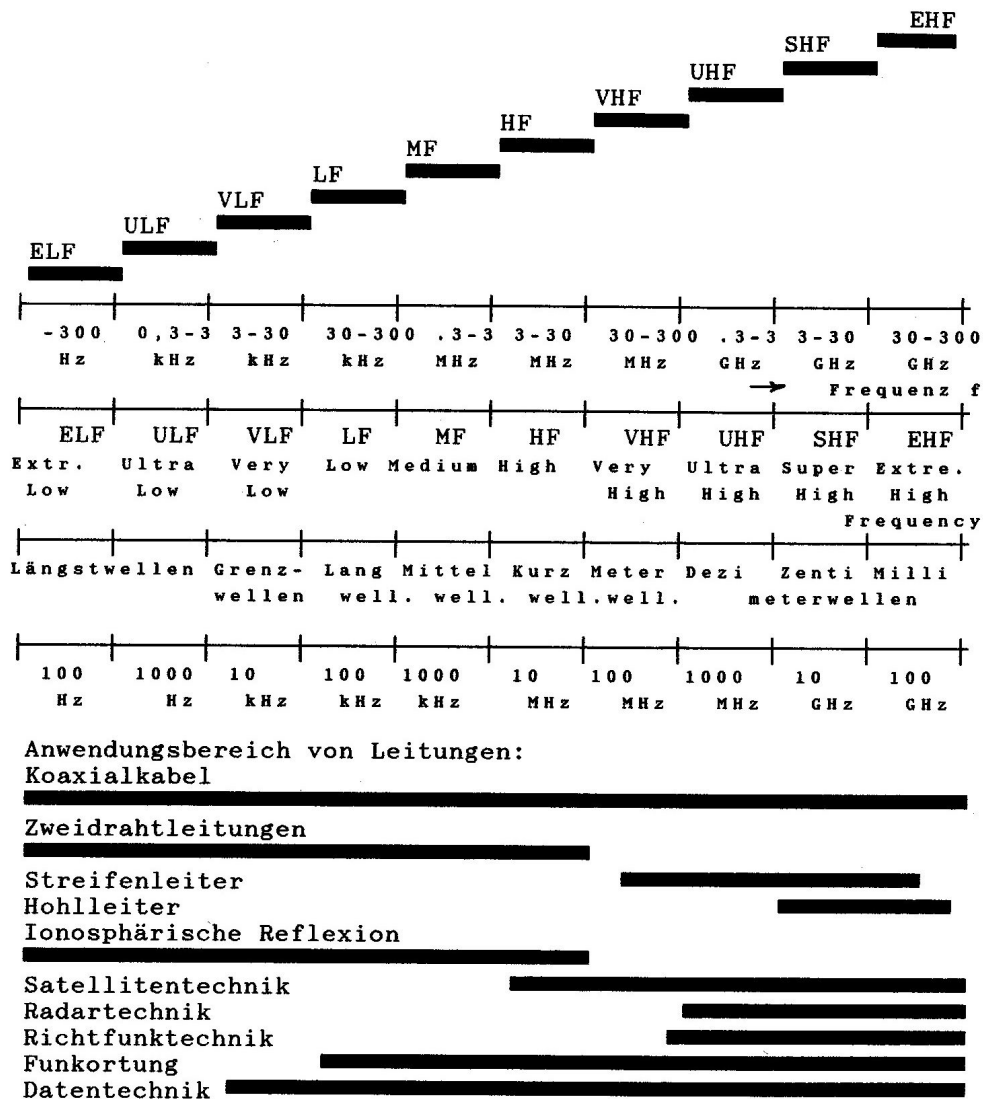


Abbildung 1.1: Frequenzbereiche in der Nachrichtentechnik

Mikrowellen wurden 1864 von J. C. Maxwell vorhergesagt und 1888 erstmals experimentell durch H. Herz nachgewiesen. Die Idee der Übertragung von Leistung durch Mikrowellen wurde 1899 von N. Tesla vorgeschlagen und schon zwei Jahre später durch eine Übertragung eines Signals über den Atlantik erfolgreich verwirklicht. 1937 entwickelte W. W. Hansen, ein Begründer der Mikrowellentechnologie, das Klystron zur Behebung des Problems der Entdeckung ankommender Flugzeuge durch die Radar-Technologie. Von da an wurden Mikrowellen in vielen Gebieten der wissenschaftlichen Forschung und des täglichen Lebens genutzt. Detaillierte Untersuchungen der kosmischen Hintergrundstrahlung lieferten die benötigten Informationen, um eine Vielzahl ungelöster Rätsel der Kosmologie anzugehen. So erhielten 1978 A. Penzias und W. Wilson den Nobelpreis für Physik für die Entdeckung der kosmischen Hintergrundstrahlung, welche einen direkten Beweis für die Existenz des Urknalls darstellt.

Aufgrund der kurzen Wellenlänge können sich Mikrowellen leicht durch Luft und die obere Atmosphäre fortbewegen. Mittels einer gekrümmten Scheibe können sie auf eine Antenne fokussiert werden. Deshalb werden sie heutzutage extensiv im Bereich der Satellitenkommunikation und des RADAR's, besonders in aktuellen GPS-Systemen verwendet.

Im Bereich des täglichen Lebens sind die beiden besten Beispiele der Mikrowellenherd und das Handy. Mikrowellen (mit einer Frequenz von 2.45 GHz) können Leistung direkt auf Wasser-Moleküle im Essen übertragen, so dass das Essen quasi von innen gekocht wird. Handys profitieren von der IC- und Mikrostreifenleiter-Technologie und arbeiten bei ungefähr 900 - 1800 MHz. Die hohe abgestrahlte Leistung von 0.6 - 3 W lassen das Handy allerdings in letzter Zeit zu einem vieldiskutierten Thema werden.

2 Bestandteile des Messaufbaus

Klystron-Oszillator

Der Oszillator besteht aus einem Reflexklystron *2K25*, das an einen Hohlleiter angekoppelt ist, einer Schutzabdeckung, einem Knopf für die Frequenzabstimmung und einem 1 m langen mehradrigen Kabel mit einem Stecker. Das empfohlene Speisegerät ist das *PM 7812*.

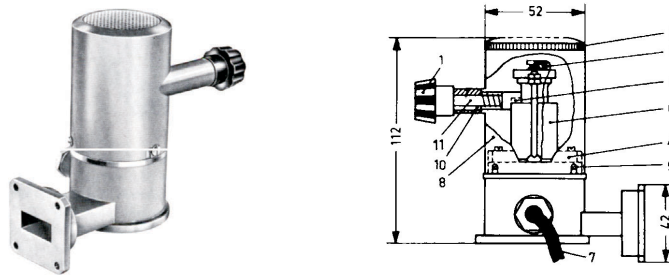


Abbildung 2.1: Reflexklystron *2K25* (links). Schematische Darstellung (rechts): 1 mechanischer Abstimmknopf, 2 perforierter Deckel, 3 Klystron-Abstimmerschraube, 4 Fixierkeil für das Klystron, 5 Reflektor-Klemme, 6 *2k25* Klystron, 7 Verbindungskabel, 8 Abdeckung, 9 Befestigungsschraube für Abdeckung, 10 Splint, 11 Abstimmspindel (Abmessungen in mm)

Gunn-Oszillator

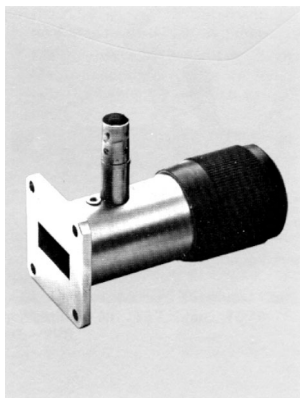


Abbildung 2.2:
Gunn-Oszillator *PM 7015X*

Der Gunn-Oszillator *PM 7015X* ist ein Hohlleiter-Oszillator, der im X-Band (das X-Band ist der am weitesten benutzte Frequenzbereich mit $\lambda = 3.0 \dots 3.3$ cm bzw. $\nu = 9 \dots 10$ GHz) über einen weiten Frequenzbereich mechanisch abstimmbar ist. Die Gunn-Diode befindet sich in einer Kavität mit hoher Güte, und die Vorspannung wird über einen BNC-Anschluß zugeführt. Der mit hoher Präzision hergestellte Abstimmmechanismus erlaubt ein sanftes Abstimmen ohne Ungenauigkeiten und toten Gang. Eine unmittelbar geeichte, gravierte Skala ermöglicht genaue Frequenzeinstellungen. Der *PM 7015X* weist eine hohe Frequenzstabilität auf und ist leicht abzustimmen. Daher eignet er sich besonders für Messaufbauten.

Spannungskontrollierter Oszillator

Der spannungskontrollierte Oszillator (voltage controlled oscillator, VCO) *ROS-EDR4293* ist ein negativer Widerstand-Oszillator mit der Fähigkeit, die Ausgangsfrequenz präzise einzustellen. Die Ausgangsfrequenz kann dabei je nach eingestellter Spannung (1 V ... 25 V) von 900 MHz bis 1900 MHz variiert werden. Einen VCO erhält man durch Verwendung einer Varaktor-Diode als veränderliche Kapazität in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.

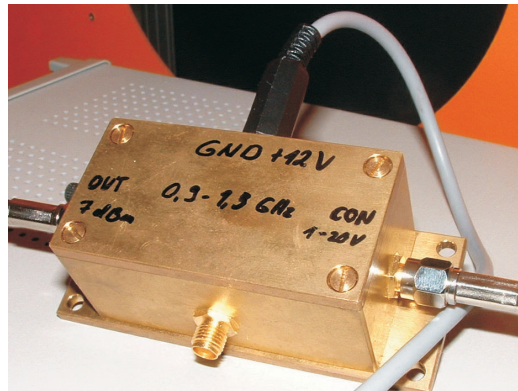


Abbildung 2.3: Spannungskontrollierter Oszillator *ROS-EDR4293*

Dämpfungsglied

Das Dämpfungsglied ist ein geeichter Folienabschwächer. Das Dämpfungselement ist eine Widerstandsfolie, die im Hohlleiter durch eine Mikrometerschraube parallel zum elektrischen Feld verschoben werden kann. Maximale Dämpfung tritt ein, wenn die Folie in der Mitte des Hohlleiters ist. Eine Eichkurve ist auf dem Gerät angebracht.

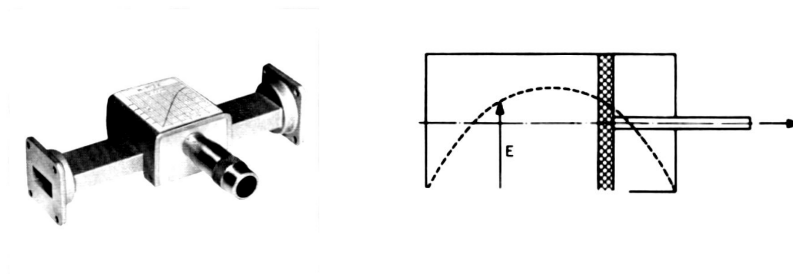


Abbildung 2.4: Zur Funktionsweise des verwendeten Dämpfungsglieds

Drehfahnenabschwächer

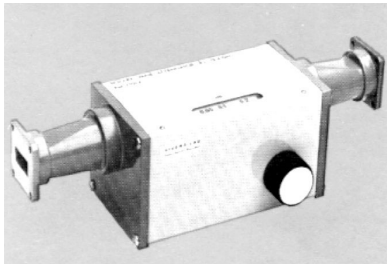


Abbildung 2.5:
Verwendeter Drehfahnenabschwächer

Dieser Hochpräzisions-Abschwächer besteht aus zwei Übergängen von Rechteck- auf Rundhohlleiter mit einem drehbaren Zwischenstück aus Rundhohlleitern. Jeder Teil enthält eine Widerstandsfolie. Die Folien der Übergänge sind senkrecht zum elektrischen Feld fixiert. Die Folie im runden Teil kann um $\alpha = 0 \dots 90^\circ$ gegen die Folien der Übergänge gedreht werden. Die Dämpfung ist $\sim \cos^2 \alpha$.

Frequenzmesser



Abbildung 2.6:
Verwendeter Frequenzmesser

Der Frequenzmesser besteht aus einem coaxialen Resonator mit einem Abstimmkolben und einer Ziffernablesung in MHz. Der Resonator ist über ein Loch in der Schmalseite dieser Leitung an einen durchgehenden Hohlleiter gekoppelt. Wenn die Frequenz des Signals im Hohlleiter gleich der Resonanzfrequenz des Resonators ist, wird dem Hohlleiter ein Teil der Leistung entzogen. Dies verursacht eine zusätzliche Durchgangsdämpfung bei der Resonanzfrequenz (einen **dip** in der durchgehenden Leistung), die auf einem Anzeigeelement beobachtet werden kann. Der Resonator kann auch an einen Diodenhalter angeschlossen werden, der bei der Resonanzfrequenz maximalen Strom führt.

Thermistorhalter

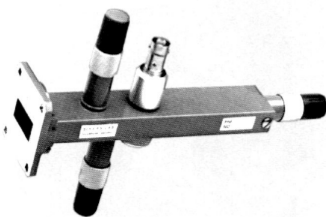


Abbildung 2.7:
Thermistorhalter *PM 7201*

Der *PM 7201* ist ein Thermistorhalter, der mit einem variablen Kurzschlusskolben und zwei Stiften abgestimmt wird. Der Thermistor befindet sich in der Mitte des Hohlleiters. Der Halter besteht aus vernickeltem Messing, das grau emailliert wurde. Er wird mit dem Leistungsmesser *PM 7841* gemeinsam eingesetzt.

Standing-Wave-Ratio Meter

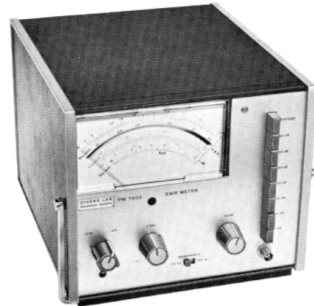


Abbildung 2.8: Standing-Wave-Ratio-Meter

Das SWR-Meter (Standing-Wave-Ratio Meter) ist ein Gerät, das hauptsächlich zum Gebrauch mit Messleitungen geschaffen wurde. Es ist ein selektiver 1 kHz-Verstärker mit besonders kleinem Rauschen. Die Eingangsschaltung wurde für gebräuchliche Dioden ($2 \text{ k}\Omega \dots 10 \text{ k}\Omega$) ausgelegt. Das *PM 7832* kann vom Netz oder über Batterie gespeist werden. Aufladbare Zellen und ein Ladegerät sind eingebaut. Da das Gerät ein selektiver Verstärker ist, muss das Mikrowellensignal mit 1 kHz amplitudenmoduliert werden.

Auf dem Instrument sind zwei verschiedene Skalen: eine VSWR-Skala (Voltage-Standing-Wave-Ratio) und eine Dezibel-Skala.

Die VSWR-Skala folgt der Beziehung:

$$S = \sqrt{\frac{V_0}{V}}$$

wobei V_0 dem Eingangssignal (Vollausschlag) und V dem Signal für den unbekanntem Ausschlag entsprechen. Die dB-Skala folgt der Beziehung

$$10 \cdot \log \frac{V_0}{V}$$

Wird der Eingang mit dem Ausgang des Detektors einer Messleitung verbunden, und arbeitet die Diode im quadratischen Teil der Kennlinie, d.h. die Ausgangsspannung ist proportional zur Mikrowellenleistung, haben wir

$$\sqrt{\frac{V_{max}}{V_{min}}} = \sqrt{\frac{P_{max}}{P_{min}}} = \frac{E_{max}}{E_{min}} = SWR$$

mit $V_0 = V_{max}$ und $V = V_{min}$ per definitionem.

Hierber sind: V_{max}, V_{min} = Spannungen nach Gleichrichtung P_{max}, P_{min} = Leistungen am Eingang des Detektors. Es gilt auch:

$$10 \cdot \log \frac{V_0}{V} = 10 \cdot \log \frac{P_0}{P}$$

d.h. die dB-Skala gibt das Verhältnis in dB zwischen zwei gemessenen Leistungspegeln in der Hohlleitung an.

Mikrostreifenleitungen

Mikrostreifenleiter bestehen aus einem flachen Streifenleiter, der von einem leitenden Substrat durch ein verlustarmes dielektrisches Material getrennt ist.

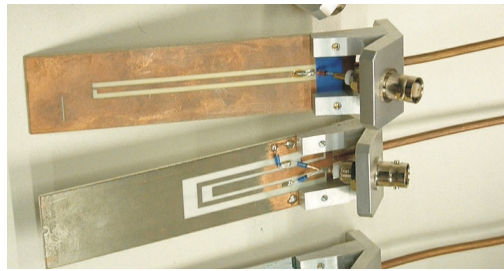


Abbildung 2.9: Mikrostreifenleitungen

Diese in Abb. 1.9 gezeigten, selbst hergestellten Mikrostreifenleiter wurde zur Emission und Empfang von Mikrowellen mit einer Frequenz über 1.12 GHz entworfen.

Spezifikationen

flacher Streifen:

- Länge: 8.14 cm
- Breite 1.87 mm
- Dicke: 35 μm

dielektrisches Material:

- dielektrische Konstante: 3.38
- Dicke: 0.81 mm

3 Erzeugung von Mikrowellen

3.1 Das Reflexklystron

Das Reflexklystron arbeitet als Schwingungserzeuger, wobei ein einziger Resonanzkreis die Rolle des Eingangs- und Ausgangskreises übernimmt.

3.1.1 Aufbau

Die wichtigsten Bauteile eines Reflexklystrons sind die Kathode, der Reflektor und der Resonator (s. Abb. 3.1).

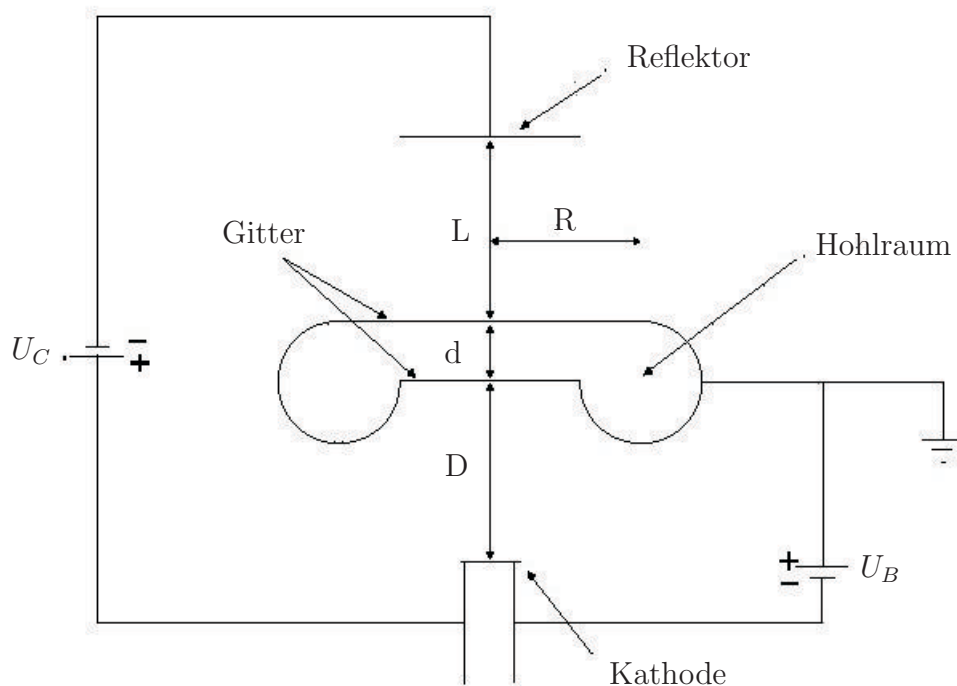


Abbildung 3.1: Aufbau eines Reflexklystrons mit den Hauptbestandteilen Kathode, Resonator und Reflektor.

Das Kernstück bildet der Resonator (Hohlraum), der wie ein LC-Resonanzkreis aufgebaut ist. Zwei parallele Gitter wirken wie ein einfacher Plattenkondensator, die zylinderförmige Verbindung an den Seiten wirkt wie eine Spule mit einer Windung. Das zu verstärkende Signal wird in diesen Resonator eingekoppelt. Analog zu einem LC-Resonanzkreis oszilliert

die Ladung zwischen „Kondensatorplatten“ und „Spulen“, so dass abwechselnd mit einer Phasenverschiebung von $T/4$ ein elektrisches und magnetisches Feld entsteht (s. Abb. 3.2).

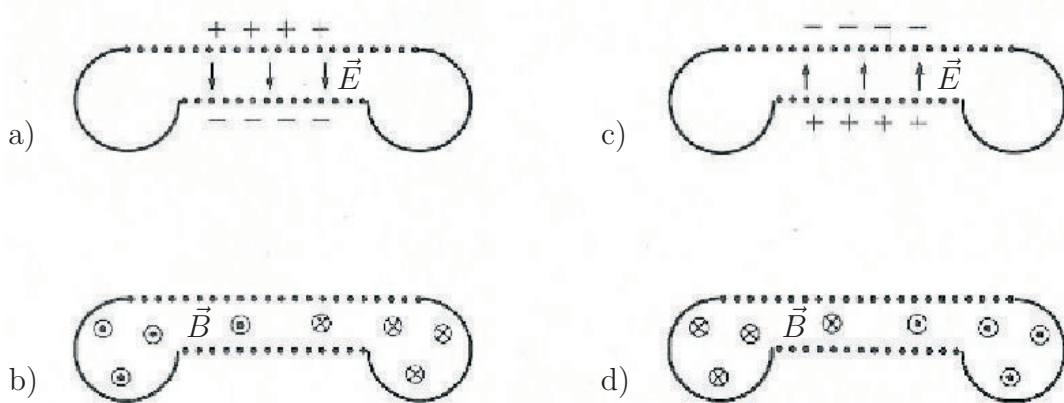


Abbildung 3.2: Felder im Resonator zur Zeit a) $t = 0$, b) $t = \frac{1}{4}T$, c) $t = \frac{1}{2}T$, d) $t = \frac{3}{4}T$. Danach beginnt der Zyklus wieder von vorne.

Die dabei auftretenden Energieverluste am Resonator durch den Eigenwiderstand des Schwingkreises und die Auskopplung von Energie in Form von Mikrowellen werden durch folgenden Mechanismus ausgeglichen.

3.1.2 Funktionsweise

Die Elektronen werden von der Kathode emittiert, durch ein am Gitter angelegtes Potential U_B auf der Strecke D beschleunigt und erhalten die kinetische Energie:

$$eU_B = \frac{1}{2}mv_0^2$$

$$\Rightarrow v_0 = \sqrt{\frac{2eU_B}{m}} \quad (3.1)$$

Zwischen den beiden Gittern liegt aufgrund der Schwingung eine Wechselspannung $U_w = \hat{U} \cdot \sin \omega t$ an, aufgrund derer die Elektronen beschleunigt oder abgebremst werden. Die Scheitelspannung \hat{U} ist kleiner als U_B , so dass alle Elektronen, die das erste Gitter passieren, auch durch das zweite gelangen. Sie haben dann eine Geschwindigkeit von:

$$v_g = v_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{\hat{U}}{U_B} \sin \omega t}$$

$$\approx v_0 \cdot \left(1 + \frac{\hat{U}}{U_B} \sin \omega t\right) \quad (3.2)$$

$$= v_0 + \Delta v$$

Mit dieser Geschwindigkeit treten sie in das elektrische Feld $E = (U_B + U_C)/L$ zwischen Resonator und Reflektor ein, wobei L deren Abstand bezeichnet. Für die Beschleunigung a gilt:

$$a = \frac{eE}{m} = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_B + U_C}{L} \quad (3.3)$$

Wir setzen nun $s(t) = 0$, um die Zeit zu bestimmen, nach welcher die Elektronen wieder am 2. Gitter eintreffen.

$$\begin{aligned} 0 &= s(t) = t((v_0 + \Delta v) - \frac{1}{2}at) \\ \Rightarrow t &= 0 \dots \text{triviale Lösung} \\ t &= 2 \cdot \frac{v_0 + \delta v}{a} \\ &= 2 \cdot \frac{v_g}{a} \end{aligned} \quad (3.4)$$

An dieser Formel sieht man, dass für unterschiedliche Austrittsgeschwindigkeiten v_g auch unterschiedliche Laufzeiten resultieren (vgl. Abb. 3.3).

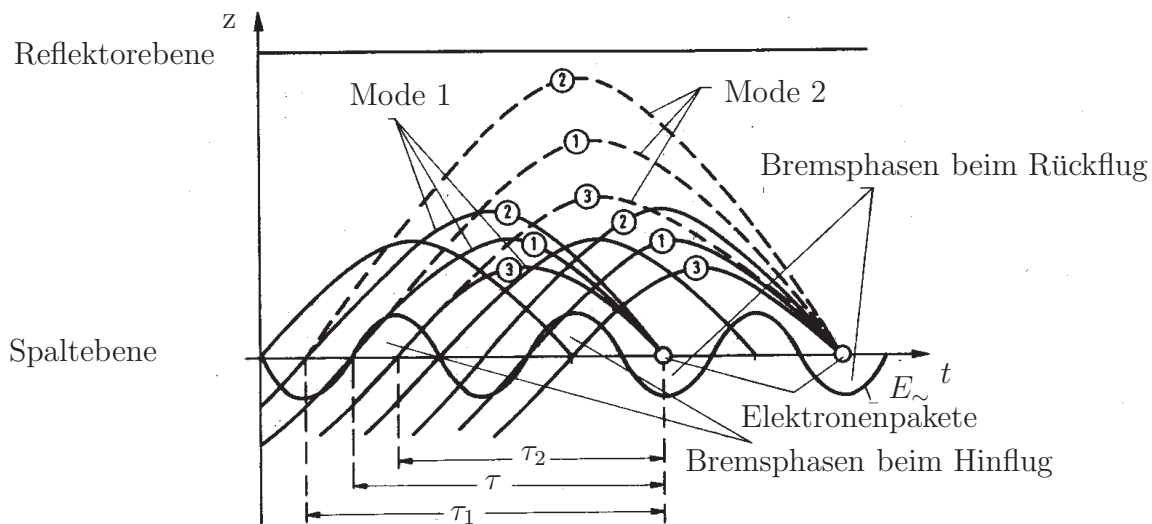


Abbildung 3.3: Elektronenfahrplan des Reflexklystrons: (1) für ein Elektron mittlerer Geschwindigkeit, (2) für ein beschleunigtes Elektron, (3) für ein gebremstes Elektron

Darin sind die aus dem Gitter austretenden Elektronen als Punkte dargestellt, die eine passend zur Phasenlage des Resonators unterschiedliche Geschwindigkeit haben. Daher legen die Elektronen einen unterschiedlich langen Weg im Feld zwischen Gitter und Reflektor zurück, bevor sie von der Gegenspannung U_C zur Umkehr gezwungen werden. Aus diesem Grund treffen einige Elektronen zur gleichen Zeit am Resonator ein und bilden dort Elektronenpakete. Mit der Reflektorspannung kann die Länge der Laufwege der Elektronen so eingestellt werden, dass die im Reflektorraum gebildeten Elektronenpakete den Spalt beim zweiten Durchflug in der Bremsphase des im Resonator entstehenden HF-Feldes erreichen. Maximale Leistungsabgabe an den Resonator erfolgt, wenn die optimale Bündelung zu Elektronenpaketen bei der größtmöglichen Feldstärke vorliegt. In Abb. 3.3 sind zwei solcher Schwingungszustände dargestellt. Für die maximal beschleunigten Elektronen beträgt die Laufzeit im Reflektorraum τ_1 und für die maximal verzögerten Elektronen τ_2 , so dass man eine mittlere Aufenthaltsdauer von $\tau = T + 3/4 \cdot T$ erhält.

3.1.3 Schwingungsmoden

Natürlich kann die Energieübergabe auch um n Schwingungen später stattfinden, wie es bei einer kleineren Reflektorspannung der Fall wäre (s. Abb. 3.3). Man findet dann allgemein die Schwingungszustände für mittlere Laufzeiten τ der Elektronen im Reflektorraum

$$\tau = \left(n + \frac{3}{4} \right) \cdot T \quad (3.5)$$

Man erhält somit durch Verändern der Reflektorspannung mehrere Schwingungszustände des Reflexklystrons mit dazwischen liegenden Bereichen, in denen keine Schwingungen angeregt werden können. Man bezeichnet die Schwingungszustände als *Schwingungsmoden* und kennzeichnet sie mit der Ordnungszahl n .

Betrachten wir Gleichung (3.5) für den Spezialfall, dass die Elektronen weder beschleunigt noch abgebremst werden ($U_w = 0$, $v = v_0$), so gilt in Verbindung mit Gleichung (3.4):

$$\begin{aligned} \left(n + \frac{3}{4} \right) \cdot T &= t \\ &= \frac{2v_0}{a} \\ &= \frac{2mv_0}{e} \cdot \frac{L}{U_B + U_C} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Verwenden wir nun Gleichung (3.1) und $\nu = 1/T$, so ergibt sich schließlich eine Beziehung zwischen der Modenzahl n und den Klystronspannungen:

$$n + \frac{3}{4} = L\nu \cdot \frac{\sqrt{8U_B m/e}}{U_B + U_C} \quad (3.7)$$

Es gibt somit bei gegebenem U_B für jede Mode n ein bestimmtes U_C .

3.2 Gunn-Oszillator

Der Gunn-Oszillator besteht im wesentlichen aus einem GaAs-Kristall, der in einen Hohlraumresonator eingebaut ist. Die Wirkungsweise des Mikrowellengenerators beruht auf der negativen differentiellen Leitfähigkeit des homogenen Halbleiterkristalls. Um diesen Effekt und seine Auswirkungen verstehen zu können, muss man sich näher mit der Energieverteilung der Elektronen im Valenz- und Leitungsband des GaAs befassen.

3.2.1 Negative differentielle Leitfähigkeit

Die totale Leitfähigkeit $\chi = S/E$ eines Halbleiters ist immer positiv. Für einen n-leitenden Halbleiter ergibt sich mit der Stromdichte $S = env$ für die differentielle Leitfähigkeit:

$$\chi' = \frac{dS}{dE} = ev \frac{dn}{dE} + en \frac{dv}{dE} \quad (3.8)$$

Oberhalb einer kritischen Feldstärke können dv/dE und χ' negativ werden. Eine Erklärung hierfür liefert eine Betrachtung der Bandstruktur eines typischen Halbleiters.

Abb. 3.4 zeigt die Bandstruktur von GaAs für die $\langle 100 \rangle$ -Kristallrichtung. Neben dem Hauptminimum des Leitungsbandes bei $k = 0$ erkennt man ein um $\Delta W = 0.36 \text{ eV}$ höher liegendes Nebental.

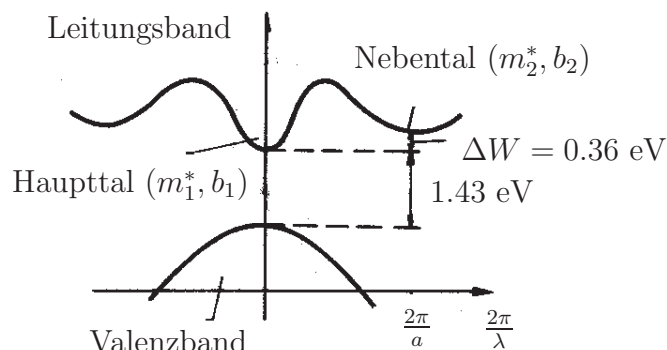


Abbildung 3.4: Bandstruktur von Galliumarsenid (GaAs). a bezeichnet die Gitterkonstante des Kristalls.

Die Beweglichkeit b der Elektronen ist umgekehrt proportional zu ihrer effektiven Masse m^* , welche wiederum umgekehrt proportional zur Krümmung der Leitungsbandbegrenzung ist. Im Hauptminimum ist die effektive Masse der Elektronen relativ klein ($m_1^* \approx 0.07 \cdot m_e$; $m_e =$ Ruhemasse des Elektrons) und ihre Beweglichkeit dadurch recht hoch ($b_1 \approx 7500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 300 K), wohingegen Elektronen im Nebental eine größere effektive Masse ($m_2^* \approx 1.2 \cdot m_e$) und somit eine niedrigere Beweglichkeit ($b_2 \approx 200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) besitzen. Bei Zimmertemperatur und ohne äußeres Feld ist nur das Zentraltal besetzt. Das Satellitental bleibt unbesetzt, da der Energieabstand von 0.36 eV wesentlich größer ist als die

thermische Energie von ~ 25 meV. Bei Anlegen eines äußeren Feldes können nun angeregte Elektronen durch Stöße mit Phononen in die Nebentäler gelangen (*Elektronentransfer*). Somit wächst ab einer gewissen Schwellfeldstärke E_T die Elektronenkonzentration in den Nebentälern an, wodurch gleichzeitig die mittlere Beweglichkeit b der Elektronen und damit ihre mittlere Driftgeschwindigkeit abnimmt.

Der Halbleiter muss zur Entstehung einer negativen differentiellen Leitfähigkeit folgende Bedingungen erfüllen:

1. Die Energiedifferenz ΔW zwischen Haupt- und Nebenminimum muss sehr viel größer sein als die thermische Energie der Elektronen.
2. ΔW muss viel kleiner sein als der Energieabstand zwischen Valenzband und niedrigstem Leitungsband, so dass keine Elektron-Loch-Paare erzeugt werden können.

3.2.2 Dielektrische Verstärkung

Das Gebiet mit negativ differentiellem Widerstand in Abb. 3.5 wird NDR-Region (*negative differential resistance*) genannt.

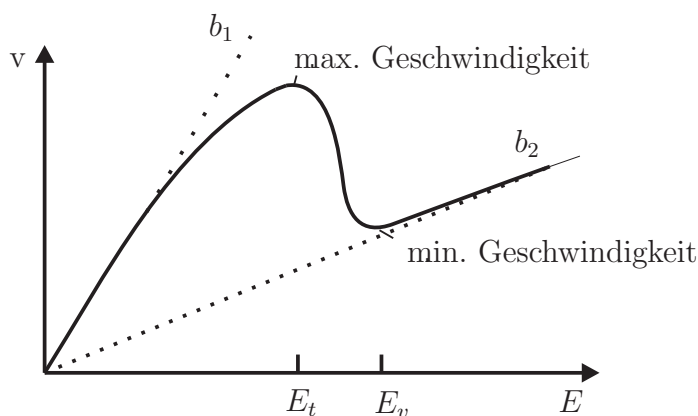


Abbildung 3.5: Darstellung der Elektronengeschwindigkeit v in Abhängigkeit vom elektrischen Feld E .

In diesem Bereich ($E_T < E < E_V$) sinkt der Betrag der Elektronengeschwindigkeit \vec{V} mit wachsendem \vec{E} -Feld. Die eindimensionale differentielle Leitfähigkeit erhalten wir zu:

$$\bar{\sigma} = n_0 e \frac{d\vec{V}_x}{d\vec{E}_x} \quad \left(= \frac{dI_x}{dE_x}, \text{ Ohm'sches Gesetz} \right) \quad (3.9)$$

Da \vec{V} im Bereich zwischen E_T und E_V mit wachsendem \vec{E} -Feld abnimmt, ist die differentielle Leitfähigkeit und damit auch der differentielle Widerstand negativ. Dies wirkt sich

auf Ladungsverteilungen ρ (außerhalb des Gleichgewichts) aus, die sich nach

$$\rho(t) = \rho_0 \cdot \exp\left(-\frac{\sigma}{\epsilon}t\right)$$

σ	Materialleitfähigkeit	(3.10)
ϵ	Dielektrizitätskonstante	
ρ_0	Ladungsdichte für $t = 0$	

mit der Zeit ändern. Hat man eine positive Leitfähigkeit, so nimmt $\rho(t)$ mit der Zeit ab, und man beobachtet den dielektrischen Relaxationseffekt. Die charakteristische Relaxationszeit τ ist dann gegeben durch:

$$\tau = \frac{\epsilon}{\sigma}$$
(3.11)

Da für $E_T < E < E_V$ die differentielle Leitfähigkeit jedoch negativ ist, wird hierfür das Relaxationsphänomen zu einem dielektrischen „Anwachsphänomen“. Jede kleine Ladungsverteilung außerhalb des Gleichgewichts wird deshalb verstärkt anstatt abgeschwächt. Diese Verstärkung dauert so lange an, bis der Bereich $E_T < E < E_V$ verlassen wird.

3.2.3 Funktionsweise einer Gunn-Diode

An die Gunn-Diode sei nun eine Spannung angelegt, die etwas höher ist als die Schwellspannung $U_T = E_T \cdot l$, wobei l die Länge der aktiven Schicht bezeichnet. Beim Überschreiten der kritischen Feldstärke kommt zum Elektronentransfer noch ein Effekt hinzu: die Verteilung der elektrischen Feldstärke wird stark ungleichmäßig; es kommt zur Bildung eines Raumladungspakets (Gunnereffekt). Diese Raumladungsbildung nimmt ihren Ausgangspunkt am negativen Kontakt der n-Schicht, da diese dort in einem kleinen Bereich etwas schwächer dotiert ist und damit die elektrische Feldstärke etwas höher ist.

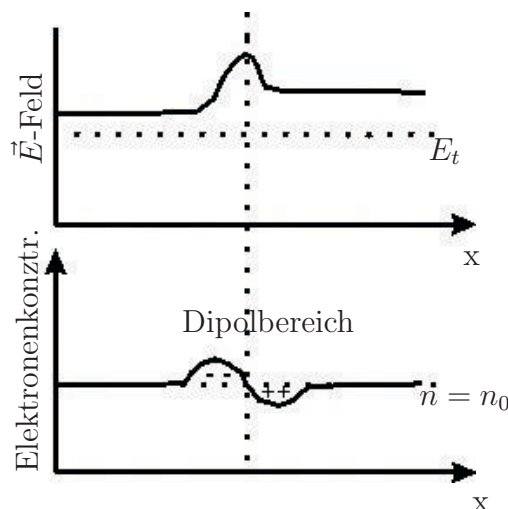


Abbildung 3.6: Darstellung der Feldverteilung und der Elektronenkonzentration im Dipolbereich der Gunn-Diode.

Die entstandene Raumladung wird gemäß Abschnitt 3.2.2 exponentiell verstärkt. Dies kann man sich folgendermaßen klar machen: Innerhalb der Raumladungszone ist die elektrische Feldstärke E erhöht. Dies führt zu einer proportional verlaufenden Geschwindigkeitsänderung $\Delta v = |b| \cdot \Delta E$, die weitere Elektronen zur Verdichtungsstelle treibt. Das führt wiederum zu einem weiteren Anstieg der elektrischen Feldstärke. Es kommt somit zur Ausbildung einer Anreicherungs- und Verarmungszone, die zusammen eine sogenannte Dipol- oder Hochfelddomäne bilden. Die Raumladung der Dipolschicht nimmt zu, bis die elektrische Feldstärke so weit angestiegen ist, dass die Geschwindigkeit der Elektronen in der Dipolschicht gleich derjenigen außerhalb der Dipoldomäne ist. Die Elektronen sammeln sich am kathodenseitigen Rand der Dipolschicht an, und der Elektronenschwarm bewegt sich mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit v_D durch das Element (vgl. Abb. 3.7). Da die Feldstärke außerhalb der Hochfelddomäne unterhalb der kritischen Feldstärke liegt, kann sich während ihrer Wanderung durch das Element keine neue Domäne aufbauen. Nach der Zeit $T = l/v_D$ erreicht die Ladungsdomäne die anodenseitige n^+ -Zone, wo sie sich auflöst und zu einem Stromimpuls im äußeren Stromkreis führt. Nun wird das E-Feld innerhalb des Kristalls wieder größer als E_T und der ganze Prozess wiederholt sich.

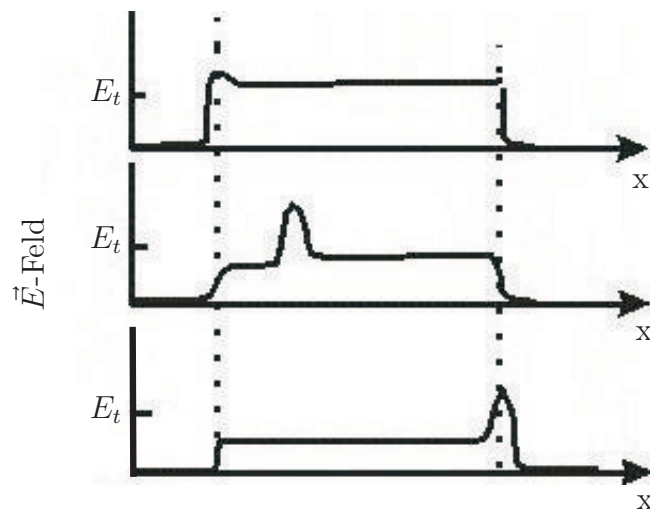


Abbildung 3.7: Drift der Raumladungszone durch den GaAs-Kristall. Da das elektrische Feld ausserhalb des Dipolbereichs unterhalb der kritischen Feldstärke liegt, durchläuft immer nur genau eine Domäne den Kristall.

Die mit einer Gleichspannung betriebene Gunn-Diode liefert also einen impulsförmigen Hochfrequenzstrom. Die Frequenz des Gunn-Oszillators ist hauptsächlich durch die Durchlaufzeit T der Elektronen gegeben.

$$f_{Gunn} = 1/T = v_D/L \quad (3.12)$$

Dies bedeutet, dass man für eine gewünschte Frequenz die Länge L des Kristalls passend wählen muss. Außerdem muss man berücksichtigen, dass die charakteristische Relaxationszeit T_D sehr viel kleiner sein muss als die Durchlaufzeit T , damit ein Dipolbereich

genug Zeit hat, sich auszubilden und zur Anode zu wandern. Im wesentlichen werden hier Impulse in sehr kurzen Zeitabständen erzeugt. Setzt man den Kristall in einen Resonatorhohlraum ein, so erhält man einen Mikrowellengenerator, dessen Betriebsfrequenz man mechanisch als Resonatoreigenfrequenz einstellen kann, indem in einem entsprechenden Bereich die Fourierkomponenten der angebotenen Impulse ausselektiert werden.

3.3 Tunneldioden

3.3.1 Grundlagen

Durch eine Erhöhung der Dotierung der p- und n-Zone (bis hin zu $10^{19} \dots 10^{20}$ Fremdatome/cm³) kann erreicht werden, dass die Diffusionsspannung größer als der Bandabstand wird. Auf diese Weise kann ein durch den Tunneleffekt bewirkter Stromfluss zwischen der p- und n-Zone außer im Sperrbereich auch im Anfang des Durchlassbereichs aufrechterhalten werden. Dies wird bei der im Jahre 1958 von L. Esaki angegebenen Tunneldiode ausgenutzt.

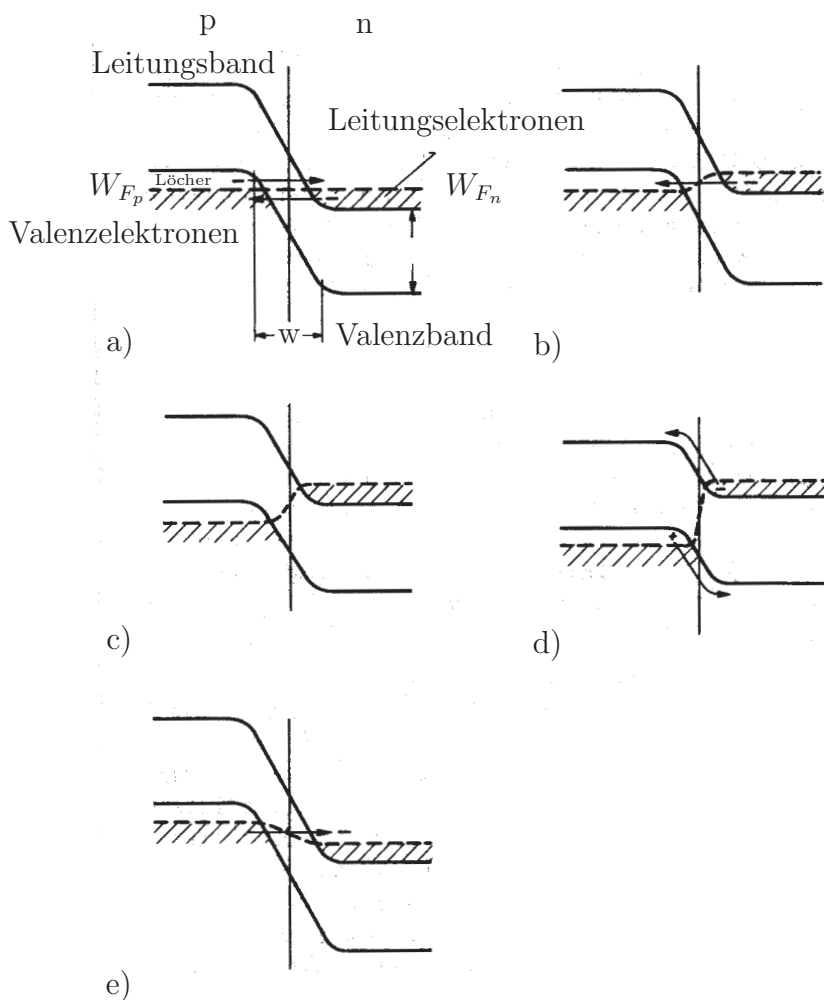


Abbildung 3.8: Bändermodell einer Tunneldiode a) ohne äußere Spannung, b)-d) positive Spannung an p, e) negative Spannung an p.

Am p-n-Übergang der spannungslosen Diode bildet sich in bekannter Weise durch Diffusion von beweglichen Ladungsträgern jeweils in das Gebiet entgegengesetzter Dotierung eine ladungsträgerarme Sperrschicht aus. Die stärkere Dotierung der Tunneldiode führt zu einer sehr geringen Sperrschichtdicke ($< 10^{-2} \mu\text{m}$) mit einer hohen elektrischen Feldstärke ($10 \dots 100 \text{ kV/cm}$). Die sich durch Diffusion aufbauende Energiebarriere $e \cdot U_D$ ist im Vergleich zur mittleren thermischen Energie der Elektronen zu hoch, um Leitungselektronen der n-Zone über sie hinweg in das p-Gebiet gelangen zu lassen. Abb. 3.8 zeigt das Bändermodell einer Tunneldiode. Wegen $eU_D > \Delta W$ liegt das Fermi-niveau W_F im oberen Bereich des Valenzbandes des neutralen p-Gebiets und im unteren Bereich des Leitungsbandes des neutralen n-Gebiets. Die obere Kante des Valenzbandes im p-Gebiet liegt höher als die Unterkante des Leitungsbandes im n-Gebiet. Infolge dieser Bandüberlappung und da die Grenzschichtdicke und damit die Breite des Potentialwalls sehr gering ist, kann dieser von Elektronen aufgrund des quantenmechanischen Tunneleffekts durchdrungen werden. Der vom p- ins n-Gebiet fließende Strom wird als Zenerstrom I_Z und der Strom vom n- ins p-Gebiet als Esaki-Strom I_E bezeichnet. Außerdem fließen wie bei normalen Dioden von der p- in die n-Zone ein Minoritätsträger-Sperrstrom I_S und in umgekehrter Richtung ein Majoritätsträger-Diffusionsstrom I_D . Liegt keine äußere Spannung an, so kompensieren sich die in beiden Richtungen fließenden Tunnelströme sowie der Sperr- und Diffusionsstrom. Bei einer in Vorwärtsrichtung angelegten äußeren Spannung U (+ an p und - an n) wird das Fermi-niveau W_{F_n} der n-Seite gegenüber W_{F_p} der p-Seite um $e \cdot U$ erhöht. Bei kleiner Spannung stehen so Elektronen unterhalb W_{F_n} auf der n-Seite leeren Zuständen (Löchern) oberhalb W_{F_p} auf der p-Seite gegenüber; es fließt ein Tunnelstrom von der n- auf die p-Seite statt. Mit wachsender anliegender Spannung schiebt sich der mit Leitungselektronen besetzte untere Teil des Leitungsbandes der n-Zone am oberen von Löchern eingenommenen Bereich des Valenzbandes der p-Seite vorbei; der Bandüberlappungsbereich nimmt ab. Dadurch verringert sich die Anzahl von freien Valenzbandzuständen des p-Gebiets und der Esaki-Strom nimmt ab. Wird durch weiteres Erhöhen der Spannung schließlich die Bandüberlappung aufgehoben, so gehen Esaki- und Zenerstrom gegen Null. Die Potentialstufe am Übergang wird nun soweit abgebaut, dass der Diffusionsstrom aufgrund des normalen Ladungstransports oberhalb der Schliessenspannung stark ansteigt.

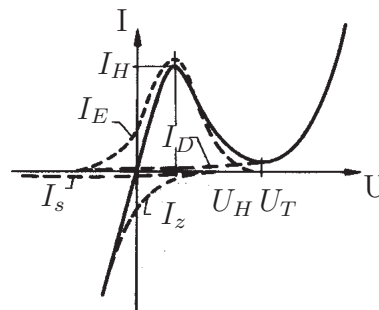


Abbildung 3.9: I-U-Kennlinie einer Tunneldiode. Der negative differentielle Widerstand ist durch eine Abnahme des Bandüberlappungsbereichs bedingt.

Abb. 3.9 zeigt, wie sich die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Tunnelodiode aus den Einzelbeiträgen zusammensetzt. Aufgrund der Abnahme des Tunnelstroms in Durchlaßrichtung und der Zunahme des Diffusionsstroms mit wachsender Spannung ergeben sich in der Kennlinie ein Maximum und ein Minimum. In dem dazwischen liegenden fallenden Kennlinienteil ergibt sich also ein Bereich mit negativem differentiellen Widerstand

$$\frac{dU}{dI} = -R_n; R_n > 0 \quad (3.13)$$

Legt man den Arbeitspunkt der Tunnelodiode in diesen Bereich, so kann sie entdämpfend wirken und als aktives Element in Oszillator- und Verstärkerschaltungen arbeiten (vgl. Kapitel 3.3.2).

Da die Elektronen die Sperrschicht im Tunnelstrombereich fast trägheitslos durchqueren, ist die Tunnelodiode für Mikrowellenschaltungen geeignet und kann auch als schneller Schalter in Impulsgenerator- und Impulsformerschaltungen verwendet werden.

Der Tunneleffekt ist auf Spannungen beschränkt, die kleiner sind als die der verbotenen Zone entsprechende Potentialdifferenz (0.65 V bei Ge und 1.1 V bei GaAs). Infolge des geringen Spannungsaussteuerungsbereichs (etwa ± 0.25 V bei Ge und ± 0.4 V bei GaAs) ist die abgebbare Hochfrequenzleistung von Tunneldioden nur gering (wenige mW). Wegen der niedrigen maximalen Spannungen würde eine große Leistung zu hohen Strömen führen. Außerdem würden diese zu kleine Impedanzen bedingen, die in der Mikrowellentechnik schwierig zu realisieren sind.

Der negative differentielle Widerstand $-R_n$ (etwa -10Ω bis -150Ω) der Tunnelodiode bleibt bis zu sehr hohen Frequenzen frequenzunabhängig. Er ist abhängig von der Lage des Arbeitspunktes im fallenden Kennlinienbereich und von der Amplitude des aussteuernden Hochfrequenzsignals.

3.3.2 Negativer Widerstand-Oszillator

Die Nützlichkeit einer Tunnelodiode als negativer Widerstand kann anhand der in Abbildung 3.10 gezeigten Schaltkreise verstanden werden. Abb. 3.10 a zeigt einen gewöhnlichen RLC Serien-Resonanzkreis. Die Gesamtspannung über der RLC-Schleife ist dabei durch

$$0 = \frac{dI(t)}{dt}L + I(t)R + \int \frac{I(t)}{C}dt \quad (3.14)$$

gegeben. Durch Lösen dieser Gleichung erhält man das Ergebnis, dass der Strom durch den Schaltkreis generell von der Form

$$I(t) = \exp(A \cdot t) \quad (3.15)$$

sein muss mit

$$A = \frac{-R \pm \sqrt{R^2 - 4L/C}}{2L} \quad (3.16)$$

Für den Fall, dass $R^2 < 4L/C$ ist, kann der Strom als

$$I(t) = \exp(\alpha t) \exp(i\omega t) \quad (3.17)$$

geschrieben werden mit

$$\alpha = \frac{-R}{2L}$$

$$\omega = \left| \frac{\sqrt{R^2 - 4L/C}}{2L} \right| \quad (3.18)$$

Dies veranschaulicht, dass der Strom mit einer Winkelfrequenz ω oszilliert, während sich die Amplitude der Schwingung exponentiell mit der Zeit verändert. Dabei wird das Vorzeichen der Zerfallskonstante α durch den Widerstand R bestimmt.

Ist der Widerstand des Schwingkreises positiv, dann ist α negativ und die Amplitude nimmt exponentiell mit der Zeit ab. Die Energie wird dabei am Widerstand verbraucht. Ist der Widerstand dagegen gleich Null oder negativ, so wächst die Schwingungsamplitude exponentiell mit der Zeit an, da kein Widerstand zur Verfügung steht, an dem Energie verbraucht werden könnte. Abb. 3.10 b zeigt einen Schaltkreis ähnlich dem in Abb. 3.10 a, wobei der einzelne Widerstand R durch einen Lastwiderstand R_L und eine Tunnel-Diode mit einem dynamischen negativen Widerstand $R_T(V)$ ersetzt wurde. Der Gesamtwiderstand dieser Kombination hängt von der Spannung V über der Diode.

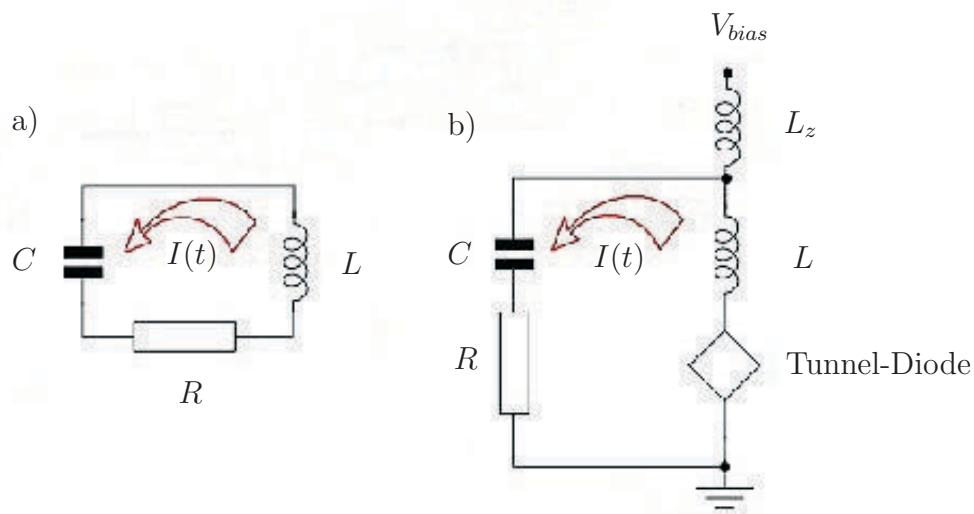


Abbildung 3.10: Negativer Widerstand-Oszillators: a) einfacher Resonanzkreis b) Schaltkreis einschließlich eines negativen Widerstand-Elements

An die Tunneldiode wird über eine zusätzliche Induktivität L_z eine Gleichspannung V_{Bias} angelegt, deren Größe so gewählt wird, dass sich das System im Bereich negativen Widerstandes befindet. Jegliche kleine Fluktuation mit der passenden Frequenz wird dann verstärkt, da der Gesamtwiderstand $R_{ges} = R_L + R_T(V)$ kleiner als Null ist und die Schwingungsamplitude exponentiell anwächst. Die Schwingung bewirkt, dass die Spannung an der

Diode um V_{bias} oszilliert und dabei auch in den Bereich kommt, in dem $R_{ges} > 0$ wird. In diesem Bereich neigt die Schwingung zur Abnahme durch den resistiven Energieverlust. Somit pendelt sich die Größe der Oszillation in einem Bereich ein, in dem pro Durchlauf im Bereich negativen Widerstandes genauso viel Energie gewonnen wird, wie anschließend im positiven Bereich verloren geht.

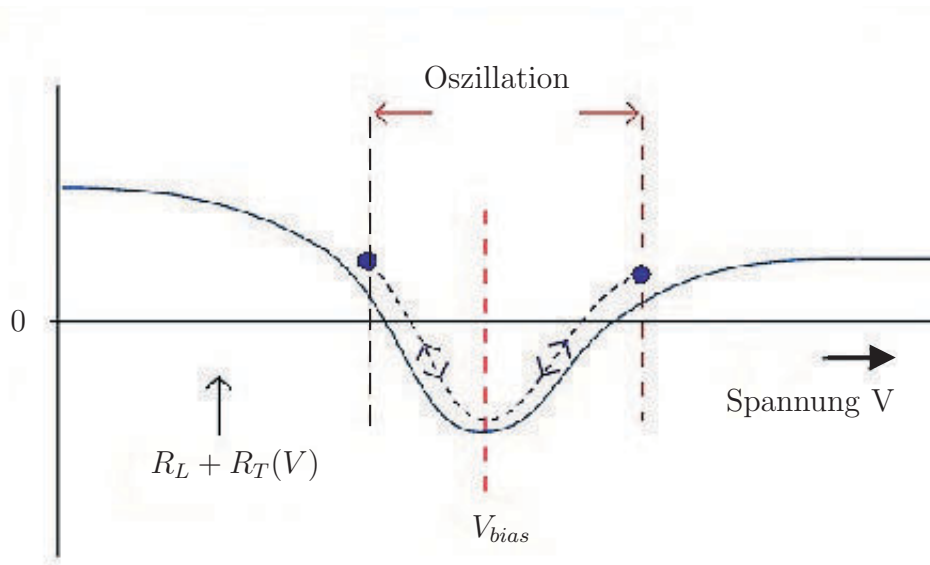


Abbildung 3.11: Dynamisches Widerstandsverhalten eines negativen Widerstand-Oszillators. Die Größe der Oszillation stellt sich so ein, dass in einem Umlauf genauso viel Energie gewonnen wie verloren wird.

Der mittlere negative Widerstand ergibt sich somit als der Wert von $R_T(V)$ gemittelt über eine Periode. Die Größe der Schwingungsamplitude ergibt sich aus der Größe der Strom/Spannungs-Schwingung, die benötigt wird, dass der mittlere Wert von R_{ges} gleich Null ist. Die Schwingungsfrequenz beträgt dann

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (3.19)$$

Die leistungserhaltene Schwingung kommt von der Gleichspannungsleistung $P = I \cdot V_{bias}$ und scheint von dem negativen Widerstands-Oszillator *erzeugt* zu werden.

3.3.3 Spannungskontrollierte Oszillation

Ersetzt man die feste Kapazität durch eine Varaktor-Diode (Varaktor = variable Reaktanz), so kann man eine spannungskontrollierte Oszillation (voltage-controlled oscillation,

VCO) erreichen. Bei einer Varaktor-Diode wird die Kapazität durch die angelegte Spannung V_R bestimmt:

$$C = \frac{A}{(V_R + \Phi)^m}. \quad (3.20)$$

Dabei ist A eine Konstante und Φ ist ein materialabhängiges Potential, dessen Wert z.B. für Silizium 0.7 V und für GaAs 1.2 V beträgt. Für die folgenden Betrachtungen kann man dies als

$$C = \frac{A}{V^m} \quad (3.21)$$

schreiben, wobei m Werte zwischen 0.3 und 0.5 annimmt und vom Dotierungsübergang von der Akzeptordichte n_A im p-Gebiet zur Donatordichte n_D im n-Gebiet abhängig ist (m kann für abrupte, d.h. sprunghafte Übergänge auch Werte > 0.5 annehmen).

Ein typischer VCO-Schaltkreis besteht aus einer Induktivität L , einer festen Kapazität C_f und einer Varaktor-Diode C , welche parallel geschaltet sind. Die Schwingungsfrequenz ergibt sich zu

$$\frac{1}{\omega^2} = L(C_f + AV^{-m}) \quad (3.22)$$

Sei ω_0 die Winkelfrequenz des unmodulierten Trägers und V_0 bzw. C_0 die zugehörigen Werte von V und C . Dann folgt aus Gleichung (3.22)

$$L = \frac{1}{\omega_0^2(C_f + C_0)} \quad (3.23)$$

Moduliert man V_0 mit einer kleinen Spannung V , so weicht der Träger um eine kleine Frequenz

$$(\omega_0 + \delta\omega)^{-2} = L[C_f + A(V_0 + \delta V)^{-m}] \quad (3.24)$$

ab. Ersetzt man L gemäß Gleichung 3.23, so erhält man

$$\left(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^{-2} = \frac{C_f + C_0 \left(1 + \frac{\delta V}{V_0}\right)^{-m}}{C_f + C_0} \quad (3.25)$$

Die Sensitivität K_1 des Oszillators kann dann als

$$K_1 = \frac{d\omega}{d\nu} = \frac{n\omega_0}{2V_0} \left(\frac{C_0}{C_f + C_0}\right) \quad (3.26)$$

geschrieben werden. Die Einheit von K_1 ist rad/Sekunden/Volt.

4 Mikrowellenleitungen

4.1 Hohlleiter

Hohlleiter werden zur Fortleitung von Mikrowellen benutzt, da bei gewöhnlichen Drähten ein zu großer Strahlungsverlust auftritt und der Skin-Effekt (Ströme fließen nur an Oberflächen) zu Problemen führt. Häufig werden Rechteckhohlleiter benutzt, die sich durch eine Geometrie auszeichnen, wie sie in Abb. 4.1 verdeutlicht wird.

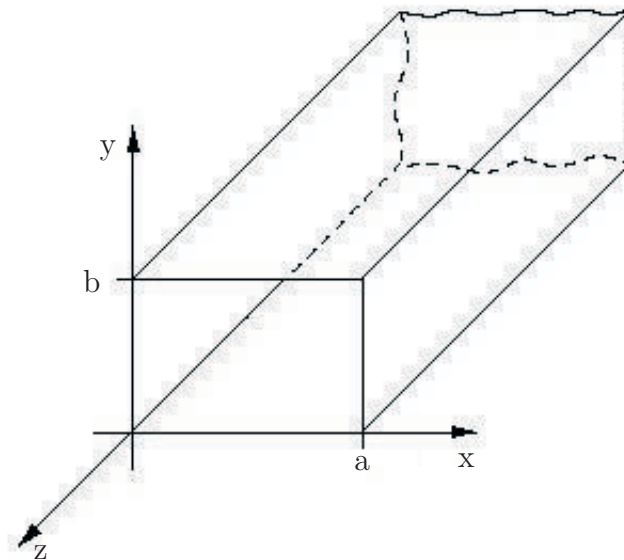


Abbildung 4.1: Rechteckhohlleiter

4.1.1 Optische Betrachtungen

Lässt man Mikrowellen auf eine leitende Platte treffen, so werden die Wellenzüge reflektiert. Wie man in Abb. 4.2 erkennt, lässt sich jeweils in einer Knotenebene eine zweite Metallplatte einfügen, ohne dass sich das Feldbild zwischen den Platten verändert. Der Plattenabstand muss ein halbzahliges Vielfaches der Projektion der Vakuumwellenlänge

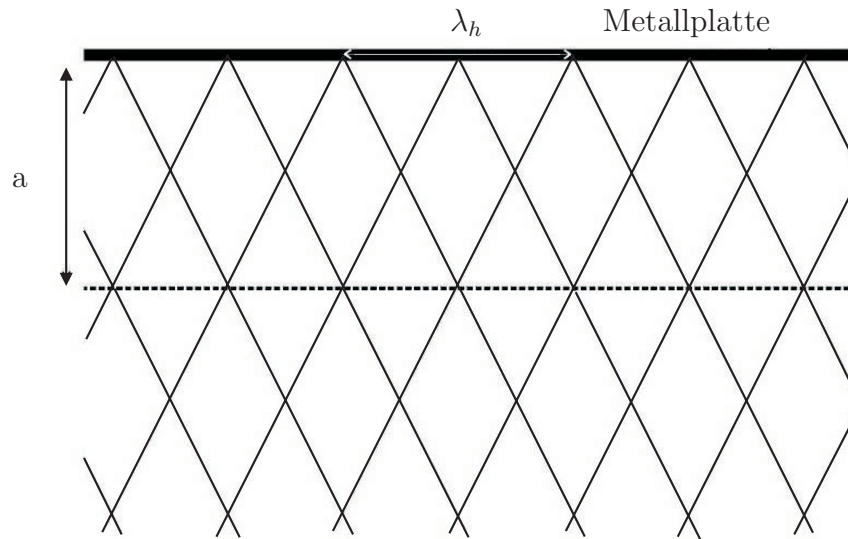


Abbildung 4.2: Wellenausbreitung im Hohlleiter

λ_0 auf die Flächennormale sein. Bezeichnet man den Abstand zweier Flächen in x-Richtung mit a und in y-Richtung mit b , so ergeben sich nach Abb. 4.3 die Bedingungen:

$$a = \frac{m\lambda_0}{2 \sin \theta} \quad (4.1)$$

$$b = \frac{n\lambda_0}{2 \sin \theta} \quad (4.2)$$

Grenzwellenlänge λ_c

Steht die Welle senkrecht zur Hohlrohrachse (z-Richtung), d.h. $\theta = 90^\circ$, dann ist durch das Hohlrohr kein Energietransport mehr möglich. Einsetzen in die obige Formel und Auflösen nach λ_0 liefert die größtmögliche Wellenlänge im Hohlleiter.

Diese Wellenlänge bezeichnet man als die *Grenzwellenlänge* bzw. *cut-off-Wellenlänge* λ_c :

$$\lambda_{c_x} = \frac{2a}{m}, \quad \lambda_{c_y} = \frac{2b}{n} \quad (4.3)$$

Daraus berechnet sich die Grenzfrequenz ν_c :

$$\begin{aligned} \nu_c &= \frac{c}{\lambda_c} \quad \text{mit} \quad c = 2.99 \cdot 10^8 \text{ m/s} \\ \Rightarrow \nu_{c_x} &= \frac{cm}{2a} \quad \text{bzw.} \quad \nu_{c_y} = \frac{cn}{2b} \end{aligned} \quad (4.4)$$

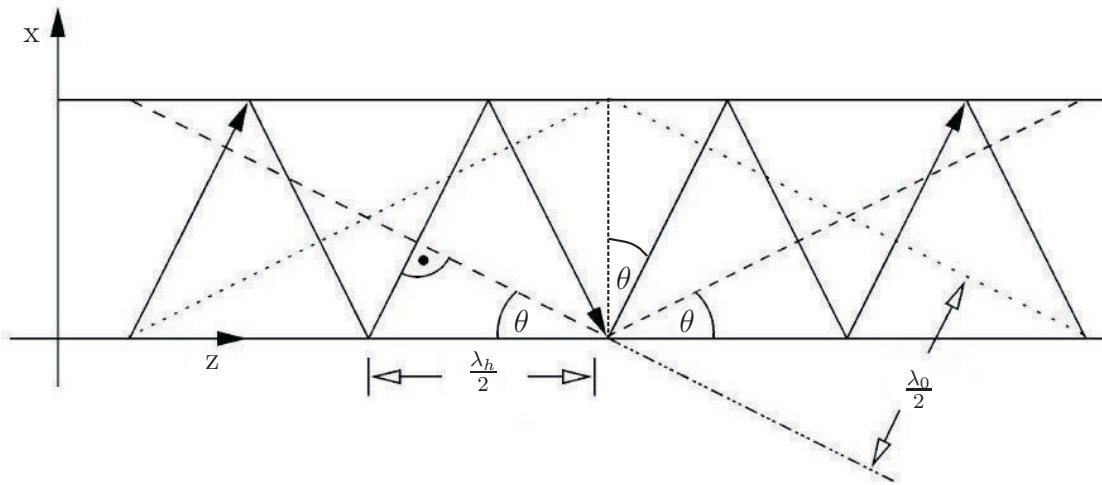


Abbildung 4.3: Wellenausbreitung im Hohlleiter

Wendet man den Satz von Pythagoras an, so erhält man eine allgemeine Formel für die Wellenlänge λ_c in einem Rechteckhohlleiter:

$$\begin{aligned}
 \nu_c &= \sqrt{\nu_{c_x} + \nu_{c_y}} = \sqrt{\left(\frac{cm}{2a}\right)^2 + \left(\frac{cn}{2b}\right)^2} \\
 \Rightarrow \frac{1}{\lambda_c} &= \sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2} \\
 \Rightarrow \lambda_c &= \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Die Zahlen m und n sind natürliche Zahlen, die die verschiedenen Moden im Hohlleiter bezeichnen. Es gibt zwei verschiedene Arten, nämlich die „transversal elektrischen“ (TE) und die „transversal magnetischen“ (TM) Moden. Die vollständige Bezeichnung einer Mode ist somit $TE_{m,n}$ bzw. $TM_{m,n}$. Ein elektrisches Feld, welches überall senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung (der Hohlleiterachse) steht, wird z.B. mit $TE_{1,0}$ bezeichnet. Selbiges gilt für das magnetische Feld. Als Spezialfall ist der TEM-Modus zu nennen, bei dem sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung stehen.

Hohlleiterwellenlänge λ_h

In einem Rechteckhohlleiter definiert man die Hohlleiterwellenlänge λ_h als die Projektion der Vakuum-Wellenlänge λ_0 auf die Ausbreitungsrichtung entlang der Platten (siehe

Abbildung 5):

$$\begin{aligned}
 \lambda_h &= \frac{\lambda_0}{\cos \theta} \\
 &= \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta}} \\
 &= \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}}
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Als Beispiel berechnen wir hier noch einmal die Hohlleiterwellenlänge λ_h und die Grenzwellenlänge λ_c für die $TE_{1,0}$ Mode:

$$\begin{aligned}
 \lambda_c &= \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{0}{b}\right)^2}} = 2a \\
 \lambda_h &= \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

4.1.2 Herleitung aus den Maxwell-Gleichungen

Bisher haben wir sämtliche Formeln aus Gesetzen hergeleitet, die an die Optik angelehnt sind. Um die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen im Hohlleiter mit Hilfe der Elektrodynamik zu beschreiben, gebrauchen wir die Maxwellgleichungen für eine Ausbreitung im Vakuum, d.h. die Ladungsdichte ρ und die Stromdichte \vec{j} werden gleich Null gesetzt:

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \vec{E} &= 0 \\
 -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \nabla \times \vec{B} &= 0 \\
 \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\
 \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \times \vec{E} &= 0
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

Durch die besondere Geometrie des Leiters erhalten wir zwei Randbedingungen: Da man von ideal leitenden Wänden des Hohlleiters ausgeht, muss der parallel zu den Wänden liegende \vec{E} -Feldanteil und der senkrecht stehende \vec{B} -Feldanteil verschwinden:

$$E_{\parallel} = 0 \quad \text{und} \quad B_{\perp} = 0 \tag{4.9}$$

Eine allgemeine Lösung der Maxwellgleichungen im quellfreien Raum ist dann gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 \vec{E} &= E_0 \cdot \exp(i(\omega t - \vec{k}\vec{r})) \\
 \text{mit : } \vec{k} &= \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

Verwendet man nun $k = 2\pi/\lambda_0$ so erhält man:

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_x}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_y}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_z}\right)^2} \quad (4.11)$$

Für die einzelnen λ_i gelten folgende Randbedingungen:

1. freie Ausbreitung der Welle in z-Richtung
2. durch den Hohlleiter beschränkte Ausbreitung sowohl in x- als auch in y-Richtung ($0 < x < a$ und $0 < y < b$)
3. Das \vec{E} -Feld verschwindet auf dem Leiterrand, d.h. $E_{\parallel} = 0$

Aus den letzten beiden Bedingungen folgt (vgl. Abb. 4.3):

$$\lambda_x = \frac{2a}{m} \quad \text{bzw.} \quad \lambda_y = \frac{2b}{n} \quad (4.12)$$

Setzen wir dieses in Gleichung (4.11) ein und ersetzen die Wellenlänge λ_z in Ausbreitungsrichtung durch die Hohlleiterwellenlänge ($\lambda_z \equiv \lambda_h$), so erhalten wir:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda_0} &= \sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_h}\right)^2} \\ \Rightarrow \lambda_h &= \sqrt{-\left(\frac{m}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n}{2b}\right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_0}\right)^2} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Physikalisch sinnvoll ist nur eine positive Diskriminante, also muss gelten:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda_0^2} &> \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2 \equiv \left(\frac{1}{\lambda_c}\right)^2 \\ \Rightarrow \lambda_c &= \frac{1}{\sqrt{-\left(\frac{m}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n}{2b}\right)^2}} > \lambda_0 \end{aligned} \quad (4.14)$$

Hieran sieht man, dass sich im Hohlleiter eine Welle nur ausbreiten kann, wenn die Wellenlänge an Luft kleiner als die cut-off-Wellenlänge ist. Diese erreicht bei einem Hohlleiter mit vorgegebener Geometrie ihr Maximum, wenn n und m minimal sind. Unter Verwendung von λ_c ergibt sich aus Gleichung (4.13):

$$\lambda_h = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (4.15)$$

Man sieht, dass sowohl die Behandlung im Rahmen der Elektrodynamik als auch die Verwendung der optischen Gesetzmäßigkeiten zu dem gleichen Ergebnis führt. Diese Besonderheit liegt daran, da die Wellenlänge der Mikrowellen genau zwischen dem sichtbaren Licht und der elektromagnetischen Strahlung liegt.

4.2 Mikrostreifenleitung

Als Streifenleitungen werden Hochfrequenzleitungen bezeichnet, die in Form flacher, leitender Streifen ausgeführt sind. Die Gegenelektrode zu den Streifen besteht aus einer oder aus zwei unendlich ausgedehnten, dünnen leitenden Ebenen, die durch dielektrisches Trägermaterial (Substrat) parallel zu den Streifen gelagert werden. Die planare Leitungstechnik gestattet die Herstellung fast aller aus der Hohlleitertechnik bekannten Bauelemente. Es gibt viele mögliche Bauformen (Abb. 4.4), wobei die Mikrostreifenleitung gemäß Abb. 4.4 a) am häufigsten verwendet wird. Häufige Substratmaterialien sind Duroid, Aluminiumoxid-Keramik und Quarz (besondere für hohe Frequenzen). Alle weiteren Betrachtungen beziehen sich nur auf die Mikrostreifenleitung auf Aluminiumoxid-Keramik (Al_2O_3).

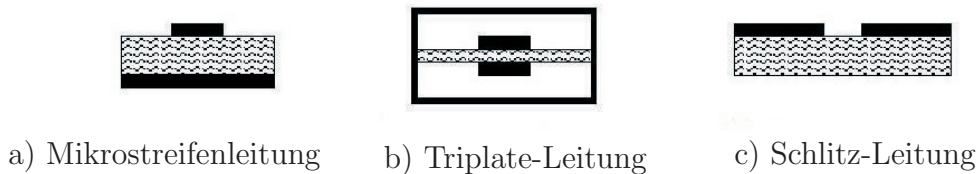


Abbildung 4.4: Darstellung verschiedener planarer Leitungsarten: a) Mikrostreifenleitung, b) Triplate-Leitung, c) Schlitz-Leitung

4.2.1 Näherung durch konforme Abbildung

Eine TEM-Welle erhält man immer dann, wenn zwei voneinander isolierte parallele Leiter in einem homogenen Medium vorliegen. In diesem Fall sind der Wellenwiderstand Z_L und die Phasengeschwindigkeit v_{ph} von der Frequenz unabhängig, also dispersionsfrei. Die Mikrostreifenleitung befindet sich nicht in einem homogenen Dielektrikum, so dass keine TEM-Welle mehr vorliegt. Aber bis zu einer Frequenzgrenze $f_{g,stat}$ sind die Feldkomponenten in Ausbreitungsrichtung so klein, dass sie vernachlässigt werden können. Man nennt diese Welle Quasi-TEM-Welle. In diesem Bereich gilt dann näherungsweise die elektrostatische Lösung, die durch die Laplace-Gleichung gegeben ist (z-Koordinate in Ausbreitungsrichtungen; Gleichung (4.16) folgt aus den Maxwell'schen Gleichungen für $\partial/\partial z = -j(2\pi/\lambda_0)\sqrt{\varepsilon_{r,eff}} = -j \cdot \beta$), wobei β die Phasenkonstante der Welle bezeichnet):

$$\Delta_{trans}\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} = 0 \quad (4.16)$$

mit $\vec{E} = -\text{grad}\phi$. Für die Gültigkeitsgrenze $f_{g,stat}$ ergibt sich näherungsweise:

$$f_{g,stat} = 0.04 \frac{Z_L}{h} \quad (4.17)$$

Dabei bezeichnet Z_L den Wellenwiderstand der Leitung und h die Dicke des Substrats. In Abb. 4.5 sind das statische Feldbild und die Gültigkeitsgrenze dargestellt.

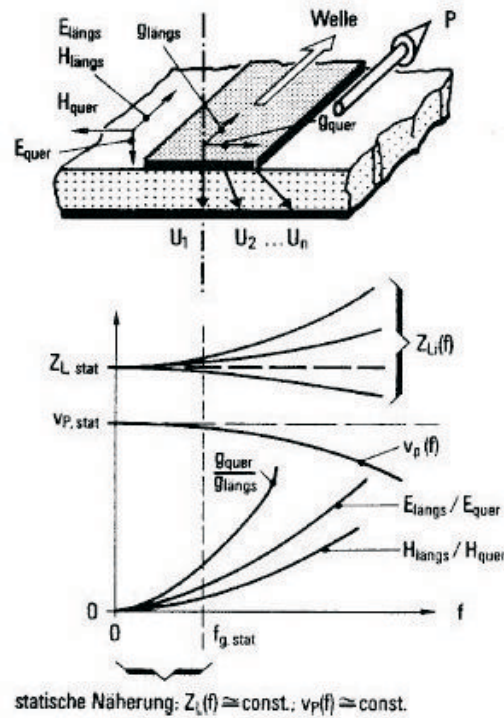


Abbildung 4.5: Feldlinienverlauf und Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit v_{ph}

Zu bemerken ist noch, dass die Definition des Wellenwiderstandes Z_L nur für die reine TEM-Welle eindeutig ist, da für hybride Wellentypen das Integral über die elektrische Feldstärke zwischen beiden Leitern vom Weg abhängig ist:

$$U_1 = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{s} \neq \int_C^D \vec{E} \cdot d\vec{s} = U_2 \quad (4.18)$$

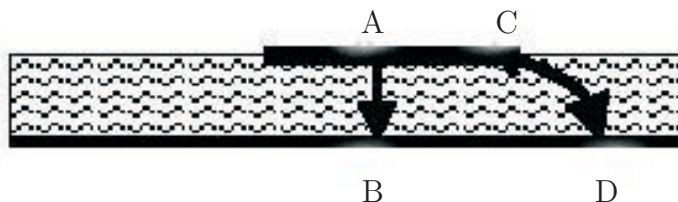


Abbildung 4.6: Zur Weg-Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke

Prinzip der konformen Abbildung

Eine exakte Lösung der elektrostatischen Anordnung mit inhomogenem Dielektrikum ist mit der konformen Abbildung immer dann möglich, wenn die Grenzlinien der Dielektrika mit einer elektrischen Feldlinie zusammenfallen (Abb. 4.7).

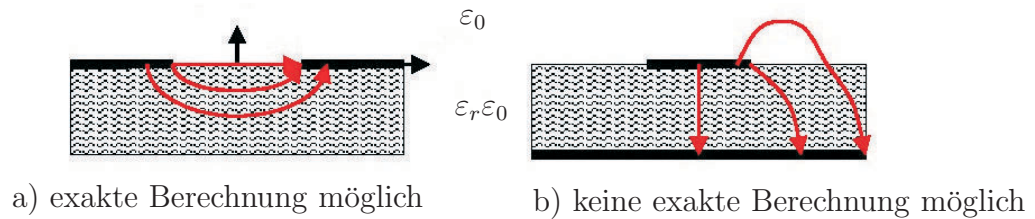


Abbildung 4.7: Darstellung zur Berechenbarkeit einer vorgegebenen Anordnung: a) exakte Berechnung möglich, b) keine exakte Berechnung möglich

Die Koordinaten x, y werden dabei zu einer komplexen Variablen $z = x + iy$ zusammengefasst. Diese wird auf die komplexe Ebene w abgebildet:

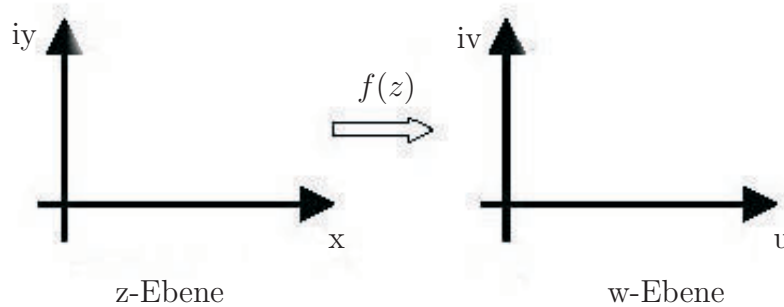


Abbildung 4.8: Darstellung zur konformen Abbildung: $f(z) = w(u, v) = u(x, y) + iv(x, y)$

Ist $f(z)$ eine reguläre ($\hat{=}$ eindeutig differenzierbare) Funktion, dann gelten die Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen.

$$\begin{aligned} \frac{\delta u}{\delta x} &= \frac{\delta v}{\delta y} & \text{und} & & \frac{\delta v}{\delta x} &= -\frac{\delta u}{\delta y} \\ \Rightarrow \frac{\delta^2 u}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 u}{\delta y^2} &= 0 & \text{und} & & \frac{\delta^2 v}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 v}{\delta y^2} &= 0 \end{aligned} \tag{4.19}$$

Man erkennt, dass sowohl der Realteil als auch der Imaginärteil einer beliebigen regulären Funktion die Laplace-Gleichung erfüllt. Die Äquipotentialflächen in der w -Ebene ergeben sich aus $v = \text{konst.}$ (oder auch $u = \text{konst.}$). Die Linien $u = \text{konst.}$ stehen senkrecht dazu. Bildet man diese Linien in die z -Ebene ab, so stehen sie weiterhin senkrecht aufeinander,

da es sich um eine konforme Abbildung handelt. Nun kann man zwei beliebige Äquipotentiallinien als Elektroden nehmen, ohne das Felddbild zu ändern, und hat somit das Feld einer bestimmten Elektrodenstruktur berechnet.

4.2.2 Näherungen für die Mikrostreifen-Leitung

Für die Mikrostreifen-Leitung (Abb. 4.9) wird zuerst für $\varepsilon_r = 1$ die Transformationsvorschrift bestimmt. Dazu benutzt man den Abbildungssatz von Schwarz-Christoffel, der einen Polygonzug in der z -Ebene ($\hat{=}$ Elektrodenstruktur) konform auf die komplexe Ebene abbildet.

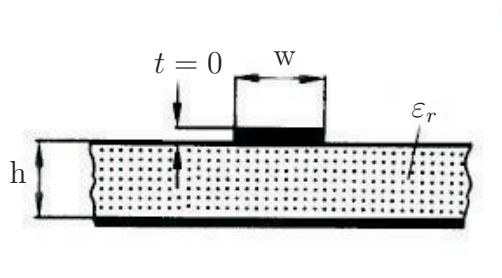


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung einer Mikrostreifen-Leitung

Bei der weiteren Rechnung werden verschiedene Näherungen eingeführt (eine Struktur gemäß Abb. 4.9 ist nicht exakt lösbar), die aber nicht weiter erläutert werden sollen. Zusammenfassend werden nur die statischen Ergebnisse nach Wheeler dargestellt.

Ergebnisse nach Wheeler (Genauigkeit $< 1\%$)

- $w > h$:

$$\sqrt{\varepsilon_{r,eff}} = \sqrt{\varepsilon_r} + \frac{(\varepsilon_r - 1) \left[\ln \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 + 1 - \varepsilon_r \ln \left(\frac{\pi \cdot e}{2} \left(\frac{w}{2h} + 0.94 \right) \right) \right]}{2\sqrt{\varepsilon_r} \varepsilon_r \left[\frac{w\pi}{2h} + \left(2\pi e \left(\frac{w\pi}{2h} + 0.94 \right) \right) \right]} \quad (4.20)$$

$$Z_L = \frac{60\pi\sqrt{\varepsilon_r}}{\frac{w}{2h} + \frac{1}{\pi} \ln(4) + \frac{\varepsilon_r + 1}{2\pi\varepsilon_r} \ln \left(\frac{\pi e}{2} \left[\frac{w}{2h} + 0.94 \right] \right) + \frac{\varepsilon_r - 1}{2\pi\varepsilon_r^2} \left[\ln \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 + 1 \right]} \Omega \quad (4.21)$$

- $w < h$:

$$\sqrt{\varepsilon_{r,eff}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_r + 1}{2}} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} \frac{\ln \left(\frac{\pi}{2} \right) + \frac{1}{\varepsilon_r} \ln \left(\frac{4}{\pi} \right)}{\ln \left(\frac{8h}{w} \right) + \frac{1}{32} \left(\frac{w}{h} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} \left[\ln \left(\frac{\pi}{2} \right) + \frac{1}{\varepsilon_r} \ln \left(\frac{4}{\pi} \right) \right]} \right] \quad (4.22)$$

$$Z_L = \frac{60\pi}{\sqrt{0.5(\varepsilon_r + 1)}} \left[\ln \left(\frac{8h}{w} \right) + \frac{1}{32} \left(\frac{w}{h} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} \left[\ln \left(\frac{\pi}{2} \right) + \frac{1}{\varepsilon_r} \ln \left(\frac{4}{\pi} \right) \right] \right] \Omega \quad (4.23)$$

Eine höhere Genauigkeit erzielt man, wenn die exakten numerischen Ergebnisse durch eine Funktionalapproximation angeglichen werden.

Ergebnisse nach Hammerstad/Jensen (Genauigkeit < 0.2 %)

$$Z_L = \frac{60\Omega}{\sqrt{\varepsilon_{r,eff}}} \cdot \left[\ln \frac{6 + (2\pi - 6) \exp \left[- \left(30.6 \frac{h}{w} \right)^{0.7528} \right]}{w} + \sqrt{1 + \left(\frac{2h}{w} \right)^2} \right] \quad (4.24)$$

$$\varepsilon_{r,eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10h}{w} \right)^{-ab} \quad (4.25)$$

mit

$$a = 1 + \frac{1}{49} \ln \left[\frac{w^4}{h} + \left(\frac{w}{52h} \right) \right] + \frac{1}{18.7} \ln \left[1 + \left(\frac{w}{18.1h} \right)^3 \right] \quad (4.26)$$

$$b = 0.564 \cdot \left[\frac{\varepsilon_r - 0.9}{\varepsilon_r + 3} \right]^{0.053} \quad (4.27)$$

Aufgrund der hohen Genauigkeit werden diese Näherungen hauptsächlich benutzt und ersetzen vielfach die numerischen Auswertungen.

4.2.3 Einfluß einer endlichen Streifenleiterdicke

Bis jetzt wurde die Streifenleiterdicke t vernachlässigt. Eine endliche Streifenleiterdicke kann durch eine entsprechende Verbreiterung des Streifenwellenleiters berücksichtigt werden. Dies ist anschaulich in Abb. 4.10 dargestellt.

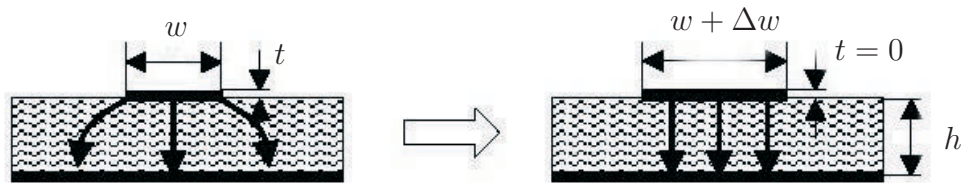


Abbildung 4.10: Zur Wirkung einer endlichen Streifenleiterdicke t

Eine numerische Näherung durch Hammerstad/Jensen gibt Gl. (4.28) wieder:

$$\Delta w = \frac{1}{2\pi} \left[1 + \frac{1}{\cosh \sqrt{\varepsilon_r - 1}} \right] \cdot \ln \left[1 + \frac{4e}{\left(\frac{t}{h} \right) \coth^2 \left(\left(6.517 \frac{w}{h} \right)^{0.5} \right)} \right] \quad (4.28)$$

4.2.4 Frequenzabhängigkeit von $\varepsilon_{r,eff}$ und Z_L

Bei den vorangegangenen Berechnungen wurde von einer Quasi-TEM-Welle ausgegangen. Die Lösung besitzt dann keine Frequenzabhängigkeit. Der Wellenwiderstand ist hier über einen weiten Bereich fast konstant, während sich die effektive Dielektrizitätszahl mit steigender Frequenz stark ändert. Für einen Bereich $h/\lambda_0 < 0.05$ genügt es, die Änderung der effektiven Dielektrizitätszahl zu berücksichtigen. Hierfür wurde von Yamashita eine Dispersionsformel angegeben, die eine Genauigkeit kleiner als 2 % liefert (für $0.06 < w/h < 16$; $0.0033 < h/\lambda_0 < 0.33$; $2 < \varepsilon_r < 16$):

$$\varepsilon_{r,eff}(f) = \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_r} - \sqrt{\varepsilon_{r,eff,stat}}}{1 + 4 \cdot A^{-1.5}} + \sqrt{\varepsilon_{r,eff,stat}} \right]^2 \quad (4.29)$$

mit

$$A = \left(4h \cdot f \sqrt{\varepsilon_r - 1} \frac{1}{c_0} \right) \left[0.5 + \left[1 + 2 \log \left(1 + \left(\frac{w}{h} \right) \right) \right]^2 \right] \quad (4.30)$$

4.2.5 Dämpfung von Streifenleitungen

Die Leitungsdämpfung von Streifenleitungen ist bedeutend größer als die von Hohlleitern und Koaxialleitungen für das entsprechende Frequenzband. Die dissipativen Verluste von Streifenleitungen können in ohm'sche Verluste (α_ρ) und dielektrische Verluste (α_d) unterteilt werden. Der Dämpfungsbelag kann als Summe dieser beiden angeschrieben werden.

$$\alpha = \alpha_\rho + \alpha_d \quad (4.31)$$

Die vom Substrat und der Betriebsfrequenz abhängigen dielektrischen Verluste können meistens gegen die Leitungsverluste vernachlässigt werden. Dies ist aber für das jeweilige Substratmaterial über den gesamten Betriebsfrequenzbereich zu prüfen. Eine Näherung für den Leiterdämpfungsbelag haben Hammerstad und Jensen angegeben. Die Dämpfung steigt nach dieser Näherung proportional zu \sqrt{f} an (Skinneffekt). Die dielektrischen Verluste gehen nur teilweise in die Leitungsverluste ein, da sich das Feld auf Substrat und Luft aufteilt. Die dielektrischen Verluste steigen proportional zu f an.

5 Versuchdurchführung

5.1 Untersuchung eines Reflexklystrons

5.1.1 Mikrowellenerzeugung mittels eines Reflexklystrons und Messung einiger seiner Eigenschaften

Ziel

Das Ziel der folgenden Versuche ist das Vertrautwerden mit der Arbeitsweise des Reflexklystrons und die Messung einiger seiner Eigenschaften.

Versuch 1

Erregen des Klystrons: Rechteckmodulation

1. Bauen Sie die Geräte nach Abb. 5.1 auf.

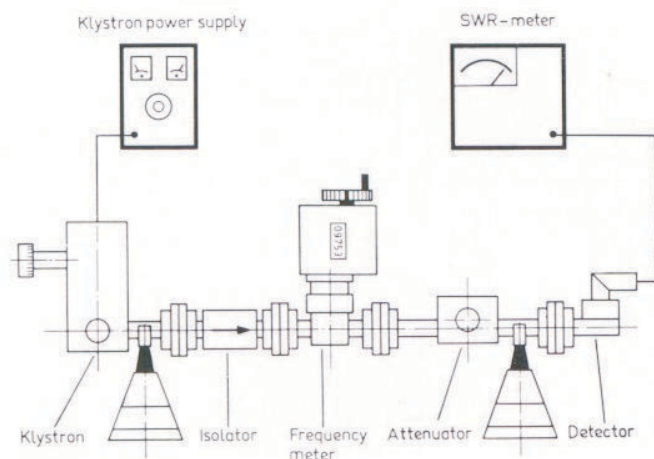


Abbildung 5.1: Aufbau zur Untersuchung der Rechteckmodulation des Klystrons

2. Stellen Sie das Dämpfungsglied auf 40 dB ein und drücken Sie den 30 dB-Knopf des SWR-Meters. Der 1 kHz- und Verstärkung-Einsteller sollte sich in der Mittellage befinden. Schalten Sie nun das Gerät ein.

3. Überprüfen Sie am Klystron-Speisegerät, dass der Schalter *Res/Refl. on* auf **out** steht. Schalten Sie anschließend das Gerät ein. Nur die 6.3-Volt-Heizspannung liegt jetzt am Klystron an.
4. Drücken Sie den 1 kHz-Knopf und bringen Sie die Reflektorspannung in Mittelstellung (100 V).
5. Warten Sie mindestens 30 Sekunden, bevor Sie den Knopf *Res/Refl. on* drücken. Das Klystron wird nun mit 300 V am Resonator und etwa -100 V, moduliert mit einer 40 V-Rechteck-Spannung, am Reflektor gespeist.
6. Ändern Sie die Reflektorspannung auf ca. -200 V und beobachten Sie dabei das SWR-Meter. Die Spannung sollte bei etwa -200 V so eingestellt werden, dass sich ein maximaler Ausschlag am Instrument ergibt. Der Resonatorstrom sollte 10-30 mA betragen.
7. Falls sich kein Ausschlag am Instrument ergibt, drücken Sie den 40 dB-Knopf am SWR-Meter und wiederholen Sie Schritt 7.
8. Bringen Sie nun den Ausschlag mit dem 1 kHz-Knopf am SWR-Meter auf Maximum. Der Bandbreite-Schalter soll nun auf 20 Hz gestellt werden¹.
9. Stimmen Sie den Frequenzmesser ab, bis ein Rückgang im Ausschlag des SWR-Meters zu sehen ist (**dip**). Die Anzeige des Frequenzmessers im Minimum des **dips** ist die Schwingungsfrequenz des Klystrons.
10. Das Klystron wird jetzt wie folgt auf eine bestimmte Frequenz abgeglichen: Verdrehen Sie den Abstimmknopf des Klystrons und folgen dabei so mit der Reflektorspannung und dem Frequenzmesser, dass sich stets ein maximaler Ausschlag ergibt.²

¹Falls nötig, kann die Modulationsfrequenz mit dem Potentionmeter auf der Rückseite des Speisegerätes abgeglichen werden.

²Für eine stabile Arbeitsweise ist es nötig das Klystron 10 Minuten vorzuheizen, bevor die Schritte 9 und 10 ausgeführt werden.

Versuch 2 Untersuchung der Moden auf einem Oszillographen

1. Bauen Sie die Geräte nach Abb. 5.2 auf.

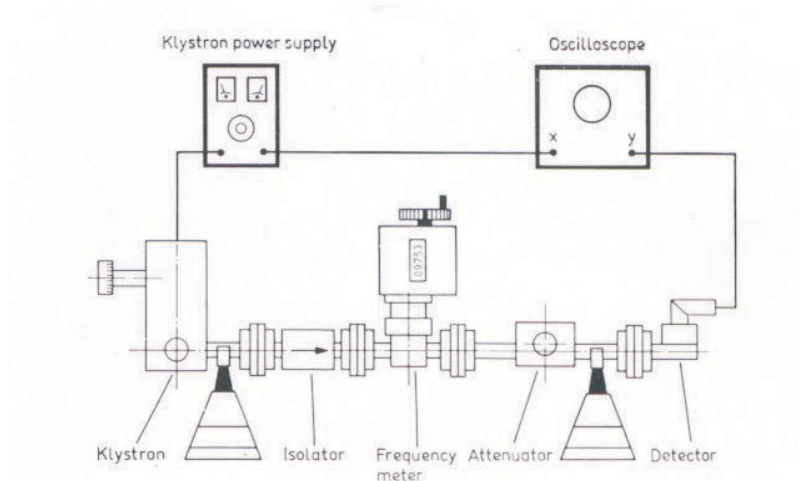


Abbildung 5.2: Aufbau zur Untersuchung des Klystrons mit dem Oszillographen

2. Stellen Sie das Dämpfungsglied auf 30 dB ein.
3. Der Schalter für die Horizontalablenkung des Oszillographen muss in der Stellung **External** stehen. Der Horizontaleingang wird mit der BNC-Buchse $0-30\text{ V}$, $50\text{ Hz} \sim$ des Speisegerätes verbunden. Der Vertikalverstärker soll gleichspannungsgekoppelt sein und mit dem Detektor verbunden werden.
Vertikaler Ablenkoeffizient: 10 mV/Teil .
Horizontaler Ablenkoeffizient: 10 V/Teil oder weniger (s. Schritt 6)
4. Drücken Sie den 50 Hz-Knopf auf dem Klystron-Speisegerät.
5. Überprüfen Sie, ob sich der Knopf *Res/Refl. on* in der Stellung **out** befindet und bringen Sie den Einsteller für die Reflektorspannung in Mittellage. Schalten Sie das Speisegerät ein.
6. Auf dem Oszillographen muss nun eine horizontale Linie sichtbar sein. Die Amplitude der Sinusspannung kann auf der Rückseite des Speisegerätes zwischen 0 und 30 V eingestellt werden. Sie ist so einzustellen, dass sich auf dem Oszillographen eine horizontale Linie ergibt, die symmetrisch zur vertikalen Mittellinie ist. Die Symmetrie kann mit dem Knopf *x-shift* des Oszillographen eingestellt werden.
7. Drücken Sie den Knopf *Res/Refl. on* auf dem Speisegerät und stellen Sie die Reflektorspannung auf etwa -200 V ein.

8. Verändern Sie die Reflektorspannung und die Vertikalempfindlichkeit, bis sich eine Modenkurve wie in Abb. 5.3 ergibt.³

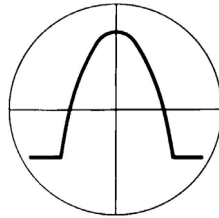


Abbildung 5.3: Modenkurve eines Klystrons

Die Kurve auf dem Oszillographen zeigt einen Schwingungsmodus des Klystrons. Die horizontale Achse ist die „Reflektorspannung-Achse“, und die vertikale ist die „Leistungs-Achse“. Die volle horizontale Ablenkung entspricht etwa einer Änderung von 85 V der Reflektorspannung. Die Modulationsspannung hat nämlich einen Wert von $2 \cdot \sqrt{2} \cdot 30 \text{ V} \approx 85 \text{ V}$ von Spitze zu Spitze.

9. Stimmen Sie den Frequenzmesser ab, bis eine Einsattelung (**dip**) auf der Spitze der Modenkurve erscheint (Abb. 5.4).

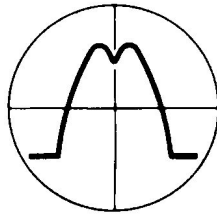


Abbildung 5.4: Modenkurve eines Klystrons

Notieren Sie sich die Mittenfrequenz dieses Modus.

10. Stimmen Sie das Klystron auf 10 GHz mit dem Abstimmknopf des Klystrons ab. Folgen Sie dabei mit der Reflektorspannung und der Frequenzmessereinstellung.
11. Verstimmen Sie den Frequenzmesser. Falls nötig, stimmen Sie die Reflektorspannung ab, bis das Maximum des Modus auf der Mittellinie liegt wie in Abb. 5.3. Stellen Sie die Vertikalempfindlichkeit oder die Dämpfung im Wellenleiter ein, bis man die volle vertikale Auslenkung erhält.
12. Notieren Sie sich die Reflektorspannung V_0 , die Amplitude des Modus A_0 und der Frequenz der Modenspitze f_0 .

³Falls die Kurve „doppelt“ ist, wird die Phasenlage der Horizontalspannung mit dem Potentiometer auf der Rückseite des Speisegerätes eingestellt.

13. Ändern Sie die Reflektorspannung, bis der Modus wie in Abb. 5.5 liegt.
Notieren Sie sich die Reflektorspannung V_1 (die obere "Schwingungseinsatz-Spannung").

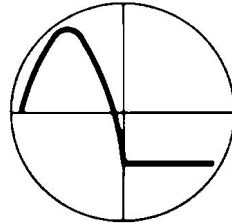


Abbildung 5.5: Modenkurve eines Klystrons

14. Wiederholen Sie Schritt 13, um die Frequenz des unteren Schwingungseinsatzes zu erhalten. Notieren Sie sich diesen Wert.
15. Erniedrigen Sie die Reflektorspannung und führen Sie die Schritte 12-14 für zwei weitere Moden durch.
16. Zeichnen Sie mit dem erhaltenen Ergebnis ein Modus-Diagramm wie in Abb. 5.6 (obere Hälfte).

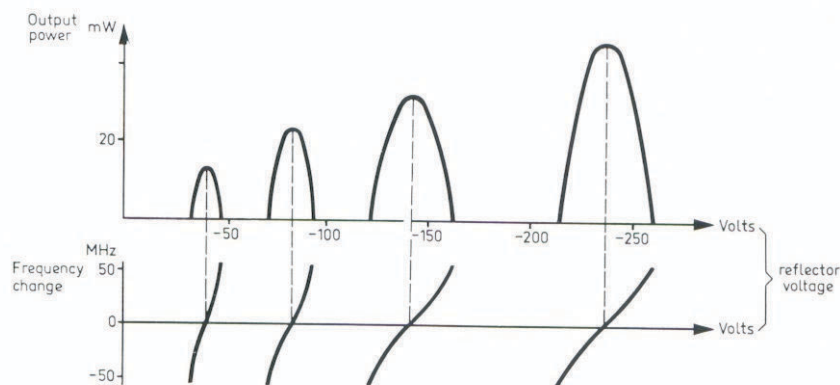


Abbildung 5.6: Zusammenhang zwischen Ausgangsleistung, Schwingungsfrequenz und Reflektorspannung

Versuch 3 Elektronische Abstimmung

1. Gleichen Sie die Reflektorspannung auf den höchsten Modus ab. Die Frequenz beträgt 10 GHz.

2. Die Punkte halber Leistung werden wie folgt bestimmt: Gleichen Sie die Reflektorspannung ab, um die Kurven der Abb. 5.7 a)-c) zu erhalten.

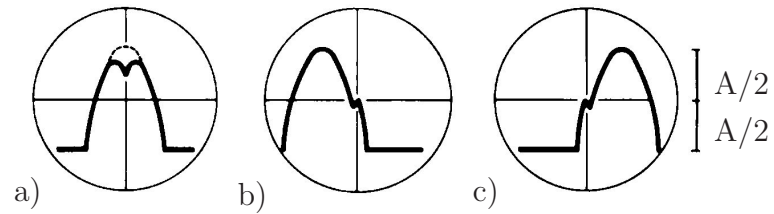


Abbildung 5.7: Modenkurven eines Klystrons

Notieren Sie sich die Reflektorspannungen und die zugehörigen Frequenzen.

3. Berechnen Sie die elektronische Bandbreite f_1-f_2 und der Abstimm-Empfindlichkeit $(f_1-f_2)/(V_1-V_2)$.

5.1.2 Messung von Frequenz, Wellenlänge and Dämpfung von Mikrowellen

Versuch 1 Allgemeines

1. Bauen Sie die Geräte gemäß Abb. 5.8 auf.

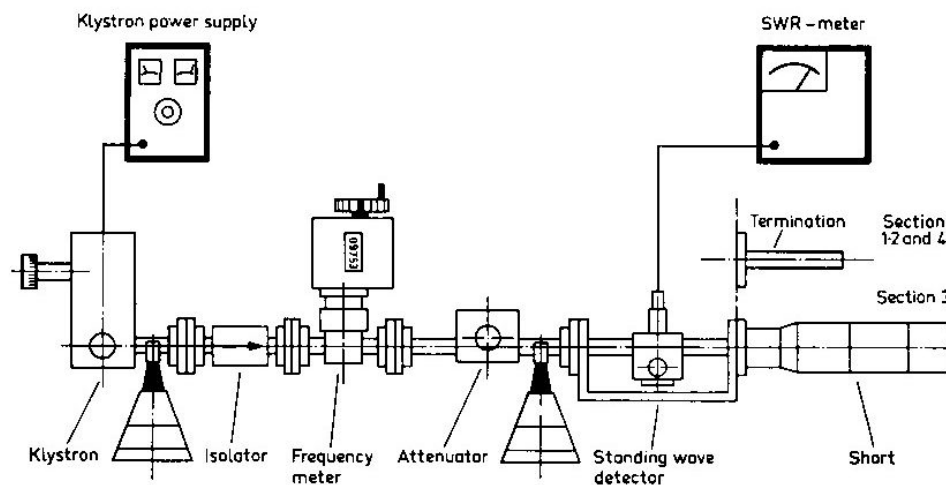


Abbildung 5.8: Aufbau eines Reflexklystrons zur Messung von Frequenz, Wellenlänge und Dämpfung.

2. Stellen Sie das Dämpfungsglied auf 20 dB und die Sondentiefe der Messleitung auf die rote Markierung der Skala.
3. Drücken Sie den 40 dB-Knopf des SWR-Meters, wobei die Bandbreite 100 Hz betragen soll.
4. Bringen Sie den Einsteller für 1 kHz und Verstärkung in Mittelstellung und schalten das Klystron ein. Benutzen Sie den Modus bei ca. -200 V Reflektorspannung. Dieser sollte mit einer 1 kHz-Rechteckspannung moduliert werden.
5. Stellen Sie die Reflektorspannung ein, bis sich ein Maximum am SWR-Meter ergibt (um den Ausschlag auf der Skala zu halten, kann es nötig sein, das SWR-Meter auf den 30 dB-Bereich zu schalten).
6. Nun maximieren Sie den Ausschlag mit dem 1 kHz-Knopf am SWR-Meter. Stellen Sie den Bandbreitenschalter auf 20 Hz.

Versuch 2

Messung der Frequenz der Mikrowellen

1. Verstimmen Sie das Frequenzmessgerät bis ein Rückgang (**dip**) im Ausschlag des SWR-Meter auftritt. Stimmen Sie den Frequenzmesser auf minimalen Ausschlag ab.
2. Lesen Sie die Einstellung des Frequenzmessgeräts ab und notieren Sie sich diesen Wert.

Versuch 3

Wellenlängenmessung

1. Ersetzen Sie den Abschluss durch den einstellbaren Kurzschluss. Verstimmen Sie den Frequenzmesser!
2. Verschieben Sie die Sonde entlang der Messleitung und beobachten Sie das SWR-Meter. Der Ausschlag wird sich stark ändern.
3. Verschieben Sie die Sonde bis zu einem Punkt minimalen Ausschlags. Um eine richtige Ablesung zu bekommen ist es nötig, die Verstärkung des SWR-Meter zu erhöhen, wenn man nahe am Minimum ist.
4. Notieren Sie sich die Sondenstellung.
5. Verschieben Sie die Sonde bis zum nächsten Minimum und notieren sich erneut die Stellung.
6. Berechnen Sie die Hohlleitungswellenlänge als doppelten Abstand der beiden Minima.
7. Messen Sie die Innenabmessung a der Hohlleitung aus. Berechnen Sie die Frequenz der Mikrowellen aus

$$f = c \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_g}\right)^2 + \left(\frac{1}{2a}\right)^2}$$

mit $c = 3 \cdot 10^{11}$ mm/s. Notieren Sie sich das Ergebnis.

Versuch 4

Dämpfungsmessung: Methode der Leistungsverhältnisse

1. Ersetzen Sie nun wieder den einstellbaren Kurzschluß durch den Abschluß und stimmen Sie das Klystron auf 10 GHz ab.
2. Stellen Sie die Verstärkung des SWR-Meter auf Vollausschlag im 30 dB-Bereich ein (0 dB auf der unteren Skala). Falls nötig, ändern Sie die Einstellung des Dämpfungsgliedes.

3. Lesen Sie die Mikrometeranzeigen des Dämpfungsgliedes ab und notieren Sie sich diese.
4. Vergrößern Sie die Dämpfung durch Drehen der Mikrometerschraube nach rechts. Lesen Sie die Mikrometeranzeige ab, wenn der Ausschlag am SWR-Meter 2 dB auf der unteren Skala beträgt. Notieren Sie sich diesen Wert.
5. Steigern Sie die Dämpfung in 2 dB-Schritten auf 10 dB und lesen Sie die entsprechenden Mikrometereinstellungen ab.⁴
6. Stellen Sie ihre Ergebnisse in einer Kurve dar, wobei die Dämpfung als Funktion der Mikrometerablesungen eingezeichnet wird. Vergleichen Sie diese Kurve mit der Kurve auf dem Dämpfungsglied.

⁴Am SWR-Meter nichts ändern!

5.2 Untersuchung eines Gunn-Oszillators

5.2.1 Mikrowellenerzeugung mittels einer Gunn-Diode und Messung einiger ihrer Eigenschaften

Ziel

Ziel dieses Versuches ist das Vertrautwerden mit dem Gunn-Oszillator und das Messen einiger seiner Eigenschaften.

Inbetriebnahme des Gunn-Oszillators

1. Bauen Sie die Geräte entsprechend Abb. 5.9 auf und stellen Sie den Drehfahnenabschwächer auf maximale Dämpfung ein.

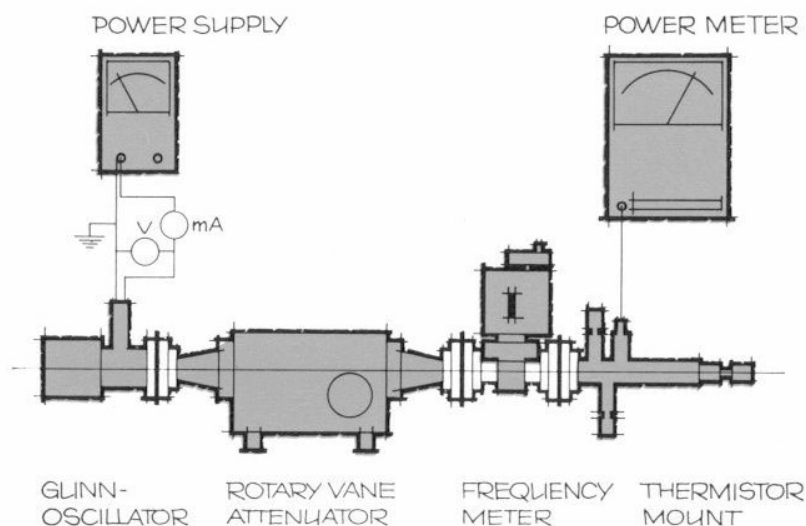


Abbildung 5.9: Aufbau zur Untersuchung eines Gunn-Oszillators

2. Verbinden Sie den Gunn-Oszillator mit dem BNC-Stecker *GUNN OSC* auf der Frontseite des Speisegerätes.
3. Die Frequenz des Gunn-Oszillators sollte auf ca. 9.5 GHz eingestellt werden.
4. Bringen Sie den Modulationsschalter des Speisegerätes in die Stellung *CW* und schalten Sie das Speisegerät ein.

Versuch 1

Das Strom-Spannungs-Verhalten

1. Messen Sie für Spannungen zwischen 1...9 V (in 1 V Schritten) den Diodenstrom I . Es kann das Instrument des Speisegeräts benutzt werden. Wenn eine höhere Genauigkeit angestrebt wird, können getrennte Spannungs- und Strommessgeräte verwendet werden. Die Spannung darf 9 V nicht überschreiten!
2. Bestimmen Sie anhand des Graphen die Schwellenspannung U_0 und den dabei auftretenden maximalen Strom. Vergleichen Sie ihre Ergebnisse mit den theoretisch zu erwartenden Ergebnissen (Abb. 5.10).

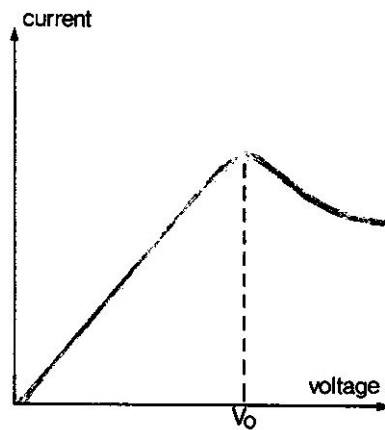


Abbildung 5.10: Strom-Spannungs-Kennlinie einer Gunn-Diode

3. Angenommen, die elektrische Feldstärke bei der Schwellenspannung U_0 sei $3.2 \cdot 10^5$ V/cm im GaAs Material. Berechnen Sie die Länge der Diodenstrecke (in μm) für den Fall, dass das Feld im Material als konstant angenommen werden kann.

Versuch 2 Rechteckmodulation

1. Bauen Sie die Geräte nach Abb. 5.11 auf und stimmen Sie den Gunn-Oszillator auf etwa 9 GHz ab.

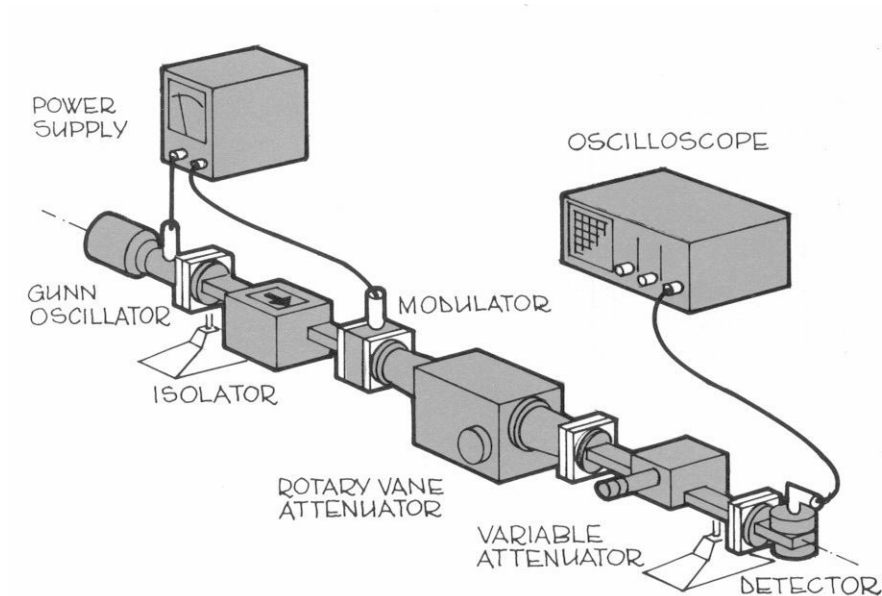


Abbildung 5.11: Aufbau zur Untersuchung der Rechteckmodulation einer Gunn-Diode.

2. Der Drehfahnenabschwächer muss auf 0 dB und das einstellbare Dämpfungsglied auf etwa 20 dB eingestellt sein.
3. Schalten Sie das Speisegerät und die Modulation ein und stellen Sie eine Gunn-Spannung von 8 V ein.
4. Die Empfindlichkeit des Y-Verstärkers des Oszilloskops sollte auf 5 mV/Teil eingestellt werden.
5. Verstellen Sie das einstellbare Dämpfungsglied, bis die Grundlinie der Rechteckspannung 4 Teile oberhalb der Null-Linie liegt.
6. Erhöht man nun die Einstellung A_2 des Drehfahnenabschwächers soweit, bis die Oberlinie der Rechteckwelle 4 Teile über der Nulllinie liegt, dann gibt der Wert A_2 die Modulationstiefe wieder. Notieren Sie sich diesen Wert.

5.2.2 Messung der Mikrowellenleistung

Ziel

Ziel des Experimentes ist es, den Begriff der Mikrowellenleistung und seine Messweise zu untersuchen und die Thermistorbrücke kennenzulernen.

Leistungsmessungen

Bei Leistungsmessungen wird das Mikrowellensignal von einem Thermistor aufgenommen. Ein Thermistor ist ein Widerstand mit einem großen negativen Temperaturkoeffizienten. Die Mikrowellenleistung heizt das Element auf. Ein Thermokoppler erzeugt eine Gleichspannung, die sich sehr gut proportional zur umgesetzten Mikrowellenleistung verhält. Im thermoelektrischen Leistungsmesser (Abb. 5.12) bildet ein Thermistor einen Zweig einer Wheatstone-Brücke, die vor dem Anlegen des Mikrowellensignals ausbalanciert wird, wobei der Thermistor durch ein Nf- und Gleichspannungssignal vorgeheizt wird.

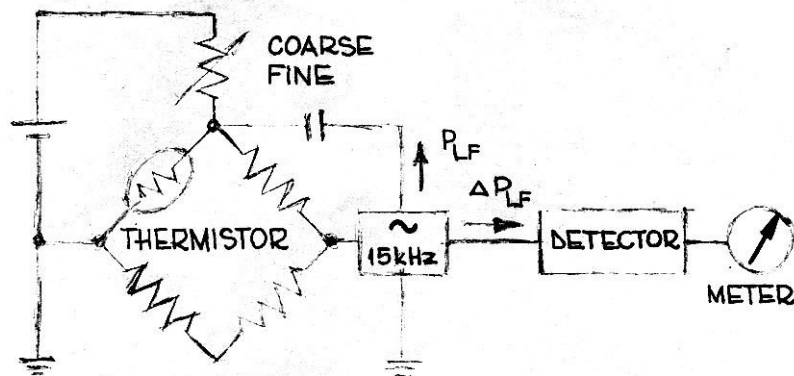


Abbildung 5.12: Vereinfachtes Blockschaltbild eines thermoelektrischen Leistungsmessers.

Sobald ein Mikrowellensignal zugeführt wird, muss die Leistung dieses Vorsignals verringert werden, um die Brücke im Gleichgewicht zu halten. Diese Leistungsverminderung ist folglich gleich der Mikrowellenleistung. Da der Thermistor ein temperaturempfindliches Bauteil ist, kann er nicht zwischen Änderungen der zugeführten Leistung und denen der Umgebungstemperatur unterscheiden. Das führt zu einer Temperaturdrift, besonders während des Anheizens des Geräts. Deshalb sollte der Nullabgleich bei diesen Geräten überprüft werden.

Inbetriebnahme der Instrumente

1. Bauen Sie die Geräte nach Abb. 5.13 auf. Schalten Sie den Mikrowellen-Oszillator **noch nicht** ein.

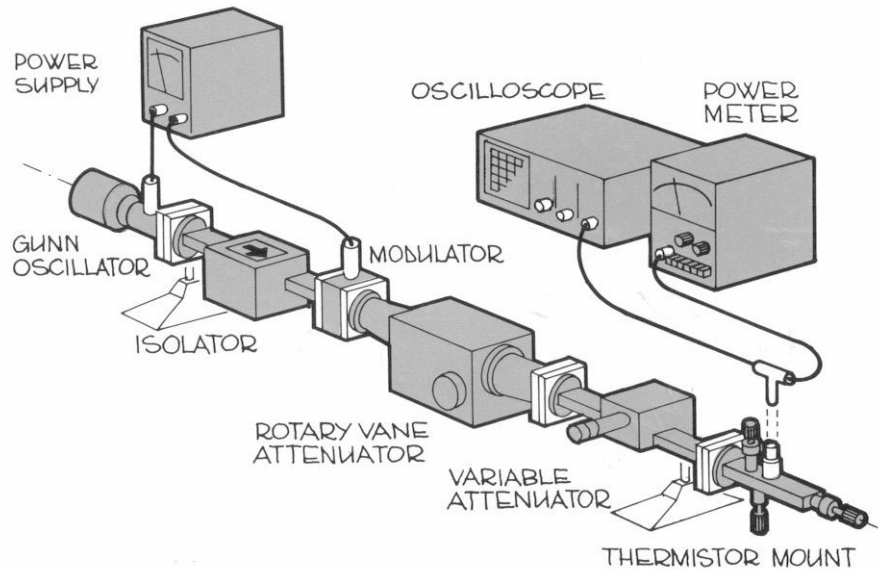


Abbildung 5.13: Aufbau zur Messung der Leistung einer Gunn-Diode.

2. Da der Thermistor in *PM 7201X* einen negativen Temperatur-Koeffizienten hat, muss der Schalter auf der Rückseite des Leistungsmesser in der Stellung *neg.* stehen.
3. Der Schalter für die Auswahl des Widerstandswertes muss in der Stellung *100 Ohm* stehen.
4. Wählen Sie den 1 mW-Bereich aus.
5. Schalten Sie den Leistungsmesser ein und verbinden Sie ihn mit dem Thermistorhalter. Ebenso schalten Sie den Oszillographen ein und schließen ihn an. Die Einstellungen sollten dabei für die horizontale Achse $50 \mu\text{s}/\text{Teil}$ und für die vertikale Achse $0.2 \text{ V}/\text{Teil}$ betragen.

Versuch 1

Messung der Nf-Leistung und Vergleich mit der angezeigten Mikrowellenleistung

1. Führen Sie einen Nullabgleich des Leistungsmessers durch Einstellen der Knöpfe *COARSE* und *FINE* durch.
2. Lesen Sie die entsprechende Spitze-Spitze-Spannung (U_{ss}) am Oszillosgraphen ab und berechnen Sie die im Thermistor umgesetzte Nf-Leistung nach

$$P_{Nf} = \frac{(U_{ss}/2 \cdot \sqrt{2})^2}{100}.$$

3. Anschließend wird das einstellbare Dämpfungsglied auf etwa 10 dB und der Drehfahnenabschwächer auf 0 dB eingestellt.
4. Versorgen Sie den Gunn-Oszillator mit einer Speisespannung von 8.5 V und stimmen ihn auf etwa 9 GHz ab.
5. Das einstellbare Dämpfungsglied muss nun so eingestellt werden, dass der Leistungsmesser etwa den halben Vollausschlag anzeigt.
6. Schalten Sie den Oszillator ein und gleichen Sie ihn auf ca. 9 GHz ab.
7. Beobachten Sie den Leistungsmesser und stellen Sie das Dämpfungsglied so ein, dass sich ein Ausschlag ergibt.
8. Der Thermistorhalter wird auf die folgende Weise abglichen: die beiden Stifte ganz herausdrehen. Mit dem Kurzschlusschieber auf max. Ausschlag abgleichen. Nun die beiden Stifte vorsichtig hineindreuen, dabei wieder auf max. Ausschlag abgleichen. Die Abstimmung mit Kurzschlusschieber und Abstimmstiften so lange wiederholen, bis der Ausschlag ein Maximum erreicht. Jetzt ist die Reflektion des Thermistorhalters minimal.
9. Stellen Sie die variable Dämpfung so ein, dass sich eine Ablesung von 1 mW auf den Leistungsmesser ergibt.
10. Lesen Sie wiederum die Spitze-Spitze-Spannung am Oszillosgraphen ab und berechnen Sie die Nf-Leistung erneut.

Versuch 3

Moduliertes Signal

1. Überprüfen Sie den Nullausgleich des Leistungsmessers und gleichen Sie falls erforderlich erneut ab.
2. Schalten Sie den Gunn-Oszillator ein (Modulator in Stellung *CW*) und stellen die Dämpfung so ein, dass der abgelesene Wert 1 mW beträgt.

3. Anschließend schalten Sie die Modulation ein und lesen die Anzeige des Leistungsmessers ab. Das Rechteckmodulationssignal kann als ein Pulssignal mit 50% Tastverhältnis betrachtet werden. Stimmt das mit dem Messergebnis überein?

Versuch 4

Eichung der dB-Skala des Leistungsmesser

1. Schalten Sie den Gunn-Oszillator aus und stellen den Drehfahnenabschwächer auf Null. Die Anzeige des Leistungsmesser sollte Null betragen; ggf. nachstellen.
2. Drehen Sie das einstellbare Dämpfungsglied auf den maximalen Wert, schalten den Gunn-Oszillator ein und regulieren die Dämpfung so, dass 1 mW abgelesen werden kann.
3. Stellen Sie den Drehfahnenabschwächer nacheinander auf 0 dB, 3 dB, 5 dB, 8 dB und 10 dB ein und lesen Sie die Anzeige des Leistungsmessers (auf der dB- und auf der linearen Skala) ab. Zeichnen Sie eine Eichkurve.

Versuch 5

Messung der Gunn-Oszillator-Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz

1. Bauen Sie die Geräte nach Abb. 5.14 auf.

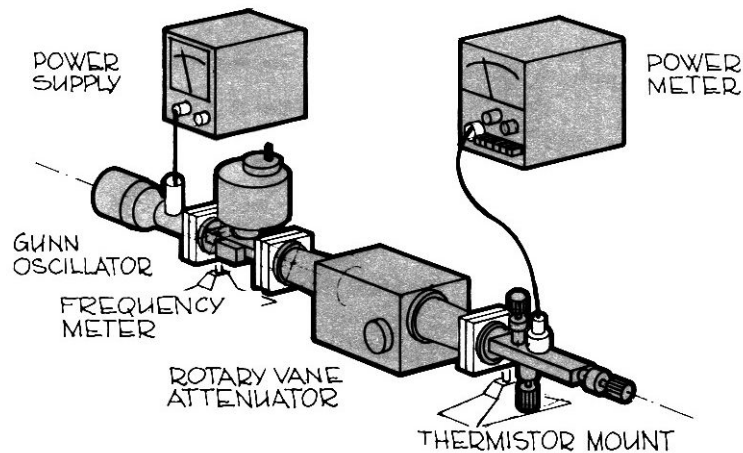


Abbildung 5.14: Aufbau zur Messung der Gunn-Oszillator-Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz.

2. Schalten Sie den Gunn-Oszillator ein (8.5 V) und variieren die Dämpfung (A_1) so, dass auf der 1-mW- Skala 2/3 Vollausschlag angezeigt wird.

3. Stimmen Sie den Gunn-Oszillators auf 8.5 GHz ab und bringen Sie den Leistungsmesser auf maximale Anzeige. Korrigieren Sie die Dämpfung A_1 so, dass 1 mW (Vollausschlag) angezeigt wird.
4. Der Wert A_1 ist die Leistung des Gunn-Oszillators in dBm. Erklären Sie diesen Sachverhalt.
5. Wiederholen Sie die Schritte 3 und 4 für 9, 9.5, 10 und 10.5 GHz und stellen Sie anschließend die Ergebnisse als Kurve in einem Diagramm dar.

5.3 Untersuchung einer Tunneldiode

5.3.1 Abstimmung der Sensitivität und frequency pushing

Ziel

Ziel des Versuches ist es, charakteristische Eigenschaften einer Tunneldiode kennenzulernen und auszumessen.

Durchführung

1. Bauen Sie das Frequenz-Messsystem gemäß Abb. 5.15 auf. Das BNC-Kabel zur Übertragung des Mikrowellensignals wird mit dem Frequenz-Messgerät durch den Kanal *CH-B* verbunden.

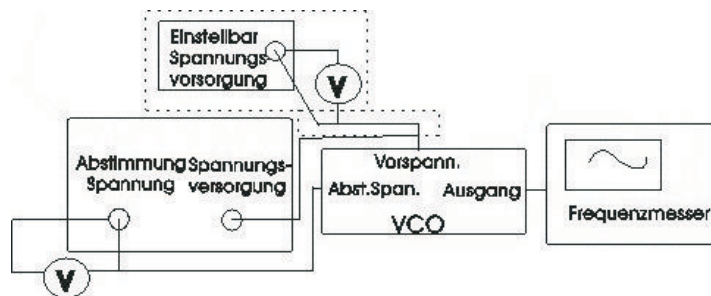


Abbildung 5.15: Aufbau zur Untersuchung der abgestrahlten Leistung eines Handys.

2. Schalten Sie das Multimeter ein und überprüfen Sie, ob sich der Schalter *FC/FG* in der Stellung *FC* befindet.
3. Schalten Sie das Frequenz-Messgerät ein und drücken Sie solange die Taste *Chan*, bis *CHAN B* am Bildschirm erscheint. Wählen Sie den *gate*-Level zu 1.
4. Setzen Sie die Abstimmspannung auf den Wert Null und schalten Sie das Gerät an. Lesen Sie die Frequenz der Mikrowellen vom Frequenz-Messgerät ab und notieren Sie sich diese. Das ist die Arbeitsfrequenz bei 0 V Abstimmspannung.
5. Erhöhen Sie die Abstimmspannung in 2 V-Schritten, bis diese 20 V erreicht. Notieren Sie sich zu jeder Spannung den zugehörigen Frequenz-Wert, sobald sich die Anzeige stabilisiert hat.
6. Zeichnen Sie einen „Abstimmspannung-Arbeitsfrequenz“-Graphen und errechnen Sie die Abstimm-Sensitivität.

7. Benutzen Sie nun eine einstellbare Spannungsquelle und das Multimeter mit der 20 V-Skala zum Messen der Versorgungsspannung. Stellen Sie die Versorgungsspannung auf 12 V ein und nehmen Sie die Arbeitsfrequenzen auf, wenn die Abstimmspannung 1, 5, 9, 13 und 17 V beträgt. Notieren Sie sich die Versorgungsspannung, Abstimmspannung und die zugehörige Frequenz.
8. Erhöhen Sie die Versorgungsspannung um 1 Volt und messen Sie für verschiedene Abstimmspannung gemäß Schritt 7 die Arbeitsfrequenz.
9. Erniedrigen Sie nun wieder die Versorgungsspannung um 1 Volt und wiederholen Sie Schritt 7.
10. Zeichnen Sie einen „Abstimmspannung-Arbeitsfrequenz“-Graphen für jede Versorgungsspannung. Bei einer gegebenen Abstimmspannung bezeichnet man die Frequenzverschiebung aufgrund der Veränderung der Versorgungsspannung als *frequency pushing*. Berechnen Sie die durchschnittliche Frequenzveränderung in der Umgebung von 12 V Versorgungsspannung.

5.3.2 Die Abschneide-Versorgungsspannung

1. Stellen Sie durch Verändern der Abstimmspannung die Arbeitsfrequenz auf 1.12 GHz ein. Die Versorgungsspannung soll 12 V betragen.
2. Erniedrigen Sie die Versorgungsspannung in 1 Volt-Schritten bis hin zu 3 Volt und notieren Sie sich jeweils die Arbeitsfrequenz.
3. Vermindern Sie nun die Versorgungsspannung in 0.1 V-Schritten, bis die Arbeitsfrequenz 0 Hz erreicht. Notieren Sie sich die Werte.
4. Zeichnen Sie einen „Versorgungsspannung-Arbeitsfrequenz“-Graphen und bestimmen Sie näherungsweise die Abschneide-Versorgungsspannung, bei der die Kurve sich rasch ändert. Notieren Sie sich die Abschneidespannung.
5. Bauen Sie das Leistungsmesssystem gemäß Abb. 5.16 auf.

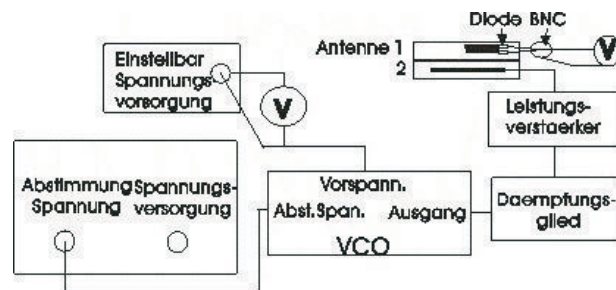


Abbildung 5.16: Aufbau des Leistungsmesssystemes

Das Dämpfungsglied soll auf 100 dB eingestellt sein.

6. Schalten Sie die veränderliche Leistungsversorgung ein und stellen die Versorgungsspannung auf 5 Volt ein. Justieren Sie die Abstimmspannung so, dass Sie ein 1.12 GHz-Signal erhalten, das Sie durch das Frequenz-Messgerät identifizieren können, da dieses bei dieser Frequenz am effektivsten arbeitet.
7. Schalten Sie das Multimeter ein, welches mit der Antenne verbunden ist und wählen Sie den DC-Kanal mit einem Messbereich von 200 mV. Bestimmen Sie die Größe des Rauschens von der keine Mikrowellen emittierenden Antenne und überlegen Sie sich, woher diese Hintergrundstrahlung stammen könnte.
8. Betätigen Sie den *Netz*-Schalter und schalten Sie den Leistungsverstärker ein durch Drücken der Taste *Verstärker*.
9. Regulieren Sie das Dämpfungsglied soweit, dass die ankommende Spannung gerade 2 mV über dem Hintergrundrauschen liegt. Notieren Sie sich die Versorgungsspannung, den dB-Wert, und den Zuwachs der Signal-Spannung.
10. Vermindern Sie die Versorgungsspannung um 1 Volt und wiederholen Sie Schritt 8 bis hin zu 3 Volt.
11. Erniedrigen Sie langsam die Versorgungsspannung und das Dämpfungsglied, so dass die gemessene Spannung 2 mV über dem Hintergrundrauschen liegt, bis kein Signal mehr detektierbar ist und nehmen Sie in 2 Messreihen die Versorgungsspannung, den dB-Wert und den Zuwachs in der Signalspannung auf während der Messung auf. Notieren Sie sich diese Werte. Berechnen Sie die ankommende Mikrowellenleistung in einer zum Quadrat der Spannungszunahme proportionalen Einheit. Zeichnen Sie die „Versorgungsspannung-ankommende Mikrowellen-Leistung“-Kurve und bestimmen Sie näherungsweise die Abschneidespannung, bei der die Mikrowellenleistung Null beträgt. Vergleichen Sie diese Spannung mit der nach der ersten Methode ermittelten Spannung.

5.4 Untersuchungen von Mikrostreifenleitern

5.4.1 Aufbau von Mikrostreifen-Antennen

Kriterien für den Entwurf von Mikrostreifen-Antennen

Die Länge des abstrahlenden Leiterstreifens soll näherungsweise gleich zur halben Wellenlänge im Mikrostreifen, die der gewünschten Resonanzfrequenz entspricht:

$$L = 0.48 - 0.49\lambda_g \quad (5.1)$$

Die Wellenlänge wird durch die Wahl des Substrates gemäß Gleichung (5.2) bestimmt:

$$\lambda_g = \frac{c}{f_r \sqrt{\varepsilon_r}} \quad (5.2)$$

wobei f_r die Resonanzfrequenz und ε_r die dielektrische Konstante des Substrates bezeichnen. Die Resonanzfrequenz kann durch Gleichung (5.3) abgeschätzt werden:

$$f_r = \frac{1}{2\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}W_{eff}\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \quad (5.3)$$

mit:

μ_0 = Permeabilität des freien Raumes,

ε_0 = Permittivität des freien Raumes,

W_{eff} = effektive Breite,

ε_{eff} = effektive dielektrische Konstante.

Die effektive dielektrische Konstante kann aus Gleichung (5.4) oder (5.5) abgeleitet werden.

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2\sqrt{1 + 12\left(\frac{H_{eff}}{W_{eff}}\right)}} \quad \text{für } W_{eff}/H_{eff} \geq 1 \quad (5.4)$$

oder

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \cdot \left[\frac{1}{2\sqrt{1 + 12\left(\frac{H_{eff}}{W_{eff}}\right)}} + 0.4 \cdot \left(1 - \frac{W_{eff}}{H_{eff}}\right)^2 \right] \quad \text{für } W_{eff}/H_{eff} < 1. \quad (5.5)$$

Dabei bezeichnet H_{eff} die effektive Substrathöhe.

Die effektive Breite W_{eff} kann aus Gleichung (5.6) abgeleitet werden:

$$W_{eff} = w + \frac{1}{\pi} \left[\ln \left(\frac{2h}{t} \right) + 1 \right] \quad (5.6)$$

mit:

w = der Breite des leitenden Streifens

t = der Dicke des leitenden Streifens

h = der Substrathöhe.

Die effektive Substrathöhe ist durch Gleichung (5.7) gegeben:

$$H_{eff} = h - 2t \quad (5.7)$$

Desweiteren soll die Impedanz eines Mikrostreifens ungefähr 50Ω (wie bei einem normalen elektrischen Schaltkreis) betragen. Für $W_{eff}/H_{eff} \geq 1$ kann die Impedanz eines Mikrostreifenleiters durch

$$Z = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_{eff}} \left[\frac{W_{eff}}{H_{eff}} + 1.393 - \frac{2}{3} \ln \left(\frac{W_{eff}}{H_{eff}} + 1.444 \right) \right]} \quad (5.8)$$

gegeben, für $W_{eff}/H_{eff} < 1$ durch

$$Z = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \ln \left(8 \frac{H_{eff}}{W_{eff}} + 0.25 \frac{H_{eff}}{W_{eff}} \right) \quad (5.9)$$

Durchführung des Versuchs

1. Öffnen Sie die Software namens „Txline“ und wählen Sie das Fenster „microstrip“ aus. Diese Software kann die effektive dielektrische Konstante und die Impedanz eines Mikrostreifenleiters bei einer vorgegebenen dielektrische Konstante, Höhe und Leitfähigkeit des Substrates sowie der Länge, Breite und Dicke des leitenden Streifens.
2. Entwerfen Sie einen Mikrostreifensender, der bei 1.5 GHz arbeitet und eine Impedanz von 50Ω besitzt. Folgende Parameter sollen dabei eingehalten werden:
 - $\varepsilon_r = 3.38$
 - Verlusttangente = 0.022
 - $h = 0.81 \text{ mm}$
 - $t = 35 \mu\text{m}$
3. Bestimmen Sie die Dimensionen L und W des leitenden Streifens jeweils für Kupfer und Aluminium. Geben Sie die effektive dielektrische Konstante, die Impedanz und die Wellenlänge der Mikrowellen an.
4. Stellen Sie ihren Entwurf eines Streifenleiters in 3 Dimensionen dar.

5.4.2 Transmission und Rezeption von Mikrowellen durch Streifenleiter

Versuch 1

Signalempfang und lineares Arbeitsgebiet des Verstärkers

1. Bauen Sie das Transmissions-Rezeption-System gemäß Abb. 5.17 auf.

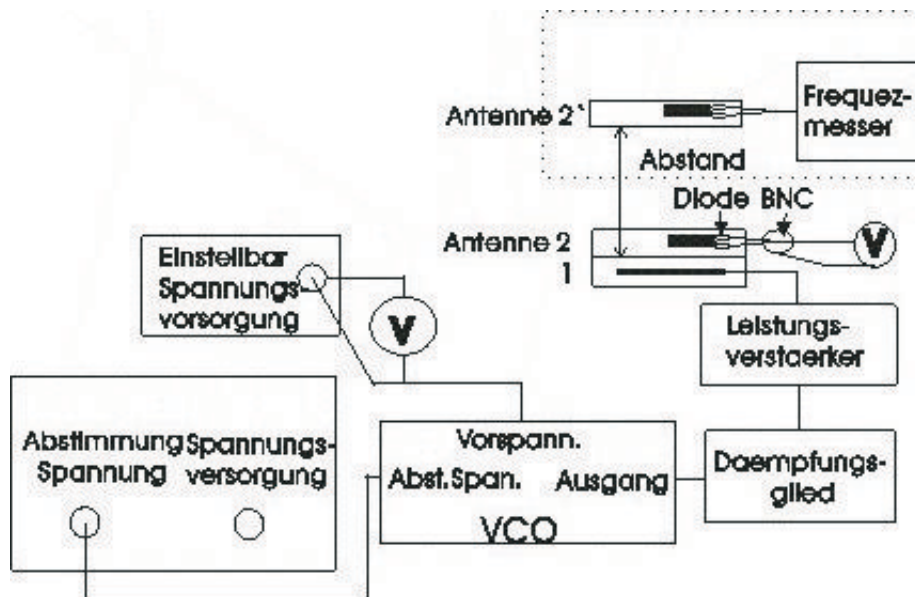


Abbildung 5.17: Aufbau zur Transmission und Rezeption von Mikrowellen durch Streifenleiter.

2. Stellen Sie das Dämpfungsglied auf maximal ein. Schalten Sie das Multimeter ein und wählen Sie den 20 V-Spannungskanal aus. Schalten Sie den Leistungsverstärker ein und drücken Sie den *Verstärkung*-Knopf. Stellen Sie die Abstimmspannung auf 5 Volt ein und schalten Sie die Spannungsversorgung ein.
3. Messen Sie die Hintergrundstrahlung und notieren Sie sich diese.
4. Vermindern Sie die Dämpfung, bis das empfangene Signal genügend groß ist, um einen messbaren Anstieg in der gemessenen Spannung zu verursachen.
5. Vermindern Sie nun die Dämpfung um 3 dB, messen die empfangene Spannung und notieren sich sowohl die Dämpfung als auch die Spannung.
6. Vermindern Sie anschließend die Dämpfung in 3 dB-Schritten, bis die Dämpfung 5 dB beträgt.
7. Die empfangene Leistung ist proportional zum Quadrat der Spannung. Zeichnen Sie einen „logarithmische Leistung-Dämpfung“-Graphen. Der lineare Teil entspricht dem linearen Arbeitsgebiet des Verstärkers.

Versuch 2

Dispersion des Signals mit dem Abstand

1. Benutzen Sie die andere Antenne als Empfänger und platzieren Sie diese parallel zur Sendeantenne in einem Abstand von 15 cm. Schließen Sie den Empfänger an Kanal B des Frequenzmessgeräts an.
2. Stellen Sie die Dämpfung auf ein Maximum ein und schalten Sie die Spannungsversorgung ein.
3. Vermindern Sie nun vorsichtig die Dämpfung, bis die angezeigte Frequenz stabil und konsistent mit der "Abstimmspannung-Frequenz"-Kurve ist. Notieren Sie sich den Abstand und die Dämpfung.
4. Wiederholen Sie Schritt 3 für Abstände von 30, 45, 60 und 90 cm und überprüfen Sie, ob der Verstärker im linearen Bereich arbeitet. Zeichnen Sie eine Dispersionskurve der Mikrowellen (dB gegen Abstand).

Versuch 3

Wann und wie weit sollte man sein Handy benutzen

1. Bauen Sie den Versuch gemäß Abb. 5.18 auf. Befestigen Sie ein Handy mit einer ausreichenden Leistung entlang der Stange senkrecht zur Empfangsantenne und so nah wie möglich.

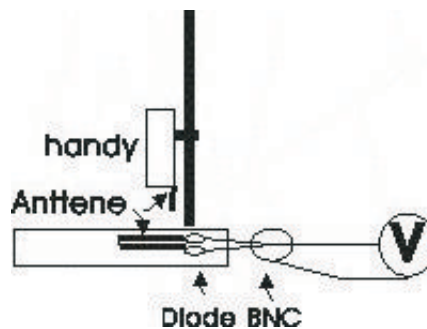


Abbildung 5.18: Aufbau zur Untersuchung der abgestrahlten Leistung eines Handys.

2. Schalten Sie das Multimeter ein und wählen Sie den 200 mV-Kanal. Notieren Sie sich die Hintergrundstrahlung. Wählen Sie die Nummer „0681-302-2292“ und notieren Sie sich die Anfangszeit. Beobachten Sie die Veränderungen in der empfangenen Spannung des Multimeters und nehmen Sie alle zugehörigen Zeiten auf. Notieren Sie sich auch die Spannungen. Bei dieser Messung existieren mehrere wichtige Zeitpunkte, z.B. wenn das Handy mit dem telnet oder mit dem Zieltelefon verbunden wird. Es ist hilfreich, einen Kopfhörer zu benutzen, um die Abläufe beim Wählen zu identifizieren.

3. Wiederholen Sie die Messung solange, bis Sie wiederholbare Resultate erlangen. Zeichnen Sie einen „empfangene Leistung-Zeit“-Graphen. Diskutieren Sie das Auftreten einer Spannungsspitze aus gesundheitlichen Aspekten.
4. Vergrößern Sie den Abstand zwischen Handy und Empfangsantenne auf 1, 3, 5, 10 cm und messen Sie die Spitzenspannung während eines Wahlzykluses. Notieren Sie sich die entsprechenden Werte.
5. Zeichnen Sie einen „empfangene Leistung-Abstand“-Graphen. Wie groß schätzen Sie einen vernünftigen Abstand, in dem Sie ihr Handy benutzen sollten?

6 Fragen und Aufgaben

Fragen

1. Warum schwingt das Klystron nur in gewissen Bereichen der Reflektorspannung? Und welche Größen legen die Frequenz, mit der das Klystron schwingt, fest?
2. Wie groß ist die Grenzfrequenz für die $H_{1,0}$ -Welle im verwendeten Hohlleiter? ($a = 22.86 \text{ mm}$)
3. Wie groß ist der Wirkungsgrad des Gunn-Oszillators? (Verhältnis von Mikrowellenleistung zu Speiseleistung).
4. Warum muss die angezeigte Leistung zunehmen, wenn die im Thermistor umgesetzte (Mikrowellen-) Leistung abnimmt?
5. Drücken Sie die Werte 0.5 mW und $25 \text{ }\mu\text{W}$ in dBm aus.
6. Der Strom eines negativen Widerstand-Oszillator folgt der Form:

$$I(t) = \exp(\alpha t) \exp(i\omega t)$$

mit

$$\alpha = \frac{-R}{2L}, \omega = \left| \frac{\sqrt{R^2 - 4L/C}}{2L} \right|.$$

Ist es möglich, dass der Strom immer weiter anwächst? Warum?

7. Worin liegt der Vorteil eines Mikrostreifenleiters für die moderne Kommunikationstechnologie?

Aufgaben

Die zu bearbeitenden Aufgaben finden Sie im Kapitel Versuchsaufbau!

7 Literaturhinweise

1. WALTER JABSEN
Streifenleiter und Hohlleiter (Hüthig, 1992)
2. ERICH PEHL
Mikrowellentechnik (Hüthig, 1988)
Band 1: Wellenleitungen und Leitungsbausteine
Band 2: Antennen und aktive Bauteile
3. WOLFGANG DEMTRÖDER
Experimentalphysik (Springer, 1995)
Band 2: Elektrizität und Optik
4. DAVID M. POZAR und DANIEL H. SCHAUBERT
Microstrip Antennas (IEEE PRESS, 1995)
5. *Experimente mit Mikrowellen 1 & 2*
Praktikumsanleitungen (Kopien sind beim Betreuer verfügbar)
6. <http://www.minicircuits.com/application.html>
Oscillators VCO's
7. <http://www.physik.uni-bielefeld.de/~msacher/scripte/mikro.pdf>
MARC SACHER und NILS WIESE
Mikrowellen-Technologie
8. <http://www.tpub.com/neets/>
Online-Sammlung wissenschaftlicher Bücher
Buch 1: *Microwave Principles*
Buch 2: *Introduction to Wave Propagation, Transmission Lines, and Antennas*
9. http://141.30.128.171/HF/lehre/download/HF/Microstrip_1.pdf
U. KRÜGER UND C. SCHÄFFER
Microstrip-Leitung
10. <http://www.madmadscientist.com/html/Theory.htm>
DANIEL GEORGE NEUMAN

