

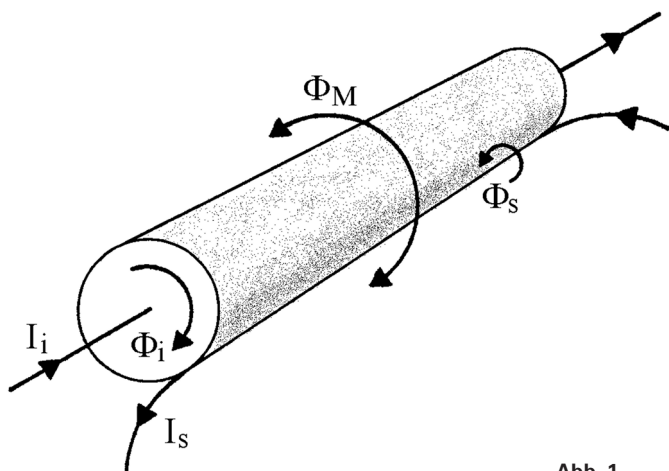


Abb. 1

Stromsymmetrierung und Abschirmung von Koaxialkabel

Roy Lewallen, W7EL, schreibt in seinem Artikel "Baluns: What They Do And How They Do It" ("The ARRL Antenna Compendium", Volume 1, ARRL 1985, S. 157):

"In a coaxial cable, the currents on the inner conductor and the inside of the shield are equal and opposite. This is because the fields from the two currents are confined to the same space."

Tom Rauch, W8JI, schreibt 2025 auf seiner Website:

"First, the shield doesn't shield or filter the time-varying electric field. It cannot do so without also removing the magnetic field. Since neither the electric or magnetic field passes through the many skin depths of shield wall thickness, any claim the shield passes one field and limits the other is wrong."

"Electrical rules require the center conductor and inside of the shield to always carry equal and opposite RF currents [...] This ALWAYS is the case when the shield is several skin depths thick. We cannot force anything else to happen !"

Würde der Außenleiter eines Koaxialkabels die Felder in seinem Inneren wirklich von der Außenwelt abschirmen, dann wären sie in der Tat auf denselben Raum beschränkt und die Ströme auf dem Innenleiter und dem Außenleiter zwangsläufig symmetrisch, also betraglich gleich groß und entgegen-

gesetzt. Als Erklärung für ein strahlendes Kabel braucht man dann den besagten "dritten Leiter", nämlich die angeblich durch den Skin-Effekt entstehende isolierte Außenfläche des Schirms. Soweit die gängige Folklore - aber ...

Es gibt keinen magnetischen Schirm

Tatsächlich wirkt der Außenleiter inhärent zwar als elektrische, *nicht* jedoch als magnetische Abschirmung, denn es gibt kein Material, das Magnetfelder wirksam blockieren kann. Im Gegensatz zu elektrischen sind nämlich magnetische Feldlinien immer geschlossene Schleifen ohne Anfang und Ende. Man kann sie deshalb nicht blockieren sondern lediglich "umleiten", indem man ihnen einen attraktiveren Weg über ein Material mit höherer Permeabilität anbietet, das den magnetischen Fluss besser "leitet" - wirklich abschirmen lassen sie sich aber nicht.

Kupfer hat eine relative magnetische Permeabilität von 0.9999912, das Kupfergeflecht des "Schirms" ist deshalb für Magnetfelder völlig transparent, als würde es überhaupt nicht existieren. Die durch die Ströme auf beiden Leitern erzeugten Magnetfelder sind also durch den Schirm des Koaxialkabels keineswegs auf denselben Raum beschränkt und deshalb sind die Ströme auch nicht zwangsläufig symmetrisch. Um zu verstehen, wie die Stromsymmetrierung und magnetische Abschirmung tatsächlich funktioniert, genügt ein sehr einfaches physikalisches Modell. Es stammt ursprünglich von **Garth W. Milne***, kommt ganz ohne Leitungstheorie und den "dritten Leiter" aus und liefert praktisch verifizierbare Ergebnisse, die teilweise sehr verblüffend sind.

Die Geometrie macht's !

Abb. 1 zeigt eine Sektion Koaxialkabel mit seinen Strömen und magnetischen Flüssen. Der interne magnetische Fluss Φ_i wird nur vom Strom auf dem Innenleiter I_i aber nicht vom Strom auf dem Außenleiter I_a erzeugt, denn dieser entspricht einem stromdurchflossenen Hohlzylinder mit homogener Stromverteilung, innerhalb dem sich die magnetischen Feldkomponenten gegenseitig aufheben. Abhängig vom Radius r beträgt die magnetische Feldstärke dort $H_i = I_i / (2 \pi r)$. Außerhalb des Kabels beträgt sie $H_a = (I_i + I_a) / (2 \pi r)$ und ist damit null falls die Ströme exakt symmetrisch sind. Der externe magnetische Fluss Φ_M umschließt beide Leiter und bildet so einen perfekt gekoppelten Transformator, dessen Wicklungsinduktivität der Magnetisierungsinduktivität M entspricht.

* Milne, G. W., "Ground Voltage and Current Cancellation by Co-axial Cable", Department of Electrical and Electronic Engineering, University of Stellenbosch, October 1998.

Karl Fischer, DJ5IL, Friedenstr. 42, 75173 Pforzheim, Deutschland, www.cq-cq.eu

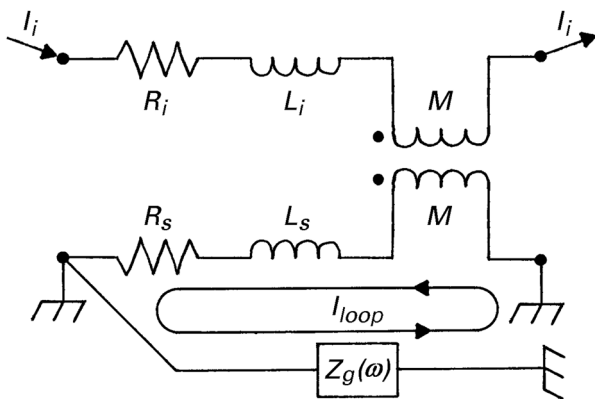


Abb. 2

Laut *Ampere'schem Gesetz* ist das Ringintegral der magnetischen Feldstärke entlang einer beliebigen geschlossenen Kurve gleich dem eingeschlossenen Strom. Fließen also auf einer *Paralleldrahtleitung* exakt symmetrische Ströme, dann ist dieses Ringintegral null, wobei jedoch nur an Raumpunkten mit gleichem Abstand zu beiden Leitern das Magnetfeld null ist. Fließen diese Ströme aber in einer *Koaxialleitung*, dann ist wegen ihrer konzentrischen Geometrie an jedem beliebigen Punkt außerhalb der Leitung das Magnetfeld null, weil sich die von ihnen erzeugten Magnetfelder überall exakt neutralisieren.

Die magnetische Abschirmung wird also nicht direkt durch den Schirm bewirkt, sondern sie beruht auf der gegenseitigen Neutralisation der von I_i und I_a erzeugten Magnetfelder außerhalb des Schirms und ist nur möglich wegen der coaxialen Geometrie der Leitung. Und sie funktioniert nur *falls* die Ströme exakt symmetrisch sind! Mit anderen Worten: Die mehr oder weniger gute Stromsymmetrie in einem Koaxialkabel ist nicht das Resultat seiner magnetischen Abschirmung, sondern seine Ursache.

Hinsichtlich Magnetfeldern unterscheidet sich die Koaxialleitung von der Paralleldrahtleitung nur durch ihre Geometrie, und so wird auch in beiden Leitern der Koaxialleitung durch ein externes magnetisches Wechselfeld eine *elektromotorische Kraft EMK* induziert. Diese ist jedoch in beiden Leitern stets gleich groß und neutralisiert sich entlang dem Weg über Innenleiter und Außenleiter, sodass die magnetische Abschirmung von außen nach innen gegeben ist. Wir wollen uns hier jedoch nur mit der Abschirmung von innen nach außen befassen ...

Physikalisches Modell

Stellen wir uns zunächst den Innenleiter und Außenleiter des Koaxialkabels als die beiden Wicklungen eines perfekt gekoppelten Übertragers mit der *Magnetisierungsinduktivität* M vor, und in Serie zu den Wicklungen jeweils die *Streuinduktivität* L_i und den *Ohm'schen Widerstand* R_i des Innenleiters bzw. die *Streuinduktivität* L_s und den *Ohm'schen Wider-*

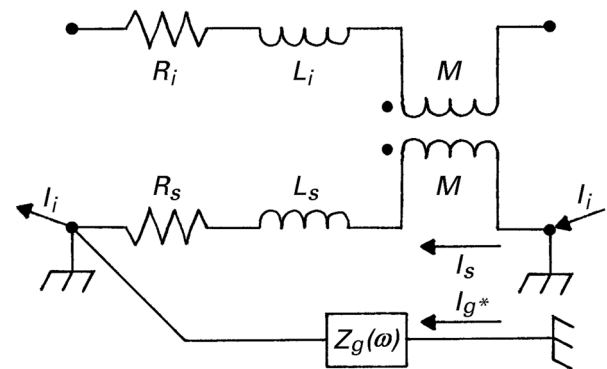


Abb. 3

stand R_s des Schirms oder Aussenleiters. M darf für Koaxialkabel angenommen werden mit $1 \mu\text{H/m}$ und ist weitestgehend unabhängig von ihren Abmessungen eine fast universelle Konstante. L_i wird verursacht durch magnetischen Fluss der nur den Innenleiter umschließt und hat einen Wert von $200 \text{ nH/m} \times \ln(D_s/D_i)$ mit D_s = Durchmesser Schirm und D_i = Durchmesser Innenleiter, so ergibt sich z.B. für den Kabeltyp RG-58 mit $D_s = 3.53 \text{ mm}$ und $D_i = 0.94 \text{ mm}$ $L_i = 265 \text{ nH/m}$. L_s wird verursacht durch magnetischen Fluss der nur den Außenleiter umschließt, typische Ursache sind schlecht verwobene Strähnen des Geflechts. Sie hat einen Wert von ca. 1.25 nH/m mit weniger als 25% Abweichung über alle gängigen Koaxialkabeltypen und entspricht damit nur etwa einem tausendstel des Wertes von M . R_i ist für die folgenden Betrachtungen vernachlässigbar und R_s variiert von ca. $5 \text{ m}\Omega/\text{m}$ für das dicke RG-8A/U bis $40 \text{ m}\Omega/\text{m}$ für das dünne RG-174U, für RG-58 beträgt er ca. $15 \text{ m}\Omega/\text{m}$.

Wer das Modell bezweifelt, sollte folgenden Versuch durchführen: Speist man die beiden Enden des Außenleiters eines Stücks Koaxialkabel aus einem Signalgenerator, dann misst man mit dem Scope über den beiden Enden des Innenleiters ziemlich genau die Generatorspannung. Speist man jedoch die Enden des Innenleiters, misst man über dem Außenleiter nur ca. 80% der Generatorspannung. Der Grund für diese *nicht-reziproke Transformationswirkung* ist, dass L_i und M einen induktiven Spannungsteiler bilden und nur die Spannung über M in den Außenleiter induziert wird. Bei der ersten Messung lag L_i in Serie mit dem hochohmigen Eingang des Scopes und hatte deshalb keinen merklichen Effekt.

Es wird allgemein angenommen, dass der gesamte Rückstrom auf der Innenseite des Schirms fließt. Wenn Generator und Last geerdet sind, womöglich über Massepfade die eine niedrigere Impedanz aufweisen als der Kabelschirm, wird dies zumindest bei sehr niedrigen Frequenzen zweifelsohne nicht der Fall sein. Erkunden wir nun das reale Verhalten und beginnen mit der in **Abb. 2** dargestellten Situation: Wir lassen einen Signalstrom I_i durch den Innenleiter

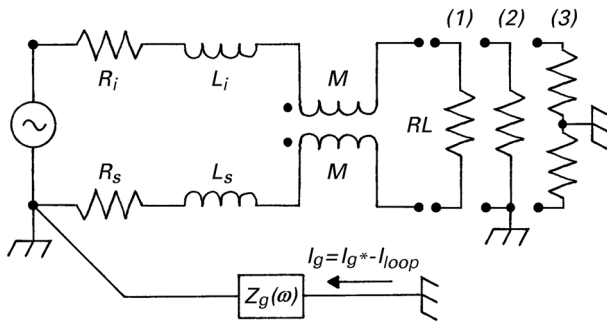


Abb. 4

aber nicht durch den Schirm fließen, dessen beide Enden geerdet und deshalb über einen unerwünschten Massepfad mit der Impedanz $Z_g(\omega)$ als Funktion der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ miteinander verbunden sind. Dieser Strom induziert eine Spannung $I_g \omega M$ in den Schirm, welche wiederum den Strom ...

$$I_{loop} = I_i \omega M / (Z_g(\omega) + R_s + \omega(M + L_s))$$

... in einer geschlossenen Schleife über den Schirm und den Massepfad fließen lässt. Es ist zu beachten, dass dieser Schleifenstrom über den Schirm in der normalen Richtung des Rückstroms, aber über den Massepfad *entgegen* der normalen Richtung fließt.

Betrachten wir nun die in **Abb. 3** dargestellte Situation: Wir lassen jetzt I_i nicht durch den Innenleiter fließen, sondern sich aufteilen in I_s der über den Schirm und in I_{g*} der über den Massepfad fließt. Dieser Massestrom beträgt ...

$$I_{g*} = I_i (R_s + \omega(M + L_s)) / (Z_g(\omega) + R_s + \omega(M + L_s))$$

In **Abb. 4** wird dieses Modell durch einen Generator am Eingang und einen Lastwiderstand RL am Ausgang in den drei Varianten (1) schwimmend, (2) unsymmetrisch und (3) symmetrisch ergänzt. Wir kehren jetzt zur normalen Situation zurück und lassen I_i vom Generator über Innenleiter, Lastwiderstand und schließlich Schirm und Massepfad zurück zum Generator fließen. Der Massestrom ...

$$I_g = I_{g*} - I_{loop} = I_i (R_s + \omega L_s) / (Z_g(\omega) + R_s + \omega(M + L_s))$$

... ist der Teil des Rückstroms, der den Schirm umgeht und über den unerwünschten Massepfad fließt und der deshalb einen Gleichtaktanteil d.h. eine gestörte Stromsymmetrie im Koaxialkabel verursacht. Die *Massestrom-Transferfunktion* ...

$$T_i = I_g / I_i = (R_s + \omega L_s) / (Z_g(\omega) + R_s + \omega(M + L_s))$$

... gibt an, welcher Bruchteil des Signalstroms über den unerwünschten Massepfad zurück zum Generator fließt, die *Gleichtaktunterdrückung* oder "*Common-Mode Rejection*" *CMR* und somit die *effektive-*

magnetische Abschirmung des Koaxialkabels beträgt somit ...

$$CMR = 20 \log(1 / T_i) = 20 \log(I_i / I_g) [dB]$$

Wir untersuchen jetzt alle drei Lastvarianten, wobei $L_s = 0$ gesetzt wird weil $L_s \ll M$ und somit vernachlässigbar ist.

Schwimmende Last

Weil die Lastseite massfrei ist, kann kein Strom über den unerwünschten Massepfad fließen. Somit ist $I_g = 0$ und $I_s = I_i$ d.h. es herrscht perfekte Stromsymmetrie und magnetische Abschirmung.

Unsymmetrische Last

Die Ströme verhalten sich wie nach Abb. 2 und 3 berechnet und somit ist ...

$$I_{loop} = I_i \omega M / (Z_g(\omega) + R_s + \omega(M + L_s))$$

$$I_{g*} = I_i (R_s + \omega(M + L_s)) / (Z_g(\omega) + R_s + \omega(M + L_s))$$

$$I_g = I_{g*} - I_{loop} = I_i (R_s + \omega L_s) / (Z_g(\omega) + R_s + \omega(M + L_s))$$

$$T_i = I_g / I_i = (R_s + \omega L_s) / (Z_g(\omega) + R_s + \omega(M + L_s))$$

Beispiele für den Kabeltyp RG-58 ($M = 1 \mu H/m$, $R_s = 15 m\Omega/m$):

Mit $Z_g = 0 \Omega$ und $l = 1 m$ ergibt sich für ...

$f = 1 MHz$: $T_i = 0.0024$, $CMR = 52 dB$

$f = 2 MHz$: $T_i = 0.0012$, $CMR = 58 dB$

Mit $f = 10 MHz$ ergibt sich für ...

$l = 1 m$: $T_i = 0.00024$, $CMR = 72 dB$

$l = 10 m$: $T_i = 0.00024$, $CMR = 72 dB$

Die Gleichtaktunterdrückung ist also unabhängig von Leitungslänge und Lastwiderstand, sie wird hauptsächlich durch das Verhältnis $R_s / (R_s + \omega M)$ bestimmt und verbessert sich solange $R_s \ll \omega M$ mit steigender Frequenz um *6 dB / Oktave* oder *20 dB / Dekade*.

Mit $Z_g = 0 \Omega$ und $l = 1 m$ ergibt sich für ...

$f = 1 KHz$: $T_i = 0.70$, $CMR = 3.1 dB$

$f = 2 KHz$: $T_i = 0.54$, $CMR = 5.4 dB$

$f = 4 KHz$: $T_i = 0.37$, $CMR = 8.6 dB$

$f = 8 KHz$: $T_i = 0.23$, $CMR = 12.8 dB$

$f = 16 KHz$: $T_i = 0.13$, $CMR = 17.8 dB$

$f = 32 KHz$: $T_i = 0.069$, $CMR = 23.2 dB$

$f = 64 KHz$: $T_i = 0.036$, $CMR = 28.9 dB$

$f = 128 KHz$: $T_i = 0.018$, $CMR = 34.7 dB$

Die Eigensymmetrierung des RG-58 Koaxialkabels setzt also trotz des mit $Z_g = 0 \Omega$ für den Strom ausserordentlich attraktiven Massepfades bereits bei ca. 1 KHz ein und die Gleichtaktunterdrückung verbessert sich zunächst langsam aber sobald $R_s \ll \omega M$ (ab ca. 100 KHz) um 6 dB / Oktave. Übrigens beträgt die äquivalente Leitschichtdicke einer Kupferleitung ca. 0.5 mm @ 16 KHz d.h. es gibt noch gar keinen Skin-Effekt auf dem viel dünneren Schirm und deshalb auch keinen "dritten Leiter", trotzdem beträgt die Gleichtaktunterdrückung bereits 17.8 dB.

Symmetrische Last

Bei dieser Lastvariante geht der halbe Lastwiderstand $RL / 2$ in die Berechnung der Ströme mit ein und somit ist ...

$$I_{loop} = I_i \omega M / (Z_g(\omega) + R_s + \omega (M + L_s) + RL / 2)$$

$$I_{g*} = I_i (R_s + \omega (M + L_s) + RL / 2) / (Z_g(\omega) + R_s + \omega (M + L_s) + RL / 2)$$

$$I_g = I_{g*} - I_{loop} = I_i (R_s + \omega L_s + RL / 2) / (Z_g(\omega) + R_s + \omega (M + L_s) + RL / 2)$$

$$T_i = I_g / I_i = (R_s + \omega L_s + RL / 2) / (Z_g(\omega) + R_s + \omega (M + L_s) + RL / 2)$$

Beispiele für den Kabeltyp RG-58 ($M = 1 \mu H/m$, $R_s = 15 m\Omega/m$):

Mit $RL = 50 \Omega$ und $f = 10$ MHz ergibt sich für ...

$l = 1$ m: $T_i = 0.3$, CMR = 10 dB

$l = 10$ m: $T_i = 0.04$, CMR = 28 dB

Die Gleichtaktunterdrückung ist also jetzt abhängig von Leitungslänge und Lastwiderstand.

Würde man das RG-58 auf einen hochpermeablen Kern zu einer Gleichtaktdrossel mit $50 \mu H$ aufwickeln, wäre $M = 51 \mu H$ und es ergibt sich $T_i = 0.008$ / CMR = 42 dB. Kernverluste wirken sich nur auf den unerwünschten Gleichtaktanteil aus, man kann sie sich deshalb in den unerwünschten Massepfad projiziert vorstellen, wo sie den Realteil von Z_g und damit die Gleichtaktunterdrückung erhöhen. Weil sie aber zu Signalverlust führen, sollte insbesondere bei Leistungsanwendungen möglichst verlustarmes Kernmaterial verwendet werden.

Für $RL = 54 \Omega$ und $l = 1$ m wurde gerechnet und durch Messung verifiziert. Dabei wurden die Spannungen V_1 über der oberen Hälfte und V_2 über der unteren Hälfte von RL gemessen und $T_i = (V_1 - V_2) / V_1$ berechnet. Es ergibt sich für ...

$f = 100$ KHz:

Rechnung $T_i = 0.98$, CMR = 0.18 dB

Messung $T_i = 0.97$ (-1%), CMR = 0.26 dB

$f = 1$ MHz:

Rechnung $T_i = 0.81$, CMR = 1.8 dB

Messung $T_i = 0.76$ (-5%), CMR = 2.4 dB

Erkenntnisse

- Der Außenleiter eines Koaxialkabels schirmt inhärent keine Magnetfelder ab und die Ströme auf seinen beiden Leitern sind nicht zwangsläufig symmetrisch.

- Die Magnetisierungsinduktivität M symmetriert die Ströme im Koaxialkabel, indem der Rückstrom von der Last zum Generator auf den Außenleiter gezwungen wird, und trennt außerdem die Potentiale auf beiden Seiten.

- Je besser die Stromsymmetrierung also Gleichtaktunterdrückung, umso besser ist auch die effektive magnetische Abschirmung des Koaxialkabels.

- Je länger das Koaxialkabel, umso höher ist seine Magnetisierungsinduktivität M und umso besser sind Stromsymmetrie, Potentialtrennung und effektive magnetische Abschirmung.

- Diese Eigensymmetrierung von Koaxialkabel setzt bereits bei sehr tiefen Frequenzen (NF) ein, auf denen noch kein Skin-Effekt und damit auch kein "dritter Leiter" vorhanden ist.

- Eine Gleichtaktdrossel macht nichts anderes, als die Magnetisierungsinduktivität M einer Übertragungsleitung zu erhöhen, ohne jedoch die übrigen Leitungsparameter zu beeinflussen.

- Genau wie der Ohm'sche Widerstand des Außenleiters R_s verschlechtern Kernverluste einer Gleichtaktdrossel die Stromsymmetrierung wieder, deshalb sollten möglichst verlustarme Kerne verwendet werden.

- Bei unsymmetrischer Last ist die Gleichtaktunterdrückung unabhängig von Lastwiderstand und Leitungslänge und wird hauptsächlich durch das Verhältnis $R_s / (R_s + \omega M)$ bestimmt.

- Bei symmetrischer Last ist die Gleichtaktunterdrückung wesentlich schlechter als bei unsymmetrischer Last, sie sinkt mit steigendem Lastwiderstand und steigt mit der Leitungslänge.

DJ5IL_rt015.pdf
Originalversion: 6.11.2025
Revisionen: