

Kapitel 7 Skärmning

Behov av skärmning

Tålighet mot elektromagnetiskt fält.

Den inducerade spänningen från ett magnetiskt fält i en slinga är

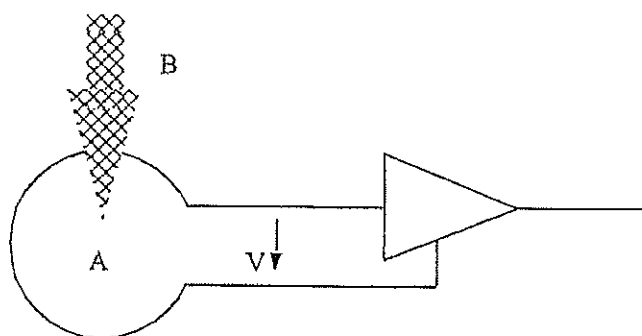
$$V = -\frac{d\Phi}{dt} = -A \times \frac{dB}{dt}$$

Om B-fältet är sinusformat med frekvensen f så blir den inducerade spänningen

$$V = -2\pi f \Phi = -2\pi f B A$$

Sambandet B och H är $B = \mu_0 H$ vilket ger den inducerade spänningen

$$V = -2\pi f \mu_0 H A$$



$$V = -2.1 \cdot 10^{-8} f E A$$

f = Frekvens.

E = Elektrisk fältstyrka.

A = Slingarea.

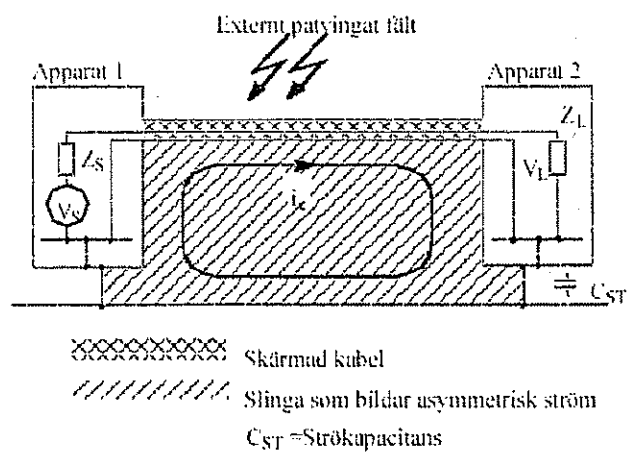
Figur 7-1 Inducerade spänning från ett magnetisk fält.

Den inducerade spänningen blir då för ett sinusformat E-fält i fjärrfältet

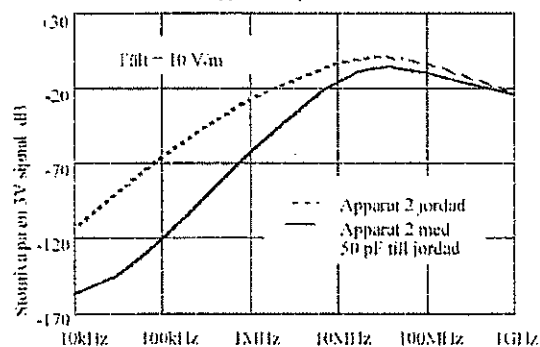
$$V = -2\pi f \mu_0 \frac{E}{Z_0} A = -2.1 \cdot 10^{-8} f E A$$

Mottagen störning i skärmad kabel.

Impedansen i slingan för asymmetriska strömmar i en kabel har stor betydelse för störsignalens storlek. Införs en hög impedans i slingan (t.ex. borttagen jordledning) så minskar den asymmetriska strömmen. Den asymmetriska strömmen i kabels skärm, genererar störspänningar på ledaren inne i kabeln. Storleken på denna spänning bestäms av övergångsimpedansen (transfer impedance) hos kabeln och strömmen i skärmen. En låg övergångsimpedans behövs för att få liten koppling mellan strömmen i skärmen och kopplad störning till ledare i kabeln.



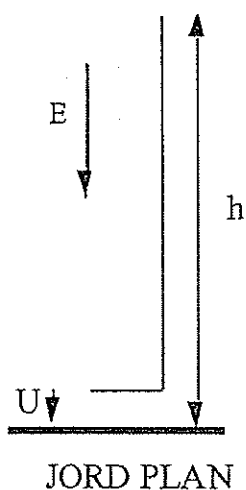
Figur 7-2 Störning i skärmad kabel



Figur 7-3 Störnivådiagram

Att bryta upp slingan minskar den inducerade strömmen i slingan. Den minskade strömmen i skärmen ger en minskad kopplad spänning inne i kabeln.

Mottagarantenn (monopol).



Figur 7-4 Mottagarantenn (monopol).

En monopolantenn har ett antenspröt och använder ett jordplan som referens. Bästa mottagningsförhållandet fås om antennen är vinkelrätt mot jordplanet och sammanfaller med elektriska fältet E .

Den inducerade spänningen i ett spröt är $U = \int_0^h E(x) dx$

För en kort monopolantenn ($h \ll \lambda/4$) kan tomgångsspänningen approximeras med $U \leq E \times h$

Fältstyrkan utefter antennen är

$$E(x) = E \times \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)$$

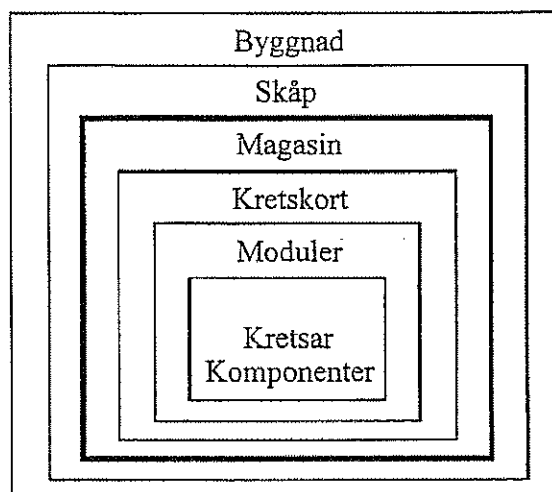
Antennen blir avstämd vid en frekvens motsvarande $h = \lambda/4$. Vid denna frekvens blir tomgångsspänningen

$$U = \int_0^h E(x) dx = \int_0^{\lambda/4} E \times \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) dx = \frac{E \times \lambda}{2\pi}$$

Även vid andra frekvenser är antennen avstämd, dessa frekvenser är när $h = n\lambda/4$, där $n=1, 3, 5$ osv. Vid dessa frekvenser är tomgångsspänningen lika eller mindre än när $h = \lambda/4$.

$$U \leq \frac{E \times \lambda}{2\pi}$$

Skärmning på olika nivåer.



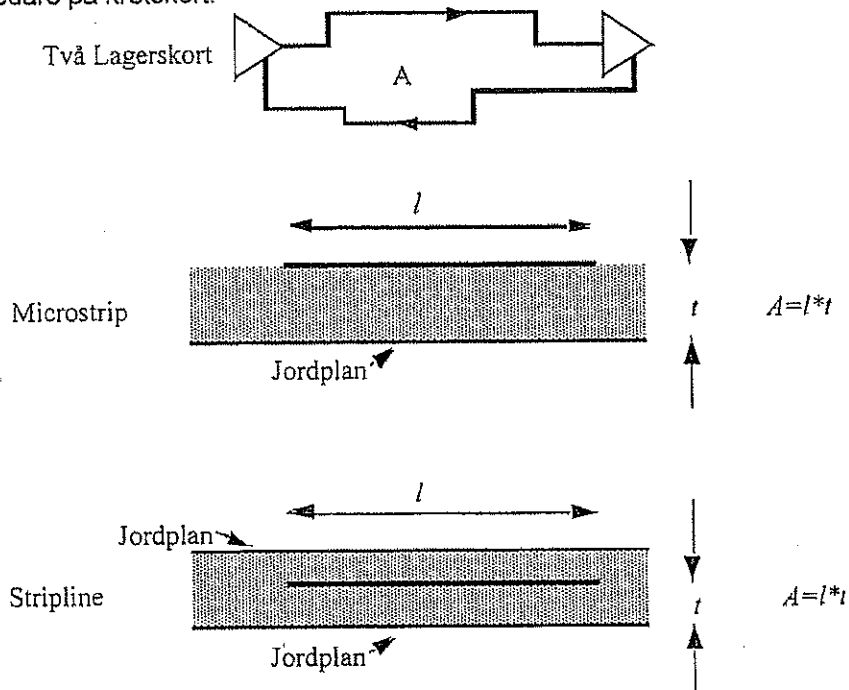
Figur 7-5 Olika nivå av skärmning

Strålningsfältet från en komponent, ledare etc ut till omgivningen måste ta sig genom olika skal. Exempelvis för en komponent så ska fältet ta sig ut ur kapseln, passera genom en eventuell modul, genom apparatens låda, genom skåpet osv innan fältet är ute i det fria. Ett av skalen är det skärmande det som ger den sista barriären för störningarna. Skal innanför och utanför denna barriär ger normalt dålig eller ingen skärmning alls eller endast lokal skärmning. Att ta hand om all eliminering av störningar på en nivå är mycket svårt, det är ekonomiskt och mycket lättare att sprida skärmningen och minska strålkällorna på olika nivåer. Den sista barriären behöver därmed inte ta hand om alla störkällor, kraftiga störkällor har redan minskat sin spridning av störningar men en lokal skärm. För att få en bra fungerande skärmbarriär krävs en 'Faradays bur', att barriären är elektriskt tät. Att endast delvis täta barriären ger ett läckage av fält genom barriären och man får dålig skärmning. Sista barriären måste vara elektriskt tät.

Att sprida skärmningen och vidta åtgärder mot störningar kan ske på olika sätt. Exempelvis kan mönsterkortet ges en lageruppbbyggnad så att störningar från mönsterkortet minimeras. Att använda balanserad drivning av signaler istället för obalanserad (single ended). Att lokalt skärma en störande eller känslig komponent/modul. Dessa åtgärder ger inte den slutgiltiga nödvändiga skärmningen utan hjälper till att klara skärmningen vid det sista skärmskalet. Kravet på skärmskalet minskar.

Det är rekommenderat att ta hand om strålkällor och skydda känslig elektronik så tidigt som möjligt och minska störningen vid flera zonövergångar. Detta gör det enklare och mer ekonomiskt att klara kravet på skärmverkan.

Skärmning av ledare på kretskort.



Figur 7-6 Skärmning av ledare på kortet.

Utstrålat fält från en ledare på ett kretskort beror bl.a. på strömloopens area. För ett kretskort utan jordplan bildar signalledaren och ledaren för returströmmen en strömslinga, en strömslinga som strålar. För microstrip finns det inget som skärmar det genererade fältet på ledarsidan av jordplanet. Strömslingan för signaler med jordplan är mindre än för kort utan jordplan. En microstrip strålar mindre än motsvarande signal utan jordplan. Arean för strömloopen är $l \cdot t$ när $l < \lambda/4$ där t är avståndet mellan ledare och jordplan och l är ledarens längd.

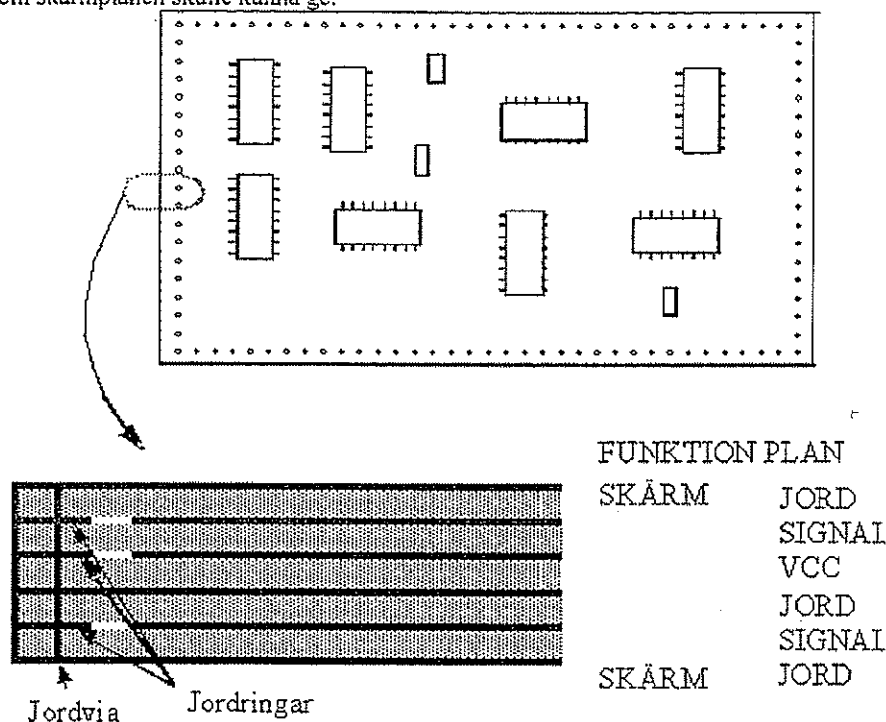
Hos en stripline skärmar de yttersta jordplanen fältet från att sprida sig utanför kretskortet. Teoretiskt har en stripline en avsevärt mycket högre dämpning jämfört med microstrip. I praktiken får man en dämpning på 5 - 20 dB bland annat beroende på via-hål, slitsar mm. Yttre jordplan skärmar för störningar över någon MHz. För frekvenser under någon MHz är jordplanet för tunt för att absorbera störningen.

Skärmat flerlayerskort

Strålningen från ett mönsterkort kan minskas med skärmplan ytterst på mönsterkortet. Dessa skärmlager bör vara jordplan för att undvika att få stora spänningssatta ytor ytterst på kretskortet samt att undvika slitsen vid tätningen av yttre kanten. Ett spänningsplan har ofta också ett högfrekvent spänningsrippel som i sig strålar. En nackdel med en skärm ytterst är att antalet signallager minskar med två lager.

Beroende av störfältets natur har denna skärm olika effekt. Den magnetiska skärmningseffekten har dock praktisk betydelse först vid frekvenser över några MHz medan elektriska skärmningseffekten är hög för alla frekvenser. Utstrålning från ledare på ett mönsterkort är oftast magnetisk. Normalt har därför skärmen endast betydelse, som tidigare nämnts, för frekvenser över några MHz.

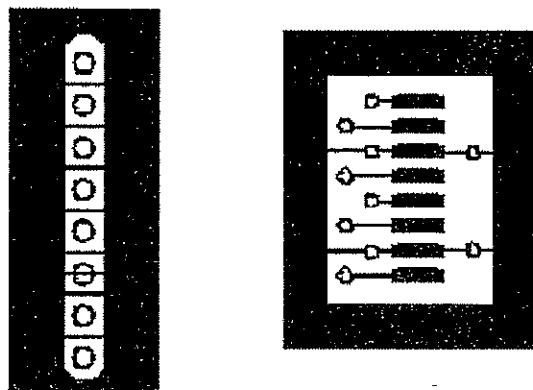
Fältet från ledarna inuti mönsterkortet reflekteras mot skärmplanen och kommer att vandra ut mot kanten av kortet. Vid kanten kommer fältet att läcka ut om inte kanter tätas. Läckaget från kanten är stor och förtar en stor del av den skärmverkan som skärmplanen skulle kunna ge.



Figur 7-7 Skärmat flerlayerskort.

Ett sätt att tätta kanten är att alla signal- och spänningsplan förses med en jordring närmast kanten och att alla jordringar och jordplan förbinds med vior. Avståndet mellan viorna bör vara ca 5 mm eller tätare.

Slitsar i yttre jordplanet.

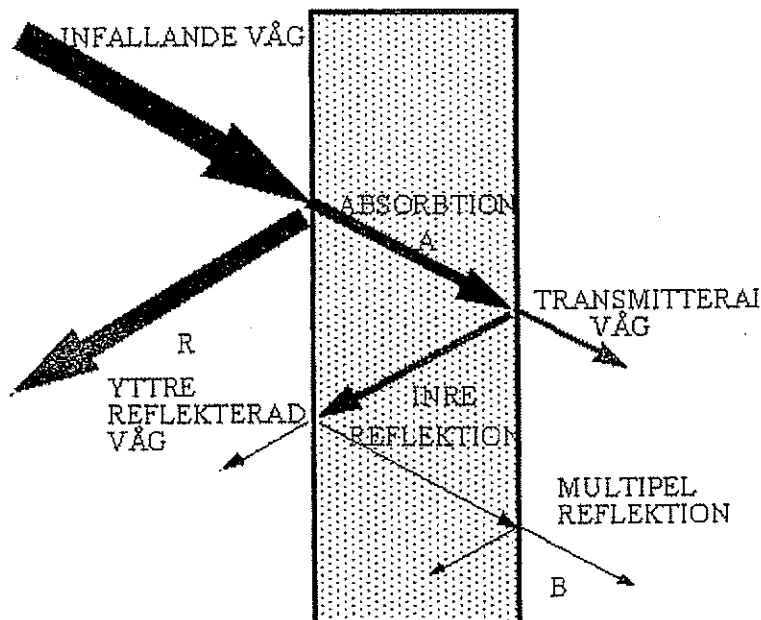


Figur 7-8 Slitsar i yttre jordplanet.

En slits i jordplanet gör att strömmen måste gå runt slitsen för att komma vidare. När strömmen går runt en slits kommer slitsen att stråla. Strömmar som går i jordplanet kommer både från laster och från avkopplingar. Slitsar längre än 10 mm bör undvikas. Slitsar är lätta att få vid både kapslar och don. Man bör försöka lägga in jordledare mellan pinnarna för att tätta slitsen. Om det är för trångt för ledare mellan pinnarna bör jordpinnarna vara förbundna med skärmen på båda sidor om slitsen.

Skärnings verkan

Absorption, reflektion och inre reflektion i en skärm.



Figur 7-9 Absorption, reflektion och inre reflektion i en skärm.

Dämpningen av en elektromagnetisk våg (Shielding Effectiveness SE) är produkten av dämpning från reflektion och absorption, samt det tillskott av vågen som läckaget från multipel reflektion ger.

$$SE = R + A + B \text{ dB.}$$

Där R = Reflektion

A = Absorption

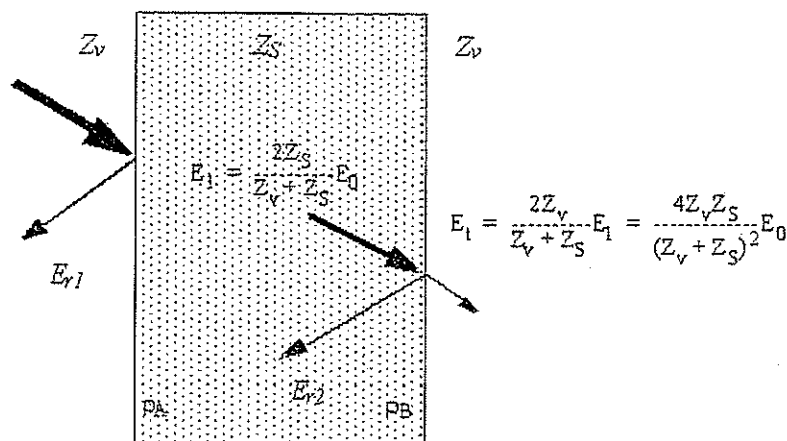
B = Multipel reflektion (är negativ)

Multipel reflektion behöver endast beaktas om absorptionen är mindre än ca 10 dB. En våg som träffar en skärm reflekteras. Det som reflekteras tillbaks kommer inte in i skärmen. Därmed fås en dämpning av den infallande vågen.

Den del som inte reflekteras bort utan tar sig in i skärmen förlorar en del av sin energi i virvelströmsförluster, energin övergår till värme. Den del som inte reflekteras bort eller absorberas tar sig genom skärmen.

Refleksionsdämpning.

En våg eller fält som träffar ett media med en annan impedans delas upp i två delar en reflekterande och en inträngande. Det är den inträngande delen av fältet som kan ta sig igenom en skärm. När ett fält passerar en skärm fås reflektion både vid inträdet i och utträdet ur skärmen.



Figur 7-10 Reflektionsdämpning

Som visas i avsnittet om kretskortkonstruktion så är amplituden för den våg som passerar en impedansövergång $E_1 = E_0(1 + \rho_a)$, där ρ är reflektionskoefficienten och E_0 är elektriska fältstyrkan utanför skärmen. Ett fälts övergång från luft till skärm blir $\rho_a = \frac{Z_s - Z_v}{Z_s + Z_v}$.

Sätts ρ in i ekvationen ovan fås:

$$E_1 = E_0(1 + \rho_a) = E_0 \left(1 + \frac{Z_s - Z_v}{Z_s + Z_v} \right) = E_0 \frac{2Z_s}{Z_s + Z_v}$$

På samma sätt kan man visa att det fält som passerar genom impedansövergången från skärm till luft blir:

$$E_r = E_1(1 + \rho_b) = E_0 \left(1 + \frac{Z_v - Z_s}{Z_s + Z_v} \right) = E_1 \frac{2Z_v}{Z_s + Z_v} = E_0 \frac{4Z_s Z_v}{(Z_s + Z_v)^2}$$

Samma gäller för det magnetiserande fältet:

$$H_r = H_0 \frac{4Z_s Z_v}{(Z_s + Z_v)^2}$$

Om $Z_v \gg Z_s$ så kan den del som penetrerar igenom skärmen förenklas till:

$$E_t = E_0 \frac{4Z_s}{Z_v}$$

och
$$H_t = H_0 \frac{4Z_s}{Z_v}$$

Om $Z_v \gg Z_s$ reflektionsdämpningen R för en skärm är
$$R = 20 \log \left(\frac{Z_v}{4Z_s} \right).$$

Vågimpedansen i olika media.

Vågimpedansen definieras som kvoten mellan elektriska fältstyrkan och det magnetiserande fältet nämligen $Z = E/H$ [Ω].

Löses Maxwell's ekvationer för vågutbredning fås mediets vågimpedans som.

$$Z = \sqrt{\frac{j\omega\mu_r\mu_0}{\sigma + j\omega\epsilon_r\epsilon_0}} [\Omega]$$

Där konstanterna $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m och $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m.

I fri rymd är $\sigma \ll j\omega\epsilon_0$ och $\epsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$.

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377 \Omega$$

I metall är $\sigma \gg j\omega\epsilon_0$ vilket ger impedansen.

Koppar har $\sigma = 5.82 \cdot 10^7$ mhos/m. Impedansen är för koppar $|Z_S| = 3.68 \times 10^{-7} \sqrt{f} [\Omega]$.

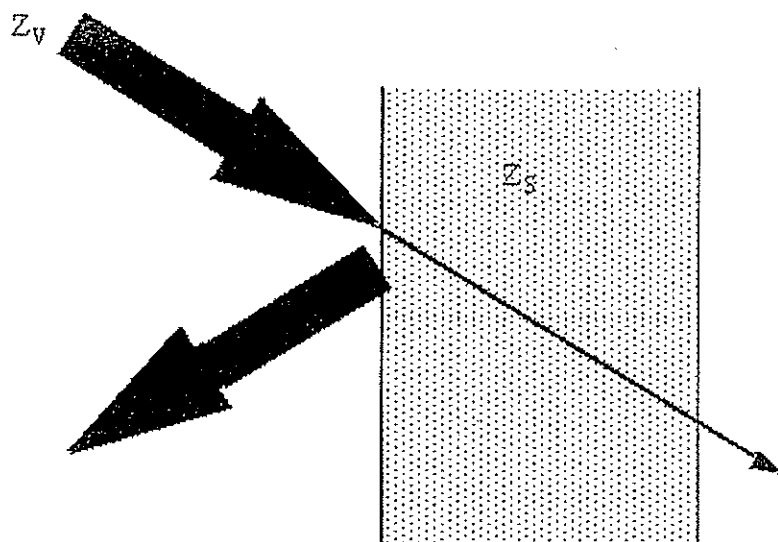
Impedansen för aluminium är $|Z_S| = 4.71 \times 10^{-7} \sqrt{f} [\Omega]$.

$$Z_S = \sqrt{\frac{j\omega\mu_r\mu_0}{\sigma}} [\Omega]$$

$$|Z_S| = \sqrt{\frac{\omega\mu_r\mu_0}{\sigma}} [\Omega]$$

och för stål är $|Z_S| = 4.71 \times 10^{-5} \sqrt{f} [\Omega]$.

Reflektion av elektriskt fält.

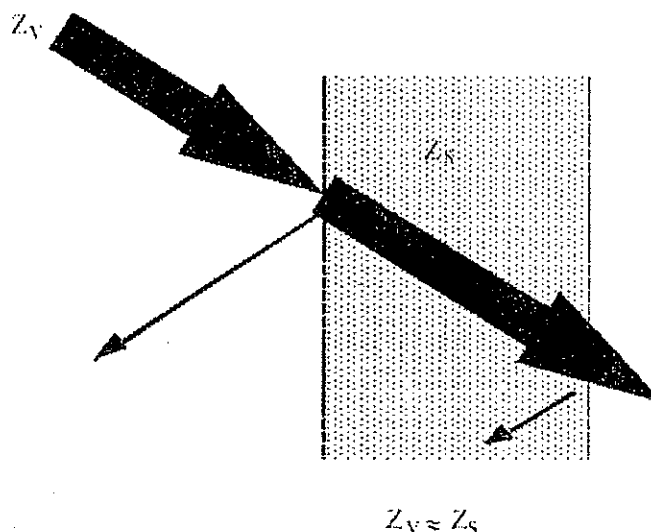


$$Z_v > Z_s$$

Figur 7-11 Reflektion av elektriskt fält

En elektrisk strålkälla har en hög vågimpedans. Impedansen ökar ju närmare källan man kommer. Vågimpedansen blir mycket högre i närfältet än vad den är i fjärrfältet. När $Z_v \gg Z_s$ fås en hög reflektion och därmed en god skärnings-effektivitet även för tunna skärmar. Dämpningen, för fältet från en elektrisk källa i närfältet, i en skärm blir därmed hög om skärmen har en någorlunda låg impedans. Även en skärm med hål (hönsnät) ger god skärmning i närfältet. Fältet från en elektrisk källa i närfältet har en hög vågimpedans alltså $Z_v > Z_0 = 377 \Omega \gg Z_s$. Reflektionsdämpningen är högre för en elektrisk källa än vad den är för en plan våg. Reflektionsdämpningen ökar ju närmare källan skärmen kommer.

Reflektion av magnetiskt fält.



Figur 7-12 Reflektion av magnetisk fält

För en magnetisk källa är Z_V låg. När $Z_V \approx Z_S$ fås en dålig reflektion, reflektionsfaktor är nära noll, och en stor del av vågen passerar genom skärmen. Endast absorption dämpar vågen om reflektionsfaktorn är noll. Därmed är en magnetisk störkälla svårare att skärma än en elektrisk källa. Det är av stor betydelse att få skärmen lågimpediv d.v.s. att alla eventuella skarvar i skärmen har låg impedans, samt att hålen i en skärm är mycket små i förhållande till våglängden. Hål i en skärm ökar ytimpedansen hos skärmen.

Reflektionsdämpningen är lika för det elektriska fältet som det magnetiserande fältet nämligen

$$\frac{H_T}{H_0} = \frac{E_T}{E_0} = \frac{4Z_V Z_S}{(Z_V + Z_S)^2}$$

Om $Z_V > Z_S$ kan reflektionen förenklas till

$$\frac{H_T}{H_0} = \frac{E_T}{E_0} = \frac{4Z_S}{Z_V}$$

I närfältet avtar vågimpedansen för en magnetisk källa som

$$Z_V \approx Z_0 \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right) = Z_0 \left(\frac{\omega r}{c} \right)$$

Där $\omega = 2\pi f$.

$c = f\lambda$ = ljushastigheten

r = avståndet till källan

Vi har tidigare visat att en skärm har en ytimpedans av

$$|Z_S| = \sqrt{\frac{\omega \mu_r \mu_0}{\sigma}} [\Omega]$$

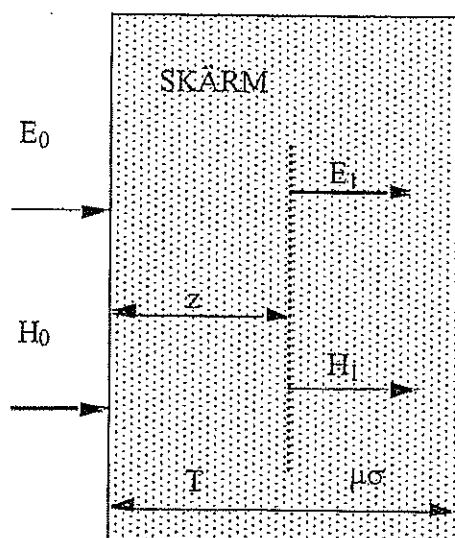
Reflektionsdämpningen blir

$$\frac{H_T}{H_0} = \frac{E_T}{E_0} = \frac{4Z_S}{Z_V}$$

Reflektionen för en magnetiskt fält i närfältet är.

$$R = 14.6 + 10 \log \left(f r^2 \frac{\sigma_r}{\mu_r} \right) [dB]$$

Absorption.



Figur 7-13 Absorption

Tabell 7-1 Inträngningsdjupet d

f	Koppar	Järn.
50 Hz	9.3 mm	0.93 mm
1 kHz	2.1 mm	0.21 mm
10 kHz	0.66 mm	66 μm
100 kHz	0.21 mm	21 μm
1 MHz	66 μm	6.6 μm
10 MHz	21 μm	2.1 μm
100 MHz	6.6 μm	0.66 μm
1 GHz	2.1 μm	0.21 μm

När ett fält eller en våg passerar genom ett media som har ledningsförmåga dämpas fältet eller vågen exponentiellt. Absorptionen är endast beroende av skärmens elektriska och magnetiska egenskaper och inte av strålningskällans impedans.

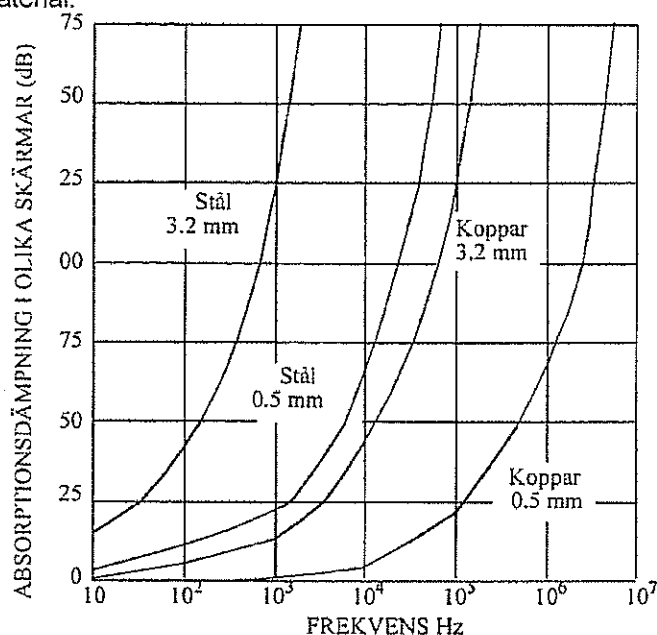
En vågs fortplantningskonstant är $\gamma = \sqrt{j\omega\mu\mu_0(\sigma + j\omega\epsilon\epsilon_0)}$. En våg utbreder sig i z-riktig med E-fältet längs x-axeln, ger för en plan våg $E_x = E_0 \times e^{(-\gamma z + j\omega t)}$. För ett medium utan elektrisk ledningsförmåga, såsom luft, eller ett dielektrikum är σ noll. γ blir då imaginär och lika med $\gamma = j\omega\sqrt{\mu\mu_0\epsilon\epsilon_0} = j\frac{\omega}{v}$ där v är vågens utbredningshastighet i mediumet. Vågutbredningen är här förlustfri.

För metall är $\sigma \gg \omega\epsilon\epsilon_0$. γ blir då

$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu\mu_0\sigma} = \sqrt{\frac{\omega\mu\mu_0\sigma}{2}} + j\sqrt{\frac{\omega\mu\mu_0\sigma}{2}} = \alpha + j\beta$$

Den imaginära delen representerar den förlustfria utbredningen medan den reella delen ger förluster av vågen

Absorption hos olika material.

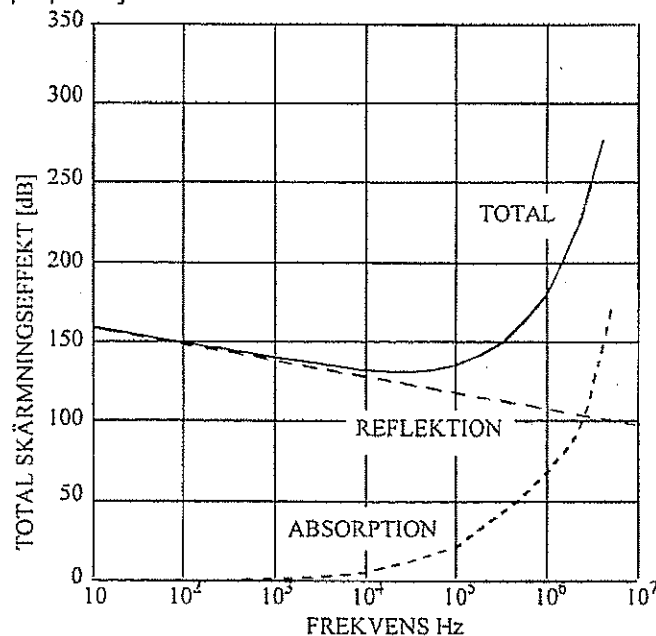


Figur 7-14 Absorption för olika material

Absorptionen ökar med frekvens och med skärmens tjocklek. Stål absorberar mer än koppar för samma tjocklek.

Absorptionen är beroende av ledningsförmågan, magnetiska permeabiliteten, och tjockleken hos skärmen. Detta gör att stål absorberar mer än koppar och att en tjock skärm är bättre än en tunn skärm.

Se för 0,5 mm tjock kopparplåt i fjärfältet.

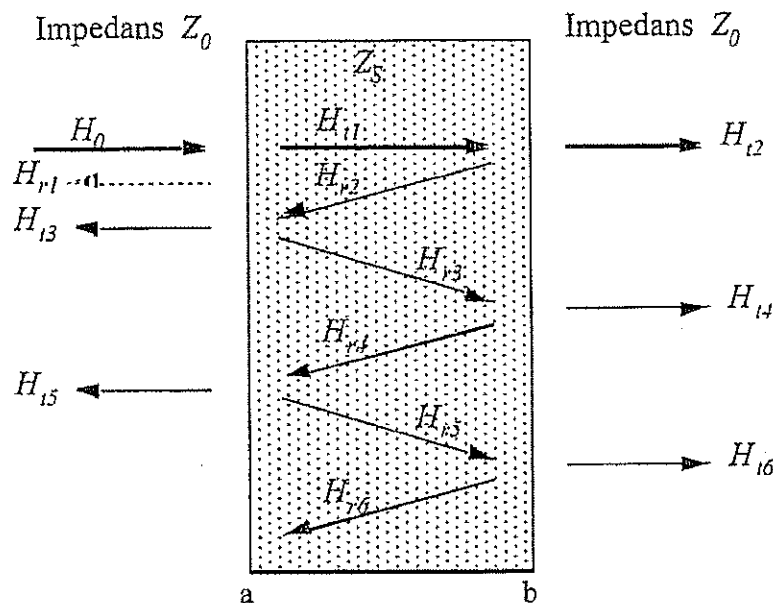


Figur 7-15 Skärm effektivitet för 0.5 mm

Den totala skärmningseffektiviteten för en plåt domineras i fjärfältet av reflektion för låga frekvenser och absorption för höga frekvenser.

I närfältet är vågimpedansen beroende av källans natur och reflektionen är beroende av vågimpedansen. Reflektionen blir låg för en magnetisk källa och den totala skärmningseffektiviteten blir låg eller mycket låg vid låga frekvenser.

Multipel reflektion.



Figur 7-16 Multipel reflektion

Läckage från multipel reflektion uppstår i tunna skärmar (låg absorption). Detta ökade läckage kommer från den transmittade vågen vid varje reflektion. Läckaget kommer från alla deläckage alltså $H_t = H_{t2} + H_{t4} + H_{t6} + \dots$. Som tidigare visat är

$$H_{t2} = H_0 \frac{4Z_0 Z_S}{(Z_0 + Z_S)^2}$$

Det reflekterade fältet $H_{r2} = \rho \times H_{t1}$ där $\rho = \frac{Z_0 - Z_S}{Z_0 + Z_S}$

Fältet vid övergång a är $H_{r2}(a) = H_{r2}(b) \times e^{-T/\delta}$ där δ är inträngningsdjupet och T är skärmens tjocklek. Vågen dämpas vid sin passage genom skärmen, den absorberas och övergår till värme. Den reflekterade vågen H_{r3} vid skärmens sida a är

$$H_{r3}(a) = \rho \times H_{r2}(a) = \rho \times H_{r2}(b) e^{-T/\delta}$$

När fältet H_{r3} når övergången b har den dämpats ytterligare och är

$$H_{r3}(b) = H_{r3}(a) e^{-T/\delta} = \rho \times H_{r2}(b) \times e^{-T/\delta} \times e^{-T/\delta} = \rho \times H_{r2}(b) \times (e^{-T/\delta})^2$$

Det läckande fältet

$$H_{t4} = (1 + \rho) H_{r3}(b) = \rho(1 + \rho) H_{r2}(b) \times (e^{-T/\delta})^2$$

Sambandet mellan H_{t2} och H_{t4} är

$$H_{t2} = (1 + \rho) H_{t4}$$

samt H_{r2} och H_{t4} är $H_{r2} = \rho H_{t4}$. Detta ger

$$H_{r2}(b) = \frac{\rho}{(1 + \rho)} H_{t2}$$

H_{t4} kan här räknas om till H_{t2}

$$H_{i4} = \rho(1+\rho)H_{i2}(b)(e^{-T/\delta})^2 = \rho(1+\rho)\frac{\rho}{(1+\rho)}H_{i2}(e^{-T/\delta})^2 = H_{i2}(\rho e^{-T/\delta})^2 = H_{i2}\Delta^2$$

Där $\Delta = \rho e^{-T/\delta}$. På samma sätt kan visas att $H_{i6} = H_{i4}\Delta^2 = H_{i2}\Delta^4$.

Alltså $H_i = H_{i2} + H_{i4} + H_{i6} + \dots = H_{i2}(1 + \Delta^2 + \Delta^4 + \Delta^6 + \dots)$. Om $\Delta \ll 1$ så kan

summan förenklas till $H_i \approx H_{i2}\left(\frac{1}{1-\Delta^2}\right)$.

Det bidrag som anges utifrån reflektionen är $H_R = H_{i2}$. Faktorn $\left(\frac{1}{1-\Delta^2}\right)$ är läckaget från den multipla reflektionen B

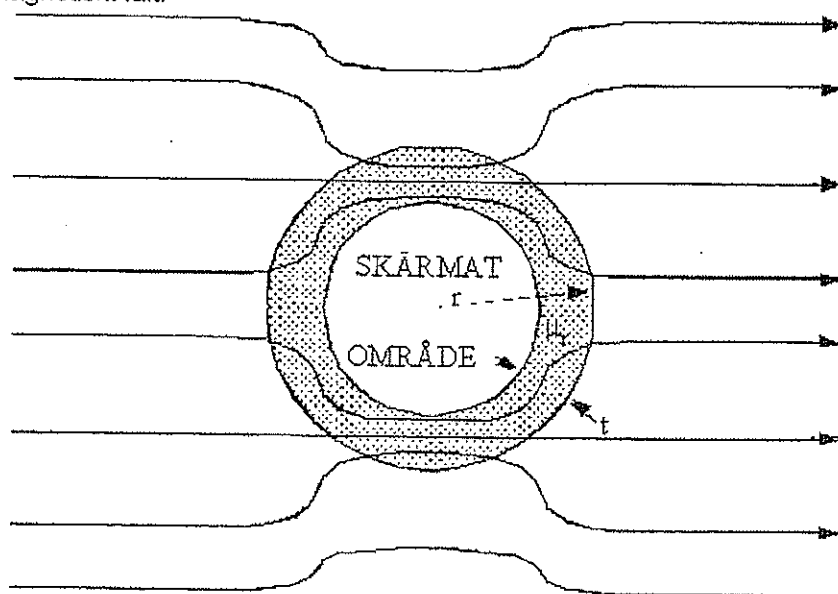
$$B = -20\log\left(\frac{1}{1-\Delta^2}\right) = 20\log(1-\Delta^2) = 20\log(1-(\rho e^{-T/\delta})^2)$$

Om reflektionsfaktorn $\rho \approx 1$ vilket gäller om $Z_S \ll Z_0$, då blir $\Delta \approx e^{-T/\delta}$ och

$$B = 20\log\left(1 - e^{-\frac{2T}{\delta}}\right)$$

Om absorptionen $A > 10$ dB så kan multipel reflektion B försummas ($B < -0.9$ dB).

Avledning av magnetiskt fält.



Figur 7-17 Avledning av magnetiskt fält

Ett magnetiskt fält kan avledas om man har ett material med hög permeabilitet. Det magnetiska fältet följer materialet i stället för att gå igenom luften inuti boxen.

För ett runt rör gäller approximativt följande.

$$SE \approx 20 \times \log\left(1 + \frac{\mu_r t}{2r}\right)$$

Relativa permeabiliteten hos olika magnetiska material.

SHIELDING WITH MAGNETIC MATERIALS

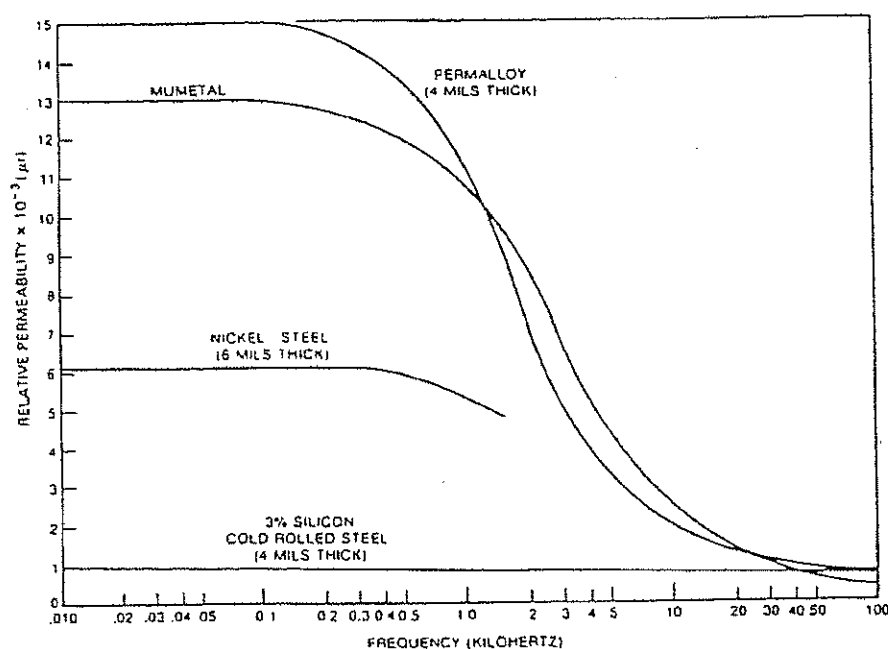


Figure 6-19. Relation between permeability and frequency for various magnetic materials.

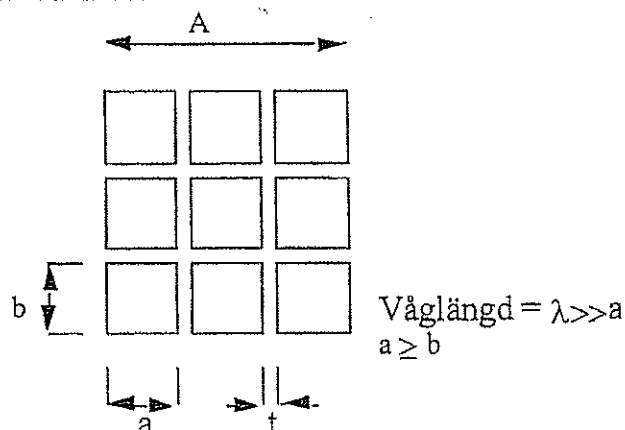
Figur 7-18 Relativ permeabilitet

Relativa permeabiliteten är kraftigt frekvensberoende för hög μ -material. Redan vid 30 kHz är μ nere i nivå med stål.

Material med höga μ_r kan användas vid skärmning av lågfrekventa störningar t.ex. störningar från nätet. För högre frekvenser ger vanligt stål lika bra eller bättre skärmning.

Skärmningseffektiviteten

Skärmningseffektiviteten med täta hål.



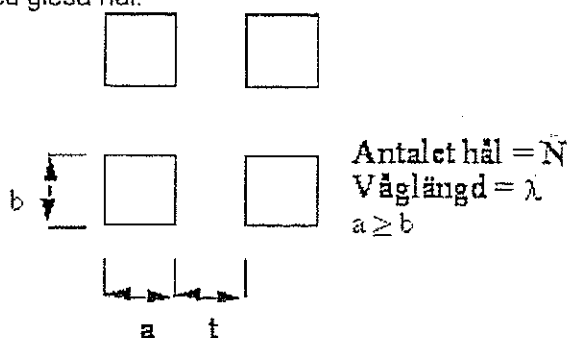
Figur 7-19 Skärmning med täta hål

Om avståndet mellan hålen är mycket litet i förhållande till våglängden och $t < a/2$ så blir läckaget från en area med flera hål lika med läckaget från ett enda del-hål. Detta förutsätter att hålbilden är liten jämfört med våglängden alltså att $A < \lambda/2$

Skärmningseffektiviteten i fjärrfältet är ($a \geq b$):

$$SE \approx 20 \log \left(\frac{\lambda}{2a} \right) + 20 \log \left(1 + \ln \left(\frac{a}{b} \right) \right) [dB]$$

Skärmningseffektiviteten med glesa hål.



Figur 7-20 Skärmning med glesa hål

Om avståndet t mellan hålen är större än $a/2$ så behandlas hålen som separata hål. Skärmningseffektiviteten SE blir sämre än om hålen ligger tätt placerade.

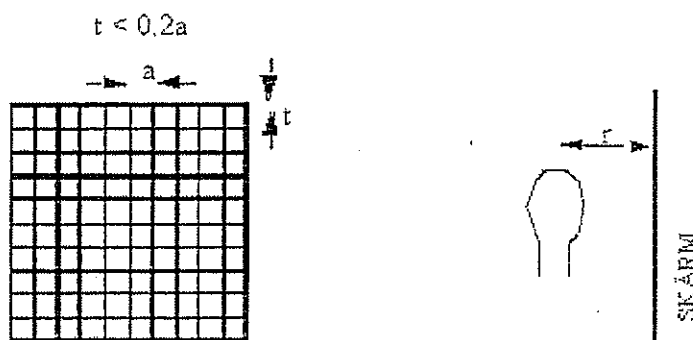
Skärmningseffektiviteten i fjärrfältet är när $t < \lambda/2$ ($a \geq b$) adderas som där N är antalet hål:

$$SE \approx 20 \log \left(\frac{\lambda}{2a} \right) + 20 \log \left(1 + \ln \left(\frac{a}{b} \right) \right) - 10 \log N [dB]$$

Är avstånden mellan hålen längre än $\lambda/2$, $t > \lambda/2$, så adderas fältet från varje hål i stort sett linjärt ($a \geq b$)

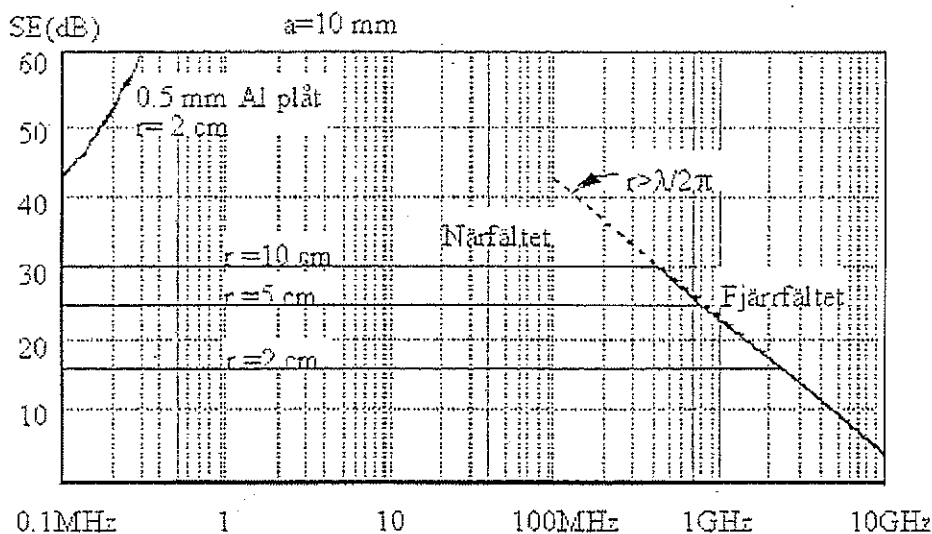
$$SE \approx 20 \log \left(\frac{\lambda}{2a} \right) + 20 \log \left(1 + \ln \left(\frac{a}{b} \right) \right) - 20 \log N [dB]$$

Skärmningseffektiviteten för hål vid magnetisk källa.



Figur 7-21 Hålstorleken och avståndsförhållande

Skärmningseffekten för en hålad skärm med en magnetisk källa är mycket känslig för avståndet mellan källan och skärmen. För att få bra skärmning måste hålen i skärm separeras långt från magnetiska strålkällor.



Figur 7-22 Skärmeffekt för en hålad skärm

I exemplet ovan är $a = 10$ mm om a minskas till 5 mm så ökar SE med 6 dB.

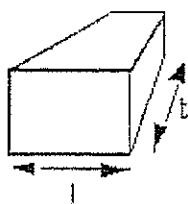
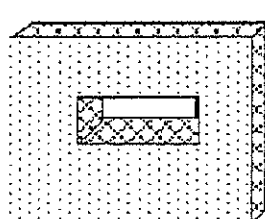
Magnetiska källor utgör t.ex. strömslingor på kretskort och kablar. Kretskort och kablar bör ha ett stort avstånd från hål för att minimera läckaget genom hålen.

Dämpning i vågledare

En slits eller ett hål dämpar ett passerande fält om slitsens öppning är tillräckligt liten, $\lambda/2 > l$ för en slits. Den lägsta frekvens som kan passera en slits utan dämpning kallas för brytfrekvens. För frekvenser över brytfrekvensen dämpas inte fältet vid sin passage genom slitsen. För frekvenser lägre än brytfrekvensen dämpas fältet.

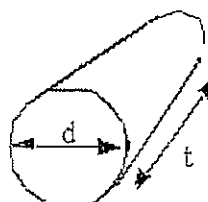
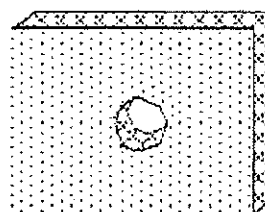
Brytfrekvensen för en slits $f_c = \frac{1.5 \times 10^{11}}{l_{mm}} [Hz]$ där l_{mm} är slitsens längd i mm.

Brytfrekvensen för en runt hål $f_c = \frac{1.8 \times 10^{11}}{d_{mm}} [Hz]$ där d_{mm} är hålets diameter i mm.



SLITS

l = största slits öppning.
 t = slitsens djup.



d = håldiameter

HÅL t = hålets djup.

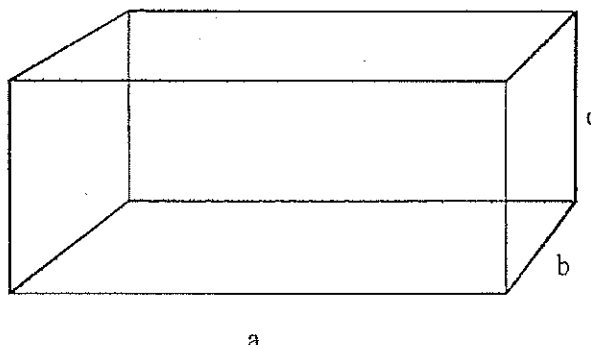
Figur 7-23 Dämpning av slits eller hål

Så länge $f \ll f_c$ så är dämpningen i slits $S_W = 27.2 \frac{l}{l} [dB]$

och i runt hål $S_W = 32 \frac{l}{l} [dB]$

Frekvenser över f_c dämpas inte, utan passerar odämpad.

Kavitetsresonans.



a
Figur 7-24 Kavitetsresonans

Ett rektangulärt hålrum kan betraktas som en kortsluten vågledare om väggarna i hålrummet är elektriskt ledande. För vissa frekvenser stämmer våglängden med hålrummets dimensioner. Vid dessa frekvenser uppstår stående vågor, dvs resonans. För resonans gäller

$$f = c \sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2 + \left(\frac{p}{2c}\right)^2}$$

$$f_{MHz} = 150 \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2}$$

där m, n och p är heltal. Minst två av dessa heltal måste vara skilt från noll. Lägsta resonansfrekvens fås om konstanten för den kortaste sidan sätts till noll.

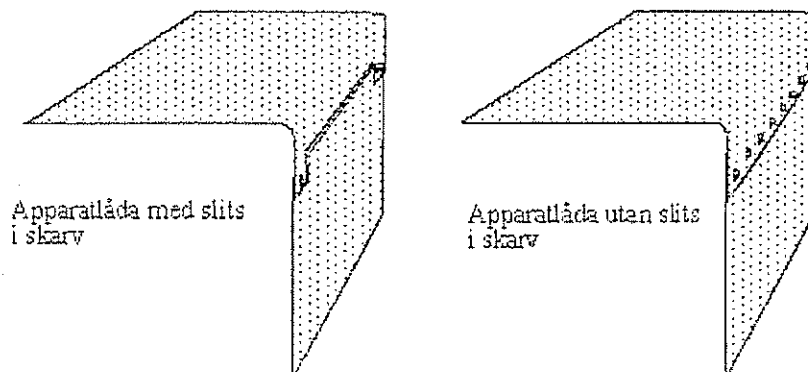
Exempel: En rektangulär låda har sidorna $a = 0.5\text{m}$, $b = 0.4\text{m}$ och $c = 0.3\text{m}$. Lägsta resonansfrekvensen fås med $m = 1$, $n = 1$ och $p = 0$ är

$$f_{MHz} = 150 \sqrt{\left(\frac{1}{0.5}\right)^2 + \left(\frac{1}{0.4}\right)^2 + \left(\frac{0}{0.3}\right)^2} = 150 \times \sqrt{2^2 + 2.5^2} = 480\text{MHz}$$

Och för $m = n = p = 1$ blir resonansfrekvensen

$$f_{MHz} = 150 \sqrt{\left(\frac{1}{0.5}\right)^2 + \left(\frac{1}{0.4}\right)^2 + \left(\frac{1}{0.3}\right)^2} = 693\text{MHz}$$

Skarvar i låda.

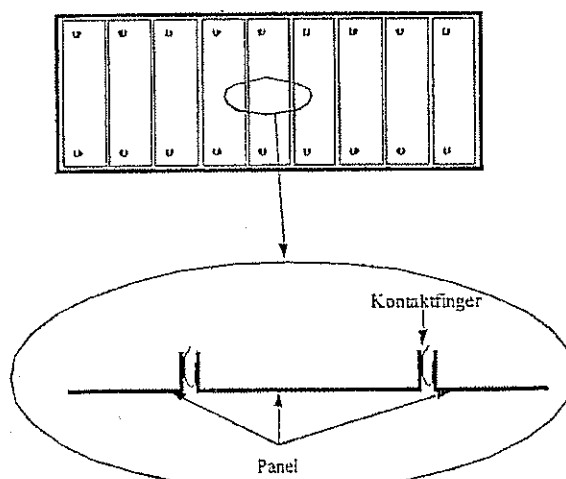


Figur 7-25 Skarvar i låda

Vid skarvning av skärmplåtar krävs att skarvar mellan plåtar blir elektriskt täta så att inte störningar tar sig in eller ut ur lådan. Finns det slitsar eller andra öppningar i skarvar, läcker dessa skarvar störningar. Skarvar bör ha god överlapp med kort avstånd mellan skruvar. Avstånd mellan skruvar bör vara max $\lambda/10$, där λ är våglängden för den högsta frekvens som lådan ska skärma för. Vid 1GHz är $\lambda = 30\text{cm}$, avståndet mellan skruvar bör då vara mindre än 3cm för en tät låda.

Ytbehandlingen hos de plåtar som skarvas, ska vara sådan att ytbehandlingen klarar den miljö som apparaten är avsedd för, med bibehållen övergångsresistans i skarven, under dess livslängd. Detta är speciellt viktigt för skarvar som inte är skruvade. Oxid hos metaller har ofta dålig förmåga att leda ström. Finns ett oxidskikt mellan två plåtar, så är plåtarna i det närmaste isolerade från varandra. Punkter med högt tryck bryter igenom oxidskikt och ger därmed elektrisk förbindelse i punkten. Olika ytbeläggningar har olika förmåga att bilda oxid, tjocklek hos oxidskiktet, kraft för att bryta genom oxidskiktet. För skruvade skarvar hjälper skruven till som elektrisk förbindelse. Övergångsresistansen mellan plåt och skruv måste därför vara låg för elektrisk bra skarv. Kombinerar skruv med taggbricka fås ett ännu högre yttryck vid varje tagg. Skruv med taggbricka bryter lättare igenom oxidskikt och ger en säkrare förbindelse. Taggbrickan måste fjädra även efter det att skruven har skruvats åt. Vissa brickor går över sträckgränsen vid åtskruvning, dessa brickor mister sin fjädrande egenskap och fungerar inte som taggbricka längre.

Täta paneler i låda.



Figur 7-26 Täta paneler

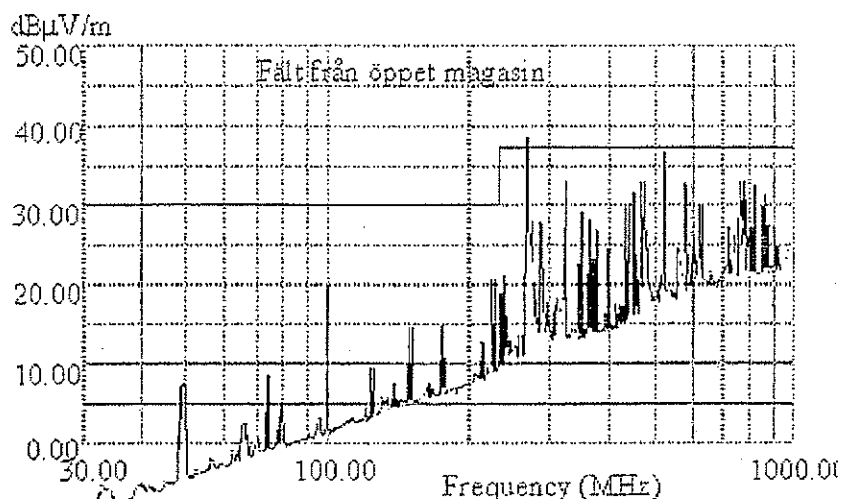
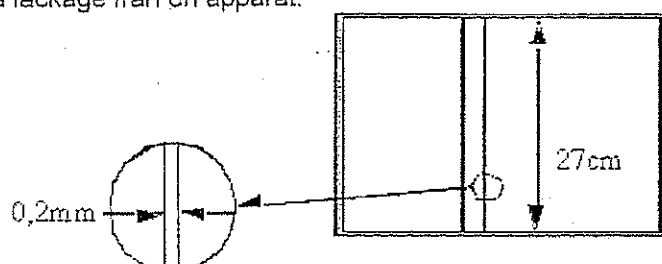
Paneler som enkelt ska kunna sättas i eller tas ut ur en låda kan inte sitta med många skruvar. Exempelvis frontpanelen för utbyteskort sitter oftast med en skruv upptill och en skruv nertill på panelen. Endast två skruvar ger en lång slits längs sidan mellan paneler. En låda med slitsar mellan paneler är inte tät. En slits med längden / släpper i stort sett igenom fält med våglängden kortare än $2l$. Exempelvis en slits mellan frontpaneler på 15cm dämpar mycket lite fält med frekvenser över

Även lägre frekvenser läcker igenom med låg dämpning. 100MHz kan förväntas dämpas ca 10ggr, 20dB.

Med kontaktfingrar mellan panelerna, tätas slitsarna igen. Fästskruvar för panelen måste ha god elektrisk kontakt med både panel och lådan. Plastnipplar för fästskruvar ger inte elektrisk kontakt med panelen och fungerar inte i skärmningssammanhang. Ytbehandlingen hos panelen och materialet i kontaktfingret bör väljas så att kontakt erhålles under apparatens livslängd.

Fronter med många paneler är en svag yta för en i övrigt bra byggd apparatlåda. Resistansen i övergångarna mellan panelerna är hög och ger ett läckage. Om kontaktfingrarna skadas eller slits när kort sätts in eller tas ut så försämras frontens förmåga att skärma avsevärt.

Exempel på läckage från en apparat.



Figur 7-27 Läckage från en öppet magasin

I ett öppet magasin sitter ett kretskort. Fältet från det öppna magasinet mäts upp. Resultaten visas i grafen ovan. Fältet överskrider normen vid några frekvenser.

Vid frekvensen 275 MHz överskrider normen med ca 7dB. Kommer apparaten att klara normen om frontpaneler används? Glipan mellan två frontpaneler antas vara 0,2mm. Frontpanelens längd är 27cm. Springan mellan panelerna bildar en slits som kommer att läcka. SE för denna slits är:

$$SE = 20 \log \left(\frac{\lambda}{2a} \right) + 20 \log \left(1 + \ln \left(\frac{a}{b} \right) \right) [dB]$$

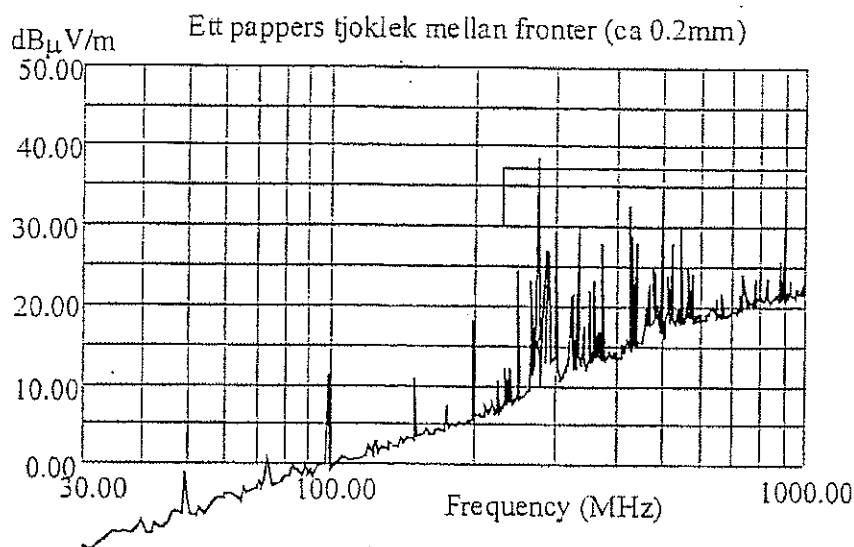
Med $a \geq b$, så blir $a=0,27m$ och $b=0,2mm$. Våglängden λ för 275MHz är 1,1m. Alltså $\lambda > a$. Med insatta värden blir skärmningseffektiviteten SE lika med

$$SE = 20 \log \left(\frac{\lambda}{2a} \right) + 20 \log \left(1 + \ln \left(\frac{a}{b} \right) \right) = 20 \log \left(\frac{1,1}{2 \times 0,27} \right) + 20 \log \left(1 + \ln \left(\frac{0,27}{0,0002} \right) \right)$$

$$SE = 6,18 + 18,28 = 24,5dB$$

Frontpanelen bör skärma tillräckligt för att klara normen. Formeln ovan gäller dåligt för denna mycket lång smala slits. Även med en dämpning på 10dB bör kunna vara tillräckligt.

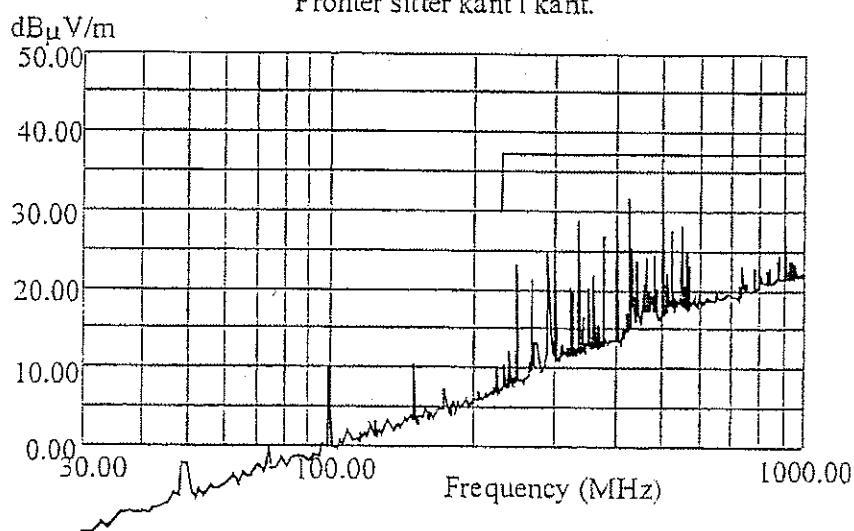
Uppmätt strålning från apparaten med liten glipa mellan frontpanelen visas nedan.



Figur 7-28 Leakage vid ett pappers tjoklek mellan fronter

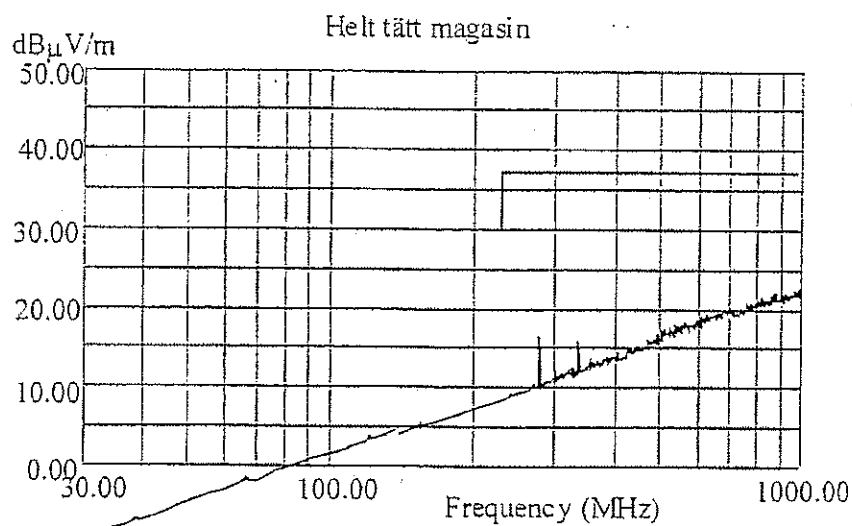
Mätning visar att många av frekvenserna är dämpade med över 15dB. Medan flera frekvenser har mycket liten dämpning. Dämpningen för 275MHz är bara ca 5dB. Denna låga dämpningen av vissa frekvenser kommer från resonanser i magasinet. Vid vissa frekvenser finns det resonans i magasinet, dessa resonansfrekvenser är svåra att dämpa. Att sätta in frontpaneler kan öka Q-värdet för resonanser och fältets amplitud i magasinet ökar när frontpanelen skruvas på. Därmed får man inte ut hela effekten av den dämpning som frontpanelen skulle kunna ge. Slitsens längd är 0.27m vilket motsvarar ca $\lambda/4$ för 275MHz. Alltså slitsens längd är nära $\lambda/2$ som inte ger någon dämpning.

Fronter sitter kant i kant.



Figur 7-29 Leakage om fronter sitter kant i kant

Att pressa panelerna mycket nära varandra ger ytterligare en liten dämpning. Fortfarande ligger en frekvens på gränsen för tillåtet fält. Att pressa samman paneler som vid denna mätning fungerar inte i produktion. Först när kontaktfingrar sätts in mellan frontpaneler fås en bra dämpning av fälten i magasinet. Dessa fingrar ger en elektriskt helt tät låda.

*Figur 7-30 Helt tätt magasin*