

Blitzforschung und Nuklearexplosionen

Prof. Dr. K. Berger

Grundsätzlicher Unterschied: Blitz ist Stromquelle, drückt beim Einschlag einen gegebenen Strom auf die Anlage.

EMP ist Folge einer starken Luftionisation, drückt Feld auf die Anlage; Feld innerhalb und ausserhalb des Feuerballs E & H (t).

Blitzschutz wird dadurch erreicht, dass den Blitzströmen ein Weg oder möglichst mehrere Wege geboten werden, derart, dass dabei keine schädlichen Einwirkungen auf Lebewesen oder Sachen entstehen. Nachwirkungen sind: Erwärmung der Stromleiter, Induktionswirkungen in der Umgebung der Stromleiter, Funkenüberschläge nach benachbarten metallischen Leitern, Druckimpulse des Blitzfunkens.

EMP-Schutz besteht in erster Linie darin, die magnetischen Induktionswirkungen des EMP in Starkstrom- und Nachrichtenanlagen über und unter der Erde unschädlich zu machen, in zweiter Linie in der Aufrechterhaltung des Radio- und Funkverkehrs bei hochgelegenen Atomexplosionen. Auch dem elektrischen Feld E kommt Bedeutung zu.

Welches sind nun die beiden physikalischen Vorgänge und wie wird der Schutz in beiden Fällen realisiert?

1. Blitz

1.1. Die Entstehung des Blitzkanals wird anhand der Photographie mit ruhendem und bewegtem Film gezeigt.

1.2. Weitaus die gründlichsten, breitesten Messungen des Stromverlaufs im Blitz sind auf dem San Salvatore bei Lugano gewonnen worden. Dazu eine Reihe von Bildern und statistischen Auswertungen auf den Seiten 2-2 bis 2-8.

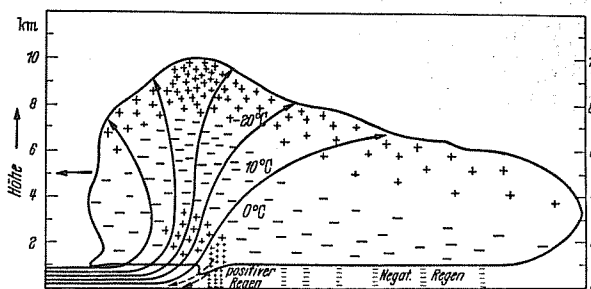


Fig. 1: Ladungs-Verteilung in einer Gewitterwolke nach Simpson, Scrase & Robinson (Kew).

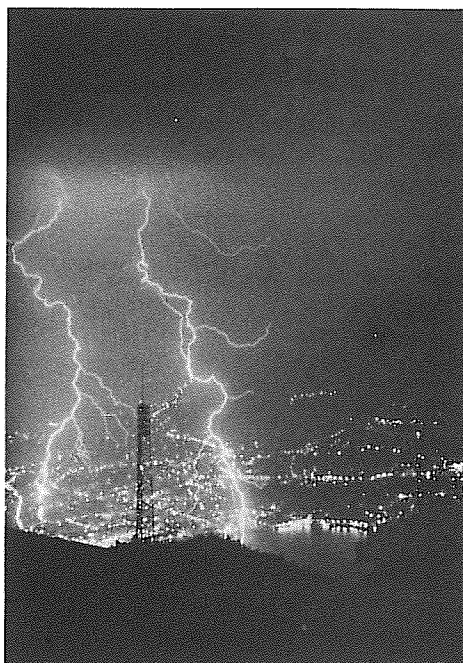


Fig. 2: Abwärtsblitze in Lugano 1969
Photo San Salvatore 69 No 3

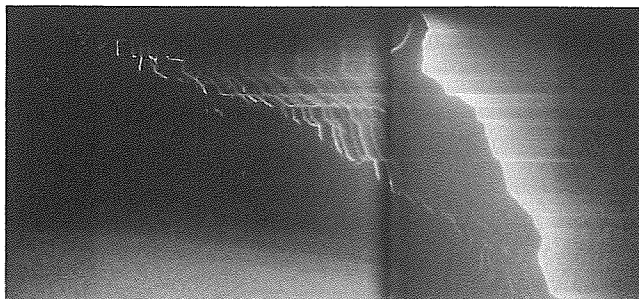


Fig. 3: Ruckstufen beim Vorwachsen eines Abwärtsblitzes
Zeitintervall ca 1 ms

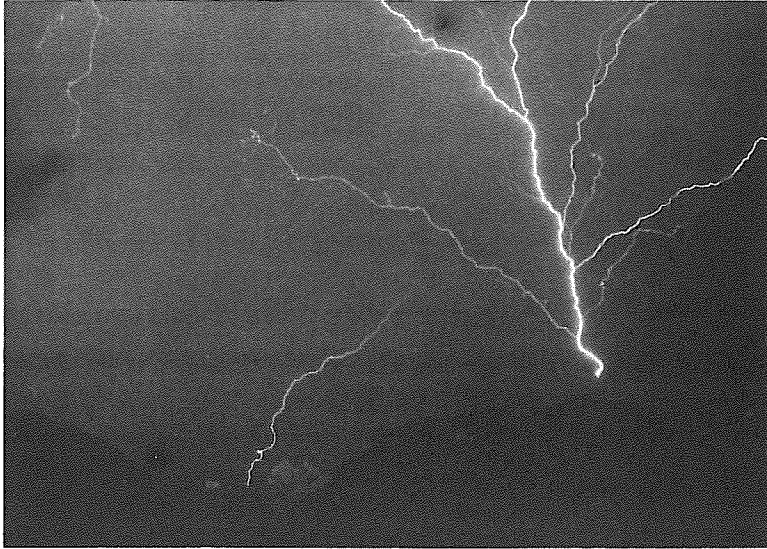


Fig. 4: Aufwärtsblitz an Turm 1 (PTT-Turm) auf dem Monte San Salvatore 1967
Photo Breganzona 67/9

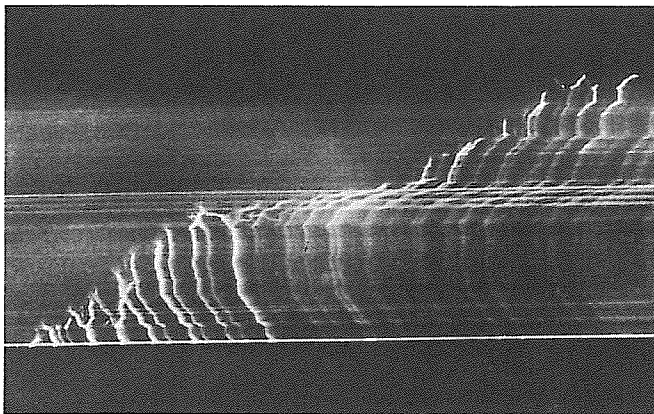


Fig. 5: Ruckstufen beim Vorwachsen eines Aufwärtsblitzes an Turm 2 des San Salvatore
Zeitintervall ca 1 ms

- 1.3. Beim Fließen eines Blitzstromes über irgendwelche Leiter entstehen elektrische Spannungsabfälle, (iR) an einem ohmschen Widerstand R , $L \cdot di/dt$ an einer Induktivität L . Man muss als Grundlage jedes Blitzschutzes den eben gezeigten zeitlichen Stromverlauf $i(t)$ voraussetzen. Mit dem zeitlichen Stromverlauf lässt sich auch die Erwärmung der Blitzstromleiter einfach berechnen, wobei allenfalls die Stromverdrängung in massiven Leitern zu beachten ist. Sodann ergeben sich daraus die Spannungsabfälle an Blitzableitungen um und in einem Gebäude und die Näherung an den Faraday-Käfig.

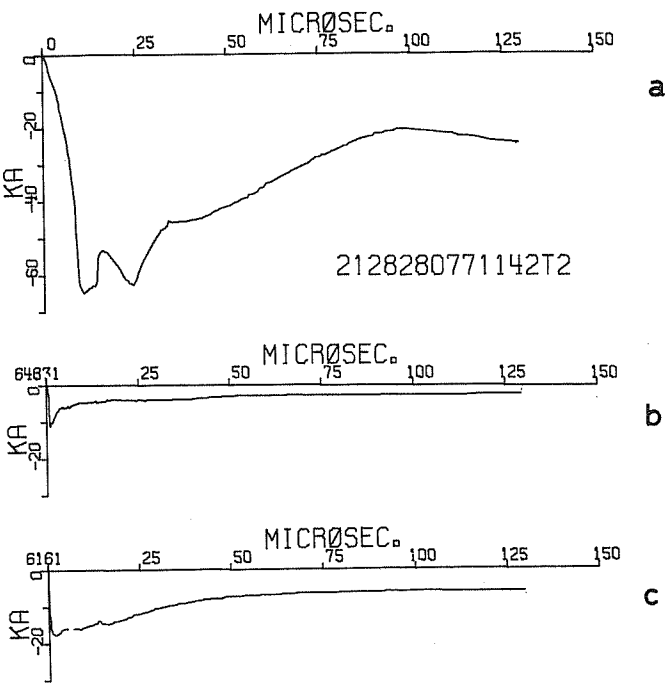


Fig. 6: Beispiel des gesamten Stromverlaufs in 3 negativen Teilblitzen

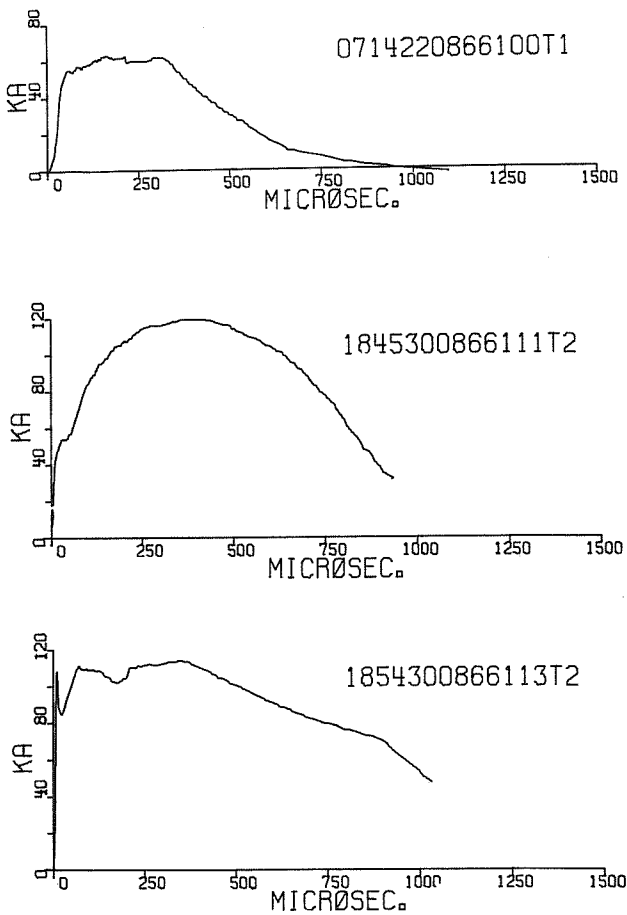


Fig. 7: Beispiel des gesamten Stromverlaufes von 3 positiven Blitzen

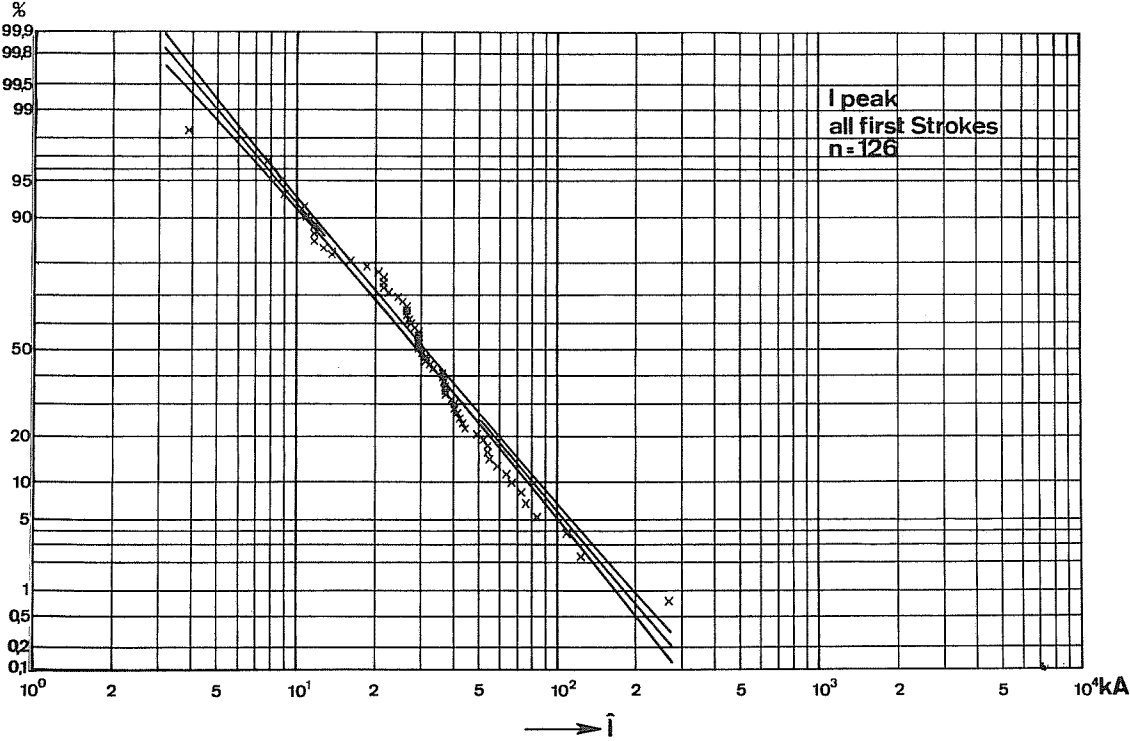


Fig. 8: Strom-Scheitelwert von 126 ersten Teilblitzen

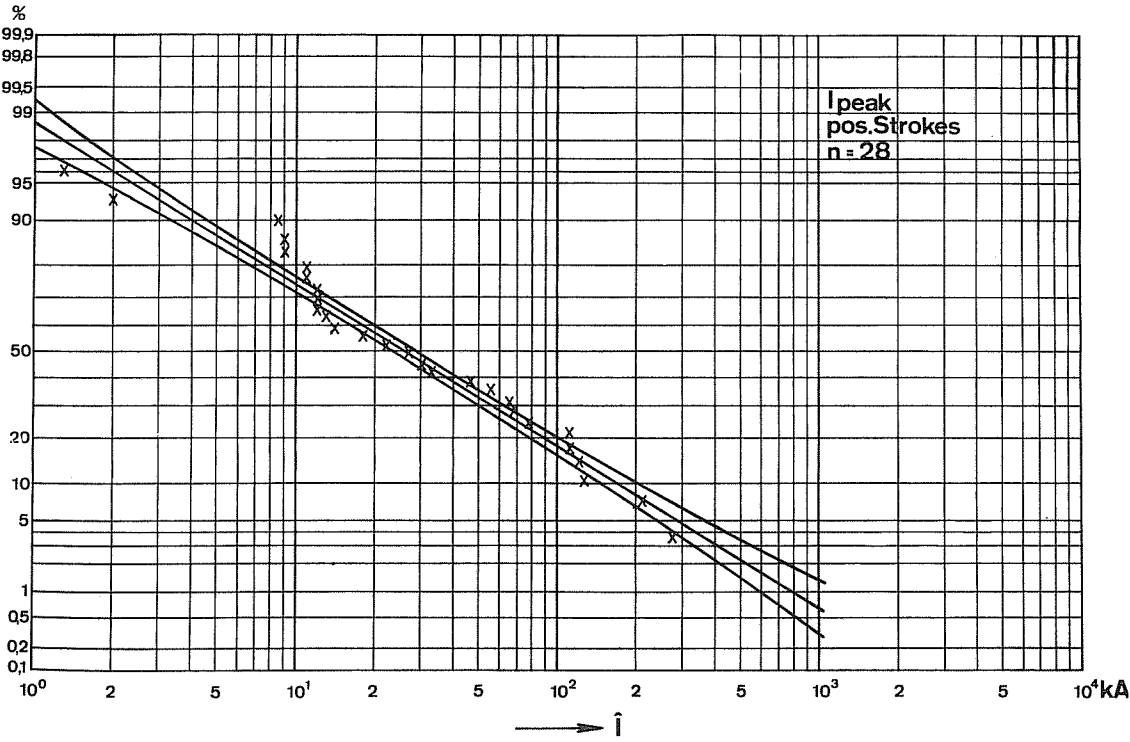


Fig. 9: Strom-Scheitelwert von 28 positiven Blitzen

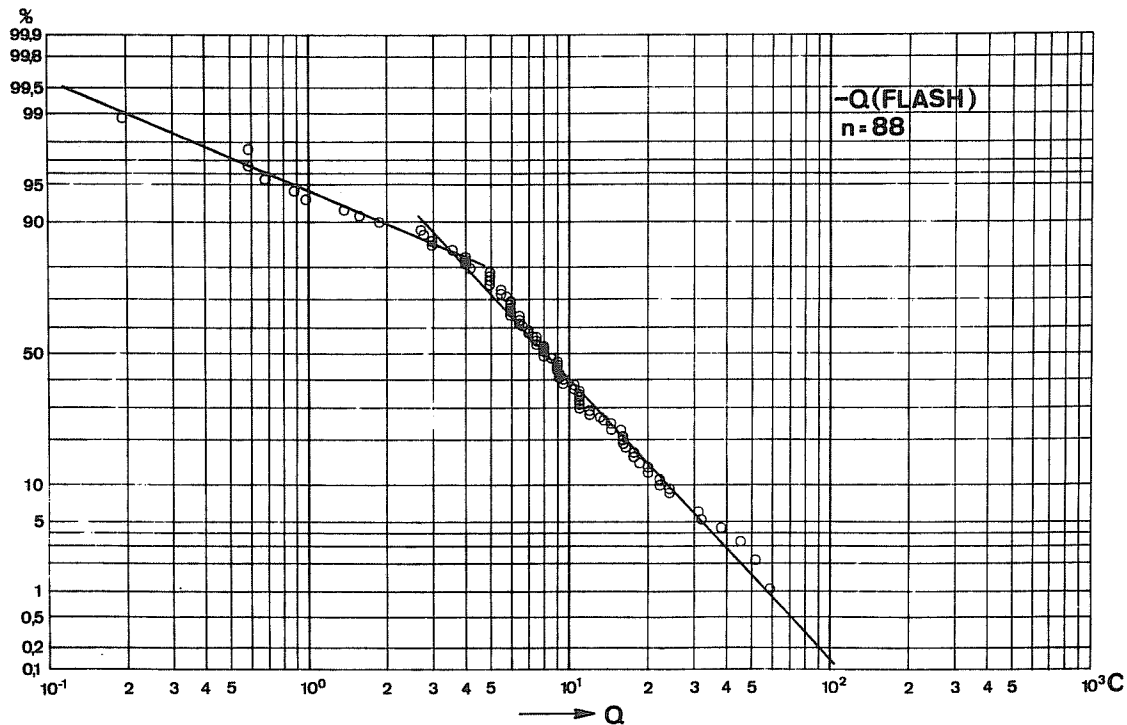


Fig. 10: Ladung Q in 88 negativen Gesamtblitzen

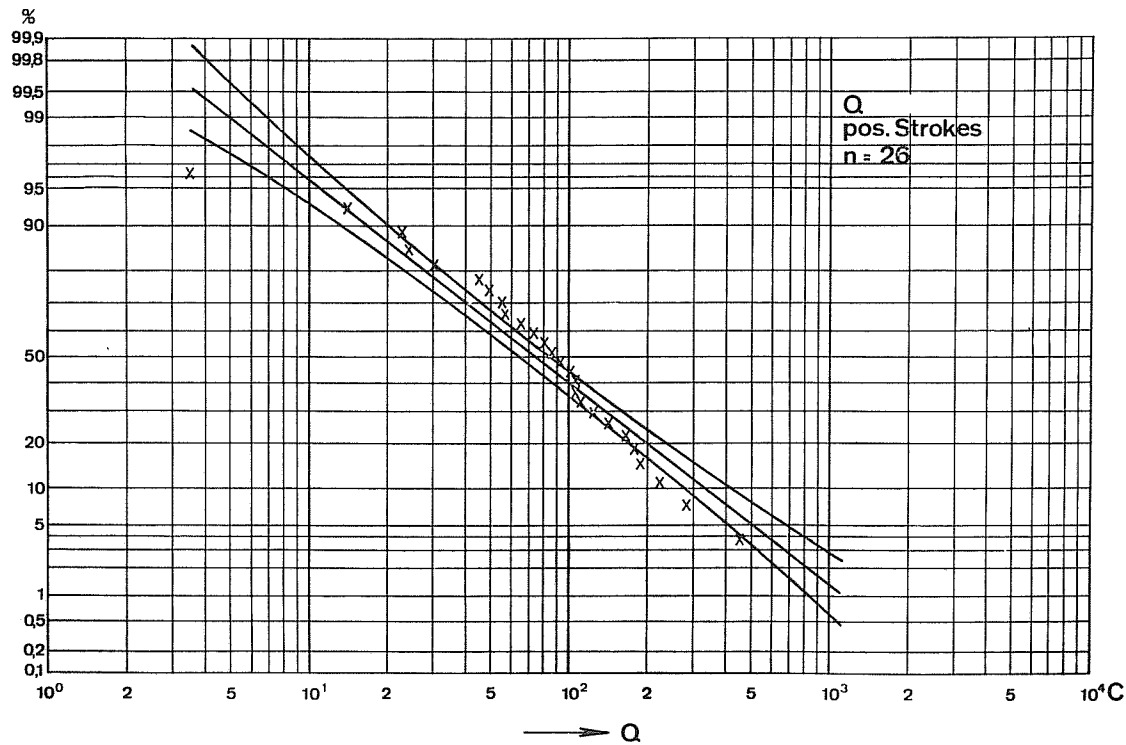


Fig. 11: Ladung Q in 26 positiven Blitzen

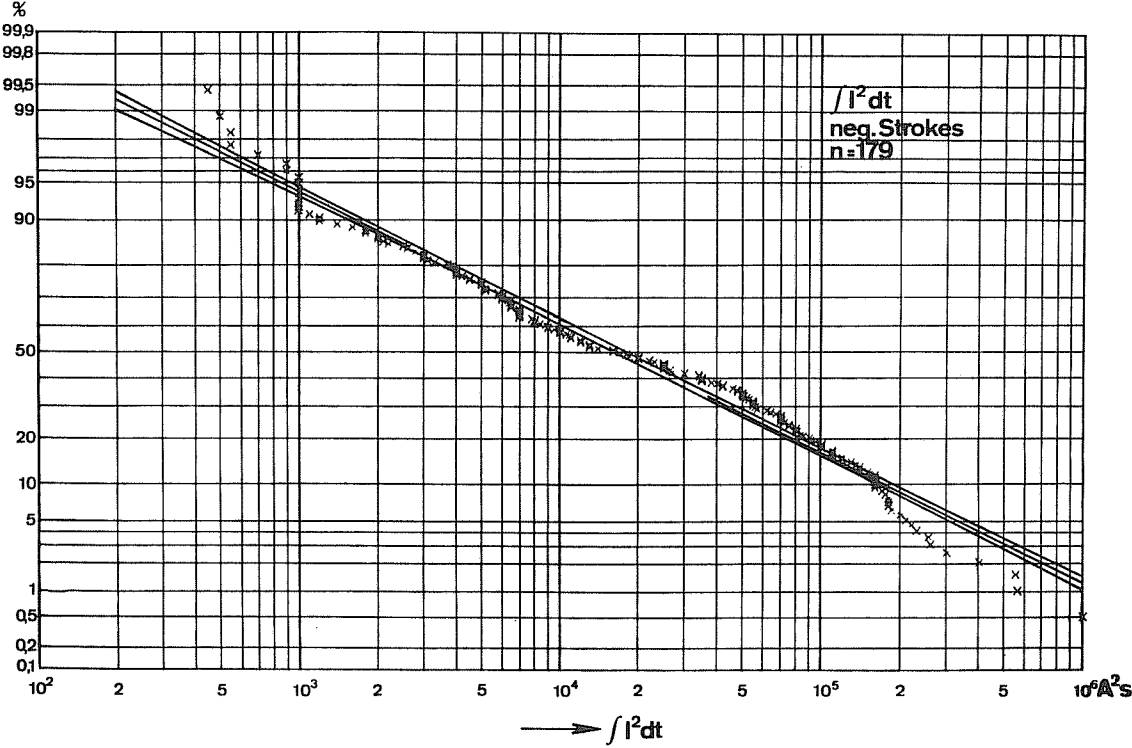


Fig. 12: Stromquadrat-Impuls in 179 negativen Teilblitzen

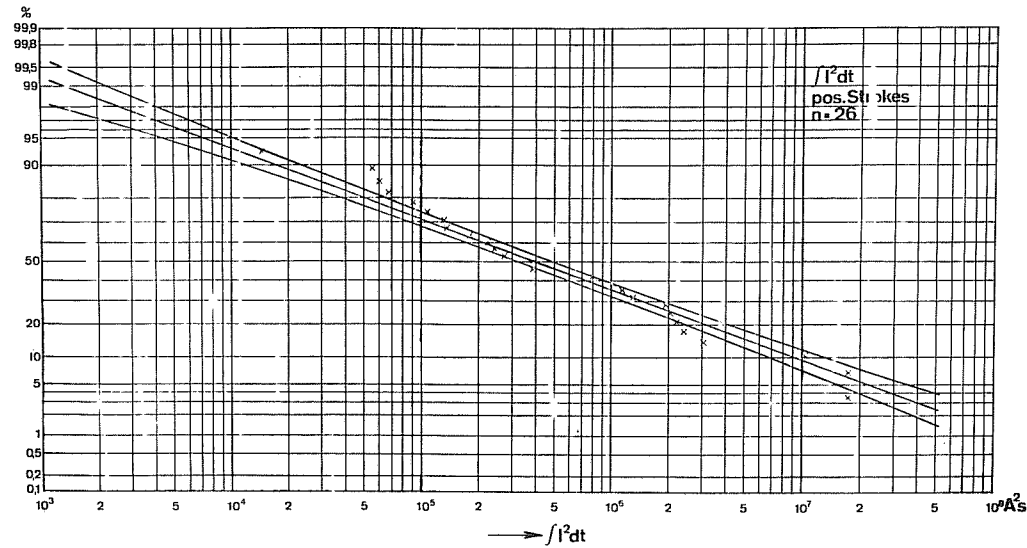


Fig. 13: Stromquadrat-Impuls in 26 positiven Blitzen

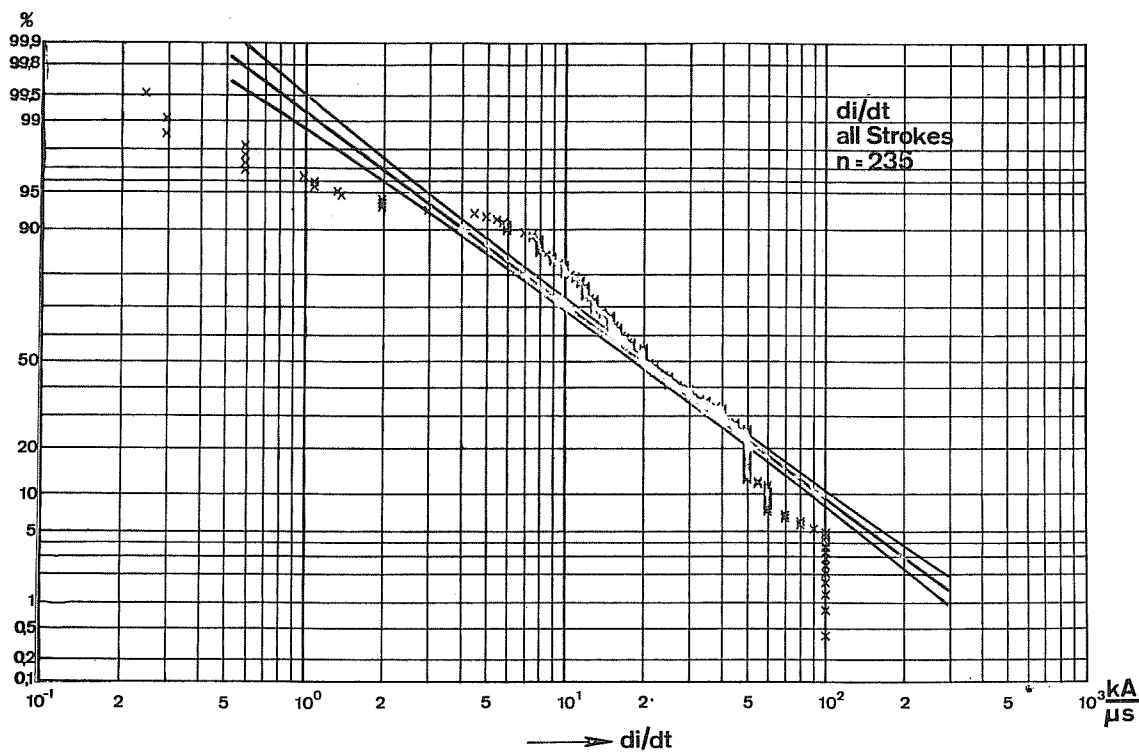


Fig. 14: Grösste Strom-Steilheit di/dt von 235 positiven und negativen Teilblitzen

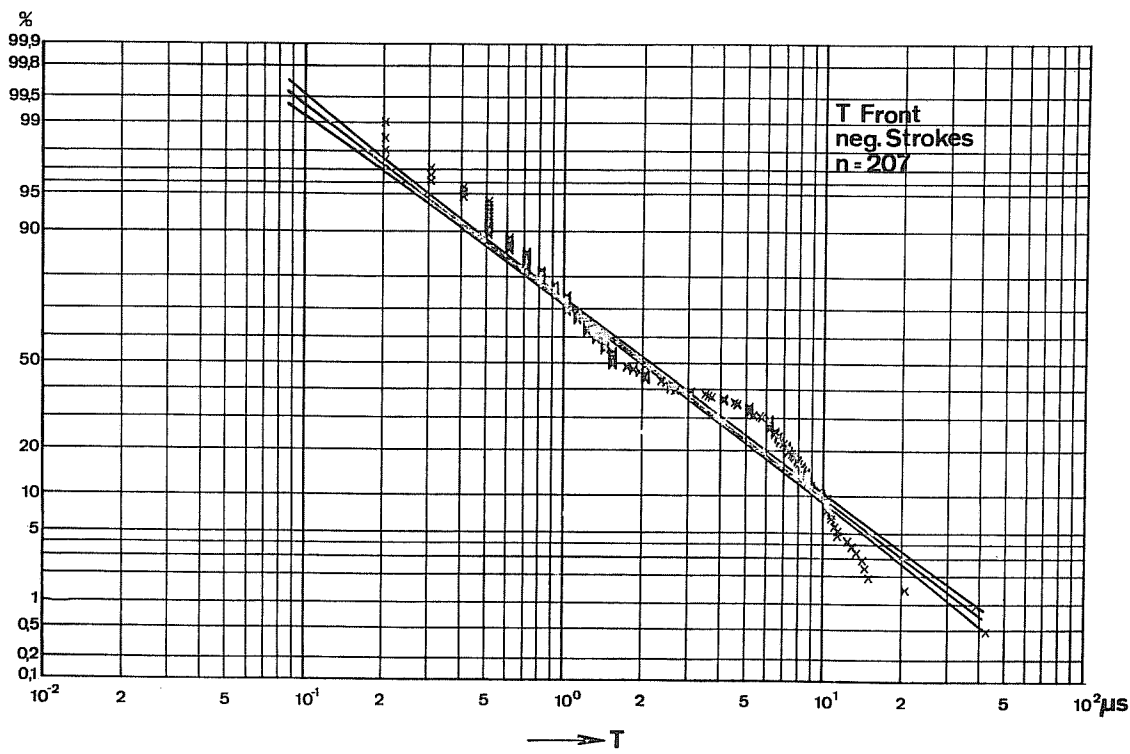


Fig. 15: Frontdauer in 207 negativen Teilblitzen

1.4. Fragen wir nach den Fernwirkungen der geschilderten Blitze:

Der Blitz wird im einfachsten Fall als vertikaler Dipol idealisiert. Die Wirkung kann grundsätzlich durch das Dipolmoment beschrieben werden, das heisst durch das Produkt

$M = \text{Dipolladung } Q \times \text{Dipollänge } L$, sofern es sich um einen Wolkenblitz handelt,

$M = (\text{Dipolladung } Q \times \text{Dipolhöhe } H) \times 2$, sofern es sich um einen Erdblitz handelt.

Die Feldstärke E in einem beliebigen Abstand r lässt sich in statischen Einheiten darstellen als

$E = E_s + E_i + E_g = \text{statische} + \text{induzierte} + \text{Strahlungsfeldstärke}$

$$= \frac{1}{r^3} \cdot M + \frac{1}{cr^2} \cdot \frac{dM}{dt} + \frac{1}{c^2 r} \cdot \frac{d^2 M}{dt^2}, \quad c = \text{Lichtgeschwindigkeit}$$

Für Entfernungen vom Blitz, die nicht viel grösser sind als die Blitzlänge (einige km), kann man sich auf die ersten 2 Glieder beschränken; diese beschreiben das sogen. Nahfeld des Blitzes. Für grössere Entfernungen (vielfache Blitzlänge) wird das dritte Glied überwiegend; es beschreibt das sogen. Fernfeld oder Strahlungsfeld.

Im freien Raum mit kugelförmiger Wellenausbreitung bildet sich ein konstantes Verhältnis $E : H = 377 \Omega$ aus. E und H nehmen mit $\frac{1}{r}$ ab. Die leitende Erde und die hohen leitenden Schichten der Atmosphäre bewirken grosse Abweichungen von der kugelförmigen Ausbreitung, indem sie durch Brechung und Reflexion die Welle im Zwischenraum beider Schalen fort-pflanzen und überhaupt erst die Uebertragung um die Erde herum ermöglichen.

Die vom Blitz derart in grosser Entfernung erzeugten Feldstärkeänderungen werden Sferics genannt. Sie bilden heute noch ein weites Forschungsgebiet. Ich verzichte darauf, Zahlenwerte aus der Literatur anzugeben.

2. E M P

- 2.1. Sofern der zeitliche Verlauf der magnetischen Feldstärke $H(t)$ über die gesamte Umgebung der Nuklearexplosion bekannt ist, kann in jedem geschlossenen ideellen oder materiellen Kreis s die induzierte elektrische Spannung U_i angegeben werden:

$$U_i = \oint E ds = -\frac{d\Phi_o}{dt}, \quad \Phi_o = \text{Fluss im Kreis } s \text{ infolge der Nuklearexplosion}$$

Ist der Kreis s elektrisch offen, so tritt zwischen den offenen Enden in erster Näherung die induzierte Spannung U_i als Klemmspannung U_K auf (Fig. 16)

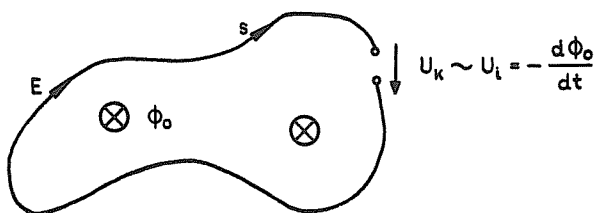


Fig. 16: Induktion in offenem Stromkreis

Ist der Kreis metallisch geschlossen, so bewirkt die induzierte Spannung U_i einen Strom J_i (Fig. 17)

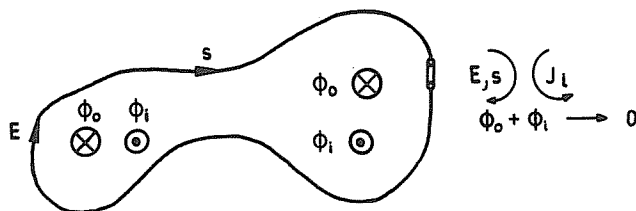


Fig. 17: Induzierter Strom in geschlossenem Stromkreis

Die Grösse dieses induzierten Stromes lässt sich in einem bestimmten Fall sehr einfach berechnen, nämlich dann, wenn der ohmsche Widerstand der induzierten Schleife = 0 ist. Für diesen Fall sagt das Induktionsgesetz nämlich:

$$\oint \text{Eds} = - \frac{d\Phi}{dt} = 0, \text{ weil im unendlich guten Leiter } E = 0 \text{ ist.}$$

Φ setzt sich zusammen aus Φ_0 und dem Fluss Φ_i des induzierten Stromes J_i .

Nun ist $\Phi_i = L \cdot J_i$, wenn L die Induktivität des Kreises s ist.

Somit wird $\Phi = \Phi_0 + \Phi_i = \Phi_0 + L J_i = \text{konstant}$

War für $t = 0$ auch $\Phi = 0$, so wird $L J_i = -\Phi_0$

$$\text{oder } |J_i| = \frac{\Phi_0}{L}$$

Das heisst: in jeder unendlich gut leitenden Stromschleife entsteht ein Strom, der gerade so gross ist, dass insgesamt keine Flussänderung erfolgt. Diese Tatsache gibt eine einfache Abschätzung des grösstmöglichen induzierten Schleifenstromes und seines zeitlichen Verlaufs.

Weist die Schleife dagegen einen ohmschen Widerstand R auf, so ist $\oint \text{Eds}$ nicht mehr = 0, sondern

$$\oint \text{Eds} = J_i R = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad \Phi = \Phi_0 + \Phi_i$$

das heisst der resultierende Fluss Φ muss jetzt $J_i R$ liefern.

- 2.2. Denken wir uns unmittelbar neben der geschlossenen gut leitenden Schleife eine weitere aber offene Schleife, z.B. einen 220-V-Stromkreis, so folgt aus der gleichen Ueberlegung, dass auch dort nur die Spannung $J_i R$ induziert wird (R immer Widerstand der kurzgeschlossenen Schleife).

Liegt die offene Schleife nicht mehr unmittelbar neben der kurzgeschlossenen Schleife, so wird die induzierte Spannung der offenen Schleife in dem Mass grösser, wie der magnetische Fluss zwischen beiden Schleifen zunimmt.

Aus der Betrachtung folgt unmittelbar eine wesentliche Regel für den Schutz gegen die hohen Induktionsspannungen in offenen Kreisen: Man verlege unmittelbar neben der zu schützenden offenen Stromschleife eine möglichst widerstandsarme geschlossene Stromschleife. Der Widerstand R dieser Schutzschleife soll so niedrig sein, dass der wie vorstehend für die widerstandslose Schleife berechnete Induktionsstrom J_{i0} einen Spannungsabfall $J_{i0} R$ erzeugt, der wesentlich kleiner bleibt als die vom primären Fluss Φ_0 der Nuklearexplosion bewirkte Induktionsspannung U_i , das heisst

$$R < U_i : J_{i0}$$

- 2.3. Die vorstehende Betrachtung lässt sich erweitern, wenn es sich nicht mehr um einen einfachen Stromkreis mit linearen Leitern handelt, sondern um einen Faraday-Käfig. Für diesen sind je nach seiner Güte verschiedene Definitionen im Gebrauch:

- Büchse aus unendlich gut leitendem Metall (idealer Käfig)
- Büchse aus einem reellen Metall mit Widerstand (techn. Käfig)
- Gitterwerk anstelle einer geschlossenen Büchse (Gitterkäfig)

Fall a) Jedes Umlaufintegral $\oint \text{Eds}$ in der Wand der Büchse ist = 0.

Das heisst, dass bei beliebiger Form der Büchse an ihrer Oberfläche ein Strom fließen muss, der das Feld E im Metall annulliert. Bereits in der Wandung besteht kein elektrisches Feld. Damit ist auch der ganze von der Büchse umschlossene Raum feldfrei. Mit anderen Worten: Bei beliebigen Feldänderungen ausserhalb der Büchse kann im Innern kein Feld entstehen; die Abschirmung ist vollkommen. Der experimentelle Beweis für diese Erscheinung wurde von Michael Faraday, dem grossen englischen Experimentator geleistet.

Fall b) Eine metallische Büchse setzt den induzierten Sekundärströmen einen elektrischen Widerstand entgegen; bei kleiner Frequenz des äusseren Feldes fliessen die Ströme in der gesamten Blechdicke. Damit sind Spannungsabfälle auch im Blech vorhanden, bei genügend tiefer Frequenz auch an der inneren Oberfläche des Bleches. Das heisst, dass das Innere der Büchse nicht mehr feldfrei ist. Je höher die Frequenz des äusseren Feldes, umso weniger dringt es in die Metallwandung ein. Ist die Eintrittstiefe wesentlich kleiner als die Blechdicke, so ist die Schirmung gut, andernfalls ist sie unvollständig.

Für ebene Metallflächen oder runde Drähte ist dieser Vorgang mathematisch genau berechenbar.

Fall c) In einem Gitterwerk kann der induzierte, für den Schutz wertvolle Strom nur in den einzelnen Stäben fliessen. Es ist klar, dass die Schirmwirkung schlechter ist. Selbst bei unendlich gut leitenden Stäben wird der magnetische Fluss nur in der von den Stäben eingerahmten Gesamtfläche auf Null reduziert. Innerhalb eines Zwischenraumes kann jedoch ein H-Feld bestehen bleiben, das in das Innere des Gitterwerkes umso mehr durchgreift, je grösser die Maschen sind. Sind die Gitterstäbe nicht mehr unendlich gut leitend, so bleibt ein Restfluss in jeder gesamten Masche bestehen und das durchgreifende Feld ist im Innern grösser, der Schutz entsprechend schlechter.

Mit dieser einfachen Darstellung möchte ich das einzig mögliche Schutzprinzip gegenüber dem EMP klargelegt haben; das ist der Faraday-Käfig in seiner allgemeinen Form, sei es nach Fall b) oder c). Fall a) hat lediglich theoretisches Interesse. Das praktische Problem besteht in der zweckmässigsten Gestaltung des Faraday-Käfigs bezüglich seiner Form, seiner Bemessung und seines Materials, mit dem Zweck, die im Innern noch bestehenden Restfelder soweit zu reduzieren, dass sie für den Betrieb der elektrischen Anlagen keine gefährliche Beanspruchung mehr bilden.

- 2.4. Einen bezüglich Form und praktischer Bedeutung wichtigen Spezialfall möchte ich hier erwähnen: es ist dies das elektrische Kabel mit Metallmantel.

Betrachten wir zuerst den Blitzeinschlag in ein solches Kabel.

Auf einer langen Kabelstrecke fliesst beim Einschlag in jeder Richtung der halbe Blitzstrom im metallischen Kabelmantel. Dabei entsteht ein Spannungsabfall, und es ist von grundlegender Bedeutung, sich klar zu machen, wie gross diese Spannung ist, je nach dem Weg, auf dem sie gemessen wird. (Fig. 18)

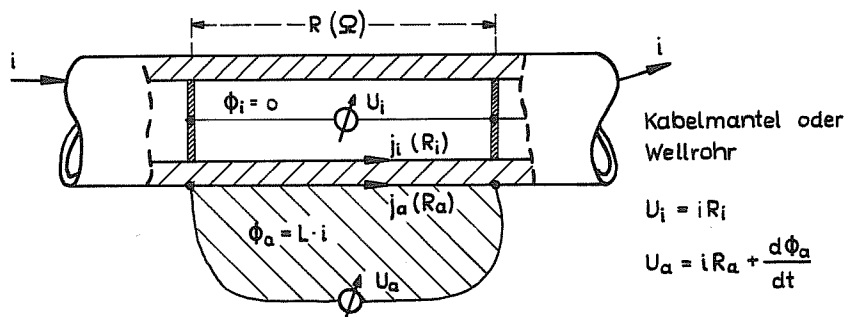


Fig. 18: Spannungs- und Stromverhältnisse im Metallmantel eines Kabels

Im Innern des Kabelrohres besteht kein Magnetfeld. Das $\oint E_i ds$ über das innere Voltmeter und die Innenhaut des Mantels liefert

$$\oint E_i ds = iR - U_i = \frac{d\Phi}{dt} = 0$$

$$\text{somit } U_i = iR$$

Im äusseren Kreis wird

$$\oint E_a ds = iR - U_a = - \frac{d\Phi_a}{dt}$$

$$U_a = iR + \frac{d\Phi_a}{dt}$$

Je nach der Grösse der äusseren Schleife ist ϕ_a grösser oder kleiner. Besonders bei hoher Frequenz ist der 2. Summand ein Vielfaches von iR , und somit $U_a \gg U_i$.

Ein zweiter Effekt vergrössert diesen Unterschied, das ist die Stromverdrängung im Mantel. Sie bewirkt im 1. Fall, wo die Stromdichte an der Innenhaut gilt, einen kleineren Wert des $\int^2 E_i ds$ als den Gleichstromwert iR . Im 2. Fall dagegen, wo die Stromdichte aussen am Mantel zählt, liefert der entsprechende Integrationsweg aussen ein grösseres $\int^2 E_a ds$ als im Gleichstromfall (iR). Daraus ist ersichtlich, dass der Fall hoher Frequenz von besonderem Interesse ist, d.h. der Fall, wo die Eindringtiefe des äusseren Feldes in den Mantel kleiner ist als die Manteldicke. Die innere Stromdichte und U_i werden dabei immer kleiner und kleiner und verschwinden schliesslich. Die Analogie zum Faraday-Käfig ist offensichtlich.

U_i heisst beim Kabel die Längsspannung. Man erkennt, dass man durch die Wahl gutleitender oder speziell auf Stromverdrängung gebauter Kabelmäntel diese Spannung sehr stark reduzieren kann. Der Quotient $U_a : U_i$ hat bei üblichen Kabelmänteln Werte zwischen 1 und 10, bei speziellen "blitzsicheren" Kabeln Werte zwischen 100 und 1000. Der Wert hängt von der Form des Strom-Impulses bzw. von der Frequenz des Stromes ab. Der Kabelmantel wirkt als Faraday-Käfig nach Definition b); die zwischen zwei Mantelpunkten im Faraday-Käfig gemessenen Spannungen betragen nur einen Bruchteil der ausserhalb des Faraday-Käfigs messbaren Spannungen.

- 2.5. Betrachten wir nun zum Vergleich das gleiche Kabel unter der Einwirkung eines EMP. Hier ist zunächst die Frage, ob überhaupt ein Strom in einem im Erdboden verlegten Kabel entsteht, und wie gross er allenfalls wird. Die Erfahrung, d.h. die russischen und amerikanischen Versuche mit Atomexplosionen haben gezeigt, dass dafür in 1. Linie das bei einer tiefgelegenen Explosion entstehende Eigenmagnetfeld verantwortlich ist.

Bei der Atombombe (Uran-Bombe) entsteht in 10...100 ns bzw. 0,01...0,1 μs die Kernreaktion, die mit einer ausserordentlich starken γ -Emission verbunden ist. Die γ -Quanten fliegen mit Lichtgeschwindigkeit ($3 \cdot 10^8$ m/s) radial vom Kern weg in die Atmosphäre. Die Reichweite eines Quants ist von der Grössenordnung 300 m. Durch die Rückwirkung auf die Atome entstehen die sogen. Compton-Elektronen und als Rest positiv geladene Ionen. Da den γ -Quanten ein mechanischer Impuls zukommt, fliegen die Elektronen im wesentlichen nach aussen, während die + Ionen mit ihrer relativ grossen Masse sich nicht bewegen. Es entsteht somit ein Elektronenstrom radial nach aussen und eine zurückbleibende + Raumladung, deren Intensität in Kernnähe am grössten ist und nach aussen abnimmt. Nach 5 μs ist ein ionisierter Raum in Form eines Halbkugel-Dipols von 1,5 km Radius entstanden. Die Ionisierung der Luft ist in Kernnähe, z.B. innerhalb 1 km Radius ausserordentlich stark, sodass die Luft dort ein gut leitendes Plasma darstellt, d.h. ein Gemisch von Elektronen und Ionen (Fig. 19).

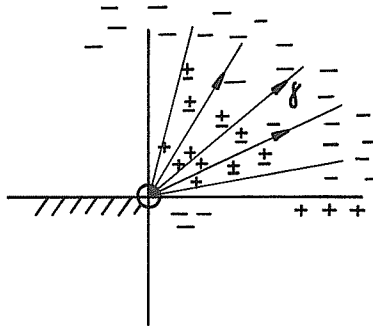


Fig. 19: Ladungsverteilung bei Nuklearexplosionen

Von wesentlicher Bedeutung ist nun die Rolle der mehr oder weniger gut leitenden Erde. Während ohne die Erde infolge der Kugelsymmetrie kein Magnetfeld zu erwarten wäre, gilt dies nicht mehr wegen der Erde. Wird diese als unendlich gut leitend vorausgesetzt, so muss das elektrische Feld auf dem Boden senkrecht stehen. Dies bedeutet eine Influenzladung auf der Erdoberfläche, die im Zentrum negativ ist und nach aussen positiv wird. Infolge dieses Feldes über der Erde werden die beweglichen Elektronen in der Luft die radiale Bahn verlassen und sich in einer gekrümmten Bahn der Erde nähern. Sie enden auf dem Boden oder fliessen durch die Luft gegen den Atomherd zurück (Fig 5).

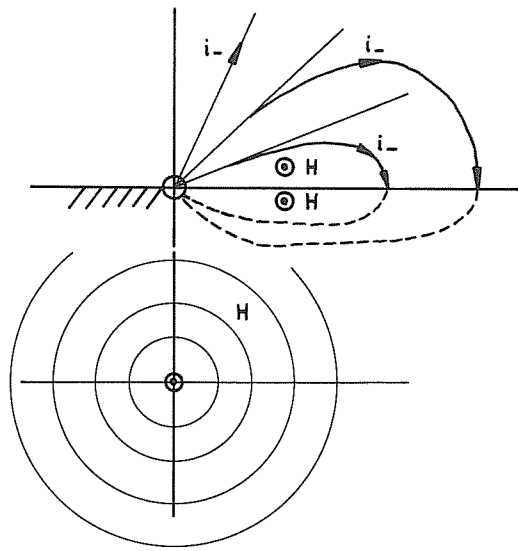


Fig. 20: Stromverlauf und Magnetfeld bei einer bodennahen Nuklearexplosion

Es ist ersichtlich, dass im Toroid-artigen Raum, der von den Elektronen durchströmt wird, ein kreisförmiges (zirkulares) Magnetfeld entsteht, zum Teil in der Luft über dem Erdboden, aber auch bis zu einer gewissen Eindringtiefe im Erdboden. Das Feld wird ausserhalb der Stromlinien rasch auf Null abfallen; es verschwindet ausserdem auf der Vertikalaxe durch den Kern.

- 2.6. Gehen wir nun zu unserer Kabelbetrachtung zurück. Ein in Richtung eines Radius verlegtes Kabel bildet mit der darunter liegenden Erde als Leiter mit Widerstand beliebige Schleifen, die infolge des geschilderten ringförmigen H-Feldes von einem magnetischen Fluss Φ durchströmt werden. Dieser Fluss ist am grössten in einer Schleife, die in einer vertikalen Ebene durch das Kabel liegt. Der Fluss ist begrenzt durch die Eindringtiefe T des Magnetfeldes. Die in dieser Schleife induzierte Spannung U_i pro m Kabellänge ist gegeben durch

$$U_i' = T \cdot \mu_0 \mu_{rel} \cdot \frac{dH}{dt}, \quad H \text{ in A/m, } T \text{ in m}$$

Die Eindringtiefe lässt sich für einen Boden mit dem spez. Widerstand ρ berechnen aus

$$T = \sqrt{2\rho : \mu_0 \omega} \quad (\text{m})$$

$$\text{Mit } \rho = 100 \Omega\text{m} \text{ \& } f = 10^6 \text{ Hz wird } T \approx 5 \text{ m}$$

$$\rho = 1000 \Omega\text{m} \text{ \& } f = 10^6 \text{ Hz wird } T \approx 16 \text{ m}$$

Durch Einsetzen ergibt sich

$$U_i' (\text{V/m}) = 40 \cdot H_{\text{max}} \text{ bei } \rho = 100 \Omega\text{m} \text{ \& } 10^6 \text{ Hz}$$

$$\quad \quad \quad = 125 \cdot \quad \quad \quad \rho = 1000 \Omega\text{m} \quad \quad$$

Die induzierte Spannung pro m, d.h. die induzierte Feldstärke lässt sich somit berechnen, wenn die magnetische Feldänderung an jeder Stelle längs des Radius bekannt ist. Für die Werte von H und dH/dt sind amerikanische Angaben verfügbar, die wir nicht nachprüfen können, da sie nur durch Messungen an Kernexplosionen gewonnen werden können. Für die Isolationsbeanspruchung eines Kabels sind, wie wir erläutert haben, der Mantelstrom und die Mantelkonstruktion massgebend. Die Bestimmung des Mantelstromes ist selbst unter Voraussetzung der Kenntnis der Werte von H und von dH/dt nicht einfach, weil diese Werte längs eines Radius erst mit der γ -Strahlen-Ausbreitung, d.h. mit Lichtgeschwindigkeit entstehen. Es muss die Wirkung der einzelnen Feldstärke-Impulse E_i längs einer Strombahn summiert werden unter Beobachtung ihrer zeitlichen Verschiebung. Auch für diese i -Werte sind wir auf amerikanische Angaben angewiesen, wie auch für die Grösse der hochionisierten Zone einer Kernexplosion.

Ich verzichte auf die Angabe von Formeln und beschränke mich auf einen summarischen Vergleich mit Blitzströmen auf solchen Kabelmänteln. Danach scheint es, dass ausserhalb der Zone hoher Ionisation der Kernexplosionen die Feldstärke H einer Mt-Explosion ungefähr eine Grössenordnung grösser ist als die von einem kräftigen Blitz im gleichen Abstand erzeugte Feldstärke. Innerhalb der Ionisationszone steigt die Feldstärke stark an, allem Anschein nach wesentlich rascher als bei Annäherung an einen Blitzkanal. Leider sind auch die Kenntnisse über die magnetischen Feldstärken in Blitznähe sehr mager, sodass ein genauer Vergleich aus beiden Gründen nicht möglich ist.

- 2.7. Betrachten wir nun die praktischen Möglichkeiten des Schutzes. Diese bestehen, wie schon ausgeführt, in der Ausbildung des zweckmässigsten Faraday-Käfigs. Erdungswiderstände sind für den EMP-Schutz grundsätzlich ohne Bedeutung; sie spielen eine sekundäre Rolle nur wegen der Energieversorgung von aussen. Eine kleine Anlage wird am rationellsten in einen einzigen Käfig eingeschlossen; eine grössere Anlage wird in der Regel in mehrere Käfige aufgeteilt, die durch geschirmte Kanäle verbunden sind, die im Grunde den Zusammenschluss zu einem einzigen Käfig bilden müssen. Schliesslich kommt die Käfigbildung auch bei einzelnen empfindlichen Apparaten, insbesondere für HF in Frage, indem man diese metallisch vollständig einschliesst, und die möglichen Ueberspannungen direkt am Eingang elektromagnetisch begrenzt. Diese Schutzmethode verdient viel mehr Beachtung, als ihr bisher geschenkt wird. Sie bedingt eine Stossprüfung der Apparate, wie sie in der Starkstrom-Technik üblich ist.

Als Käfigmaterial wird in der Regel Stahl verwendet wegen seiner grossen rel. Permeabilität (ca. 200...300). Wellmäntel aus Cu oder Al kommen in erster Linie als Abschirmung von Leitungen in Frage. Als ganz wesentlicher Punkt hat sich die Ausbildung der Einführungsstelle von Kabeln und Rohrleitungen in einen Käfig erwiesen. Es spielen hier Details der Ausbildung eine wichtige Rolle. Leider liegen über diese Details nur ungenügende Kenntnisse vor. Andererseits ist die Auswertung der Grundgleichungen des elektromagnetischen Feldes für die vorliegenden Randbedingungen, z.B. bei der Einführung eines Kabels in den Käfig, nicht mit genügender Genauigkeit möglich. Es bleiben als Grundlage der Detailausführung nur Versuche an Modellen und an ausgeführten EMP-geschützten Anlagen. Es besteht kein Zweifel, dass auf Grund solcher Versuche für zukünftige geschützte Anlagen auch Einsparungen möglich wären.

Während bei Modellversuchen das induzierende Feld des EMP nachgebildet wird, besteht die Technik von Anlagen-Versuchen darin, die vom Magnetfeld des EMP auf den Leitern einer geschützten Anlage induzierten Ströme mit Hilfe eines Stossgenerators zu erzeugen, wobei an allen interessierenden Stellen die Störspannungen mit einem KO gemessen werden.

- 2.8. Meine Herren, ich habe mich bisher mit den Wirkungen und Schutzmassnahmen von tiefliegenden Kernexplosionen befasst. Meine Betrachtung wäre unvollständig, wenn ich die hochliegenden Explosionen nicht wenigstens erwähnen würde. Die Wirkung solcher in 40...60 km Höhe erfolgenden Kernexplosionen ist grundsätzlich anders als jene der tiefliegenden, bei denen ja, wie geschildert, die Erde als Leiter eine wesentliche Rolle spielt.

Die hochgelegene Explosion spielt sich zunächst in erster Näherung kugelsymmetrisch ab, d.h. dass die γ -Ionisierung in allen Richtungen ungefähr gleich stark ist, ebenso die Intensität der von ihr erzeugten Compton-Elektronen und Restionen. Diese sind dem magnetischen Feld der Erde ausgesetzt und beschreiben entsprechend gekrümmte Bahnen. Als zweite Ursache für eine Abweichung von der Kugelsymmetrie kommt die Veränderung der Luftdichte mit der Höhe in Frage. Wesentlich ist nun, dass diese Ionisierung zunächst in einer sehr dünnen Atmosphäre stattfindet, bei der die freien Weglängen gross sind. Nach unten nimmt mit der grösseren Luftdichte die Ionisierungszahl der Compton-Elektronen stark zu. Die genauere Betrachtung zeigt, dass in einer gewissen Höhe von 10...20 km eine optimale Ionisierung stattfindet, und zwar unter Berücksichtigung der Laufzeit der γ -Strahlung fast gleichzeitig auf einer sehr grossen Platte oder gewölbten Schale. Im Gegensatz zur Bodenexplosion, wo grosse elektromagnetische Felder nur in wenigen km von der Explosion entstehen, kann die Höhenexplosion Gebiete von 100 km Ausdehnung schlagartig betreffen, wobei das ausserordentlich kurzzeitige elektrische Feld auf Grund unserer spärlichen Informationen innert $1\mu s$ Werte der Grössenordnung 10 kV/m zu erreichen scheint. Eine Gefährdung ist in erster Linie in Höchsthäufigkeitskreisen infolge der durch die über längere Zeit bestehende ionisierte Schicht zu erwarten, welche die Radiowellen-Ausbreitung in ähnlicher Weise zu stören scheint wie die sogen. Heaviside-Schichten.

Ich kann Ihnen nicht mehr aussagen und glaube, mit diesem blossen Hinweis meinen Vortrag abschliessen zu können.