HAMFU
HISTORY

KRIEG IM AETHER

Vorlesungen an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich
im Wintersemester 1984/1985
Leitung:
Bundesamt für Übermittlungstruppen
Divisionär J. Biedermann, Waffenchef der Übermittlungstruppen

Der elektromagnetische Impuls von Nuklearexplosionen in grosser Höhe (NEMP) Bedrohungselemente und Berechnungsmethoden

Referent: J. Gut, Dr. , Dipl. Phys. ETH und W. Blumer, Dipl. Math. ETH

Diese Vorlesung wurde durch die Stiftung HAMFU digitalisiert und als
PDF Dokument für www.hamfu.ch aufbereitet.

DER ELEKTROMAGNETISCHE IMPULS VON NUKLEAR - EXPLOSIONEN IN GROSSER HÖHE (NEMP) - BEDROHUNGSELEMENTE UND BERECHNUNGSMETHODEN

J. Gut, Dr., Dipl. Phys. ETH
W. Blumer, Dipl. Math. ETH

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung

2. Entstehung des NEMP bei Explosionen in grossen Höhen
   2.1. Prompte Gammastrahlung
   2.2. Comptonströme
   2.3. Hochfrequenz-Approximation
   2.4. Charakteristiken des NEMP
   2.5. Beispiele

3. Berechnungsmethoden für transiente, elektromagnetische Felder
   3.1. Allgemeines
   3.2. Berechnungsverfahren
   3.3. Die topologische Zerlegung
   3.4. Elementare NEMP-Wechselwirkungen
        3.4.1. Berechnungsgang
        3.4.2. Interaktionselemente
        3.4.3. Computerprogramme
        3.4.4. NEMP-Puls
        3.4.5. Transmission einer NEMP-Welle in einen geschichteten Boden
        3.4.6. Reflexion einer NEMP-Welle an Erdoberfläche und Grundwasserspiegel
        3.4.7. Transmission einer NEMP-Welle in einen Felsstollen
        3.4.8. Planwellendämpfung durch metallische Platten
        3.4.9. Abschirmwirkung eines Paralleldrahtgitters
        3.4.10. NEMP-induzierter Strom auf einem Kabel
        3.4.11. NEMP-induzierter Strom auf einer Drahtantenne
   3.5. Schlussbemerkungen

LITERATUR

Adresse der Autoren:

Forschungsinstitut für milit. Bautechnik (FMB)
Auf der Mauer 2
8001 Zürich

"Krieg im Aether", Folge XXIV

1. EINLEITUNG

Der nukleare elektromagnetische Impuls (NEMP) als komplexes physikalisches Phänomen ist so alt wie die Atombombe. Von Enrico Fermi vorausgesagt, spielte der NEMP bereits bei der ersten Versuchsexplosion TRINITY am 16. Juli 1945 eine Rolle. Ein Auszug aus einem erst vor kurzem der Oeffentlichkeit zugänglich gemachten Dokument des damaligen Los Alamos Scientific Laboratory (LASL) belegt dies in eindrücklicher Art. Robert Wilson schrieb im Mai 1947:

> "...Gammastrahlen, die bei der Kernspaltung entstehen, werden die Luft und anderes mehr im Umkreis von hunderten von Metern ionisieren. Fermi hat berechnet, dass dadurch der Gradient des natürlichen elektrischen Potentials in der Atmosphäre aufgehoben wird, was einem starken Blitzschlag in dieser Umgebung entsprechen dürfte. Wir waren vom Gedanken geplagt, dass weitere Erscheinungen dieser Art in einer nicht voraussagbaren oder undenkbaren Weise auftreten könnten. Alle Signalleitungen wurden vollständig abgeschirmt, in vielen Fällen sogar doppelt. Trotzdem gingen viele Aufzeichnungen verloren, weil im Moment der Explosion die Aufzeichnungsgeräte durch die NEMP-Störung lahmgelegt wurden." /1/

Interessant ist, dass der für den NEMP dominante Effekt des Comptonelektronen-Rückstosses damals noch nicht beachtet wurde. Für die amerikanischen Testfachleute blieb der NEMP während mehr als 10 Jahren ein ernstes Problem, dem schliesslich nur mit massiven Abschirmungen einigermassen beizukommen war. Da in dieser Zeit den Wirkungen des Druckes, der thermischen Strahlung und der Radioaktivität die hauptsächliche Aufmerksamkeit geschenkt wurde, unterblieb ein Versuch zum gründlichen theoretischen Verständnis des elektromagnetischen Impulses.

Erst in der zweiten Hälfte der 50er Jahre begannen sich die Militärs über allfällige NEMP-Einwirkungen ernsthaft Sorgen zu machen. Anlässlich der Versuchsserie PLUMBBOB wurden Magnetfelder in der Quellenregion von taktischen Nuklearexplosionen vom Harry Diamond Laboratory der Armee gemessen. Die aktuelle Frage galt der möglichen Auslösung von magnetischen Minen durch den NEMP /2/. Aber auch die NEMP-Verletzlichkeit des im Aufbau begriffenen Systems von landgestützten Interkontinentalraketen vom Typ MINUTEMAN wurde untersucht. Die Forderung, die Raketensilos mit Metallhüllen abzuschirmen, war das Ergebnis.

Fig. 1 NEMP-Simulator TRESTLE der US Air Force

Das Nukleartest-Moratorium von 1958-1961 förderte das theoretische Verständnis des NEMP in dem Sinne, als der NEMP als Mittel zur Detektion heimlicher Atomtests genau untersucht wurde. Nach der Wiederaufnahme der Tests wurden von den USA und der UdSSR mehrere Nuklearexplosionen in sehr grossen Höhen und mit Energieaequivalenten im Megatonnenbereich durchgeführt, die einen unerwartet heftigen NEMP auslösten. Meldungen über Stromausfälle auf Hawaii und den Marshall-Inseln nach dem Versuch STARFISH PRIME vom 9. Juli 1962, der in rund 400 km Höhe über den Johnston-Inseln durchgeführt wurde, zeigten auf, mit welchem Wirkungsbereich des NEMP von Explosionen in grosser Höhe zu rechnen war.

Fig. 2 Nuklearexplosion in grosser Höhe am 9.7.62 von Honolulu aus gesehen

Von späteren A-Tests in grosser Höhe konnten NEMP-Messresultate gewonnen werden, die aber bis heute nicht freigegeben wurden. Mit dem NEMP von "Hochexplosionen", genannt HAEMP (High Altitude EMP) oder auch nur HEMP, begann eine neue Aera von wissenschaftlichen Studien und experimentellen Untersuchungen, die alle bisherigen NEMP-Aktivitäten bei weitem übertrafen. Eine umfassende Theorie für den HEMP wurde erarbeitet, die leider mangels detaillierter Angaben von Nichtkernwaffenstaaten nicht vollumfänglich nachvollzogen werden kann. Immerhin wurde der NEMP zu einer eigentlichen Disziplin der Wissenschaften und vor allem zu einem weltweiten Problem für zivile und militärische Verantwortungsträger.

In der Schweiz wurde vor bald 20 Jahren die Forschung auf dem NEMP-Gebiet mit bescheidenen Mitteln aufgenommen. Angesichts der insbesondere vom elektromagnetischen Impuls von Nuklearexplosionen in grosser Höhe ausgehenden Bedrohung setzte der Stab für Gesamtverteidigung im Jahre 1978 einen besonderen Ausschuss EMP ein, der 1983 eine EMP-Schutzkonzeption im Rahmen der Gesamtverteidigung vorlegen konnte.

Bei den folgenden Ausführungen geht es um den EMP von Nuklearexplosionen in grosser Höhe. Der Mechanismus der Entstehung wird in groben Zügen qualitativ geschildert /3/. Das Schwergewicht wird jedoch auf die Gefährdungsanalyse mit rechnerischen Methoden gelegt. Dabei handelt es sich um eine Zusammenfassung der theoretischen Arbeiten, die in den vergangenen Jahren als Teil der Forschungstätigkeit des FMB durchgeführt worden sind /4/. Das grosse Gebiet der praktischen NEMP-Schutzmassnahmen, über das eine enorme Literatur besteht, wird dabei bewusst ausgeklammert.

2. ENTSTEHUNG DES NEMP BEI EXPLOSIONEN IN GROSSEN HOEHEN

2.1. PROMPTE GAMMASTRAHLUNG

Der nukleare elektromagnetische Impuls stellt eine mit der Zeit veränderliche elektromagnetische Strahlung dar, die sehr schnell zu einem Maximum anwächst und etwas langsamer wieder abfällt. Das Frequenzspektrum umfasst den gesamten Bereich von sehr niedrigen Frequenzen bis zu einigen hundert Megahertz. Die Quelle des NEMP ist die Nuklearexplosion selbst. Die im Gefolge einer Nuklearexplosion auftretenden passiven elektromagnetischen Phänomene, wie sie beispielsweise durch Störungen der Ionosphäre ausgelöst werden, gehören nicht zum NEMP.

In einem Kernsprengkörper wird durch Kernspaltung (Fission) und Kernverschmelzung (Fusion) Energie freigesetzt. Dabei entstehen die für die Erzeugung des NEMP entscheidenden hochenergetischen Gammaquanten sowie Neutronen, die über Wechselwirkungsprozesse weitere Gammaquanten auslösen.

Die mittlere Energie dieser prompten Gammastrahlung liegt über einem MeV, während die ebenfalls vorhandene Röntgenstrahlung mit ihrer im keV-Bereich gelegenen Energie für die EMP-Erzeugung von untergeordneter Bedeutung ist. Die prompte Gammastrahlung bildet einen relativ scharfen Impuls von rund 10 ns (1 Nanosekunde = 10^{-9}s) Anstiegszeit und etwa 20 ns Halbwertsbreite. Ein Fluss von γ -Quanten breitet sich von der Quelle, die bei Nuklearexplosionen in grosser Höhe, d.h. mehr als 50 km bis zu einigen 100 km über der Erdoberfläche, als punktförmig betrachtet werden darf, nach allen Richtungen aus. Dieser Fluss ist von der Form

$$F_\gamma(r,t) = \frac{e^{-r/\lambda_a}}{4\pi r^2} \cdot g(t)$$

mit $[F_\gamma]$ =	$MeV \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$	Fluss der γ-Quanten
$[r]$ =	m	Abstand vom Explosionspunkt
$[\lambda_a]$ =	m	γ-Absorptionslänge
$[t]$ =	s	Zeit
$[g(t)]$ =	$MeV \cdot s^{-1}$	Zeitfunktion der Gammaquelle des Nuklearsprengkörpers

Die Zeitfunktion g(t) beschreibt im wesentlichen die Konstruktion des Nuklearsprengkörpers und ist deshalb klassifiziert. Mit der Annahme entsprechender Funktionen beginnt bereits die Unsicherheit jeder quantitativen Berechnung des NEMP.

Die Ausbreitung der γ -Quanten erfolgt mit Lichtgeschwindigkeit in einer sich kugelförmig ausdehnenden Schale, die im praktisch luftleeren Raum nicht dicker als etwa 10 m ist. Damit schliesslich ein elektromagnetischer Impuls im Radiofrequenzbereich entsteht, ist eine Umwandlung dieser γ -Energie notwendig. Dafür muss aber ein Medium vorhanden sein, das diese Transformation bewirkt. Im Falle der exoatmosphärischen Nuklearexplosion stellt die Lufthülle der Erde dieses Medium dar (Fig. 3).

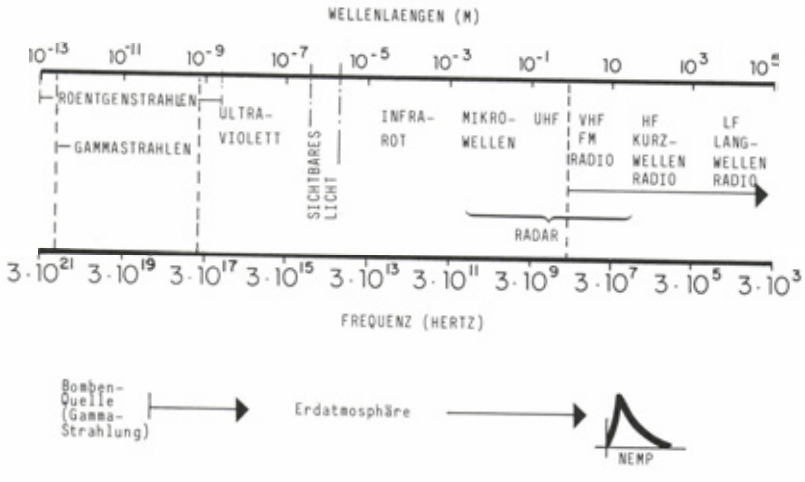


Fig. 3 Umwandlung der Gamma-Energie in Energie des NEMP durch Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre

2.2. COMPTONSTROEME

Die auf die Erde zuströmende Gammaschicht beginnt in etwa 40-50 km Höhe mit der Atmosphäre in Wechselwirkung zu treten. Auf etwa 30 km Höhe haben die γ -Quanten eine Luftmasse von ungefähr einer Absorptionslänge passiert. Durch inelastische Streuung an Elektronen geben die γ -Quanten ihre Energie ab. Es entstehen durch den Comptoneffekt die Comptonelektronen, also geladene Teilchen (Fig.4).

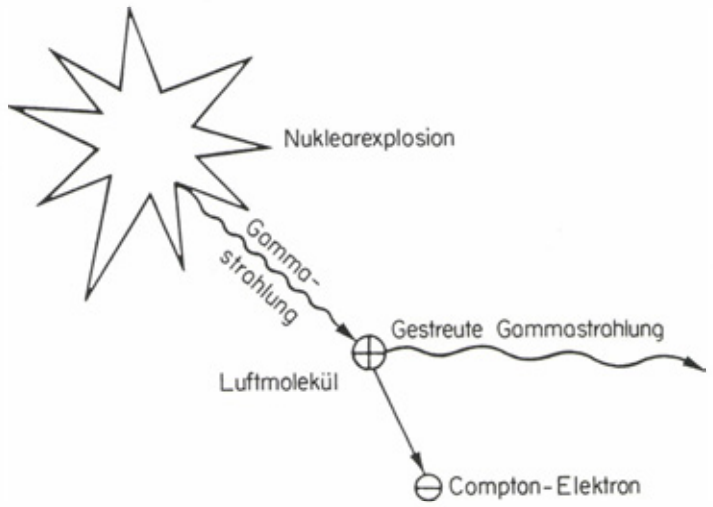


Fig. 4 Infolge des Comptoneffektes werden durch die Gammastrahlung der Explosion Elektronen aus Luftmolekülen herausgeschlagen, die ihrerseits zahlreiche Sekundärelektronen erzeugen.

Diese Wechselwirkung ist von grösster Bedeutung für die Entstehung des NEMP. Andere Wechselwirkungsprozesse der γ -Quanten wie der Photoeffekt und die Paarerzeugung spielen nur eine untergeordnete Rolle. Der entstehende Comptonelektronenstrom ist auf der erwähnten Höhe von ungefähr 30 km am grössten, weil in grösseren Höhen die Luftdichte für die Streuung von γ -Quanten geringer ist und in geringeren Höhen die meisten γ -Quanten absorbiert werden. Man bezeichnet die Höhenschicht, wo der maximale Comptonstrom erzeugt wird, als Gammadepositionsschicht oder auch als Quellenregion. Sie befindet sich im Mittel im Bereich von 20-40 km Höhe, wobei sie im Zentrum dicker ist und gegen den Rand hin dünner wird. Die Comptonelektronen geben in weiteren Stössen ihre Energie ab und bilden Sekundärelektronen, wodurch diese Zone ionisiert wird.

Der Comptonstrom besteht aus zwei Komponenten, einer in radialer und einer in dazu senkrechter Richtung. Die Komponente in radialer Richtung vom Explosionspunkt aus erzeugt im wesentlichen ein radiales elektrisches Feld, wie es auch bei einer Luftexplosion zustande kommt (Fig. 5).

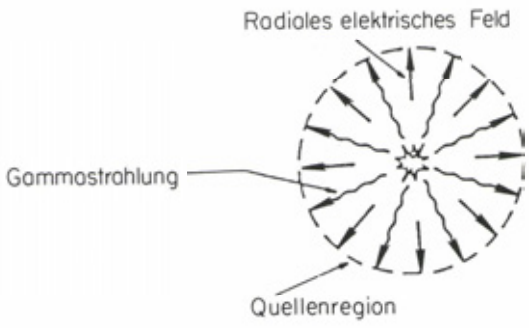


Fig. 5 Im Falle der vollständigen Symmetrie (homogene Atmosphäre und isotrope γ-Emission) wird ein symmetrisches radiales E-Feld erzeugt. Die Elektronenströme heben sich für einen aussenstehenden Beobachter auf. Keine Abstrahlung.

Im Falle vollständiger Symmetrie würde dabei keine elektromagnetische Energie abgestrahlt. Die Symmetrie ist jedoch bei der exoatmosphärischen Explosion gestört, weil nur ein Teil der γ -Kugelschicht auf die Erdatmosphäre stösst. Somit werden elektrische Dipolfelder abgestrahlt, aber vorwiegend nicht in der Ausbreitungsrichtung der γ -Quanten.

Viel wichtiger als die Radialkomponente ist die unter Einwirkung des Erdmagnetfeldes erzeugte Querkomponente des Comptonstromes senkrecht zur radialen Richtung. Comptonelektronen werden durch die Lorentzkraft von ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt und auf gekrümmte Bahnen um die Erdmagnetfeldlinien gezwungen. Da die mittlere Weglänge der Comptonelektronen in der Depositionsschicht wesentlich grösser ist als in der dichten Lufthülle über dem Erdboden, wird dieser Querstrom von überragender Bedeutung. Die Querkomponente erzeugt direkt ein- und auslaufende Felder vom magnetischen Dipoltyp (Fig. 6).

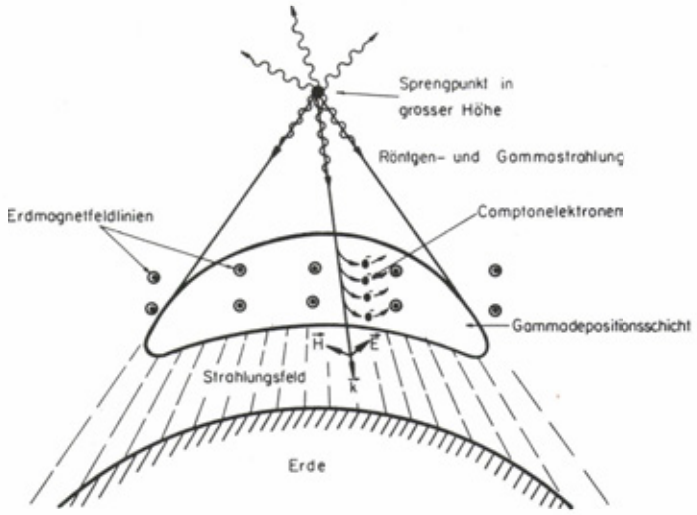


Fig. 6 Schematische Darstellung der NEMP-Erzeugung bei Explosionen in grosser Höhe.

Da der Comptonstromimpuls mit dem auslaufenden Feld synchron läuft, erfolgt eine Summation der einzelnen Anteile, was zu einem kurzen Impuls hoher Amplitude führt. Der Aufbau eines leitenden Plasmas um die Dipole begrenzt aber schliesslich die Stärke des resultierenden Feldes (Fig. 7).

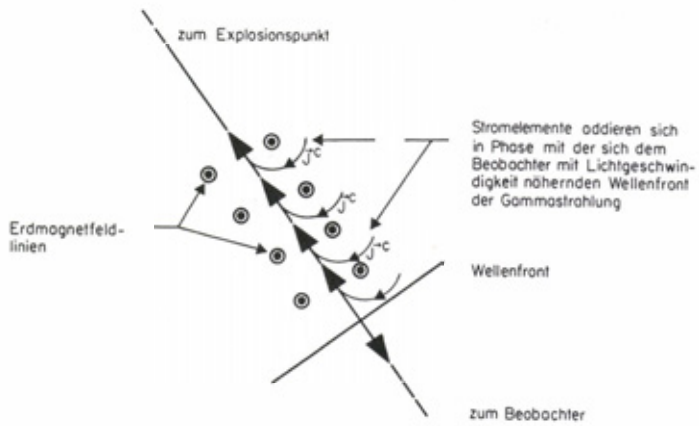


Fig. 7 NEMP-Hoch-Erzeugung

Dies ist im wesentlichen der auf die Erdoberfläche eingestrahlte NEMP von Nuklearexplosionen in grosser Höhe. Weil zu Beginn der 60er Jahre nur der elektrische Dipol-EMP theoretisch begründet war, stellte der anlässlich der Versuchsserie im Jahre 1962 tatsächlich aufgetretene NEMP vom magnetischen Dipoltyp eine nicht geringe Ueberraschung dar. Dies erklärt auch, warum beim ersten Versuch in grosser Höhe keine brauchbaren Messresultate gewonnen werden konnten: der Messbereich der Geräte reichte dazu bei weitem nicht aus.

2.3. HOCHFREQUENZ-APPROXIMATION

Unter der Annahme einer ebenen Erdoberfläche mit horizontal geschichteter Atmosphäre, worin die Luftdichte mit zunehmender Höhe exponentiell abnimmt, und einer einfallenden ebenen Gammaquanten-Schicht, kann für zeitlich stark veränderliche Felder die folgende Grundgleichung für den NEMP von Explosionen in grosser Höhe hergeleitet werden /5/:

$$\frac{\partial}{\partial z} E_x(z,\tau) = -\frac{Z_0}{2} J_x(z,\tau) - \frac{Z_0}{2}\sigma E_x$$

Dabei bedeuten:

x,y,z	Kartesisches Koordinatensystem mit Ursprung am Explosionsort
y	Richtung des Erdmagnetfeldes
z	Koordinate vom Sprengpunkt auf die Erdoberfläche in Lotrichtung
$J_x(z,\tau)$	Querkomponente des Comptonstromes
$E_x(z,\tau)$	Elektrisches Feld in horizontaler (x-)Richtung
σ	Luftleitfähigkeit
$\tau = t - \frac{z}{c}$	Retardierte Zeit

$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \cong 377\,\Omega$ Raumwellenimpedanz. Damit lässt sich das Magnetfeld durch die Beziehung $H_y \cong E_x \cdot Z_0^{-1}$ berechnen.

Es handelt sich dabei um die Hochfrequenzapproximation des EMP, die man üblicherweise unter dem HAEMP oder HEMP versteht.

Die Berechnung der NEMP-Felder erfolgt im allgemeinen über mehrere Schritte. Ein vereinfachtes Schema für dieses schrittweise Vorgehen ist in Figur 8 dargestellt.

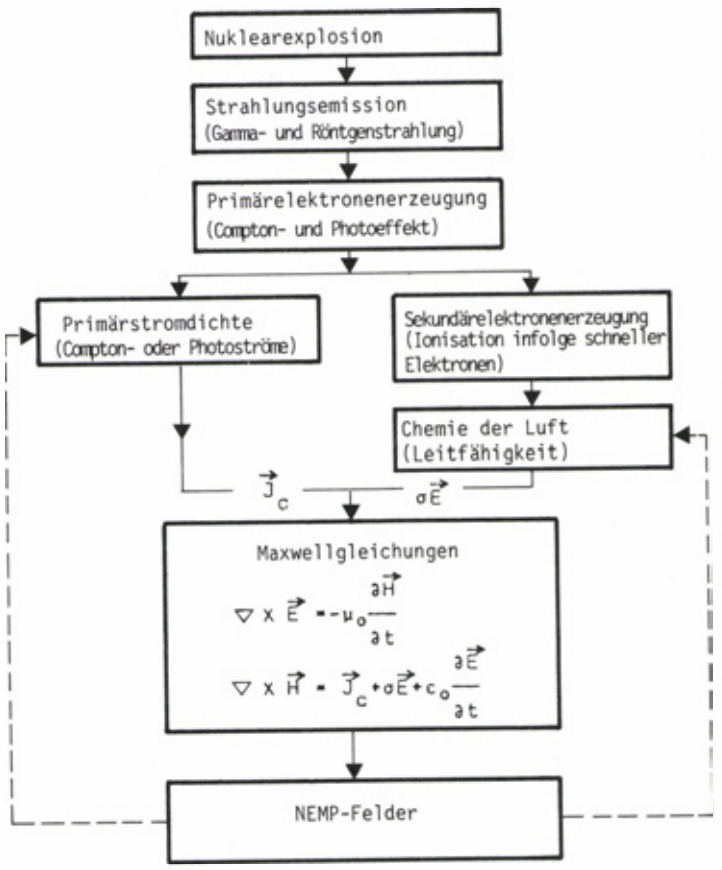


Fig. 8 Vereinfachtes Flussdiagramm des NEMP-Erzeugungsmechanismus

Die elektromagnetischen Felder $\vec{E}$ und $\vec{H}$ lassen sich mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen berechnen, sofern die Comptonströme und die Leitfähigkeiten bekannt sind /6/. Diese sind jedoch selber wieder von der Zeitfunktion g(t) des Nuklearsprengkörpers abhängig. Die numerische Behandlung der NEMP-Entstehung ist somit ausserordentlich schwierig und selbst für Kernwaffenstaaten mit sehr grossem Aufwand verbunden.

Die auf dem Erdboden beobachtete Stärke des elektrischen Feldes liegt gemäss /7/ zwischen 1/10 und 1/100 der Feldstärke in der Quellenregion einer Bodenexplosion. Die maximal erreichbare Amplitude hängt von der Waffenkonstruktion, vom Energieaequivalent, von der Sprenghöhe, vom Ort des Beobachters und der Richtung des Erdmagnetfeldes in bezug auf den Explosionsort ab. Sie beträgt im Mittel mehrere 10 kV/m über der gesamten betroffenen Fläche. Im Falle von energiereichen Explosionen im MT-Bereich in grosser Höhe dehnt sich die vom hochfrequenten NEMP beaufschlagte Fläche in allen Richtungen auf dem Boden aus, und zwar vom Sprengpunkt aus bis zum Horizont. Die niedrigeren Frequenzen, die noch einen bedeutenden Energieanteil aufweisen, reichen sogar über den Horizont hinaus.

2.4. CHARAKTERISTIKEN DES NEMP

Die Hauptmerkmale des NEMP von "Hochexplosionen" sind in Fig.9 zusammengestellt.

Radiale Ausdehnung der Quellenregion (Depositionszone)	1 MT 10 MT Sp 100km 470km 620km Sp 200km 700km 1100km
Wirkungsradius auf der Erde	$R \cong 1100 \left(\frac{HOB}{100}\right)^{1/2}$ km
Felder in der Strahlungszone (Erdoberfläche)	stark mittlerer Wert einige 10 kV/m über ganzem Strahlungsgebiet
Anstiegszeiten (10 % ... 90 %)	Nähe Nullpunkt: 2-5 ns Randzone: > 10 ns Hauptgebiet: < 10 ns
Hauptfrequenzbereiche	10 kHz ... x100 MHz
Energiedichte (Mittel)	$\sim$ 1 Joule . m^{-2}

Fig. 9 Charakteristische Merkmale des nuklearen elektromagnetischen Impulses von Explosionen in grosser Höhe (approx.Angaben) (1 ns = 10^{-9} s; [HOB] = km, Sprengpunkthöhe)

Zum Verständnis des qualitativen Verlaufes des elektromagnetischen Impulses kann angeführt werden, dass unmittelbar bei der Nuklearexplosion die Luftleitfähigkeit σ gering und der Leitfähigkeitsstrom vernachlässigbar klein gegenüber dem Comptonstrom ist. Der Anstieg des Feldes erfolgt somit wie derjenige des Comptonstromes, der seinerseits proportional zur Gammadosisrate zunimmt. Etwas später, wenn die Leitfähigkeit grösser wird, dominiert der Leitfähigkeitsstrom, und das Feld erreicht schliesslich einen Sättigungswert, der dem Quotienten aus Comptonstromdichte J_x und Leitfähigkeit σ entspricht. Das abgestrahlte elektrische Feld zeichnet sich durch sehr kurze Anstiegszeit, hohes Feldstärke-Maximum und etwas langsameren Abfall aus (Fig. 10).

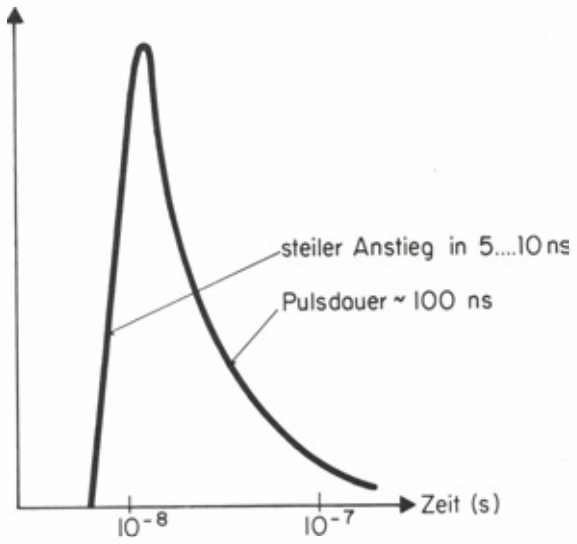


Fig. 10 Abgestrahltes elektrisches Feld bei Explosionen in sehr grossen Höhen (qualitativer Zeitverlauf)

Der zeitliche Verlauf des NEMP weist infolge des Einflusses des Erdmagnetfeldes im betroffenen Gebiet auf der Erdoberfläche grosse Unterschiede auf. Da jedoch keine Möglichkeit besteht, den Sprengpunkt von exoatmosphärischen Explosionen im voraus zu kennen, wird für Gefährdungsanalysen eine verallgemeinerte NEMP-Wellenform angenommen. Sie berücksichtigt die kurze Anstiegszeit in der näheren Umgebung des Nullpunkts wie auch die längere Abklingzeit in der Randzone des betroffenen Gebietes, ausserdem einen Amplitudenwert in der Nähe des Maximums. Der zeitliche Verlauf lässt sich analytisch als Doppelexponentialfunktion approximieren:

$$E(t) = 5.25 \cdot 10^4 \left[e^{-4 \cdot 10^6 t} - e^{-4.76 \cdot 10^8 t} \right]$$

Dieser Impuls weist eine maximale Feldstärke von 50 kV/m, eine Anstiegszeit (10% bis 90% des Spitzenwertes) von etwa 5 ns und eine Halbwertsbreite von rund 200 ns auf (Fig. 11).

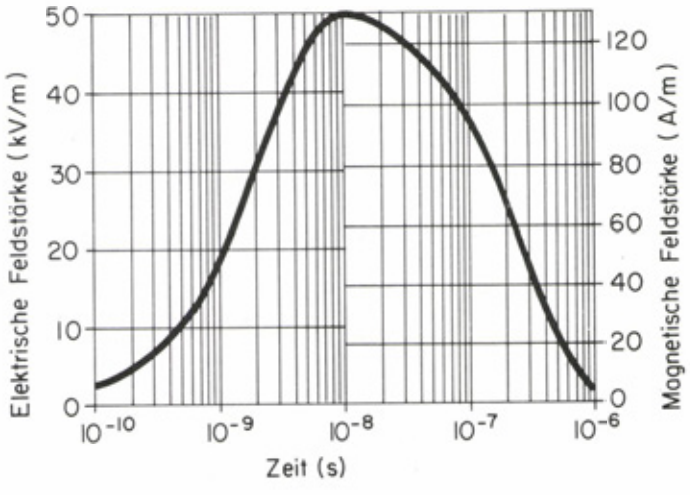
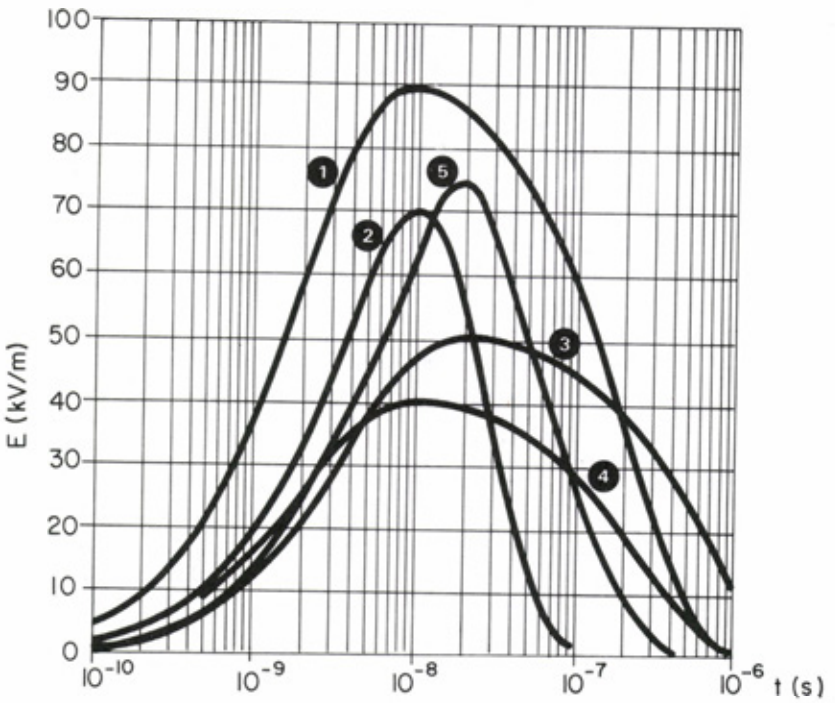


Fig. 11 Verallgemeinerte Impulsform des NEMP von Explosionen in grosser Höhe.

Diese Impulsform stellt eine Art Standard dar, der möglichst allen wesentlichen Bestimmungsgrössen gerecht werden soll. In Wirklichkeit dürften die Impulsformen mit grosser Wahrscheinlichkeit stark von diesem Standardverlauf abweichen. Eine ganze Reihe ebenso plausibler Impulsformen sind in den 70er Jahren im Oak Ridge National Laboratory und im FMB studiert worden. Eine Auswahl davon ist in Fig. 12 wiedergegeben.



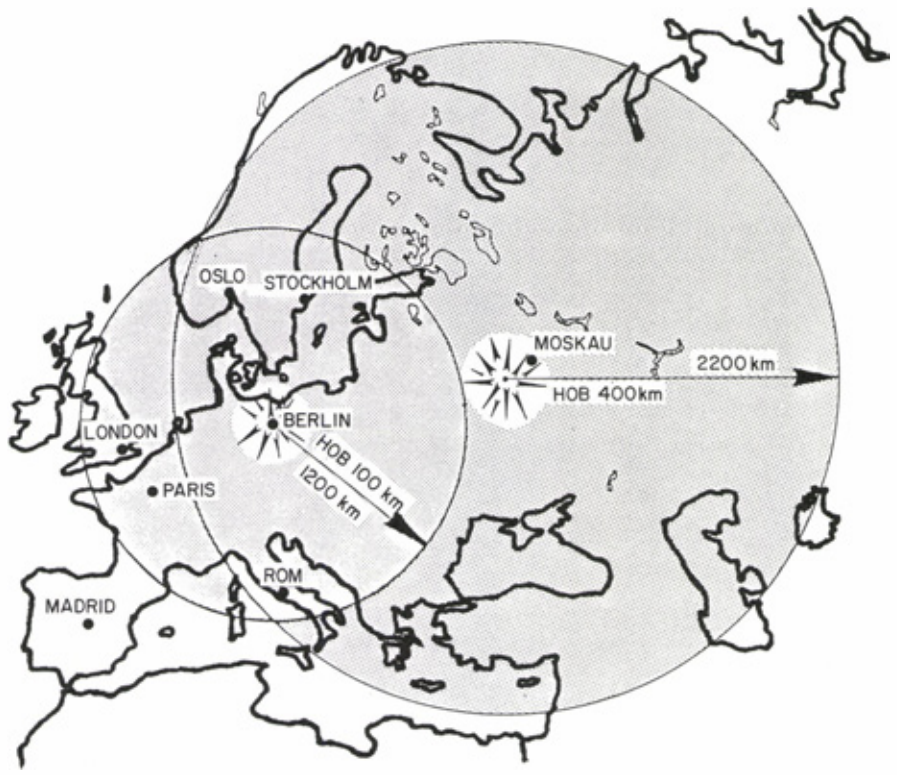
$E = E_o \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$

1. E_o = 94,5 kV/m; $\alpha = 5 \cdot 10^{+6} s^{-1}$; $\beta = 5 \cdot 10^{+8} s^{-1}$ (aus ORNL-4958, März 1975 Marable, Barnes, Nelson)
2. E_o = 161,0 kV/m; (short pulse) $\alpha = 5 \cdot 10^{+7} s^{-1}$; $\beta = 1{,}76 \cdot 10^{+8} s^{-1}$ (aus ORNL-4960, Juni 1974 Barnes, Nelson)
3. E_o = 51,8 kV/m; $\alpha = 1{,}5 \cdot 10^{+6} s^{-1}$; $\beta = 2{,}6 \cdot 10^{+8} s^{-1}$ (aus ORNL-TM-2830, 1971 D.B. Nelson)
4. E_o = 42 kV/m; (long pulse) $\alpha = 4 \cdot 10^{+6} s^{-1}$; $\beta = 4{,}67 \cdot 10^{+8} s^{-1}$ (aus ORNL-4960, Juni 1978 Barnes, Nelson)
5. E_o = 107,6 kV/m; $\alpha = 1{,}3 \cdot 10^{+7} s^{-1}$; $\beta = 1{,}3 \cdot 10^{+8} s^{-1}$ (aus FMB 73-6, Februar 1973 K. Appert)

Fig. 12 Einige ausgewählte Impulsformen des NEMP von Explosionen in grosser Höhe.

2.5. BEISPIELE

Will man eine quantitative Gefährdungsanalyse von Objekten in der Luft, auf oder unter dem Erdboden in bezug auf den NEMP von Explosionen in grosser Höhe durchführen, so reicht die Kenntnis der Impulsform allein nicht aus. Weitere wesentliche Parameter sind Einfallsrichtung und Polarisation des einfallenden NEMP. Sie hängen vom Ort des Sprengpunktes und des betroffenen Objektes, die Polarisation ausserdem von der Richtung des Erdmagnetfeldes ab. Nimmt man die in Fig. 13 dargestellten Beispiele für den Wirkungsbereich von "Hochexplosionen" in bezug auf den NEMP-Einfall für einen Beobachter in Zürich an, so lassen sich folgende Daten für Einfalls- und Polarisationsrichtungen, die gemäss Fig. 14 definiert sind, berechnen /8/:



Beispiel "Berlin":

Elevation	ψ	$= 84.6^{o}$	Einfallswinkel
Azimut	ϕ	$= -30^{o}$	
Polarisation	θ	$= -14.65^{o}$	

Der Polarisationswinkel wird in der Normalebene zur Einfallsrichtung als Winkel zwischen dem Vektor des elektrischen Feldes und der zur xy-Ebene parallelen Objektebene definiert.

Beispiel "Nähe Moskau":

Elevation	ψ	$= 88^{o}$	Einfallswinkel
Azimut	ϕ	$= -58.5^{o}$	
Polarisation	θ	$= -23.7^{o}$	

Fig. 13 Approximativer Wirkungsbereich des elektromagnetischen Impulses (EMP) bei einer Megatonnenexplosion in 100 bzw. 400 km Höhe.

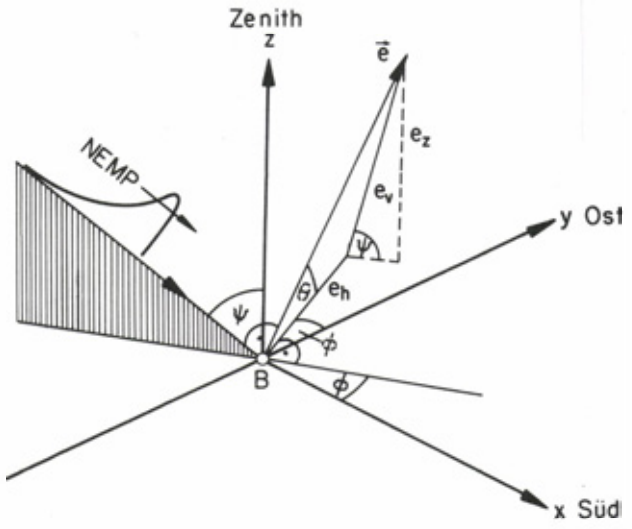


Fig. 14 Geometrische Verhältnisse zur Berechnung der Horizontal-(e_h) und Vertikalkomponente (e_v) des Einheitsvektors $\vec{e} = (e_x, e_y, e_z)$ des elektrischen Feldes.

B Beobachterstandort
Ψ Elevation, ϕ Azimut } der Einfallsrichtung des NEMP
θ Polarisationswinkel

Unter Beachtung der Richtung des Erdmagnetfeldes werden die Spitzenfeldstärken des NEMP auf dem Erdboden nicht überall gleich sein. Für nördliche Breiten zwischen 30^o bis 60^o ergeben sich Variationen, wie sie in Fig. 15 als charakteristische "Bananenform" graphisch zum Ausdruck kommen. Die Polarisation des NEMP von Explosionen in grosser Höhe wird in allen Fällen nur wenig von der Horizontalen abweichen.

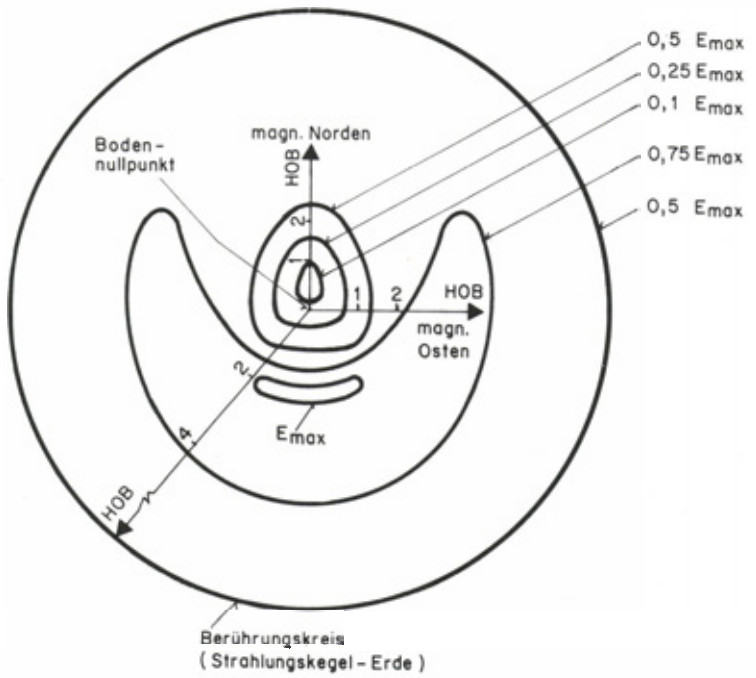


Fig. 15 Variation der Spitzenfeldstärke auf der Erdoberfläche bei Explosionshöhen zwischen 100 und 500 Kilometern und Explosionsnullpunkt zwischen 30^o und 60^o nördlicher Breite (gilt für Energieäquivalente von einigen 100 KT oder mehr).

Weil sich der NEMP mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzt, wird das durch die enorme Reichweite (Fig. 16) betroffene Gebiet praktisch gleichzeitig vom NEMP einer einzigen exoatmosphärischen Explosion beaufschlagt.

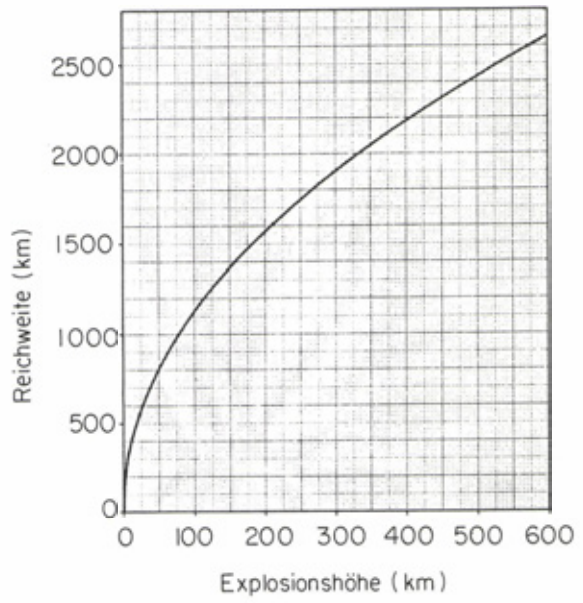


Fig. 16 Reichweite des NEMP von Megatonnen-Explosionen in grosser Höhe in Funktion der Explosionshöhe.

3. BERECHNUNGSMETHODEN FUER TRANSIENTE, ELEKTROMAGNETISCHE FELDER

3.1. ALLGEMEINES

In den späten Jahrzehnten des 19. und zu Beginn des 20. Jahrhunderts beschränkte sich die theoretische Erforschung der grundlegenden, elektromagnetischen Phänomene vorwiegend auf die Untersuchung eingeschwungener Wechselfelder /9,10/. Die Entwicklung von Nachrichten- und Radartechnik hat die Bedeutung dieser Betrachtungsweise bis über die Mitte dieses Jahrhunderts weiter vertieft. Erst in neuester Zeit haben die Wissenschafter im Zusammenhang mit dem Studium des nuklearen elektromagnetischen Impulses (NEMP) sowie von Blitzphänomenen ihre Aufmerksamkeit auch schnell veränderlichen (transienten) Feldern zugewendet.

Seit dem Teststopabkommen vom Jahre 1962 stehen bei der Erforschung des NEMP zwei Aspekte im Vordergrund: die NEMP-Simulation mit den entsprechenden Messungen einerseits, und Modellberechnungen anhand komplexer Computerprogramme andererseits. Sowohl für Simulationen als auch für Berechnungen ist das physikalische und mathematische Verständnis transienter, elektromagnetischer Felder unumgänglich.

Die Durchführung von Messungen erweist sich oft als schwierig, bei ausgedehnten Systemen, wie ganzen Uebermittlungsnetzen oder Kraftwerkkomplexen, sogar als unmöglich. Zudem werden die Messergebnisse durch reflektierte Signale an Boden und Wänden von Messkammern beeinflusst. Bei Aussenmessstrecken macht sich vor allem die Witterungsabhängigkeit störend bemerkbar.

Aus diesen Gründen ist es wünschenswert, experimentelle Untersuchungen zahlenmässig gering zu halten und zum Teil durch mathematische Berechnungsverfahren zu ersetzen. Dies erfordert von der Theorie die Bereitstellung von Berechnungsmethoden, die eine Beschreibung der Wechselwirkung der elektromagnetischen Wellen mit komplizierten Strukturen ermöglichen. Verfügt man über geeignete Rechenverfahren, denen eine möglichst exakte Nachbildung der betrachteten Originalstruktur zugrunde liegt, so lassen sich - im Gegensatz zum Experiment - Sensitivitätsanalysen und Optimierungsaufgaben einfach und schnell durchführen. Die enorme Entwicklung leistungsfähiger Grossrechnersysteme ermöglicht den Einsatz von Berechnungsmethoden, die infolge ihres hohen numerischen Aufwandes bisher nicht in Betracht gezogen werden konnten. Oft bleibt die Genauigkeit solcher Verfahren lediglich durch die Kapazität des Rechners begrenzt.

3.2. BERECHNUNGSVERFAHREN

Die mathematische Grundlage für das Studium von NEMP-Wechselwirkungen wie Ausbreitung, Einkopplung, Einstrahlung und Diffusion, bilden die Maxwell'schen Gleichungen (Fig. 17), die je nach Bedarf in Differential- oder Integralform behandelt werden können. Neben Anfangs- und Randbedingungen, die den zeitlichen und geometrischen Rahmen abstecken, sind physikalische Einschränkungen wie die Sommerfeld'sche Ausstrahlungsbedingung oder die Kantenbedingung einzuhalten, welche mathematische Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen unterdrücken, die physikalisch keinen Sinn ergeben.

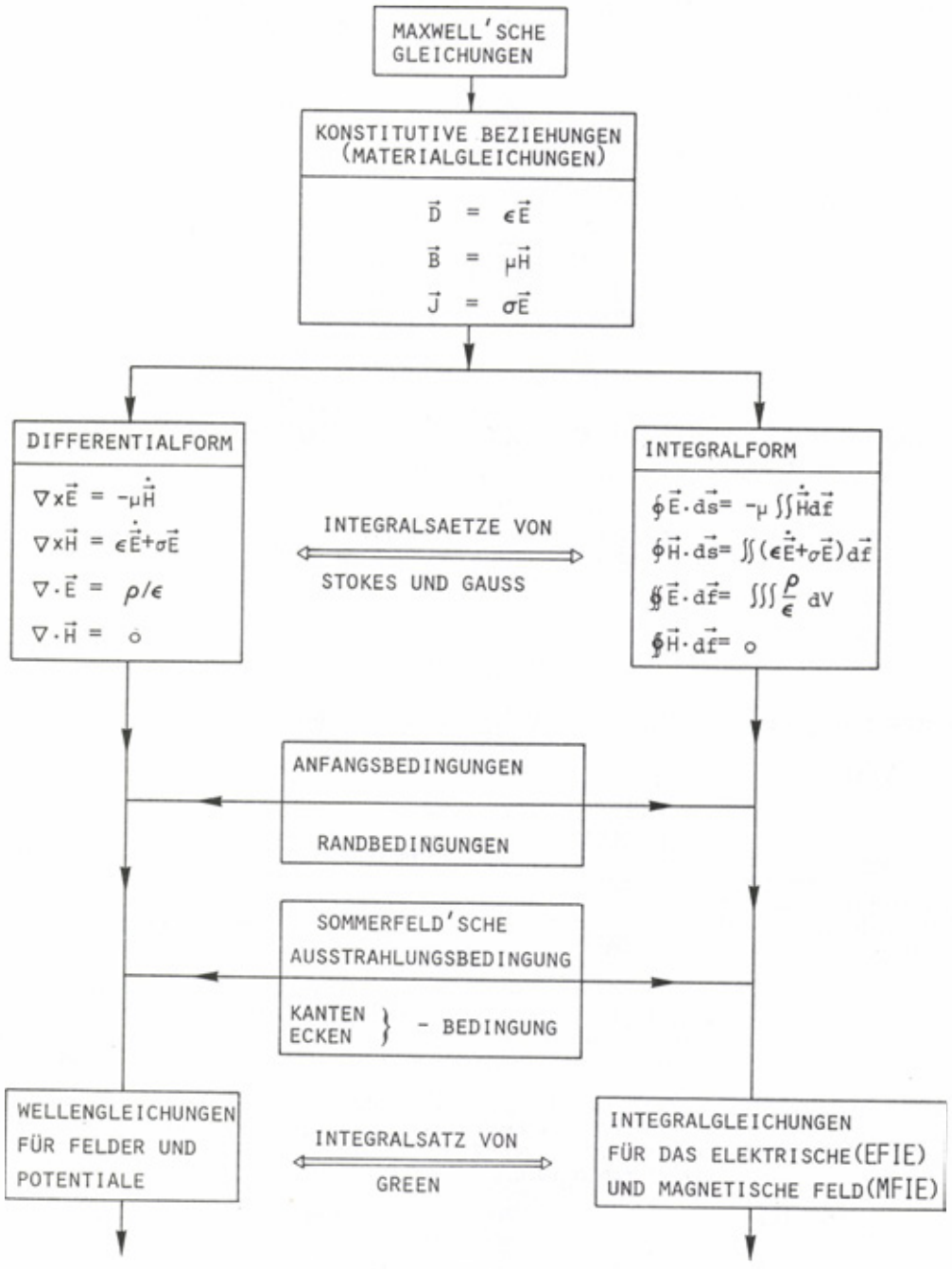


Fig. 17 Die Maxwell'schen Gleichungen und weitere einschränkende Bedingungen

Die Differentialform der Maxwell'schen Gleichungen findet Verwendung, wenn Wellenausbreitungen in homogenen Medien oder Ankopplungsprobleme betrachtet werden. Aus der Differentialform lässt sich die Helmholtz'sche Vektorwellengleichung herleiten, die sowohl für Felder als auch Potentiale Gültigkeit aufweist. Die Vektorwellengleichung stellt ein partielles Differentialgleichungssystem dar.

Die Integralform kommt vor allem bei Streuproblemen an leitenden Oberflächen wie Flugzeug- oder Fahrzeughüllen oder anderen Abschirmungen zum Tragen. Sie führt auf Integralgleichungen vom Fredholm'schen Typ, die im angelsächsischen Sprachgebrauch für elektrische Felder die Bezeichnung EFIE (Electric Field Integral Equation) und für Magnetfelder die Bezeichnung MFIE (Magnetic Field Integral Equation) tragen.

Für beide Darstellungen der Maxwell'schen Gleichungen stehen zwei Lösungswege offen - in Fig. 18 für die Differentialform aufgezeigt. Man formuliert die Maxwell'schen Gleichungen entweder im Zeitbereich oder im Frequenzbereich. Die Uebergänge vom einen in den andern Bereich werden durch die Laplace-Transformation bzw. durch die speziellere Fourier-Transformation und deren Inversionen gewährleistet. Beide Lösungsverfahren bieten Vor- aber auch Nachteile.

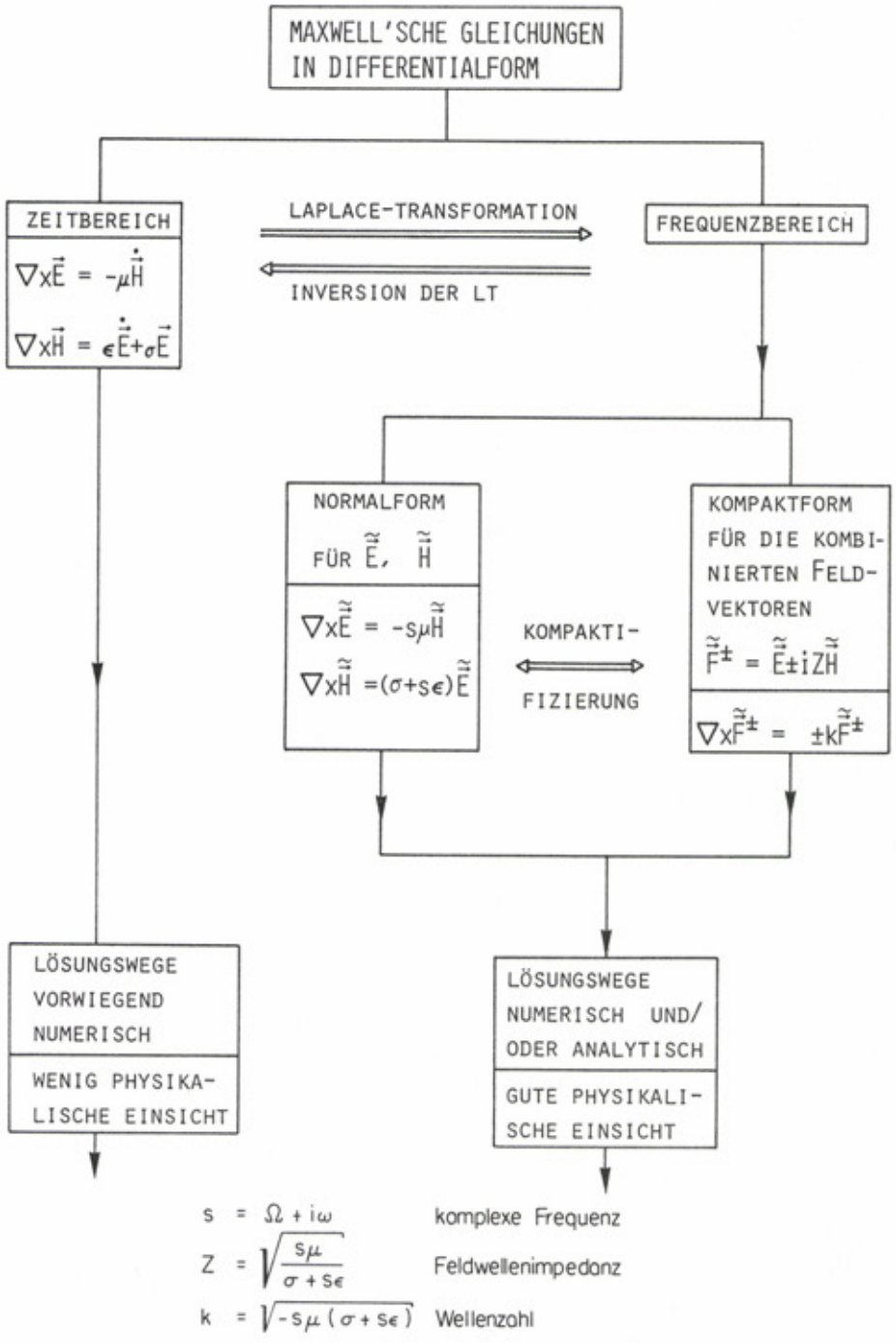


Fig. 18 Die Maxwell'schen Gleichungen im Zeit- und Frequenzbereich

Der direkte Lösungsweg im Zeitbereich steht im allgemeinen nur numerischen Methoden offen. Mit Hilfe von Grossrechnern können die Maxwell'schen Gleichungen, Materialgleichungen, Rand- und Anfangsbedingungen sowie Strahlungsquellen numerisch formuliert und gelöst werden. Die Differentialgleichungen werden dabei zu Differenzengleichungen diskretisiert. Obschon Methoden dieser Art wie "Finite Differenzen" oder auch "Finite Elemente" wenig grundlegende physikalische Einsichten gewähren, sind gewisse Vorteile unübersehbar. Sie erlauben die Berücksichtigung komplizierter geometrischer Strukturen sowie von Nichtlinearitäten in Materialbeziehungen und Randbedingungen. Nachteilig wirkt sich die Tatsache aus, dass frequenzabhängige Phänomene nur schwer und auf Umwegen berücksichtigt werden können. Zudem können numerische Instabilitäten - vor allem im Spätzeitverhalten - auftreten und ein grosser Aufwand an Speicher- und Rechenzeit wird benötigt.

Stehen leistungsfähige Rechenroutinen für die Laplace- bzw. die Fourier-Transformation /11/ sowie deren Inversionen zur Verfügung, so ist der Lösungsweg im Frequenzbereich im allgemeinen vorzuziehen. Er erlaubt die Anwendung numerischer und analytischer Methoden und liefert mit der Spektralanalyse ein gutes physikalisches Verständnis der natürlichen Resonanzen von Systemen. Die Frequenzabhängigkeit von Materialkennziffern kann zudem ohne weiteres berücksichtigt werden. Ferner besteht die Möglichkeit, die elektromagnetischen Feldvektoren zu neuen Vektoren zu kombinieren, deren Maxwell'sche Gleichungen (in Kompaktform /12/) mathematisch entkoppelt sind. Dieselbe Operation ist zwar auch im Zeitbereich möglich, erzeugt jedoch künstlich komplexe Feldgrössen. Einzig nichtlineare Materialbeziehungen können im Frequenzbereich nicht direkt bearbeitet werden.

Im komplexen Frequenzbereich (komplexe s-Ebene, $s = \Omega + i\omega$) bestehen - wie in Fig. 19 abgebildet - wiederum mehrere Lösungsmöglichkeiten, deren Wahl gewöhnlich von den Frequenzwerten in der komplexen s-Ebene abhängt. Massgebender Parameter für diese Wahl ist das Verhältnis der charakteristischen Systemdimension a zur charakteristischen Wellenlänge λ der einfallenden Welle. Ist dieser Quotient a/λ sehr klein, so wird die Wechselwirkung im Niederfrequenzbereich studiert. Die Lösung wird in Gestalt von Taylor-Reihen - in der Fachliteratur Rayleigh-Reihen /13,14/ genannt - für die komplexe Frequenz s in der Umgebung des Ursprungs s = 0 entwickelt.

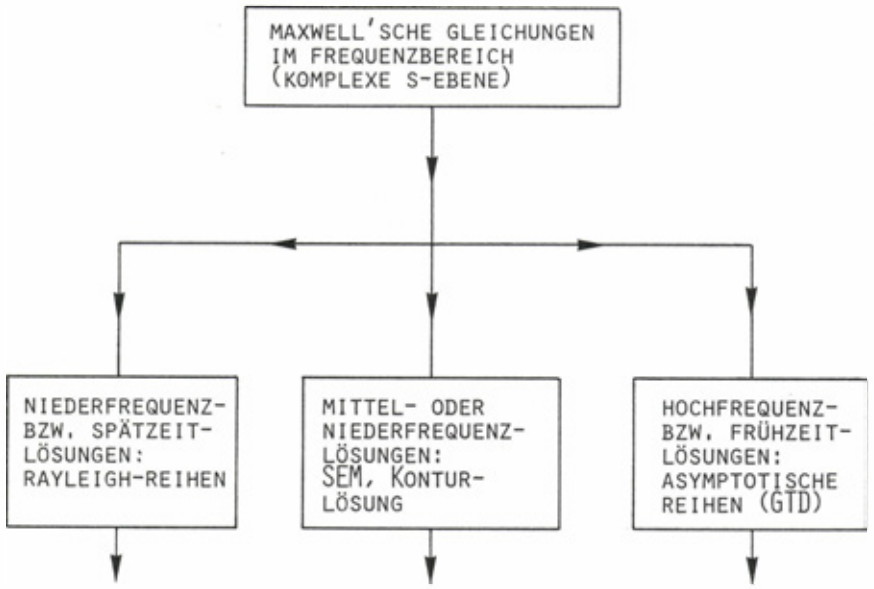


Fig. 19 Verschiedene Lösungsmethoden im Frequenzbereich

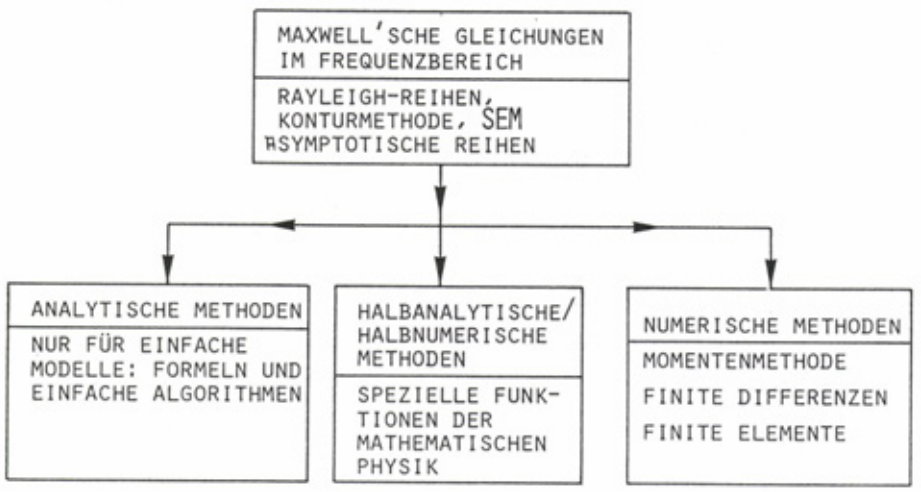


Fig. 20 Analytische und numerische Verfahren

Ist der Ausdruck a/λ nicht übermässig gross, so befindet man sich im Bereich der häufig verwendeten Mittel- und Niederfrequenzmethoden (Mittel- und Spätzeitmethoden), die sich vor allem für die Untersuchung breitbandiger Impulse wie NEMP-Wellen eignen. Im Vordergrund stehen zwei Lösungsverfahren : Die Berechnung der NEMP-Wechselwirkung entlang einer vertikalen Inversionskontur (Fig. 21) in der komplexen Frequenzebene oder der berühmten SEM (Singularity Expansion Method)/15,16/,die entsprechend dem Residuensatz der Funktionentheorie die Wechselwirkung nach Polen in der Frequenzebene entwickelt.

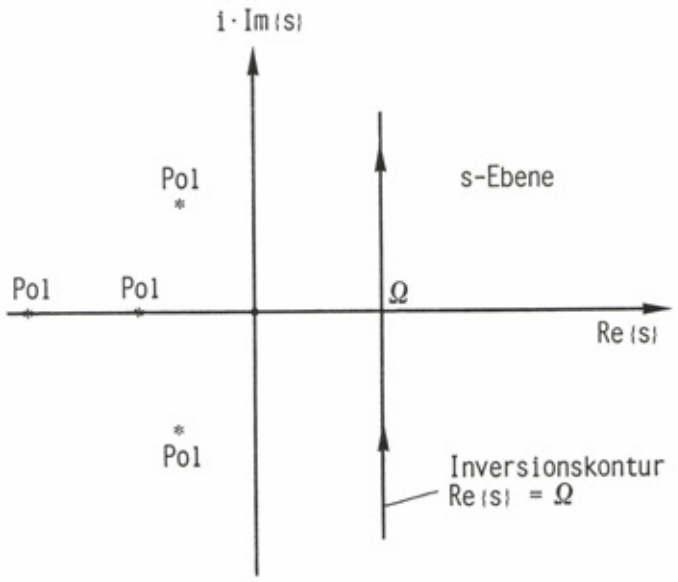


Fig. 21 Frequenzbereich mit Singularitäten und Inversionskontur

Für viele Interaktionsprobleme ist die Zahl der massgebenden SEM-Pole sehr gross /17/ und ihr Aufsuchen überdies mit mathematischen Schwierigkeiten verbunden. Daher bevorzugen die im FMB entwickelten Verfahren die Inversionskonturmethode.

Für grosse Verhältnisse a/λ sieht man sich gezwungen,zu Hochfrequenzverfahren - z.B. zur geometrischen Beugungstheorie (GTD = Geometric Theory of Diffraction)/18,19/- überzugehen. Solchen Verfahren liegen in der Regel für $s \to \infty$ asymptotische Entwicklungen in s (bzw. Potenzreihen in 1/s; Kline-Luneberg Entwicklungen)/20-22/ oder in der Wellenzahl k zugrunde. Als weitere Methoden sind Lösungen denkbar, die auf räumlichen Fourier-Transformationen basieren /23/,deren Spektralbereich mit dem Raum der Wellenzahlen identisch ist.

Der letzte Schritt in der Verfahrenskette besteht in der Wahl einer geeigneten Berechnungsmethode im komplexen Frequenzbereich (Fig. 20). Für einfache Probleme mit den entsprechenden einfachen mathematischen Modellen genügen - zumindest für Idealisierungen und Näherungen - analytische Verfahren, die auf einfachen Formeln oder übersichtlichen mathematischen Algorithmen gründen. Anspruchsvoller sind halbanalytische/halbnumerische Methoden, die im allgemeinen intensiven Gebrauch von speziellen Funktionen der mathematischen Physik wie Zylinderfunktionen (Bessel-, Neumann- und Hankelfunktionen), Kugelfunktionen (Legendrefunktionen) oder sphäroiden Wellenfunktionen machen. Am aufwendigsten bezüglich Speicher und Rechenzeit sind rein numerische Verfahren wie die Momentenmethode /24/ oder die Methoden der "Finiten Differenzen" bzw. der "Finiten Elemente". Innerhalb der in Fig. 20 angegebenen Verfahren existiert eine Vielzahl verschiedener physikalischer Methoden und mathematischer Modelle, deren häufigste hier kurz vermerkt werden:

1) Analogiemethoden wie die Leitungstheorie (TLM = Transmission-Line-Models) zur Berechnung von Strom- und Spannungsantworten in Kabeln, Mehrfachleitungen, Antennen oder allgemeineren Dünndrahtmodellen.

2) Analogiemethoden wie Netzwerktheorie - insbesondere im Niederfrequenzbereich - unter Verwendung der Kirchhoff'schen Gesetze.

3) Einführen fiktiver Quellen wie z.B. magnetische Ströme in Aperturen im Hinblick auf das Studium der Einstrahlung durch Schlitze und Löcher.

4) Formulieren der Maxwell'schen Gleichungen in passenden Koordinatensystemen und intensive Verwendung der speziellen Funktionen der mathematischen Physik zur Lösung der Wellengleichung. Für speziell gekrümmte Strukturen werden Kenntnisse der Differentialgeometrie notwendig /25/.

5) Ausnützen von geometrischen Symmetrien anhand gruppentheoretischer Methoden /26/.

3.3. DIE TOPOLOGISCHE ZERLEGUNG

Selbst mit den aufwendigsten Rechenmodellen kann die Beurteilung der NEMP-Gefährdung und NEMP-Empfindlichkeit grossräumiger und komplexer Objekte oder Anlagen heute nur näherungs- und schrittweise durchgeführt werden. Zur Erleichterung der Analyse schwer überblickbarer Systeme wurden neuartige Denkmodelle wie die elektromagnetische Topologie /27-30/ entwickelt. Diese Methode gliedert unübersichtliche Komplexe in Teilsysteme auf, deren Dämpfungsanforderungen sich klarer definieren und die sich somit besser analysieren lassen. Die konsequente Verfeinerung dieses Verfahrens führt bis hinunter zu den Bausteinen der NEMP-Wechselwirkung mit Systemen. Die charakteristischen Wechselwirkungselemente und ihre Funktionen beinhalten im wesentlichen (Fig. 22):

1) Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Medien wie Luft, Wasser oder Böden.

2) Einkopplung feldinduzierter Ströme und Spannungen sowie deren Ausbreitung entlang von Leitungen, Kabeln oder Antennen.

3) Feldeinstrahlung durch Aperturen wie Fenster, offene Türen oder Belüftungsöffnungen.

4) Diffusion der elektromagnetischen Felder durch metallische Abschirmungen.

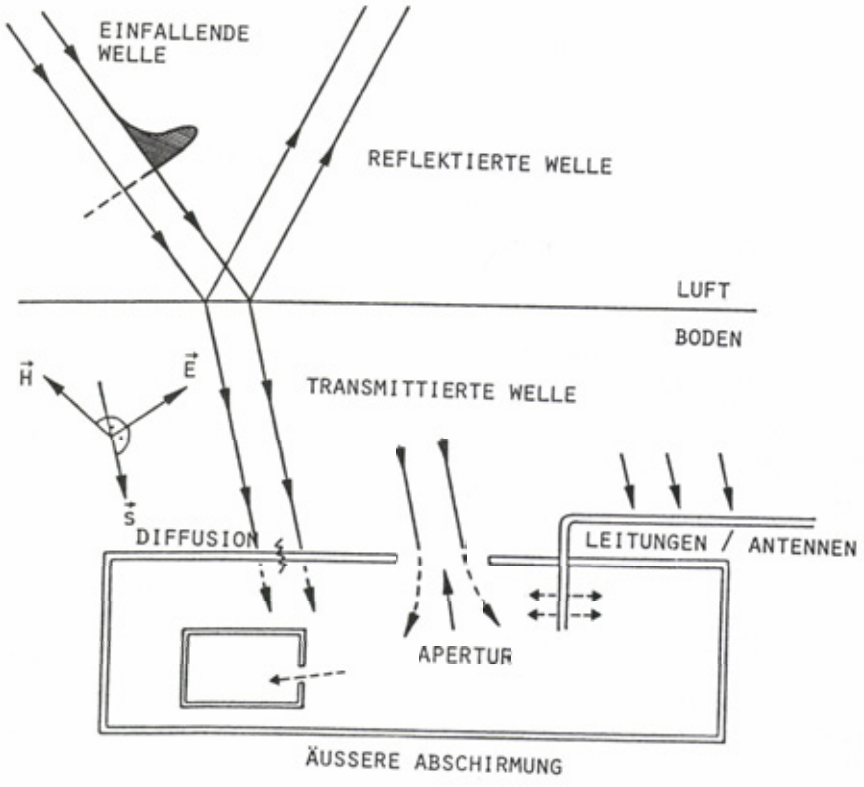


Fig. 22 Ausbreitungs- und Einkopplungselemente

Je nach Anordnung werden die genannten, elementaren NEMP-Wechselwirkungen sowohl parallel als auch in Serie zu Einkopplungspfaden zusammengeschaltet.

Die Analyse aller Einkopplungspfade eines Teilsystems führt zur Abschätzung von Feld, Strom- und Spannungsantworten eben dieses Teilsystems. Die Synthese aller Wechselwirkungen mit dem Teilsystem liefert die Beurteilung der Gesamtsystemantwort.

Die Anwendung theoretisch oder empirisch ermittelter Formeln oder numerischer Algorithmen zur Voraussage des elektromagnetischen Verhaltens von charakteristischen Elementen, Teilsystemen oder Gesamtsystemen beinhaltet stets einen bestimmten Grad von Ungewissheit. Mathematische Modelle von komplexen physikalischen Gebilden können selten alle Systemmerkmale in Betracht ziehen. Im Allgemeinen werden nur Systemeigenschaften berücksichtigt, die für die Prognose als wesentlich beurteilt werden. Streng betrachtet wird daher ein mathematisches Modell das entsprechende physikalische Systemverhalten nie exakt, sondern nur mit einem gewissen Grad an Genauigkeit voraussagen.

Von grosser Bedeutung ist daher die Fehlerabschätzung für die elementaren NEMP-Wechselwirkungen aufgrund experimenteller Erfahrungen oder theoretischer Ueberlegungen. Gelingt diese Fehlerabschätzung für die charakteristischen Elemente, so verbleibt die grundlegende Aufgabe, diese elementaren Fehler sauber zu kombinieren, so dass für Teil- und Gesamtsysteme Erwartungswerte für das Systemverhalten sowie die entsprechenden Variationsbreiten bzw. Vertrauensintervalle formuliert werden können /29/.

Verbindet man die topologische Zerlegung mit den geschilderten statistischen Begriffen, so lässt sich die NEMP-Wechselwirkung mit komplexen Objekten - ähnlich wie bei quantenmechanischen Verfahren - in der Sprache der Statistik und der Wahrscheinlichkeitstheorie voraussagen.

3.4. ELEMENTARE NEMP-WECHSELWIRKUNGEN

3.4.1. BERECHNUNGSGANG

Der bis heute im FMB eingeschlagene Weg zur Lösung elektromagnetischer Randwertaufgaben lässt sich anhand der Fig. 17-20 schrittweise verfolgen:

1) Ausgangspunkt der Berechnungen ist gewöhnlich die Differentialform der Maxwell'schen Gleichungen (Fig. 17).

2) Alle wesentlichen Gedanken werden im komplexen Frequenzbereich entweder in natürlicher oder kompakter Darstellung formuliert (Fig. 18).

3) Die Lösung wird entlang einer vertikalen Inversionskontur für den Nieder- und Mittelfrequenzbereich bzw. für das Mittel- und Spätzeitverhalten erarbeitet (Fig. 19,21).

4) Im allgemeinen werden Kombinationen von analytischen und numerischen Verfahren studiert (Fig. 20).

5) Die Rücktransformation vom Frequenzbereich in den Zeitbereich wird durch numerische Inversion der Fourier-Transformation vollzogen /11/.

3.4.2. INTERAKTIONSELEMENTE

Für Hochexplosionen (Planwellen) wird nun die NEMP-Wechselwirkung mit den wesentlichsten Elementen besprochen. Diese charakteristischen Elemente und die entsprechenden Wechselwirkungen beinhalten im wesentlichen (Fig. 22):

1) Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Medien wie Luft, Wasser oder Böden.

2) Einkopplung feldinduzierter Ströme und Spannungen sowie deren Ausbreitung entlang von Leitungen, Kabeln, Antennen oder Systemhüllen.

3) Feldeinstrahlung durch Aperturen wie Fenster, offene Türen und Belüftungsöffnungen oder Streuung an parallelen Drahtgittern.

4) Diffusion der elektromagnetischen Felder durch metallische Abschirmungen.

3.4.3. COMPUTERPROGRAMME

Zurzeit stehen im FMB für die Lösung der angesprochenen Wechselwirkungsprobleme die folgenden Rechenprogramme zur Verfügung:

PLAWAVE /31/ (Plane Waves)

PLASENS (Plane Wave Sensitivity Analysis)

zur Voraussage der NEMP-Wechselwirkung mit ebenen Mehrschichtstrukturen wie Böden oder Abschirmungen.

CYLWAVE (Cylindrical Waves)

CYLSENS (Cylindrical Wave Sensitivity Analysis)

zur Beurteilung der NEMP-Wechselwirkung mit kreiszylinderischen Mehrschichtstrukturen wie Kabel oder koaxiale Abschirmungen.

CABLE

zur Berechnung von NEMP-induzierten Strömen und Spannungen in Kabeln.

GRIDSCA (Grid Scattering)

für die Beurteilung der NEMP-Wechselwirkung (Reflexion und Abschirmung) mit parallelen Drahtgittern /32/.

KINGANT /33/

zur Berechnung NEMP-induzierter Ströme in Drahtantennen nach der Theorie von R.W.P. King /34,35/.

Die Programme PLAWAVE und PLASENS gründen - ebenso wie CYLWAVE, CYLSENS und CABLE - auf der vom Autor entwickelten allgemeinen elektromagnetischen Mehrschichttheorie /12/. Die Einsatzbereiche von PLAWAVE und PLASENS sind für Studien in den folgenden Spezialgebieten denkbar:

1) Abschätzung des Eindringens ebener, elektromagnetischer NEMP-Wellen in geschichtete Böden (Beispiel der Schichtung: Luft/Humus/Grundwasser/Fels).

2) Berechnung der Abschirmwirkung mehrschichtiger Metallabschirmungen (z.B.: Kombination aus gutleitendem Metall und hochpermeablem Eisen).

3) Berechnung der Abschirmwirkung der Sandwich-Bauweise Beton/Metall/Beton.

4) Behandlung von Kombinationen der drei oben genannten Anwendungen.

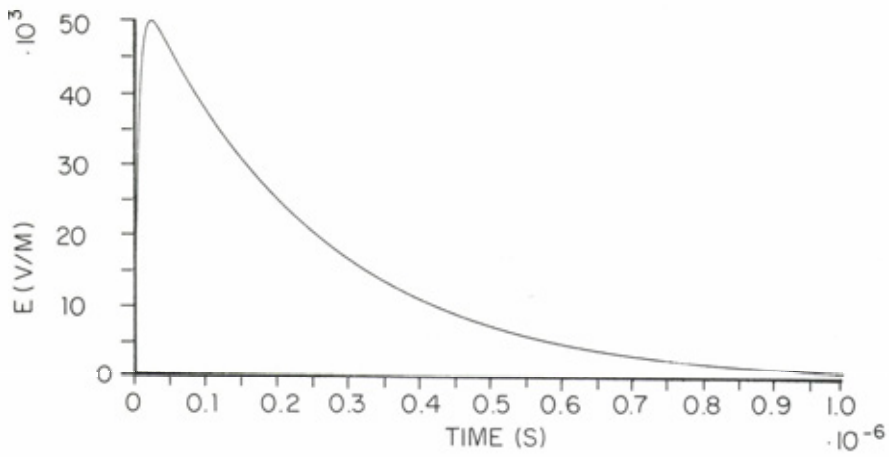
5) Mathematische Bearbeitung optischer Dünnfilmprobleme (Mehrfachfilm).

3.4.4. NEMP-PULS

Die Pulsform der einfallenden NEMP-Welle, die den nachfolgenden Berechnungen zugrunde liegt, wird als Doppelexponentialpuls formuliert (Fig. 23):

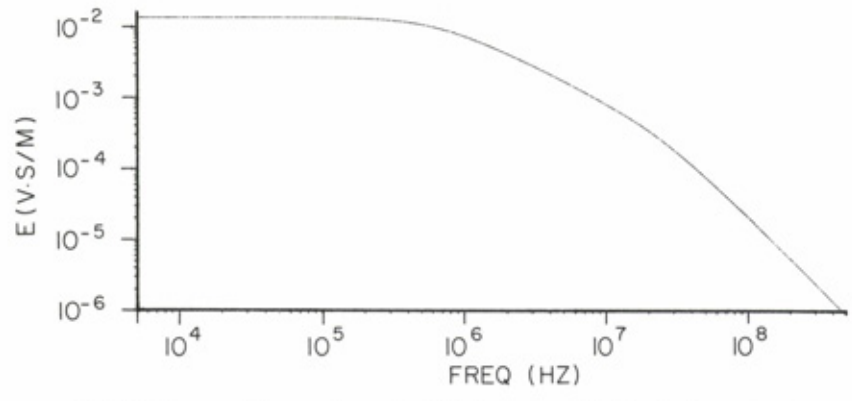
$$E(t) = E_0 \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

$$E_0 = 56{,}6 \text{ kV/m} \quad , \quad \alpha = 4{,}086 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}, \quad \beta = 1{,}565 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$



Zeitverlauf des einfallenden, elektrischen Feldes

$E(t) = E_0 \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$



Amplitudenspektrum des einfallenden, elektrischen Feldes $|\tilde{E}(s)|$

$$\tilde{E}(s) = E_0 \cdot \left(\frac{1}{s+\alpha} - \frac{1}{s+\beta}\right) \quad , \quad s = 2\pi i f$$

Fig. 23 Das einfallende (inzidente), elektrische Feld

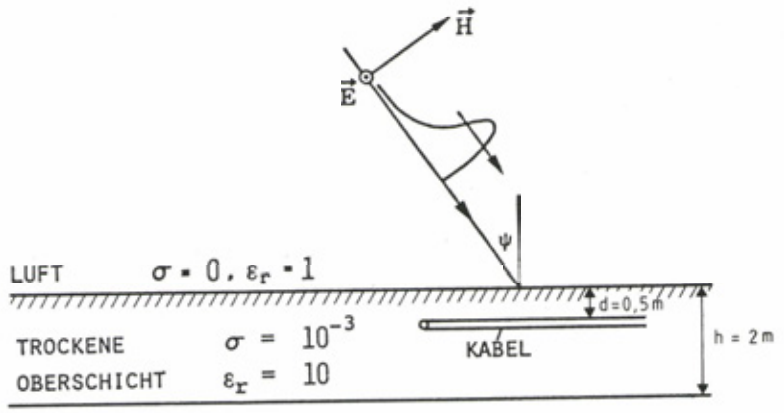
3.4.5. TRANSMISSION EINER NEMP-WELLE IN EINEN GESCHICHTETEN BODEN

Möchte man die NEMP-induzierten Ströme und Spannungen beurteilen, welche in vergrabenen Kabeln auftreten, so muss als Vorleistung das elektromagnetische Feld in der Tiefe des Kabels berechnet werden. Dabei sind die Reflexionen an allen Schichtgrenzen zu berücksichtigen. Das durch das Kabel reflektierte Feld darf vorderhand vernachlässigt werden.

Obschon bei strenger Betrachtung die Schichtbegrenzungen keine ebenen Flächen darstellen, wollen wir den Boden für die folgenden Anwendungen als zweischichtiges Modell mit einer trockenen Oberschicht und einem wassergesättigten Untergrund idealisieren.

Schichtung und Kabeltiefe des behandelten Beispiels werden in Fig. 24 dargestellt. Der Einfallswinkel ψ wird variiert und nimmt die Werte

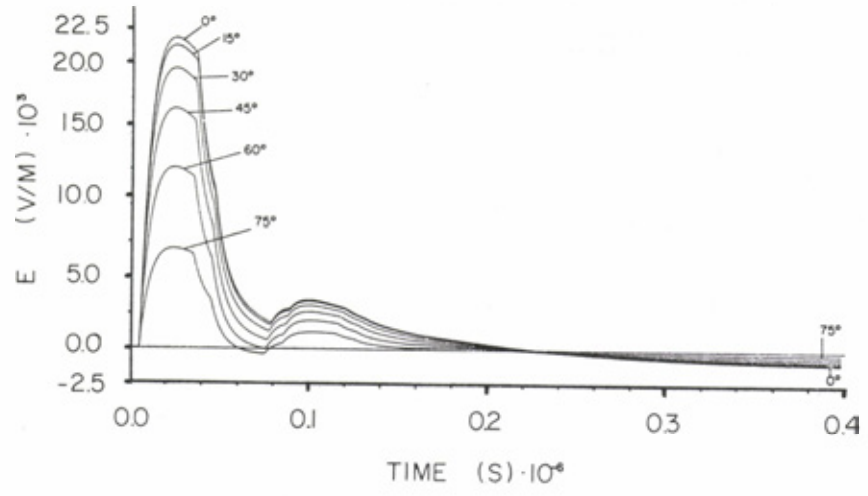
$$\psi = 0^o / 15^o / 30^o / 45^o / 60^o / 75^o \quad \text{an.}$$



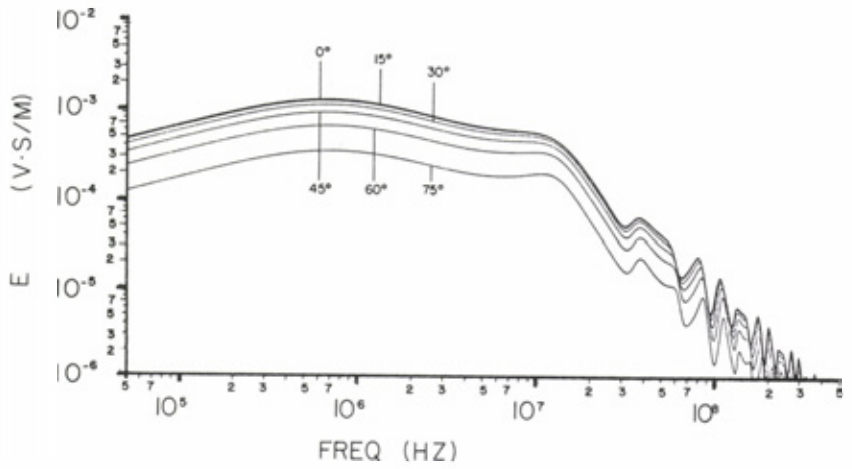
Kabeltiefe d = 0.5 m
Tiefe des Grundwasserspiegels h = 2 m
Leitfähigkeit σ (Sm^{-1})
Relative Permeabilität ϵ_r
Polarisation horizontal
Variation des Einfallswinkels:
$\psi = 0^o / 15^o / 30^o / 45^o / 60^o / 75^o$

Fig. 24 Darstellung der Schichtung

Das in Kabeltiefe bei horizontaler Polarisation (Elektrisches Feld parallel zur Erdoberfläche) resultierende elektrische Feld wird in Abhängigkeit des Einfallswinkels in Fig. 25 aufgezeichnet. In Fig. 26 findet man die Horizontalkomponente des entsprechenden Magnetfeldes. Die an den einzelnen Schichtgrenzen reflektierten Pulse sind sehr gut zu erkennen.

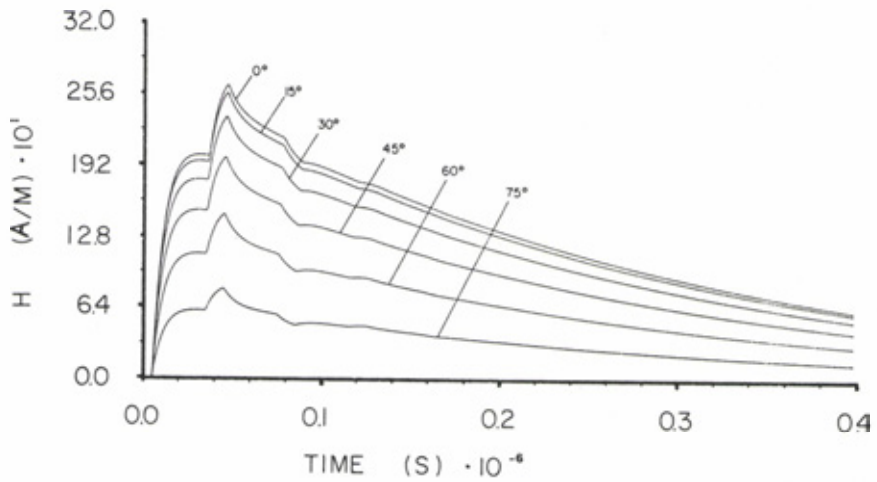


Zeitverlauf des elektrischen Feldes

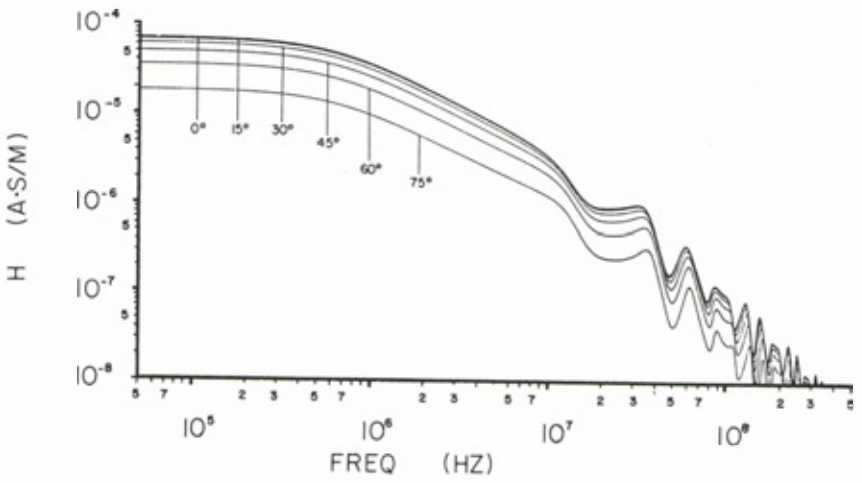


Amplitudenspektrum des elektrischen Feldes

Fig. 25 Einfluss des Einfallswinkels ψ auf das elektrische Feld in Kabeltiefe (d = 0.5 m) bei horizontaler Polarisation



Zeitverlauf des Magnetfeldes
(Horizontalkomponente)



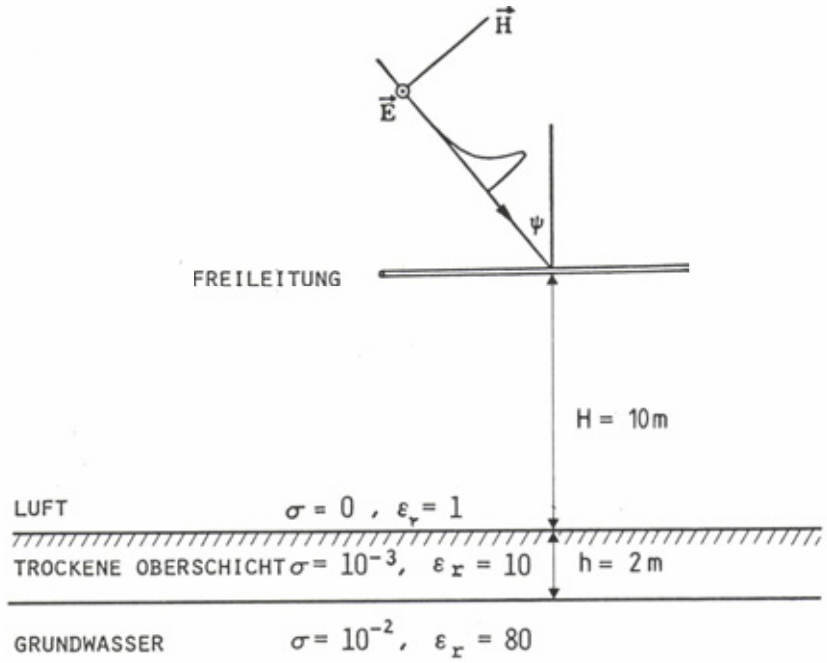
Amplitudenspektrum des Magnetfeldes
(Horizontalkomponente)

Fig. 26 Einfluss des Einfallswinkels ψ auf die Horizontalkomponente des Magnetfeldes in Kabeltiefe (d = 0.5 m) bei horizontaler Polarisation

3.4.6. REFLEXION EINER NEMP-WELLE AN ERDOBERFLAECHE UND GRUNDWASSERSPIEGEL

Möchte man die in Freileitungen NEMP-induzierten Ströme und Spannungen beurteilen, so muss vorerst das elektromagnetische Feld in Höhe der Freileitung berechnet werden. Dabei ist neben dem einfallenden Feld auch das am Boden reflektierte Feld zu berücksichtigen. Das an der Freileitung gestreute Feld darf vorderhand vernachlässigt werden.

Ausgehend von derselben Schichtung wie im vorangehenden Beispiel wird nachfolgend wiederum der Einfallswinkel ψ variiert.Schichtung und Freileitung sind in Fig. 27 illustriert.

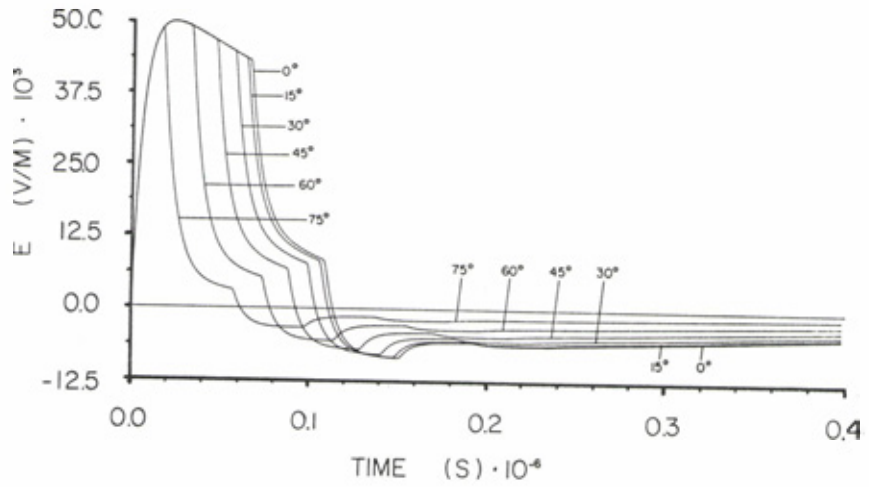


LEITUNGSHÖHE H = 10 m
GRUNDWASSERSPIEGEL h = 2 m
LEITFÄHIGKEIT σ (Sm^{-1})
RELATIVE PERMEABILITÄT ε_r
POLARISATION HORIZONTAL
VARIATION DES EINFALLSWINKELS:
$\psi = 0° / 15° / 30° / 45° / 60° / 75°$

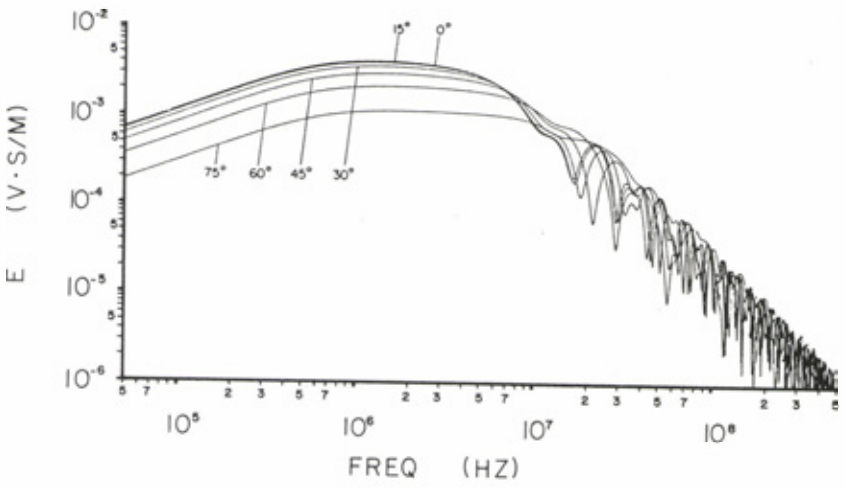
Fig. 27 Darstellung der Schichtung

Das in Höhe der Freileitung resultierende elektrische Feld ist in Fig. 28, das entsprechende Magnetfeld in Fig. 29 dargestellt. Der erste Knick bezeichnet die Ankunft der an der Erdoberfläche reflektierten Welle, der zweite Knick wird durch Reflexion am Grundwasserspiegel erzeugt.

Die beiden bisherigen Beispiele führen zur Erkenntnis, dass die elektromagnetische Beschaffenheit des Erdbodens sowohl für Transmissions- als auch für Reflexionsphänomene unbedingt in Betracht gezogen werden muss.

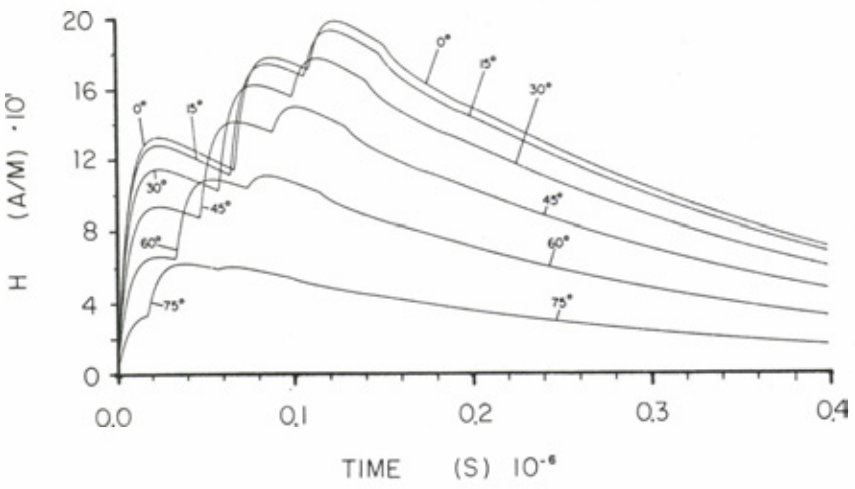


Zeitverlauf des elektrischen Feldes

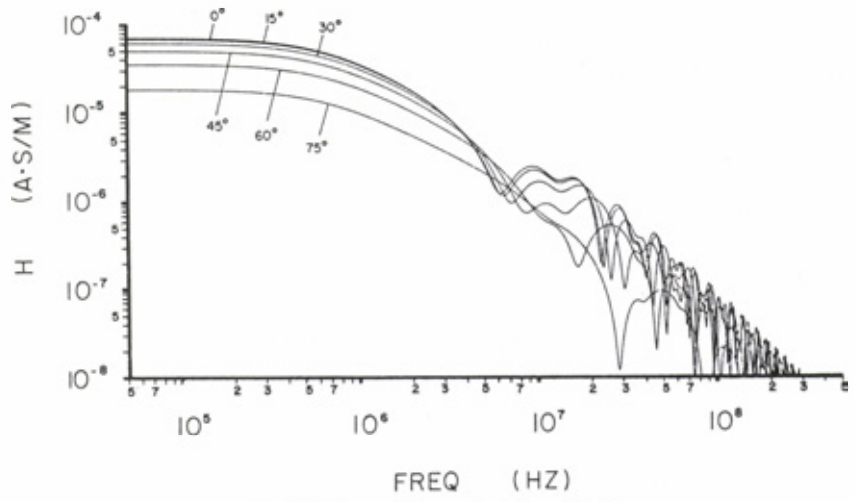


Amplitudenspektrum des elektrischen Feldes

Fig. 28 Einfluss des Einfallswinkels ψ auf das elektrische Feld in Leitungshöhe (H = 10 m) bei horizontaler Polarisation



Zeitverlauf des Magnetfeldes
(Horizontalkomponente)



Amplitudenspektrum des Magnetfeldes
(Horizontalkomponente)

Fig. 29 Einfluss des Einfallswinkels ψ auf die Horizontalkomponente des Magnetfeldes in Leitungshöhe (H = 10 m) bei horizontaler Polarisation

3.4.7. TRANSMISSION EINER NEMP-WELLE IN EINEN FELSSTOLLEN

Das Programm CYLSENS erlaubt die Berechnung des elektromagnetischen Feldes in einem Felsstollen unter mehreren Bodenschichten. Die unseren Berechnungen zugrunde liegende Konfiguration von Schichtung und Stollen ist in Fig. 30 dargestellt. Fig. 31 zeigt das axiale, elektrische Feld E_z in Abhängigkeit der Stollentiefe d.

Zur Zeit t = 0 trifft der Puls auf die Erdoberfläche und erreicht den Stollen je nach Tiefe zu verschiedenen Zeitpunkten. Aus den Resultatkurven lässt sich leicht ablesen, dass ein trockener Fels keine nennenswerte Abschirmung (in dB) darstellt.

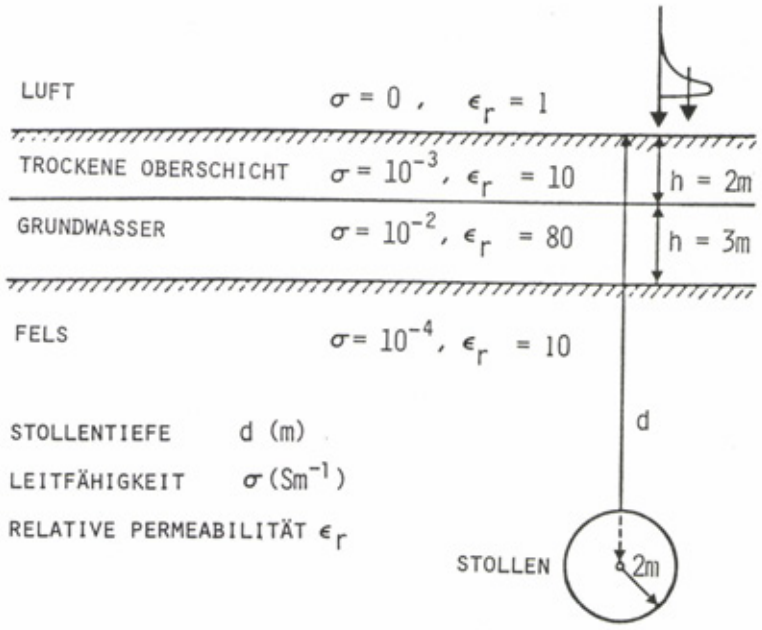


Fig. 30 Darstellung von Stollen und Schichtung

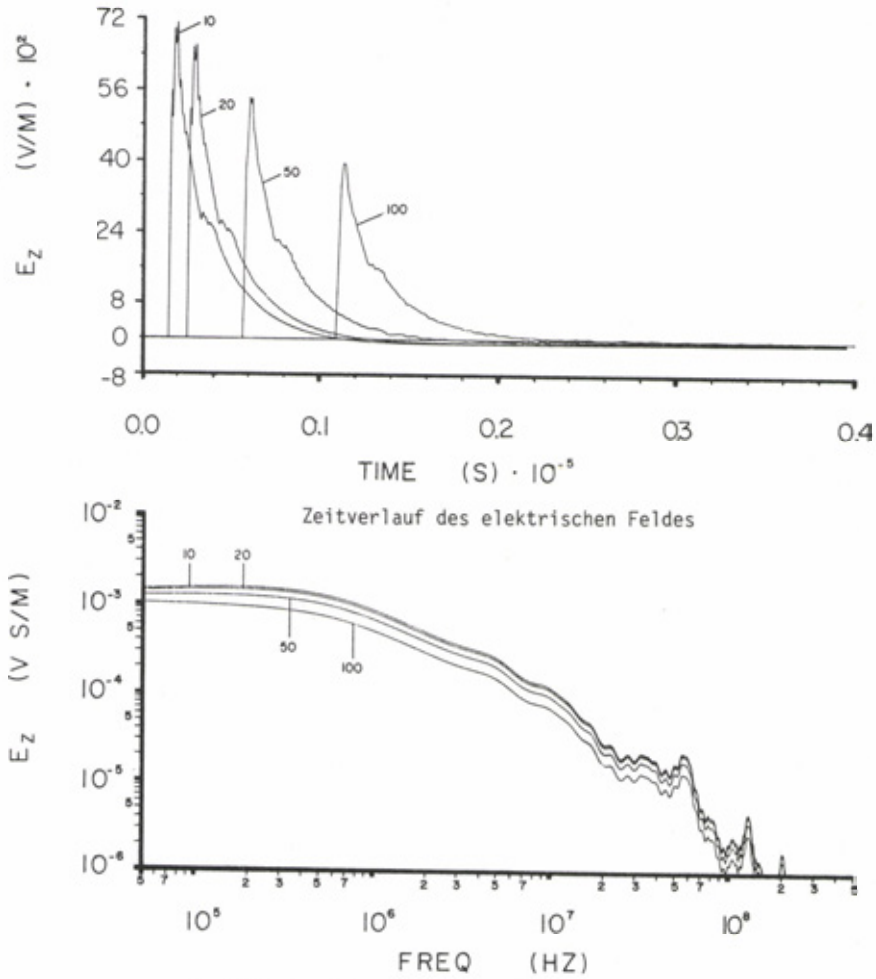
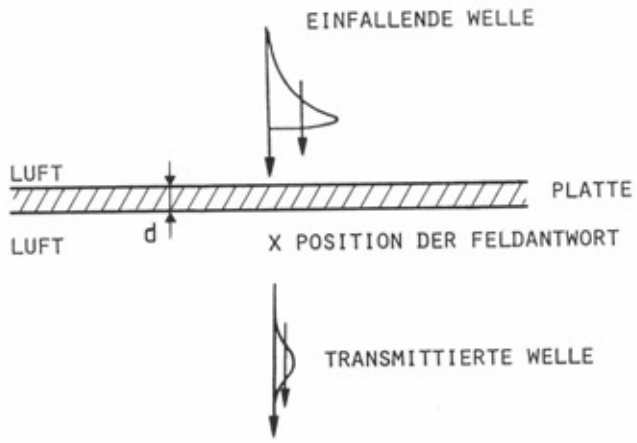


Fig. 31 Einfluss der Stollentiefe (m) auf das axiale, elektrische Feld in Stollenmitte (inzidentes, elektrisches Feld parallel zum Stollen)

3.4.8. PLANWELLENDAEMPFUNG DURCH METALLISCHE PLATTEN

Raumabschirmungen verhindern die schädliche Beeinflussung gefährdeter Objekte durch NEMP-Wirkungen innerhalb eines definierten Raumes. In diesem Abschnitt wird lediglich die Abschirmwirkung ebener, metallischer Platten gegenüber einer einfallenden NEMP-Welle betrachtet. Der abgeschirmte Bereich ist demnach mit dem unteren Halbraum identisch. Im folgenden Beispiel wird der Einfluss der Leitfähigkeit von Platten auf der abgeschirmten Seite untersucht. Die betrachteten Materialien werden auch in der Praxis häufig für Raumabschirmungen verwendet.

Die allgemeine Anordnung von Einfall und Schichtung findet man in Fig. 32, während Fig. 33 Zeitverlauf und Amplitudenspektrum des durch die Platte transmittierten, elektrischen Feldes zeigt.



EIGENSCHAFTEN DER PLATTE:

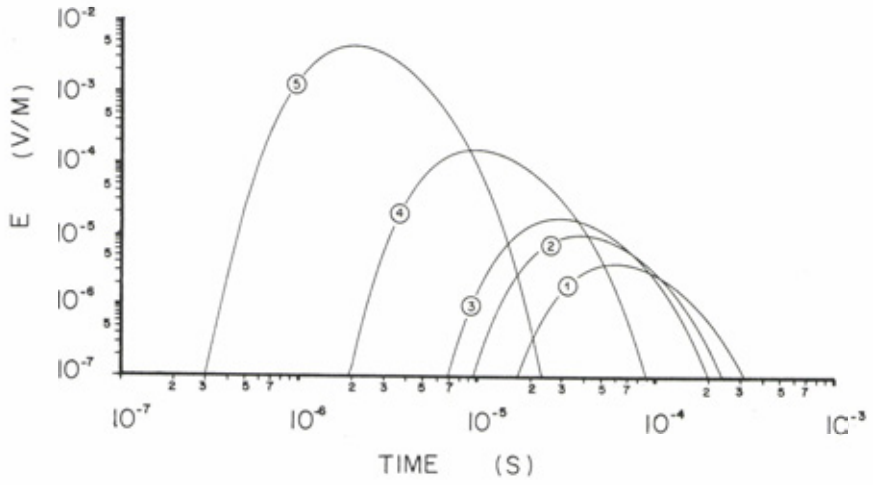
$d = 3mm,\ \epsilon_r = \mu_r = 1$

NR.	MATERIAL	σ(in 10^6 Sm^{-1})
1	KUPFER	57
2	ALUMINIUM	36
3	ANTICORODAL, NORMAL	27.4
4	STAHL 37-3	9.09
5	STAHL 4016	1.67

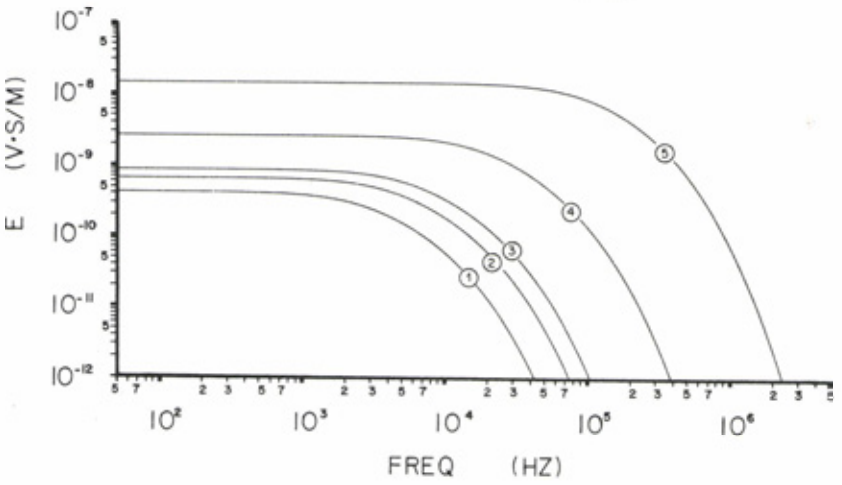
Fig. 32 Darstellung von Einfall und Schichtung

Mit zunehmender Leitfähigkeit des Metalls erhöht sich nicht nur die Abschirmwirkung, die Eintreffzeit des Pulses wird zusätzlich stark verzögert (Fig. 33). Die hochfrequenten Feldanteile werden wesentlich wirkungsvoller gedämpft als die niederfrequenten.

Die in der Figur dargestellten Resultate entsprechen dem Idealfall einer Planwellendämpfung. Sie dürfen nicht mit der von Kaden / 9 / behandelten quasi-stationären Dämpfung verwechselt werden. Bei strenger Betrachtung sollte die Theorie der Planwellendämpfung nur auf sehr dünne Metallfilme angewendet werden.



Zeitverlauf des elektrischen Feldes



Amplitudenspektrum des elektrischen Feldes

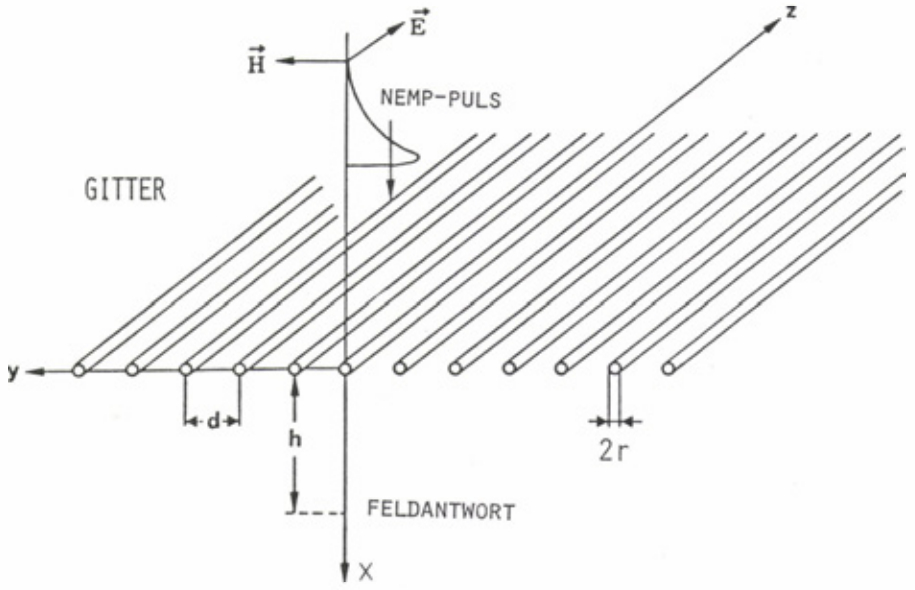
①	Kupfer	$\sigma = 57 \cdot 10^6\ Sm^{-1}$
②	Aluminium	$\sigma = 36 \cdot 10^6\ Sm^{-1}$
③	Anticorodal, normal	$\sigma = 27.4 \cdot 10^6\ Sm^{-1}$
④	Stahl 37-3	$\sigma = 9.09 \cdot 10^6\ Sm^{-1}$
⑤	Stahl 4016	$\sigma = 1.67 \cdot 10^6\ Sm^{-1}$

Fig. 33 Einfluss der Leitfähigkeit σ einer 3 mm dicken Platte auf das elektrische Feld auf der abgeschirmten Seite

3.4.9. ABSCHIRMWIRKUNG EINES PARALLELDRAHTGITTERS

Die von Wait /32/ entwickelte Verallgemeinerung der Ankopplungstheorie für den Einzeldraht führt zur Streutheorie elektromagnetischer Wellen am Paralleldrahtgitter. Entsprechend diesen Ueberlegungen hat der Verfasser das Computerprogramm GRIDSCA geschrieben, welches die Berechnung der Reflexion elektromagnetischer Wellen am Gitter bzw. der Transmission durch das Gitter ermöglicht.

Fig. 34 zeigt ein Kupfergitter ($\sigma = 57 \cdot 10^6\ Sm^{-1}$), dessen Drähte Radien von r = 1 mm aufweisen und dessen Abstände entsprechend d = 1 / 0.1 m variiert werden.



h TIEFE DER FELDANTWORT

d ABSTAND DER DRÄHTE

r DRAHTRADIUS

$\sigma = 57 \cdot 10^6\ Sm^{-1}$ (KUPFER)

POLARISATION: EINFALLENDES, ELEKTRISCHES FELD PARALLEL ZUM GITTER

Fig. 34 Abschirmwirkung eines Paralleldrahtgitters

Das einfallende, elektrische Feld verläuft parallel zum Gitter (Parallelpolarisation). Der Zeitverlauf des transmittierten, elektrischen Feldes in 1 m Abstand unter (hinter) dem Gitter ist in Fig. 35 und 36 abgebildet. Die in Fig. 35 bei einem Drahtabstand von d = 1 m erkennbaren Knicke im Zeitverlauf werden durch die unterschiedlichen Laufzeiten von den einzelnen Drähten bis zur Position der Feldantwort (Fig. 34) verursacht. Bei Drahtabständen von 0.1 m zeigt ein Vergleich zwischen der einfallenden Welle (Fig. 23) und der transmittierten Welle (Fig. 36), dass die Spitzenfeldstärke durch das Drahtgitter nur um eine Grössenordnung (~20dB) reduziert wird.

Ist das einfallende, elektrische Feld senkrecht zu den Gitterdrähten gerichtet (Normalpolarisation), so durchdringt der Puls das Gitter ungedämpft. Da die Polarisationsrichtung im allgemeinen nicht bekannt ist, kann nur ein Netz (Zwei senkrecht zueinanderstehende Paralleldrahtgitter) eine bestimmte Dämpfung gewährleisten. Es bleibt ungeklärt, ob zwecks Dämpfungsverbesserung die Gitter zu verbinden sind oder nicht.

Weitere numerische Experimente haben richtigerweise ergeben, dass die hochfrequenten Feldanteile im Gegensatz zu den niederfrequenten Anteilen kaum bis gar nicht (Licht) gedämpft werden. In diesem Sinne zeigen kompakte Metallfolien bzw. Metallplatten ein völlig anderes Planwellendämpfungsverhalten als Metallgitter und Netze.

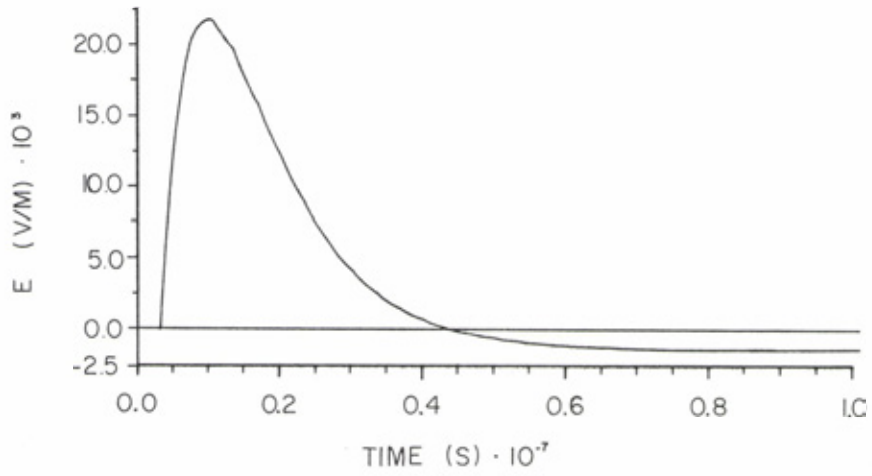


Fig. 35 Elektrisches NEMP-Feld auf der abgeschirmten Seite
d = 1 m, r = 1 mm, h = 1 m

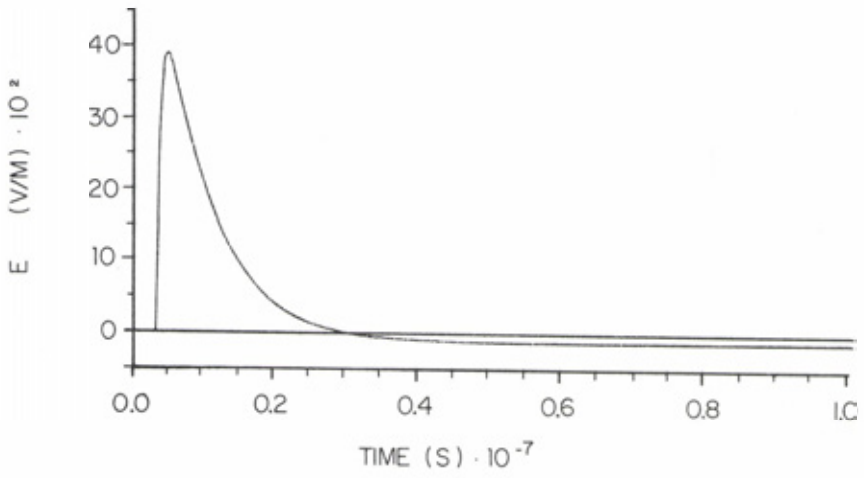


Fig. 36 Elektrisches NEMP-Feld auf der abgeschirmten Seite
d = 0.1 m, r = 1 mm, h = 1 m

3.4.10. NEMP-INDUZIERTER STROM AUF EINEM KABEL

Mit dem Computerprogramm CABLE lassen sich die durch den NEMP einer Hochexplosion verursachten Ströme und Spannungen in Kabeln in Abhängigkeit von Stossform, Kabelmaterial, Abschlussimpedanzen und auch den elektromagnetischen Kennziffern der Umgebung - sowohl im Zeit - als auch im Frequenzbereich - ermitteln. Erste Anwendungen des Programms CABLE werden im folgenden kurz besprochen. Die idealisierte Anordnung eines erdverlegten Kabels zwischen zwei Anlagen ist im Längsschnitt in Fig. 37 und im Querschnitt in Fig. 38 dargestellt.

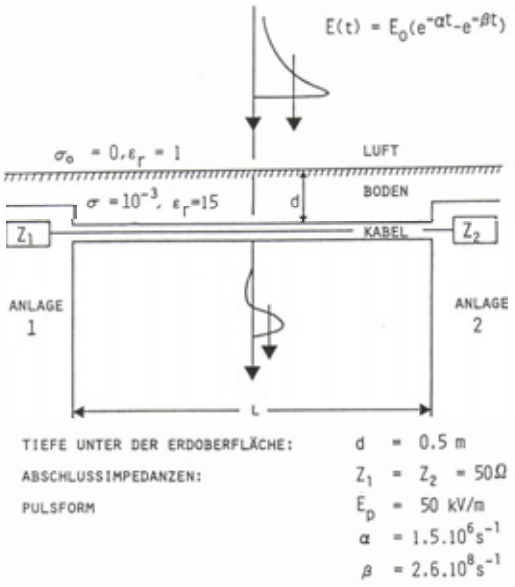
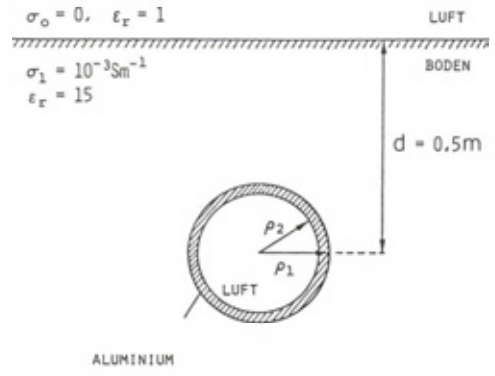


Fig. 37 Allgemeine Anordnung in Längsrichtung des Kabels



KABELMANTEL: AUSSENRADIUS: ρ_1 = 50 mm
INNENRADIUS: ρ_2 = 48 mm
ALUMINIUM: $\sigma = 3.7 \cdot 10^7$ Sm^{-1}
$\varepsilon_r = \mu_r = 1$

Fig. 38 Allgemeine Anordnung im Querschnitt

Der Zeitverlauf des auf den Aluminiummantel eingekoppelten Kabelstromes ist für einen Boden mit der Leitfähigkeit $\sigma = 10^{-3}$ Sm^{-1} und der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = 15$ in Fig. 39 aufgezeichnet. Die Stromantwort wird in der Mitte zwischen den beiden Anlagen berechnet. Das Strommaximum hängt stark vom umgebenden Boden ab und liegt für den in Fig. 37 angegebenen Puls in der Grössenordnung von einigen kA.

Numerische Experimente haben bestätigt, dass im Fall von Kabeln bzw. Leitungen eine "Sättigungslänge" existiert. Dies bedeutet, dass der Mantelstrom bei Längen jenseits dieser Sättigungslänge längenunabhängig bleibt. Die Sättigungslänge hängt stark von der Dämpfungswirkung des umliegenden Bodens ab.

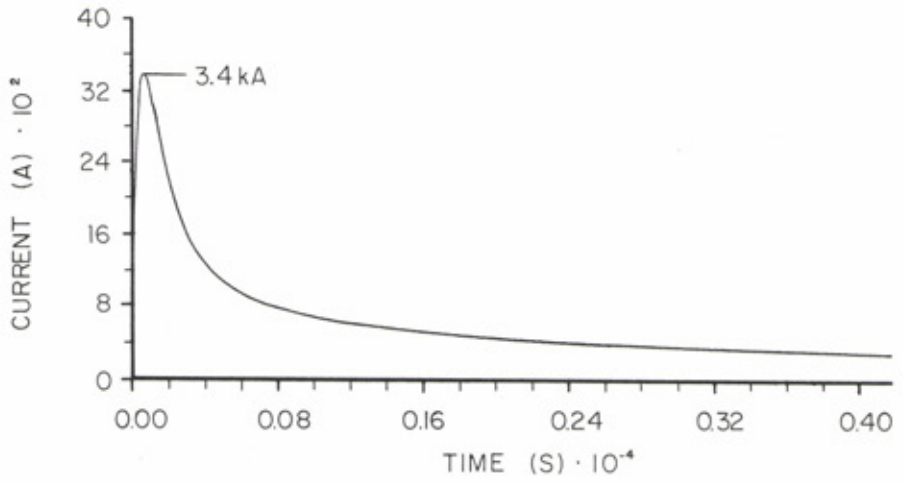


Fig. 39 Strom im Kabelmantel
Kabellänge $L \geqslant 10^4$ m, Position der Stromantwort z = L/2
Bodenleitfähigkeit $\sigma = 10^{-3}$ Sm^{-1}

3.4.11. NEMP-INDUZIERTER STROM AUF EINER DRAHTANTENNE

Unser letztes Wechselwirkungsproblem findet sich zum Teil auch in einem bereits erwähnten Beitrag des Autors /11/. Sowohl die nähere Beschreibung wie auch die Ausgangsdaten sind der Arbeit von Haynes und Wilkerson /36/ entnommen:

Doppelexponentialpuls der einfallenden NEMP-Welle:

$E(t) = E_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$

$E_0 = 31.5$ kV/m

$\alpha = 3.69 \cdot 10^6\ s^{-1}$

$\beta = 4.93 \cdot 10^8\ s^{-1}$

Einfall: Senkrecht zur Antenne (Fig. 40)

Polarisation: Elektrisches Feld parallel zur Antenne

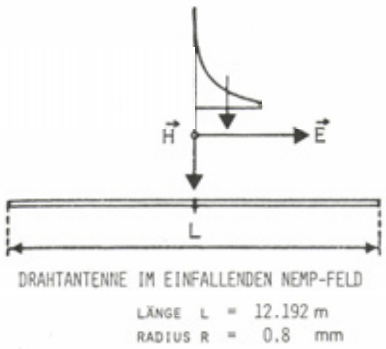
Antenne: Länge $l = 12.192$ m

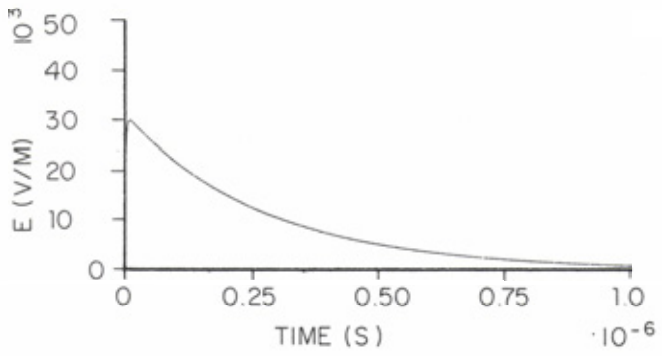
Radius $r = 0.8$ mm

Position der Stromantwort: Antennenmitte

Die Lösung dieses Einkopplungsproblems wird jedoch nicht aufgrund der Näherung in /36/ erarbeitet, sondern einerseits mit dem Programm CABLE, andererseits zwecks Vergleich mit dem Programm KINGANT /33/ entsprechend der verbesserten Antennentheorie von King /34,35/.

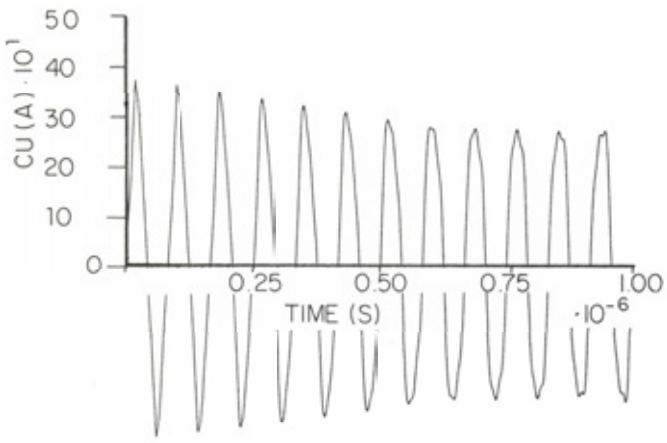
In Fig. 40 ist der anhand der Antennentheorie berechnete Strom abgebildet. Kabeltheorie und Antennentheorie haben in der Modellberechnung eine ausgezeichnete Uebereinstimmung gezeigt, was die Gültigkeit beider Modelle bestätigt.



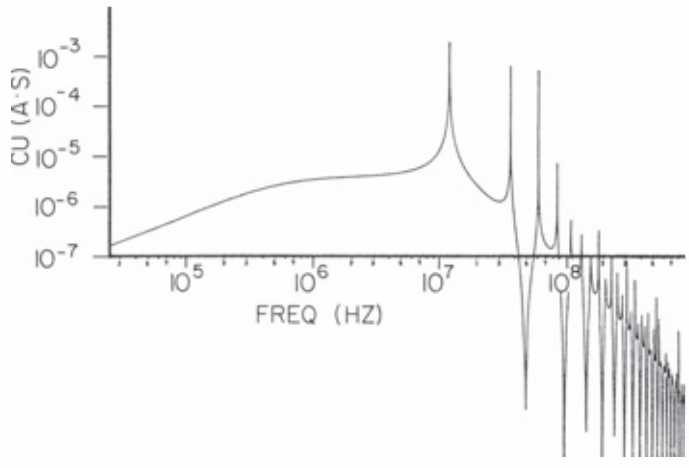


Zeitverlauf der einfallenden NEMP-Welle

Fig. 40 Polarisation und Pulsform der einfallenden NEMP-Welle



Zeitverlauf des Antennen-Stromes



Amplitudenspektrum des Antennen-Stromes

Fig. 41 Stromantwort in Antennenmitte nach der Theorie von R.W.P. King (KINGANT)

3.5. SCHLUSSBEMERKUNGEN

Die vorgestellten NEMP-Wechselwirkungen erweitern das Bedrohungsbild ganz erheblich, indem neben dem einfallenden Impuls nun auch Reflexionen an Böden oder Transmissionen durch geschichtete Böden bis in Stollen beschrieben werden können.

Es besteht die Absicht, die elementaren Wechselwirkungen zu komplizierteren zusammenzusetzen, um die NEMP-Einkopplung in Anlagen und Systemen abzuschätzen und damit den Schutztechniker in die Lage zu versetzen, die entsprechenden Massnahmen zu treffen.

LITERATURVERZEICHNIS

/1/ C.L. Longmire:
The History and Physics of EMP, Referat am NEM'84 Juli 1984, Baltimore (USA)

/2/ M.J. Viscuso, S. Geller, M. Wilkinson:
Shot Priscilla: A Test of the Plumbbob Series, JRB Ass., 1981

/3/ J. Gut:
Einführung in die Grundlagen des NEMP-Phänomens, Elektrotechnik Nr. 9/1983, pp 99-106

/4/ Publikationsliste des Forschungsinstituts für militärische Bautechnik (FMB), Zürich, 1984

/5/ C.L. Longmire:
On the Electromagnetic Pulse Produced by Nuclear Explosions, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, February 1978

/6/ K. Appert:
Der elektromagnetische Impuls von Nuklearexplosionen in grosser Höhe, FMB 73-6, mit Supplement FMB 76-17

/7/ S. Glasstone, P.J. Dolan:
The Effects of Nuclear Weapons, DOE & DOD, USA 1977 (Auszug über den NEMP in deutscher Fassung im Bericht FMB 82-8)

/8/ W. Blumer
Einfalls- und Polarisationsrichtung des NEMP einer exoatmosphärischen Explosion, FMB 84-4, Zürich, Aug. 1984

/9/ H. Kaden:
Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik, 2. Auflage, Springer Verlag, 1959

/10/ R.F. Harrington:
Time Harmonic Electromagnetic Fields, Mc Graw Hill, New York, 1961

/11/ W. Blumer, G. Klaus:
FORTRAN-5-Unterprogramme für die numerische Fourier-Transformation von kausalen Zeitfunktionen, FMB 83-5, Zürich, Juli 1983

/12/ W. Blumer:
NEMP-Wechselwirkung mit Mehrschichtstrukturen, FMB 84-1, Zürich, März 1984

/13/ Lord Rayleigh:
On the Incidence of Aerial and Electric Waves upon Small Obstacles in the Form of Ellipsoids or Elliptic Cylinders, and On the Passage of Electric Waves through a Circular Aperture in a Conducting Screen, Philos. Mag. 44, 1897, pp 28-52

/14/ R.E. Kleinman:
Low Frequency Electromagnetic Scattering, in "Electromagnetic Scattering", P.L.E. Uslenghi ed., Academic Press, New York, 1978, pp 1-28

/15/ C.E. Baum:
On the Singularity Expansion Method for the Solution of Electromagnetic Interaction Problems, IN 88, Dec. 1971

/16/ C.E. Baum:
The Singularity Expansion Method, in "Transient Electromagnetic Fields", L.B. Felsen ed., Springer Verlag; Berlin, Heidelberg, New York, 1975, pp 123-179

/17/ R.J. Lytle, D.L. Lager:
Using the Natural-Frequency Concept in Remote Probing of the Earth, Radio Science, Vol. 11, No. 3.,March 1976, pp 199-209

/18/ R.J. Kouyoumjian:
The Geometrical Theory of Diffraction and its Application, in "Numerical and Asymptotic Techniques in Electromagnetics", ed. by R. Mittra, Springer Verlag, 1975, pp 165-215

/19/ R.C. Hansen (ed):
Geometric Theory of Diffraction, IEEE Press, New York, 1981

/20/ R.K. Luneberg:
Mathematical Theory of Optics, University of California Press, Berkeley,1964

/21/ M. Kline:
In "The Theory of Electromagnetic Waves", Interscience Publishers Inc., New York,1951, pp 225-262

/22/ M. Kline, I. Kay:
Electromagnetic Theory and Geometrical Optics, Interscience Publisher Inc., New York, 1965

/23/ P.C. Clemmow:
The Plane Wave Spectrum Representation of Electromagnetic Fields, Pergamon Press, Oxford, 1966

/24/ R.F. Harrington:
Field Computation by Moment Methods, Mc Millan Comp., New York, 1968

/25/ L. Lewin, D.C. Chang, E.F. Kuester:
Electromagnetic Waves and Curved Structures, Peter Peregrinus Ltd., IEE, 1977

/26/ Ch. Hafner, R. Ballisti, P. Leuchtmann:
Gruppentheoretische Ausnützung von Symmetrien, Teil 1,2, Scientia Electrica, Vol. 27, No. 3, 4, 1981

/27/ C.E. Baum:
"How to Think about EMP Interaction", Proc. 1974 Spring FULMEN Meeting, AFWL, KAFB, April 1974

/28/ F.M. Tesche:
Topological Concepts for Internal EMP Interaction, IEEE Trans. on EMC, Vol. EMC-20, No. 1, Feb. 1978

/29/ K.S.H. Lee (ed.):
EMP- Interaction, Principles, Techniques and Reference Data, AFWL-TR-80-402, 1981

/30/ C.E. Baum:
Electromagnetic Topology: A Formal Approach to the Analysis and Design of Complex Electronic Systems, Proc. EMC-1981, Zurich, March 1981

/31/ W. Blumer:
PLAWAVE Programmbeschreibung, FMB 83-6, Zürich, Juli 1983

/32/ J.R. Wait:
Reflection at Arbitrary Incidence from a Parallel Wire Grid, Appl.Sci.Res. 34, 1954, pp393-400

/33/ W. Blumer:
KINGANT, Programm zur Berechnung von NEMP-induzierten Strömen auf einer Drahtantenne (nach der Theorie von R.W.P. King /34,35/), unveröffentlicht, Zürich, Mai 1983

/34/ R.W.P. King:
Current Distribution in Arbitrarily Oriented Receiving and Scattering Antenna, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-20, No. 2, March 1972, pp 152-159

/35/ R.W.P. King:
Cylindrical Antennas and Arrays, in "Antenna Theory, Part I" ed. by R.E. Collin and F.J. Zucker, Mc Graw Hill Book Comp., New York, 1969, Chapter 9, pp 352-378

/36/ W.H. Haynes and C.L. Wilkerson:
Investigation of a Dipole Model for Transient Analysis of Electromagnetic Field Coupling into Long Cables, IEEE Trans. on Electromagn. Compat., Vol. EMC-12, No. 3, August 1970, pp 112-117