

Diplomarbeit

zum Erwerb des akademischen Grades eines Diplomingenieurs der
Angewandten Geowissenschaften und Geophysik

eingereicht am

Department Angewandte Geowissenschaften und Geophysik
Lehrstuhl Geophysik

von

Günter Schlögel

betreut von

Hon. Prof. Dr. rer. nat. habil. Jürgen Schön
Department Angewandte Geowissenschaften und Geophysik
Lehrstuhl Geophysik
Montanuniversität Leoben

Ing. Rainer Morawetz
Joanneum Research Leoben

Leoben, Juni 2007

Danksagung

Ich möchte mich bei Herrn Hon. Prof. Dr. rer. nat. habil. Jürgen Schön für die fachkundige Betreuung, die nützlichen Tipps und die freundliche Unterstützung während dieser Arbeit bedanken.

Bedanken möchte ich mich auch bei Ing. Rainer Morawetz, für seine kompetenten Erklärungen sowie die vielen lehrreichen Stunden im Feld und im Büro bei der Bewältigung zahlreicher Probleme.

Weiters möchte ich mich beim Joanneum Research Leoben für die zur Verfügung Stellung der Messgeräte und des Arbeitsplatzes bedanken, sowie bei allen anderen Mitarbeitern die mich mit ihrem Rat und ihrer Hilfe unterstützten.

Meiner Mutter und Großmutter danke ich für ihre jahrelange Unterstützung während meines Studiums, sowie ihren Glauben an mich, ohne den ich wohl nie soweit gekommen wäre.

Ich versichere eidesstattlich,
die vorliegende Arbeit selbstständig
unter Verwendung der angegebenen Literatur
verfasst zu haben.

Günter Schlögel

Leoben, Juni 2007

**Modellierung und Lokalisierung kleinräumiger
Einlagerungen (Kriegsrelikte) im Untergrund mit
Georadar**

Diplomarbeit

Günter Schlögel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Ausbreitung elektromagnetischer Wellen	4
2.1	Grundlagen	4
2.1.1	Maxwell Gleichungen	4
2.1.2	Telegraphengleichung	6
2.2	Petrophysikalische Parameter	9
2.2.1	Die Dielektrizitätszahl ϵ	9
2.2.2	Die elektrische Leitfähigkeit σ	11
2.3	Reflexion und Transmission an Grenzflächen	12
2.4	Auflösungsvermögen	13
3	Prinzip des Georadars	15
3.1	Messprinzip	15
3.2	Radargleichung	16
3.3	Geschwindigkeitsbestimmung und Tiefenabschätzung	17
4	Datenmodellierung	20
4.1	Experimentelle Ausgangsdaten	20
4.1.1	Eigenschaften der Komponenten	20
4.1.2	Hauptinflussgrößen auf die Dielektrizitätszahl	21
4.2	Modell – Übersicht	23
4.3	Modellrechnungen	26
4.3.1	Ergebnisse der Berechnungen	27

4.4	Erstellen der synthetischen Radargramme	31
4.4.1	GPRSIM	31
4.4.2	Modellraum und Radargramme	31
5	Messdaten	41
5.1	Ausgangslage und Aufgabenstellung	41
5.2	Messgebiet	41
5.3	Messung und Processing	42
5.4	Interpretation der Daten	44
5.4.1	Messfeld	44
5.4.2	Blindgänger	50
6	Zusammenfassung	55
7	Literaturverzeichnis	56
	Anhang A	58
A 1	Homogener Untergrund	58
A 2	Geschichteter Untergrund	63

Zusammenfassung

Um kleinräumige Einlagerungen, insbesondere Blindgänger und Minen, im Untergrund aufzufinden, wird immer wieder auf Messungen mit Georadar zurückgegriffen. Speziell im Bereich der Lokalisierung von Fliegerbomben können, anders als im Bereich der Minensuche, kaum wissenschaftliche Berichte gefunden werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde deshalb der Schwerpunkt auf den Bereich der Bombensuche gelegt. Zu diesem Zweck wurde zu Beginn der Arbeit der Einfluss der Parameter des umgebenden Gesteins Porosität, Wassersättigung und Tongehalt auf den Verlauf der Dielektrizitätszahl untersucht und berechnet.

Anschließend wurden diese Daten dazu verwendet um die Eigenschaften des geologischen Modells für die Simulation zu bilden. Diese synthetischen Radargramme sind mit dem Programm GPRSIM erstellt worden. Bei der Modellierung wurde ein Störkörper, mit den Abmessungen einer 250 kg schweren Fliegerbombe, in den verschiedensten Winkellagen im Modell platziert. Es wurden synthetische Radargramme für die jeweiligen Winkellagen bei einem homogenen und einem geschichteten mit kleineren Störkörpern versehenen Untergrund durchgeführt. Es zeigte sich eine große Abhängigkeit der Amplitudenstärke des Empfangsignals von dem Einfallswinkel des Störkörpers.

Abschließend wurden Messungen mit verschiedenen Frequenzen auf einer Verdachtsfläche durchgeführt und zusätzlich eine Bombe vergraben um diese Daten mit der Modellierung vergleichen zu können. Hier konnte jedoch kein befriedigendes Ergebnis festgestellt werden, da der Störkörper keineswegs so eindeutig lokalisiert werden konnte wie in der Modellierung.

Abstract

In order to find small – scale inclusions, in particular aircraft bombs and mines in the underground, GPR measurements are used more and more. Especially in the range of the localization of bombs, different from mine search, hardly any scientific reports can be found.

In the context of this diploma thesis was attached importance to the localisation of bombs. For this purpose the effect of changing the parameters of the host sediments porosity, water saturation and clay content on the permittivity was determined and calculated.

Subsequently this data was used to form the properties of the geological model for the simulations. The resultant synthetic radargrams were provided with the simulation software GPRSIM. The dimension of the buried object in the model corresponds in shape and size a 250 kg bomb from the Second World War. The modelling was done for different angles of incidence.

Furthermore it was differentiated between a homogeneous subsurface and a layered subsurface with some other small compounds in addition. Analysing this synthetic data showed a great dependence of the amplitude versus the angle of incidence of the object.

Finally over a suspicion surface measurements were accomplished with different frequencies. Additional a bomb was buried in the subsurface to be able to compare this data with the synthetic radargrams. When the two data sets were matched with each other the result was not satisfying because the object could not be located as clear as in the modelling.

Kapitel 1

Einleitung

Das Georadar (auch Ground Penetrating Radar (GPR) genannt) ist eine geophysikalische Messmethode, mit der der oberflächennahe Bereich des Untergrundes erkundet wird. Von einer Sendeantenne wird ein hochfrequenter elektromagnetischer Impuls mit einer Hauptfrequenz und einer Frequenzbandbreite ausgesendet. Aufgrund der kleinen Wellenlänge ergibt sich eine besonders hohe räumliche Auflösung. Trifft das Signal auf eine Grenzfläche mit unterschiedlichen elektrischen Eigenschaften, wird ein Teil reflektiert und der andere transmittiert. Das reflektierte Signal wird von der Empfängerantenne aufgezeichnet und das Ergebnis wird als Radarscan oder Radargram bezeichnet. Hier wird die Amplitude gegenüber der Signallaufzeit dargestellt.

Bei dem Auffinden kleinräumige Einlagerungen, insbesondere Blindgänger und Minen, im Untergrund, wird sehr häufig Georadar verwendet. Jedoch kann man für die Lokalisierung von Fliegerbomben, anders als im Bereich der Minensuche, kaum wissenschaftliche Berichte finden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde deshalb der Schwerpunkt auf den Bereich der Bombensuche gelegt. Am Beginn dieser Arbeit wurden Berechnungen in Bezug auf die Zusammensetzung des Untergrundes vorgenommen. Zu diesem Zweck wurde der Einfluss der Parameter des umgebenden Gesteins Porosität, Wassersättigung und Tongehalt auf den Verlauf der Dielektrizitätszahl bestimmt.

Diese Daten bildeten im Anschluss die Basis, um die Eigenschaften des geologischen Modells für die Simulation zu bilden. Die synthetischen Radargramme wurden für eine Mittelfrequenz von 400 MHz mit dem Programm GPRSIM erstellt. Bei der Modellierung wurde ein Störkörper, mit den Abmessungen einer 250 kg schweren Fliegerbombe, in den verschiedensten Winkellagen im Modell platziert. Die synthetischen Radargramme für einen homogenen und einem geschichteten mit kleineren Störkörpern versehenen Untergrund durchgeführt. Dabei wurde der Störkörper jeweils um 5 Grad geneigt und eine mögliche Veränderung des Amplitudenverlaufes beobachtet.

Abschließend wurden Messungen mit verschiedenen Frequenzen (100, 200 und 400 MHz) auf einer Verdachtsfläche durchgeführt. Zusätzlich wurde eine Bombe vergraben und die gewonnenen Daten sollten mit denen der Modellierung verglichen werden.

Kapitel 2

Ausbreitung elektromagnetischer Wellen

2.1 Grundlagen

2.1.1 Maxwell Gleichungen

Alle elektromagnetischen Phänomene lassen sich durch die Maxwell Gleichungen beschreiben (Tipler, 1994):

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} q \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Es bedeuten:

\mathbf{B} – magnetische Induktion [Vs/m^2]

\mathbf{E} – elektrische Feldstärke [V/m]

q – Ladungsdichte [As/m^3]

ϵ_0 – elektrische Feldkonstante [$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$]

μ_0 – magnetische Feldkonstante im Vakuum [$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$]

\mathbf{j} – Stromdichte [A/m^2]

t – Zeit

Die Gleichung (2.1) beschreibt die Quellenfreiheit des magnetischen Feldes. Das heißt, dass alle magnetischen Linien geschlossen sind und somit keine magnetischen Monopole existieren. Die Gleichung (2.2) wird als Gaußsches Gesetz bezeichnet. Dies beschreibt den

Zusammenhang zwischen elektrischen Ladungen und elektrischen Feldern. Die Ladungen sind die Quellen des elektrischen Feldes; von ihnen gehen die elektrischen Feldlinien aus. Das Induktionsgesetz oder Faradaysche Gesetz, Gleichung (2.3), zeigt, dass ein zeitlich variables Magnetfeld ein elektrisches Ringfeld induziert. Die letzte Gleichung (2.4) wird als Durchflutungs- oder Ampèresches Gesetz bezeichnet. Sie besagt, dass zeitlich variable elektrische Felder oder bewegte Ladungen ein Magnetfeld erzeugen können (Otten, 1998). Die Maxwell'schen Gleichungen sind in Abbildung 2.1 veranschaulicht.

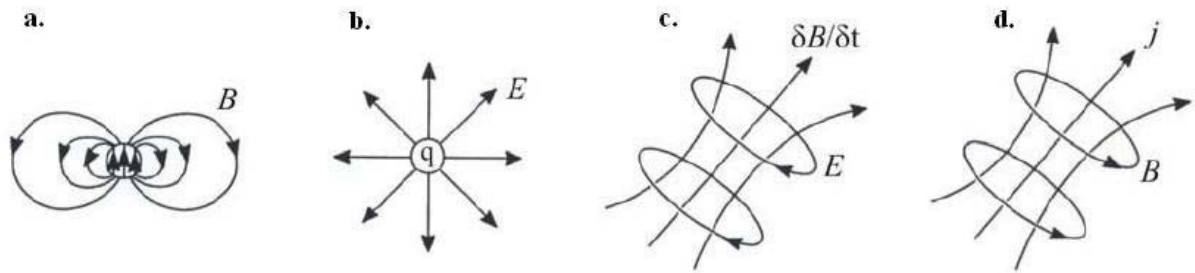


Abbildung 2.1: (a) Quellenfreiheit von Magnetfeldern, (b) Gaußsches Gesetz, (c) Induktionsgesetz, (d) Ampèresches Gesetz (nach Knödel et al., 1997)

Um die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Dielektrikum beschreiben zu können, werden zusätzlich drei Gleichungen benötigt:

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \mathbf{E} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \cdot \mu \cdot \mathbf{H} \quad (2.7)$$

Es bedeuten:

σ – elektrische Leitfähigkeit [A/Vm]

ε – relative Dielektrizitätszahl

μ – relative magnetische Permeabilität

\mathbf{D} – dielektrische Verschiebung [As/m²]

\mathbf{H} – magnetische Feldstärke [A/m]

2.1.2 Telegraphengleichung

Unter der Annahme eines stückweise homogenen Mediums lassen sich die Maxwell'schen Gleichungen (Gleichungen (2.1) bis (2.7)) in die so genannte Telegraphengleichung umwandeln.

Für die magnetische Feldstärke erhält man:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.8)$$

Für die elektrische Feldstärke erhält man:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.9)$$

Mit diesen Gleichungen werden die räumlichen Veränderungen (linke Seite) mit den zeitlichen Veränderungen (rechte Seite) verknüpft. Mathematisch wird die Ausbreitung einer gedämpften elektromagnetischen Welle beschrieben (Knödel et al., 1997).

Um diese Differentialgleichung zu lösen, nimmt man den Lösungsansatz einer harmonischen Welle:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) \cdot e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.10)$$

Durch das Einführen einer komplexen Wellenzahl k

$$k^2 = \mu\epsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega \quad (2.11)$$

erhält man eine von der Zeit unabhängige Differentialgleichung für \mathbf{E} bzw. \mathbf{H} :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (2.12)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (2.13)$$

Für die Wellenzahl von Gleichung (2.11) gilt die allgemeine Beziehung

$$k = \beta - i\alpha \quad (2.14)$$

Und somit lässt sich der Real- und Imaginärteil wie folgt ausdrücken:

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} + 1} \quad (2.15)$$

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} - 1} \quad (2.16)$$

Durch Einsetzen dieses Ergebnisses in die Lösung der Wellengleichung erhält man für \mathbf{E} bzw. \mathbf{H} :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{-\alpha z} \cdot e^{i(\omega t - \beta \cdot z)} \quad , \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 e^{-\alpha z} \cdot e^{i(\omega t - \beta \cdot z)} \quad (2.17)$$

Das bedeutet, dass eine elektromagnetische Welle in einem leitenden Medium um den Faktor

$$D = e^{-\alpha z} \quad (2.18)$$

gedämpft wird (Fruhvirth et al., 1995).

Dieser Faktor $e^{-\alpha z}$ beschreibt die Amplitudenabnahme des Wellenfeldes mit zunehmender Tiefe und wird vom Imaginärteil der Wellenzahl k (2.15) bestimmt. α wird daher auch als Dämpfungskonstante bezeichnet. Da die Wellenzahl bei auftretender Leitfähigkeit komplex wird, kann diese als eigentliche Ursache für die Dämpfung angeführt werden.

Der Qualitätsfaktor Q wird oft für die Beschreibung der Dämpfung herangezogen. Dieser Wert zeigt, nach wie vielen Perioden die Amplitude der gedämpften Schwingung auf den $e^{-\pi}$ -ten Teil ($\sim 4\%$) ihres Anfangswertes abgefallen ist. Weiters ist Q ein Maß für das Verhältnis zwischen Energiespeicherung und Dämpfung:

$$Q = \left| \frac{\text{Verschiebungsströme}}{\text{Leitungsströme}} \right| = \left| \frac{i\omega\epsilon\mathbf{E}}{\sigma\mathbf{E}} \right| = \frac{\omega\epsilon}{\sigma} \quad (2.19)$$

In der Literatur wird die Dämpfung oft in Dezibel angegeben. Dabei wird die elektrische Feldstärke $E(z)$ in der Entfernung z mit E_0 bei $z = 0$ ins Verhältnis gesetzt und ergibt :

$$10 \log_{10} \frac{|E_0|^2}{|E(z)|^2} = 20 \log_{10} \frac{E_0}{E_0 e^{-\alpha z}} = 20 \log_{10} e^{(\alpha z)} \approx 8,868 \alpha z \quad [dB] \quad (2.20)$$

(Alteköster, 2004)

In Abbildung 2.2 wird die Abhängigkeit der Dämpfung gegenüber der Frequenz bei verschiedenen Leitfähigkeiten für ein Material mit $\epsilon = 4$ gezeigt. Bis zu einer Frequenz von ungefähr 100 MHz bleibt der Wert der Dämpfung nahezu konstant für verschiedene Leitfähigkeiten. Ab 100 MHz zeigt sich ein sehr schneller Anstieg aufgrund der Wasserrelaxation, welche bei ungefähr 10 GHz einsetzt (Davis und Annan, 1989)

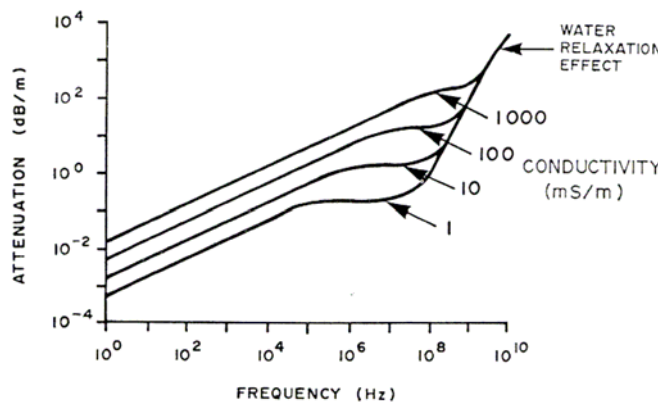


Abb. 2.2: Zusammenhang zwischen Dämpfung und Frequenz für verschiedene Leitfähigkeiten (Davis und Annan, 1989)

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle wird durch den Realteil der Wellenzahl k (2.16) beschrieben. β wird daher auch als Ausbreitungskoeffizient beschrieben. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit lässt sich wie folgt berechnen:

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\frac{2}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} + 1}} \tag{2.21}$$

Aus diesen Ergebnissen kann man die Schlussfolgerung ziehen, dass der Wellencharakter der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen mit dem Verschiebungsstrom zusammenhängt und die Dämpfung von der elektrischen Leitfähigkeit bestimmt wird (Alteköster, 2004).

Wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit aber nicht nur von der Dielektrizitätszahl sondern auch von der elektrischen Leitfähigkeit und der Frequenz abhängig. Es ist zu erkennen, dass die Geschwindigkeit im Messbereich des Georadars von 10 bis 1000 MHz großteils konstant bleibt und der Effekt der Wasserrelaxation erst bei höheren Frequenzen auftritt (Davis und Annan, 1989).

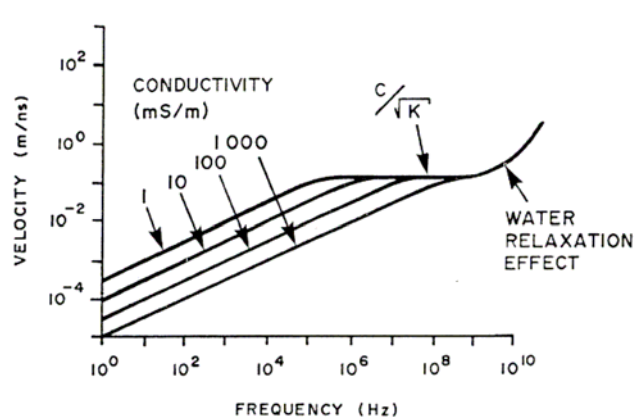


Abb. 2.3: Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Frequenz für verschiedene Leitfähigkeiten (Davis und Annan, 1989)

2.2 Petrophysikalische Parameter

Bei Radarmessungen wird ein hochfrequentes elektromagnetisches Signal (10 – 1000 MHz) ausgesendet. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Welle ist abhängig von den elektrischen Eigenschaften des Untergrundes in diesem Frequenzbereich (Davis und Annan, 1989)

2.2.1 Die Dielektrizitätszahl ϵ

Wird an einem Körper ein elektrisches Feld angelegt, so werden die beweglichen elektrischen Ladungen getrennt und bauen ein Feld auf, das dem äußeren entgegenwirkt. Diese Ladungsverschiebung wird Polarisation genannt und speichert die Energie, die nach dem Aufheben des äußeren Feldes als Stromfluss frei wird.

Folgende Arten der Polarisation können unterschieden werden:

- **Elektronenpolarisation**

Diese Art der Polarisation tritt in allen Materialien auf. Dabei wird die Elektronenhülle des Atoms deformiert und eine Seite wird etwas negativer geladen als normal. Die Elektronenpolarisation kann einem Wechselfeld bis zu Frequenzen von 10^{15} Hz folgen und spielt somit keine Rolle im Frequenzbereich des Bodenradars.

- **Ionenpolarisation**

Dieser Typ der Polarisation tritt nur in Ionenkristallen auf. Durch ein externes Feld werden die Ladungsschwerpunkte innerhalb des Moleküls verschoben. Die Stärke der Polarisation ist abhängig von der Gitterstruktur, den Ionenradien sowie der Matrix des Umgebungsmaterials. Die Ionenpolarisation folgt einem Wechselfeld bis zu 10^{13} Hz.

- **Orientierungspolarisation**

In polaren Molekülen wie z.B. Wassermolekülen tritt diese Form der Polarisation auf. Bei dieser Polarisationsart haben die Materialien oft eine hohe Dielektrizitätszahl. Die Orientierungspolarisation ist stark temperaturabhängig und nimmt mit Erhöhung der Temperatur ab. Wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist spielt die Orientierungspolarisation der Wassermoleküle im Radarfrequenzbereich die größte Rolle.

- **Grenzflächenpolarisation**

Diese Art der Polarisation spielt bei der Messung mit Georadar keine Rolle, da sie nur bei relativ geringen Frequenzen auftritt ($<10^5$ Hz).

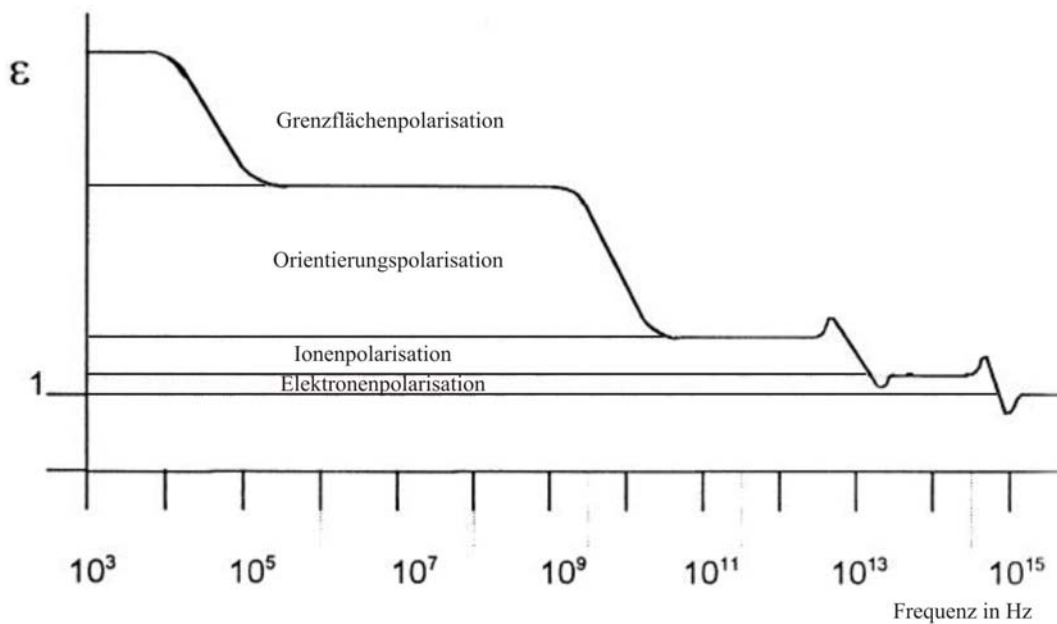


Abb.2.2: Darstellung der verschiedenen Polarisationsmechanismen und ihre Abhängigkeit von der Frequenz (nach Schön, 1996)

Aufgrund der endlichen Geschwindigkeit der Ladungsträger ergibt sich bei dem Anlegen eines elektrischen Wechselfeldes ein frequenzabhängiges Verhalten des Vorganges (siehe auch Abb. 2.2). Für eine Beschreibung muss ϵ daher komplex werden.

$$\epsilon_{(\omega)} = \epsilon'_{(\omega)} + i\epsilon''_{(\omega)} \quad (2.22)$$

mit $i = \sqrt{-1}$ und $\omega = 2\pi f$.

Für den Fall eines idealen Dielektrikums entwickelte Debye ein Relaxationsmodell

$$\epsilon_{(\omega)} = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 + (i\omega\tau)} \quad (2.23)$$

$$\epsilon_{\infty} = \epsilon(\omega \rightarrow 0)$$

$$\epsilon_0 = \epsilon(\omega \rightarrow \infty)$$

τ = Relaxationszeitkonstante

Die Debye Gleichung ist gut geeignet, um einzelne Relaxationsprozesse zu beschreiben. Da in der Natur aber selten Prozesse mit nur einer Relaxationszeit vorkommen, wird häufig das Cole-Cole Modell für die Beschreibung von Daten mit mehreren Dielektrika verwendet

$$\epsilon_{(\omega)} = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 + (i\omega\tau)^{1-q}} \quad (2.24)$$

q = Cole-Cole Verteilungsparameter ($0 \leq q \leq 1$)

$q = 1$ entspricht dem Debye Modell

$q = 0$ entspricht einer unendlich, durchgehenden Verteilung (Schön, 1996)

2.2.2 Die elektrische Leitfähigkeit σ

Äquivalent wie in Kapitel 2.2.1, benötigt man auch für die Leitfähigkeit eine komplexe Darstellung (Schön, 1996):

$$\sigma = \sigma' - i\sigma'' \quad (2.25)$$

Der Realteil gibt den verlustbehafteten Gleichstromanteil an. Der durch die Ladungsverschiebung verursachte Polarisationsstrom wird im Imaginärteil beschrieben (Alteköster, 2004).

Es gibt viele Parameter, die einen Einfluss auf die Leitfähigkeit haben können. Einer der wichtigsten ist sicherlich der des Wassers im Gestein und somit der Ladungstransport durch Ionen. Je höher die Salinität des Porenwassers ist, desto höher ist auch die elektrische Leitfähigkeit. Zusätzlich hat noch die Temperatur eine Einwirkung auf die Leitfähigkeit. Die Leitfähigkeit des Wassers bewirkt die starke Abhängigkeit des Gesteinswiderstandes von Porosität und Wassersättigung (Archie Gleichung).

Eine weitere Einflussgröße ist der Tongehalt des Bodens. Da Tonminerale eine hohe Ionenaustauschkapazität haben, steigt die Leitfähigkeit mit größerem Tonanteil. Grund für diesen Effekt ist die schichtförmige Struktur der Minerale und ihre Oberflächenaktivität. Gebundenes Wasser oder absorbierte Ionen zwischen diesen Schichten bilden eine Doppelschicht und beeinflussen die Leitfähigkeit (Schön, 1996).

Material	K	σ (mS/m)	V (m/ns)	α (dB/m)
Air	1	0	0.30	0
Distilled water	80	0.01	0.033	2×10^{-3}
Fresh water	80	0.5	0.033	0.1
Sea water	80	3×10^4	0.01	10^3
Dry sand	3–5	0.01	0.15	0.01
Saturated sand	20–30	0.1–1.0	0.06	0.03–0.3
Limestone	4–8	0.5–2	0.12	0.4–1
Shales	5–15	1–100	0.09	1–100
Silts	5–30	1–100	0.07	1–100
Clays	5–40	2–1000	0.06	1–300
Granite	4–6	0.01–1	0.13	0.01–1
Dry salt	5–6	0.01–1	0.13	0.01–1
Ice	3–4	0.01	0.16	0.01

Tab.1: Typische Werte für Dielektrizitätskonstante, Leitfähigkeit, Geschwindigkeit und Dämpfung verschiedener Materialien für 100 MHz (Davis und Annan, 1989)

2.3 Reflexion und Transmission an Grenzflächen

Trifft eine ebene monochromatische Welle auf eine Trennfläche zweier verschiedener homogener Medien so wird ein Teil reflektiert und der andere transmittiert (siehe Abbildung 2.3). Die Reflexion und Transmission erfüllt an der Grenzfläche das Gesetz von Snellius

$$k_1 \sin \theta_e = k_2 \sin \theta_r \quad (2.26)$$

und das Reflexionsgesetz

$$\theta_e = \theta_r \quad (2.27)$$

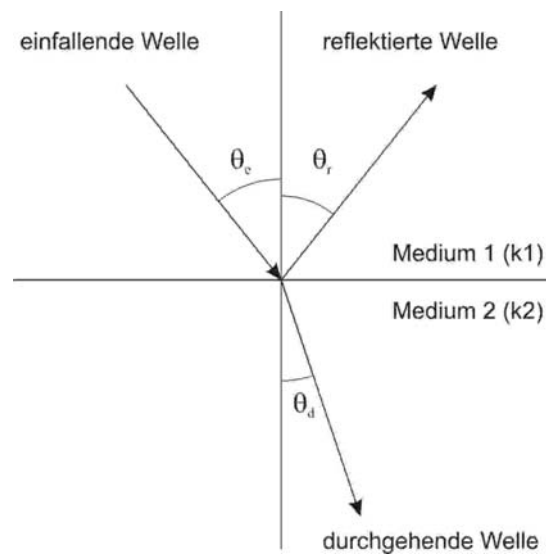


Abb. 2.3: Reflexion und Transmission einer elektromagnetischen Welle an einer ebenen Grenzfläche (Becker, 1974)

Der Reflexionskoeffizient R und Transmissionskoeffizient T gibt das Verhältnis der Amplituden der einfallenden zur reflektierten Welle beziehungsweise der einfallenden und transmittierten Welle an (Becker, 1974).

Es werden 2 Fälle unterschieden:

- Die elektrische Feldstärke steht senkrecht auf die Einfallsebene.

$$R_{\perp} = \frac{\mu_2 n_1 \cos \theta_e - \mu_1 n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_e\right)^2}}{\mu_2 n_1 \cos \theta_e + \mu_1 n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_e\right)^2}} \quad (2.28)$$

$$T_{\perp} = \frac{2\mu_2 n_1 \cos \theta_r}{\mu_2 n_1 \cos \theta_e + \mu_1 n_2 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_e}} \quad (2.29)$$

- Die elektrische Feldstärke ist parallel zur Einfallsebene orientiert.

$$R_{\parallel} = \frac{\mu_1 n_2^2 \cos \theta_e - \mu_2 n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_e}}{\mu_1 n_2^2 \cos \theta_e + \mu_2 n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_e}} \quad (2.30)$$

$$T_{\parallel} = \frac{2\mu_1 n_2^2 \cos \theta_e}{\mu_1 n_2^2 \cos \theta_e + \mu_2 n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_e}} \quad (2.31)$$

Für die genaue Herleitung der Koeffizienten siehe Becker (1974).

2.4 Auflösungsvermögen

Vertikales Auflösungsvermögen:

Das vertikale Auflösungsvermögen von Radarwellen hängt hauptsächlich von der Wellenlänge λ im Medium ab. Diese ist wiederum von der Ausbreitungsgeschwindigkeit v und der Frequenz f der Radarwelle abhängig:

$$\lambda = \frac{v}{f} \quad (2.32)$$

Um den Grenzwert für die Detektierbarkeit von Objekten im Untergrund zu erhalten, wird das $\lambda/2$ – Kriterium verwendet. Somit ergibt sich eine gerade noch feststellbare Schichtmächtigkeit D von:

$$D = \frac{\lambda}{2} \quad (2.33)$$

Werden daher Messungen mit geringerer Wellenlänge durchgeführt, so verbessert sich die vertikale Auflösung. Allerdings kommt man dann in einen Bereich, in dem der Effekt der Wasserrelaxation die Dämpfung erheblich erhöht und somit die Eindringtiefe beträchtlich verringert (Fruhvirth et.al., 1995).

Horizontales Auflösungsvermögen:

Um eine Abschätzung über das horizontale Auflösungsvermögen zu bekommen, wird der Durchmesser der 1. Fresnel-Zone betrachtet. Alle Punkte einer kreisförmigen Reflexionsfläche mit dem Durchmesser d liefern einen Beitrag zur registrierten Amplitude am Punkt A.

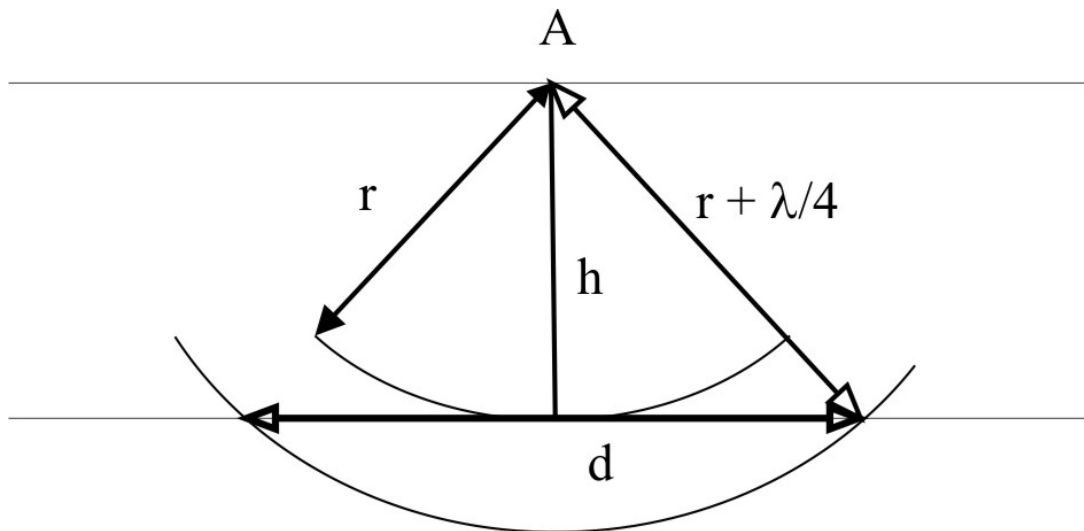


Abb. 2.3: Definition des Durchmessers der 1. Fresnel Zone

Aus Abb. 2.3 ergibt sich für d:

$$d = \sqrt{2h\lambda + \frac{\lambda^2}{4}} \quad (2.34)$$

Der Durchmesser der 1. Fresnel-Zone ist dadurch definiert, dass der zurückgelegte Weg schräg einfallender Strahlen maximal um $\lambda/4$ größer ist als die Reflektortiefe h . Daraus ergibt sich, dass sich die laterale Auflösung mit

- zunehmender Wellenlänge und
- anwachsender Reflektortiefe

vergrößert. Aus diesem Vergleich von vertikaler und horizontaler Auflösung ist ersichtlich, dass das der eigentlich limitierende Faktor für die genaue Abbildung des Untergrundes die horizontale Auflösung ist (Forkman und Petzold, 1989).

Kapitel 3

Prinzip des Georadars

3.1 Messprinzip

Das Bodenradar ist ein elektromagnetisches Impulsreflexionsverfahren, das auf ähnlichen Grundlagen wie die Reflexionsseismik beruht. Bei dieser zerstörungsfreien Messmethode werden kurze elektromagnetische Impulse in den Untergrund ausgesendet und nach Reflexion an Objekten und Schichtgrenzen oder Streuung an Einlagerungen wieder empfangen. Die Amplituden und Laufzeiten der elektrischen Feldstärke E werden aufgezeichnet. Durch Kontrastunterschiede der elektrischen Materialeigenschaften ϵ und σ im Untergrund, entstehen Reflexionen und Diffraktionen der elektromagnetischen Wellen.

Das Ausgangs- und Eingangssignal wird in der Regel von breitbandigen Dipolantennen abgegeben und empfangen. Der Frequenzbereich, der bei geologischen und ingenieurtechnischen Aufgaben verwendet wird, liegt im Bereich von 10 – 1000 MHz. Aufgrund einer hohen Pulsfolge des Sendesignals resultiert eine quasikontinuierliche profilhafte Messung mit bewegter Antennenanordnung (Abb.3.1).

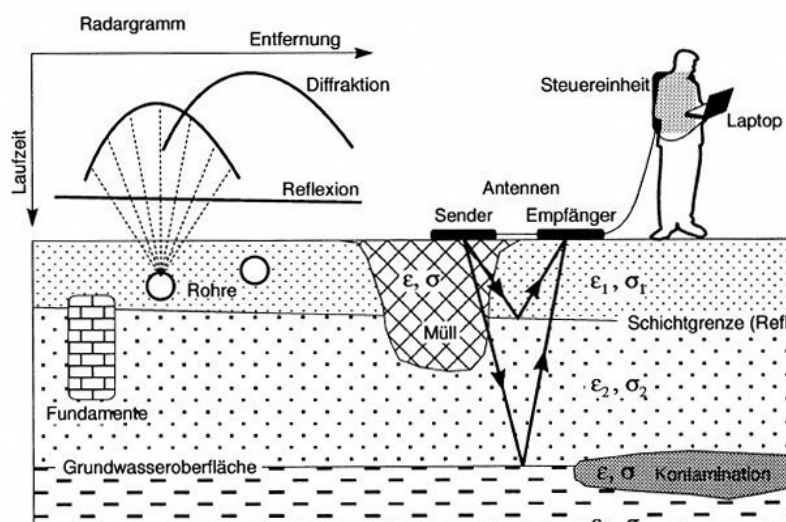


Abb.: 3.1: Prinzip der Messmethode (Knödel, 1997)

Die Vorteile dieser Methode liegen neben der zerstörungsfreien Anwendung in der hohen vertikalen und horizontalen Auflösung bei geeigneten Untergrundverhältnissen. Besonders bei hochohmigem Untergrund wie trockenen Sanden mit geringem Tonanteil oder Festgestein können Bodenradarmessungen erfolgreich eingesetzt werden. Ein weiterer Vorteil ist die Darstellung der Messdaten in Echtzeit als Radargramme auf dem Monitor (Knödel, 1997).

3.2 Radargleichung

Die Eindringtiefe ist laut Definition die Entfernung, entlang der die Amplitude einer elektromagnetischen Welle um den Faktor 1/e gedämpft wird. Diese grobe Abschätzung ist aber ungeeignet, um die tatsächliche Reichweite abzuschätzen. Als erstes sind der Leistungsfaktor des Messsystems und der Antennengewinn von Sender G_s und Empfänger G_e zu berücksichtigen. Auf dem Weg vom Sender zum Reflektor treten die verschiedensten Verluste auf wie Divergenz und Absorption. Die Größe der Absorption α hängt wiederum von der Entfernung r des Reflektors ab. Weiters ist die verwendete Frequenz (Wellenlänge λ) von Bedeutung, sowie die effektive Reflektorfläche F . All diese Faktoren werden in der Radargleichung beschrieben (Forkmann, 1989):

$$V = \frac{G_s G_e \lambda^2 F}{64 \pi^3 r^4} e^{-4\alpha r} \tag{3.1}$$

Die Leistungsverluste V beschreiben das Verhältnis der Amplitude des gesendeten Signals zur Amplitude des minimal empfangbaren Signals. Die einzelnen Einflüsse auf die Amplitude des Radarsignals werden in Abbildung 3.2 gezeigt.

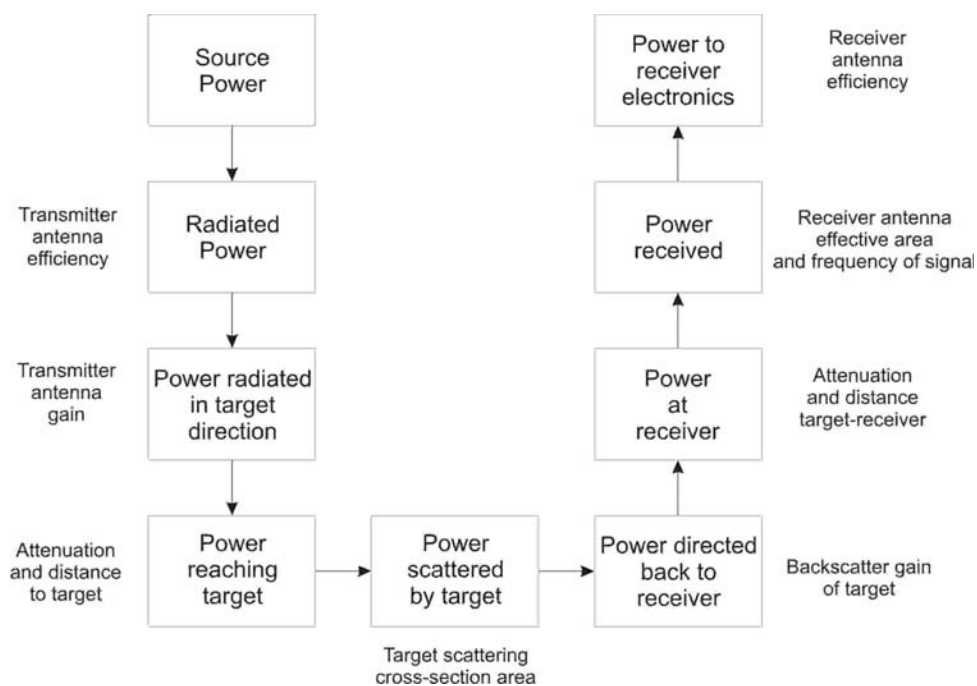


Abb. 3.2: Blockdiagramm der Einflussgrößen auf ein Radarsignal (nach Davis und Annan, 1989)

3.3 Geschwindigkeitsbestimmung und Tiefenabschätzung

Um aus Radargrammen sinnvolle und exakte Tiefenabschätzungen von Strukturen oder Störkörpern im Untergrund machen zu können, ist eine genaue Bestimmung beziehungsweise Kenntnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen erforderlich. Um diesen Parameter bestimmen zu können gibt es verschiedene Möglichkeiten (Daniels, 2004):

- **Abschätzung der Dielektrizitätszahl**

Bei der Annahme eines homogenen und isotropen Untergrundes kann bei bekannter Dielektrizitätszahl die Ausbreitungsgeschwindigkeit wie folgt berechnet werden

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (3.2)$$

und für die Tiefenbestimmung ergibt sich

$$d = \frac{vt}{2} \quad (3.3)$$

- **Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit aus Diffraktionshyperbeln**

In der Realität ist es aber oft der Fall, dass die Dielektrizitätszahl unbekannt ist. Darum wird die Geschwindigkeit aus Diffraktionshyperbeln berechnet (Daniels, 2004).

Diffraktionshyperbeln entstehen durch punktförmige Reflektoren im Untergrund. Dieser punktförmige Reflektor hat die Eigenschaft, eine einfallende Welle auf jeden Fall in Richtung des Einfallens zu reflektieren. Im Falle einer monostatischen Antenne wie in Abb.3.3 wird der Punkreflektor im $x - z$ Bereich als Hyperbel im $x - t$ Bereich abgebildet.

Es ist zu erkennen, dass der zurückgelegte Weg der Welle umso kürzer wird, je kleiner der Abstand der Antenne zum Punkreflektor (an Oberfläche projiziert) wird. Daraus ergibt sich für den zurückgelegten Weg hin und zurück

$$w = 2\sqrt{x^2 + z^2} \quad (3.4)$$

und für die Zweiweglaufzeit

$$t_{(x)} = 2 \frac{\sqrt{x^2 + z^2}}{v} \quad (3.5)$$

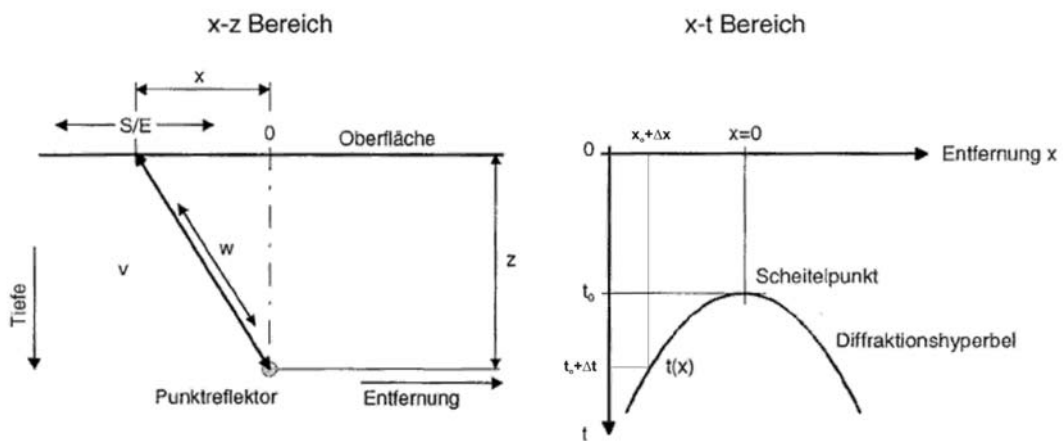


Abb. 3.3: Geschwindigkeitsbestimmung aus Diffraktoren (nach Fruhwirth et al., 1995)

Befindet sich die Antenne genau über dem Objekt bei $x=0$, berechnet sich die vertikale Laufzeit aus (Fruhwirth et al., 1995)

$$t_0 = \frac{2z}{v} \quad (3.6)$$

Um die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle zu bestimmen, werden die Laufzeiten bei verschiedenen Punkten der Hyperbel bestimmt und wie folgt berechnet (Daniels, 2004):

$$v = 2 \sqrt{\frac{(x_0 + \Delta x)^2 - x_0^2}{(t_0 + \Delta t)^2 - t_0^2}} \quad (3.7)$$

- **Berechnung aus variablen Offset Messungen**

Eine weitere Möglichkeit die Geschwindigkeit und damit die Tiefe eines ebenen Reflektors zu bestimmen, ist die Durchführung von Messungen mit variablem Offset. Dabei werden für jeden Messpunkt mehrere Radarscans mit unterschiedlichem Offset durchgeführt. Werden Sende- und Empfängerantenne richtig positioniert, liegt der gemeinsame Mittelpunkt immer an der gleichen Stelle (CDP Common Depth Point). Somit erhält man eine Information über ein und denselben Punkt im Untergrund über verschiedene Wellenpfade

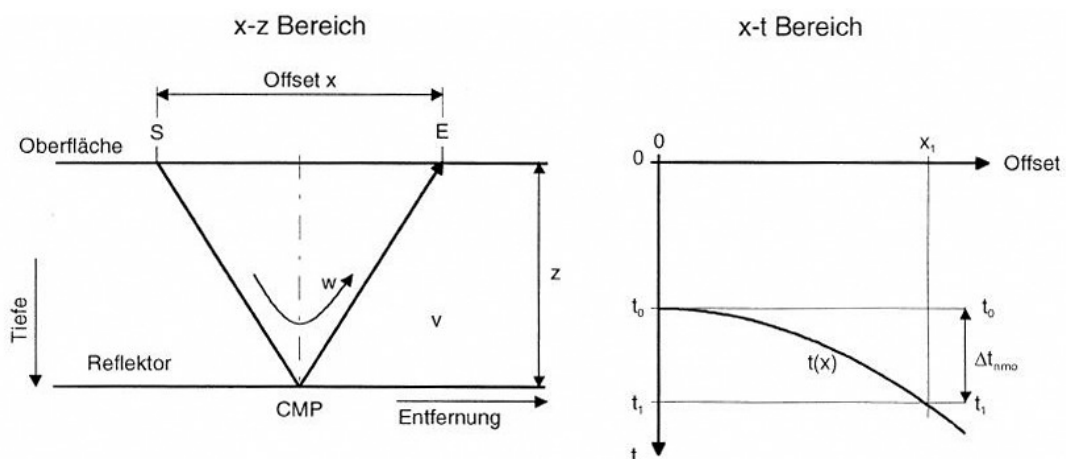


Abb. 3.4: Geschwindigkeitsbestimmung (Fruhirth et al., 1995)

Unter der Annahme einer konstanten Geschwindigkeit v , erhält man für die Berechnung der Zweiweglaufzeit

$$t_{(x)} = \frac{\sqrt{x^2 + 4z^2}}{v} \quad (3.8)$$

Nach Einsetzen der Gleichung 3.5 bekommt man für die Geschwindigkeit der elektromagnetischen Welle (Fruhirth et al., 1995)

$$v = \frac{x}{\sqrt{t_1^2 - t_0^2}} \quad (3.9)$$

Kapitel 4

Datenmodellierung

4.1 Experimentelle Ausgangsdaten

4.1.1 Eigenschaften der Komponenten

Die elektrischen Eigenschaften der Gesteine, vor allem der spezifische Widerstand und die Dielektrizitätszahl, sind die wichtigsten stofflichen Einflussfaktoren für elektrische und elektromagnetische Messungen in der Geophysik (Schön, 1996). Ein Einblick in deren Einfluss aus mathematischer und physikalischer Sicht wurde bereits in Kapitel 2 gegeben.

Die meisten gesteinsbildenden Minerale wie Karbonate aber teilweise auch Silikate haben sehr hohe Widerstände ($> 10^9$ Ohm m) und werden als schlechte Leiter eingestuft. Die guten Leiter können hauptsächlich in 3 Gruppen eingeteilt werden:

- Metalle und Graphit
- Sulfide und einige Oxide
- Nichtmetalle wie Schwefel und Diamant

Allgemein ist zu erkennen, dass der Wertebereich für den spezifischen Widerstand der Gesteine mehrere Zehnerpotenzen überdeckt. Dies kann auf folgende Einflüsse zurückgeführt werden:

- Klüfte bzw. Poren, die wassergefüllt (vollständig oder teilweise) sind
- Tonige Lagen
- Vererzungen oder Graphit
- Gitterfehlstellen bei kompakten Gesteinen

Die Werte der Dielektrizitätszahl für die gesteinsbildende Minerale liegen im Bereich von 4 – 10. Einige Sulfide und Oxide überschreiten diesen Bereich (Schön, 1996).

Material	ϵ
Quarz	4.5 4.7
Kalzit	7 8
Ton	13 15
Gas	1
Wasser	80

Tab.2 Durchschnittswerte für Bestandteile von Reservoirgesteinen (Schön, 1996)

4.1.2 Haupteinflussgrößen auf die Dielektrizitätszahl

• Porosität und Wassersättigung

Die Dielektrizitätszahl von porösen Gesteinen ist hauptsächlich von deren Wassergehalt abhängig. Der große Unterschied der Dielektrizitätszahl zwischen den gesteinsbildenden Mineralen ($\epsilon \sim 4 - 10$) und Wasser ($\epsilon = 81$) bewirkt eine starke Abhängigkeit der Dielektrizitätszahl des Gesteins vom Wassergehalt. Diese Tendenz konnte auch schon bei der Leitfähigkeit von Gesteinen (Kap. 2) festgestellt werden. Anders als für die Leitfähigkeit, kann für die Dielektrizitätszahl keine starke Abhängigkeit von der Salinität des Wassers festgestellt werden.

Im Allgemeinen ist in Abb. 4.1 zu erkennen, dass die Dielektrizitätszahl wassergesättigter Gesteine mit steigender Porosität zunimmt (Abb. 4.1a). Für ein poröses Gestein erhöht sich bei ansteigender Wassersättigung die Dielektrizitätszahl (Schön, 1996).

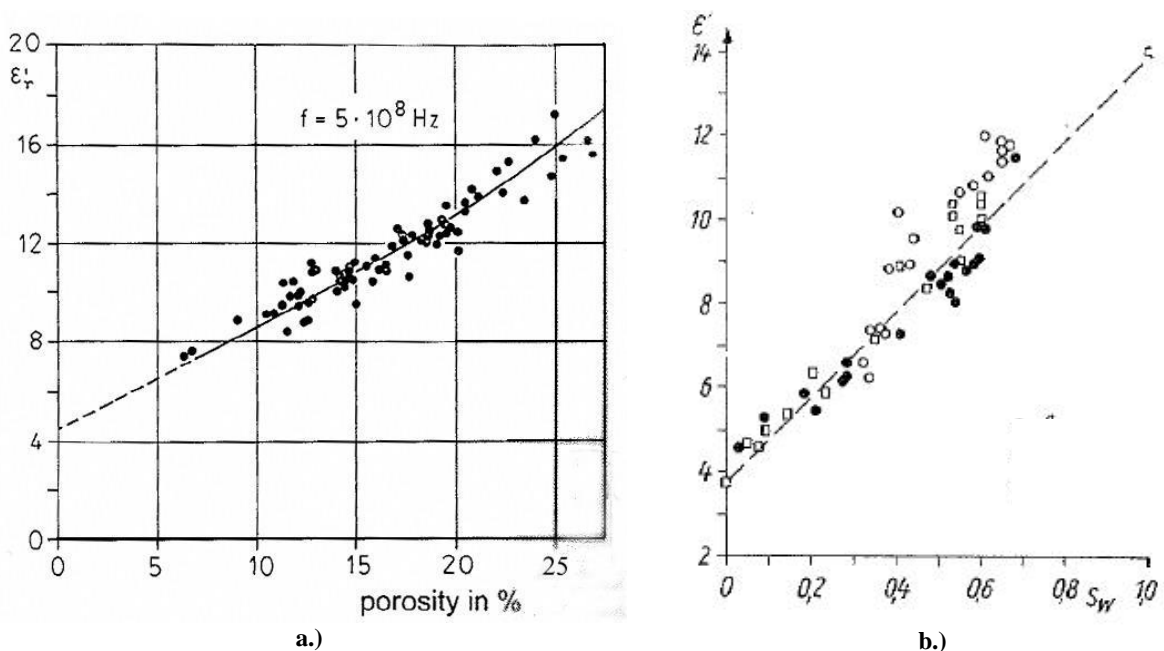


Abb. 4.1: a. Abhängigkeit der Dielektrizitätszahl ϵ von der Porosität für wassergesättigten Sandstein (Schön, 1996)

b. Abhängigkeit der Dielektrizitätszahl ϵ von der Wassersättigung (Schön, 1983)

Da die Polarisierungseffekte keine leitende Verbindung der wasserführenden Poren erfordern, werden mit Messungen der Dielektrizitätszahl auch isolierte Porenbereiche (z.B. in Karbonaten) erfasst. Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit bezieht sich nur auf die untereinander verbundenen Poren.

- Tongehalt

Ein weiterer Einflussfaktor auf die Dielektrizitätszahl von Gesteinen ist das Vorhandensein von Ton. Auch hier ist festzustellen, dass mit steigendem Tongehalt der Wert für die Dielektrizitätszahl zunimmt (siehe Abb. 4.2). Diese Tendenz ist durch das gebundene Wasser an der Oberfläche der Tonpartikel und in den Zwischenschichten zu erklären. Weiters ist anzumerken, dass sich dieser Effekt besser in trockenen oder ölführenden Gesteinen abzeichnet als in wassergesättigten Gesteinen. In letzteren wird der Einfluss des Tones durch den hohen Wert des Wassers ($\epsilon = 81$) überdeckt (Schön, 1996).

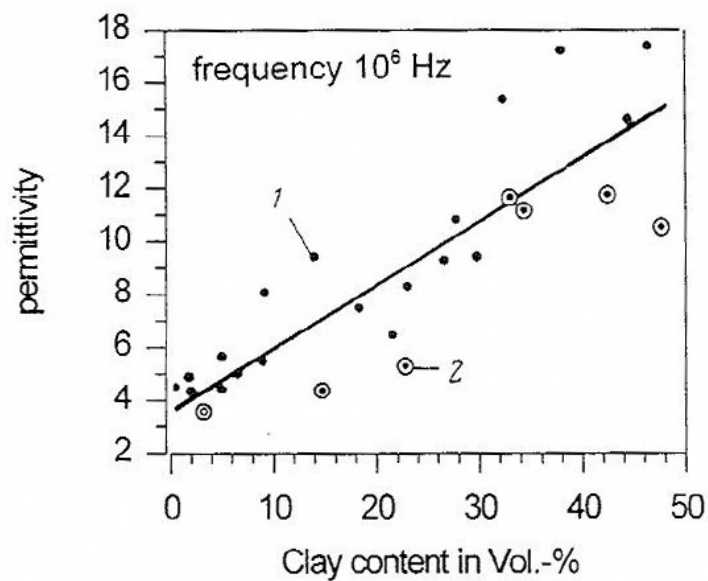


Abb. 4.2: Abhängigkeit der Dielektrizitätszahl ϵ eines gasgesättigten Sandes vom Tongehalt (Schön, 1996)

4.2 Modell - Übersicht

Für die Berechnung der Dielektrizitätszahl von Gesteinen beziehungsweise heterogenen Substanzen existieren mehrere Theorien. Im Allgemeinen wird die Kenntnis der Volumenanteile und der Dielektrizitätszahlen der Bestandteile vorausgesetzt. Weiters wird eine Annahme über die geometrische Anordnung der Bestandteile getroffen.

- **Parallel angeordnete Bestandteile - Plattenmodell**

Bei dieser Theorie wird ein Gestein aus n Bestandteilen in n ebenflächige begrenzte Platten eingeteilt, die parallel aneinander liegen. Die Plattendicken verhalten sich zueinander wie die Volumenanteile der einzelnen Bestandteile. In diesem Modell werden die Eigenschaften und Anteile der Festsubstanz und des Porenraumes beziehungsweise dessen Inhalts berücksichtigt.

Daraus lassen sich Mischungsgleichungen für die Dielektrizitätszahlen eines Gesteins aus n Bestandteilen berechnen. Eine Möglichkeit besteht darin, den arithmetischen Mittelwert für die Dielektrizitätszahl zu ermitteln (Schön, 1996).

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^n V_i \varepsilon_i \quad (4.1)$$

In einem elektrischen Ersatzschaltbild bedeutet dies eine parallele Anordnung von Kondensatoren.

Für ein poröses Gestein aus 2 Komponenten ergibt sich

$$\tilde{\varepsilon} = (1 - \phi) \varepsilon_m + \phi \varepsilon_{fl} \quad (4.2)$$

ε_i – Dielektrizitätszahl der einzelnen Komponenten

ε_m - Dielektrizitätszahl der Matrix

ε_{fl} - Dielektrizitätszahl des Fluids

V_i – Volumenanteil der einzelnen Komponente

Φ - Porosität

- Kugel – oder Inklusionsmodell (Maxwell)

Eine häufig verwendete Gleichung ist die von Maxwell. Dabei wird von kugelförmigen Einlagerungen eines Materials mit Volumenanteil Φ im Gestein ausgegangen (siehe Abbildung 4.3).

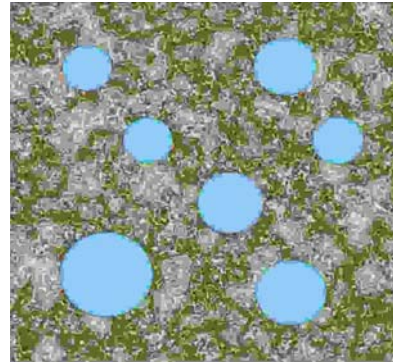


Abb. 4.3: Inklusionsmodell

Damit ergibt sich für die Berechnung der Dielektrizitätszahl folgendes:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_m \frac{(2\epsilon_m + \epsilon_{fl}) - 2\phi(\epsilon_m - \epsilon_{fl})}{(2\epsilon_m + \epsilon_{fl}) + \phi(\epsilon_m - \epsilon_{fl})} \quad (4.3)$$

- CRIM (Complex Refractive Index Method)

Für die Zeit-Mittel-Gleichung von Wyllie wird ein Plattenmodell als Grundlage genommen. Bei der Ableitung der Formel wird die Summe der Teillaufzeiten durch das Festmaterial und den Poreinhalt gebildet. Diese Herleitung stellt die Grundlage für die Interpretation und Porositätsbestimmung aus Akustikmessungen dar.

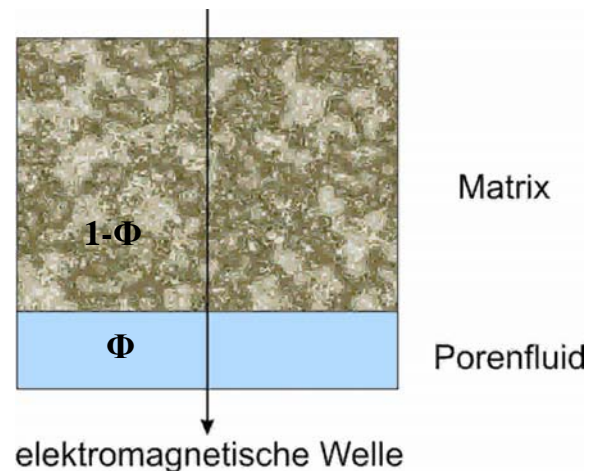


Abb. 4.4: CRIM - Modell

Da die Teillaufzeiten auf 1 Meter bezogen sind entsprechen sie einer reziproken Geschwindigkeit und es ergibt sich:

$$\Delta t = (1 - \phi)\Delta t_m = \phi \Delta t_{fl} \quad (4.4)$$

Diese für die Ausbreitung elastischer Wellen (P-Welle) vielfach angewandte Gleichung wird nun auf elektromagnetische Wellen übertragen.

Für die slowness (= reziproke Geschwindigkeit) einer elektromagnetischen Welle findet man die Beziehung

$$\Delta t_0 = \Delta t_{\text{vakuum}} \sqrt{\varepsilon_r} \quad (4.5)$$

die für verlustfreie Medien gilt. Durch die Anwendung der Zeit-Mittel-Gleichung kann eine Formel für die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem porösen Gestein beziehungsweise dessen Dielektrizitätszahl hergeleitet werden (Schön, 1996).

$$\varepsilon_{\text{formation}} = \left[(1 - \phi) \sqrt{\varepsilon_m} + \phi \sqrt{\varepsilon_{fl}} \right]^2 \quad (4.6)$$

Diese drei Modelle für die Berechnung der Dielektrizitätszahl stellen nur einen kleinen Teil der Vielzahl an existierenden Berechnungsarten dar. Einige der wichtigsten sind in Abbildung 4.5 dargestellt.

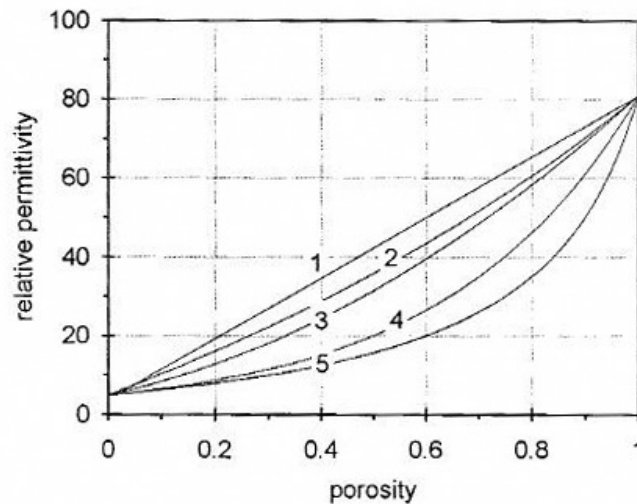


Abb. 4.5: Darstellung der verschiedenen Berechnungsarten der Dielektrizitätszahl; berechnet für ein Quarz – Wasser Modell (Schön, 1996)

- | | |
|-------------------------------|-----------------------------|
| 1 – Arithmetischer Mittelwert | 2 – Maxwell (Gleichung 4.3) |
| 3 – CRIM Gleichung | 4 – Lichtenecker Gleichung |
| 5 – Bruggeman Gleichung | |

Sie überdecken einen breiten Wertebereich für den praktisch interessanten Porositätsbereich < 0,4. Dabei gibt

- der arithmetische Mittelwert (parallele Anordnung) den maximal möglichen Wert
- die Bruggeman – Gleichung den Minimalwert an (serielle Anordnung).

Die CRIM – Gleichung erfasst den mittleren Bereich.

4.3 Modellrechnungen

- Berechnungen der Dielektrizitätszahl und Modellaufbau

Für die folgenden Berechnungen wurde die CRIM Gleichung beziehungsweise dessen Modell verwendet. Diese hat vor allem den Vorteil, dass sie relativ einfach für mehrere Komponenten erweitert werden kann. Weiters ist anzumerken, dass diese Berechnungsart nicht so wie bei Bruggeman oder dem arithmetischen Mittelwert einen extremen Verlauf darstellt (siehe Abb. 4.5).

Als Basis für die Berechnungen wurde ein Modell mit vier Komponenten gewählt, welches sich, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist, aus Luft, Wasser, Ton und Sand zusammensetzt.

Ziel dieser Berechnungen war es, eine Art Katalog für die verschiedensten Bodenzusammensetzungen zu bekommen. Zu diesem Zweck wurde die Wassersättigung in kleinen Schritten für die jeweiligen Porositäten verändert. Zusätzlich wurde bei den Berechnungen der Dielektrizitätszahl der Tongehalt miteinbezogen und verändert.

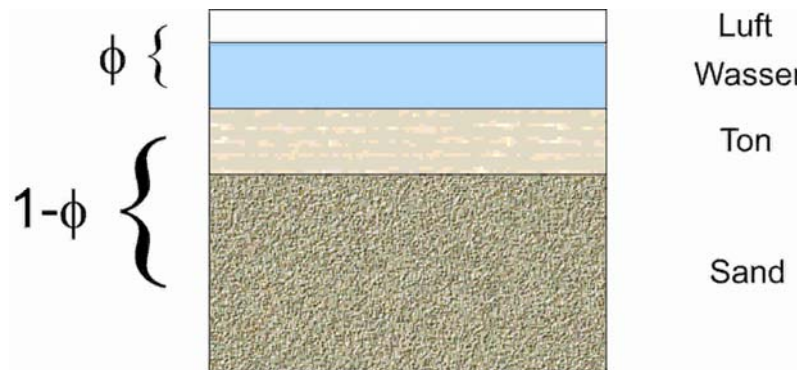


Abb. 4.6: Modellaufbau

4.3.1 Ergebnisse der Berechnungen

Wie schon im vorigen Kapitel angeführt wurde, ist das Modell aus 4 Komponenten aufgebaut. Um den Verlauf der Dielektrizitätszahl für das Gestein im Untergrund zu berechnen, wurden folgende Werte für die Bestandteile angenommen:

Material	Dielektrizitätszahl ϵ
Luft	1
Wasser	81
Ton	13
Sand	4,5

Für die Berechnungen wurden für die verschiedenen Parameter folgende Grenzwerte festgelegt:

Porosität: 0 bis 40 Prozent
 Tongehalt: 0 bis 50 Prozent
 Wassersättigung: 0 bis 100 Prozent

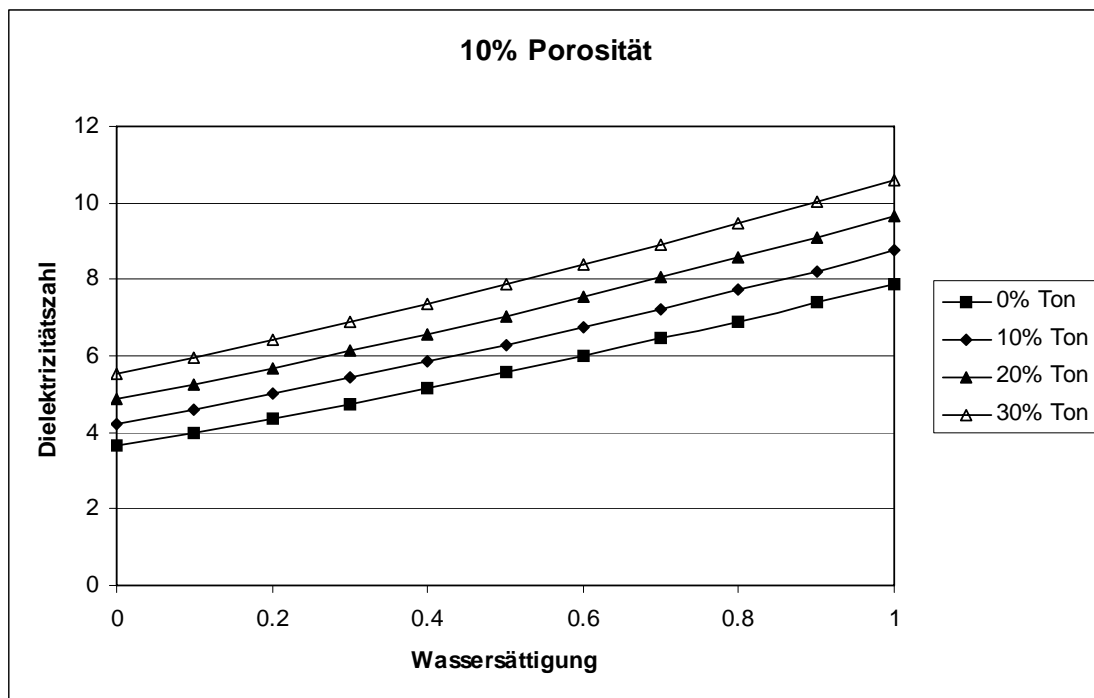


Abb.4.7: Verlauf der Dielektrizitätszahl für ein Gestein mit 10% Porosität

In den Abbildungen 4.7 und 4.8 werden die jeweiligen Verläufe von ϵ für ein Gestein mit 10 Prozent beziehungsweise 40 Prozent Porosität als Beispiele gezeigt. Deutlich zu erkennen ist der nichtlineare Anstieg der Dielektrizitätszahl des Gesteines mit steigender Wassersättigung. Des Weiteren kann der hohe Einfluss des Porenwassers, auf den Wertebereich, in dem sich die Dielektrizitätszahl bewegt, festgestellt werden. Besonders bei einer angenommenen hohen Porosität von 40 Prozent ist ein steiler Anstieg ab ungefähr 60 Prozent Wassersättigung zu beobachten.

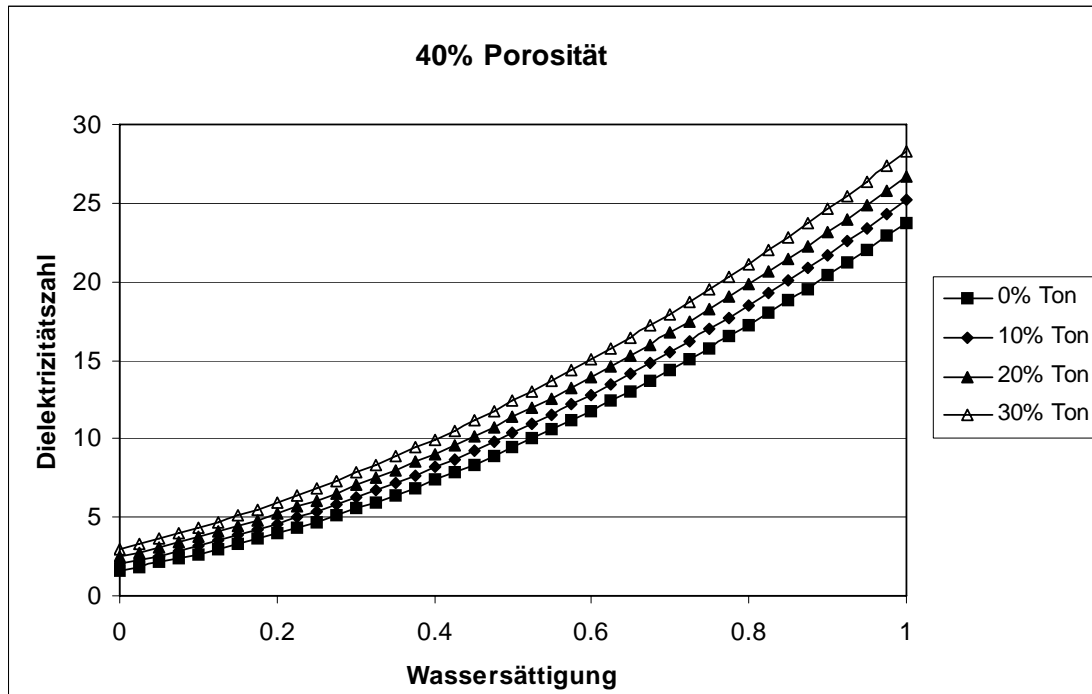


Abb.4.8: Verlauf der Dielektrizitätszahl für ein Gestein mit 40% Porosität

In Abbildung 4.9 werden alle berechneten Werte für die oben angegebenen Bestandteile dargestellt.

Es muss jedoch bemerkt werden, dass schon kleine Änderungen der Dielektrizitätszahl von zum Beispiel Ton einen durchaus nicht zu vernachlässigbaren Einfluss auf den Gesamtwert des Gesteines hat, besonders wenn Werte aus anderen Literaturquellen verwendet werden die weitaus höhere Werte für Ton annehmen. Dies kann in der Interpretation von Radargrammen zu größeren Fehlern bei der Tiefenabschätzung führen.

Ein weiteres Ergebnis kann aus der Abbildung 4.10 gewonnen werden. Speziell in den Bereichen von 10 beziehungsweise 40 Prozent Wassersättigung ist zu erkennen, dass es für den Gesamtwert ϵ des Gesteines keinen Unterschied macht ob der Tonanteil des Gesteines 0 oder 30 Prozent beträgt. Dies ist auch bei höheren Wassersättigungen in Abbildung 4.9 zu sehen. Dies kann bei Messungen allerdings zu großen Problemen führen, da die Dämpfung stark durch den Tonanteil beeinflusst wird.

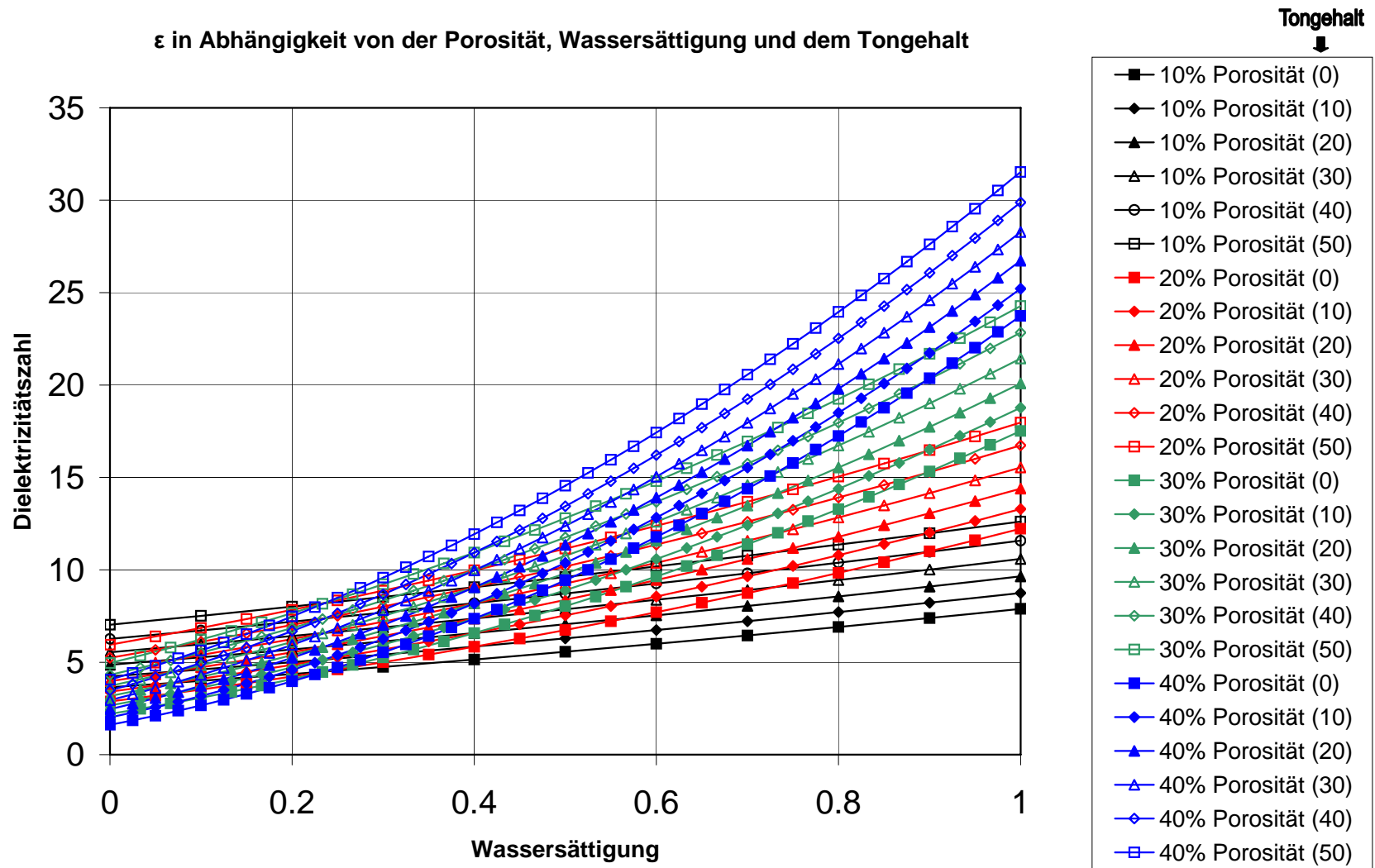


Abb. 4.9: Darstellung aller berechneten Werte für verschiedene Porositäten und Tongehalte

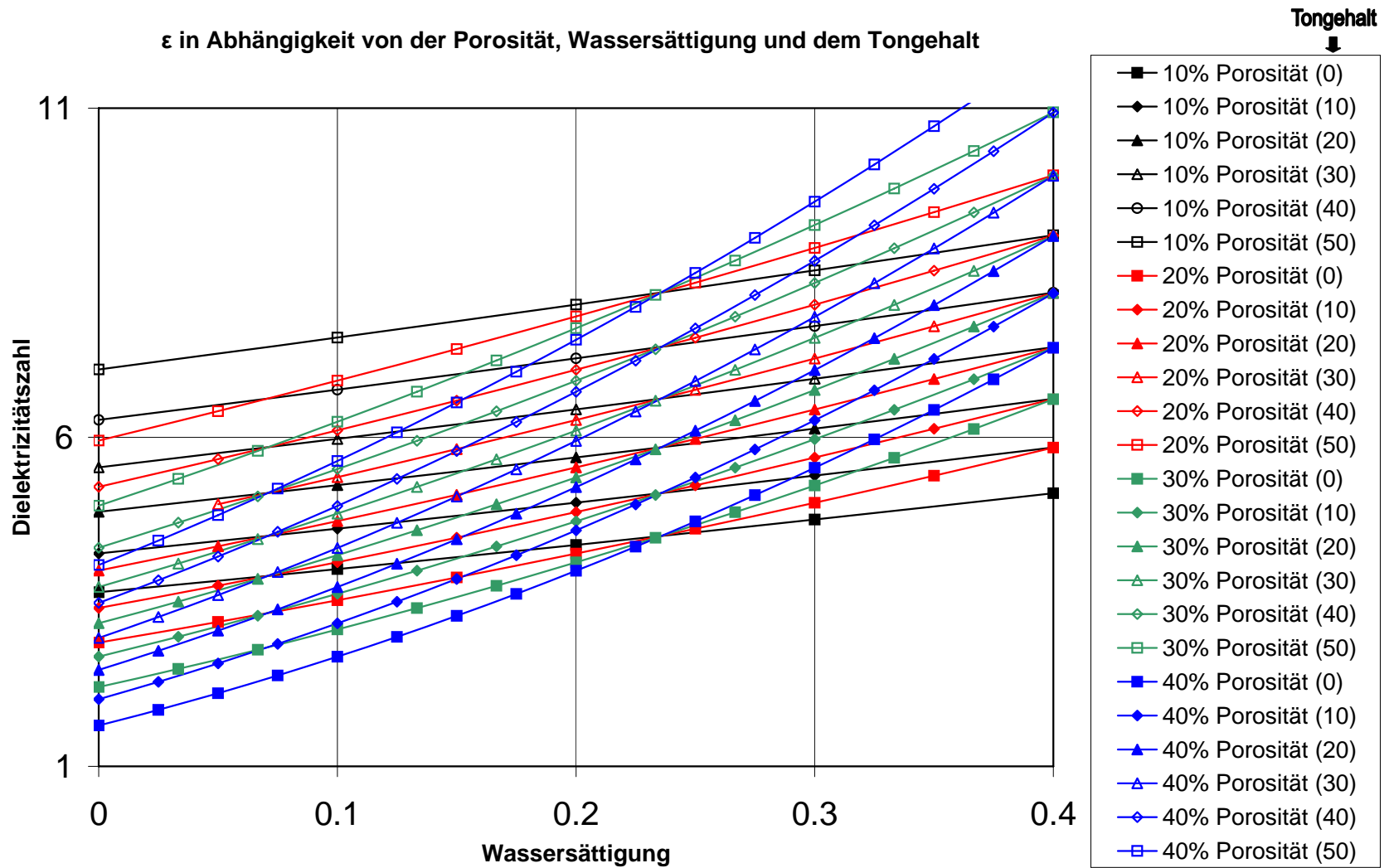


Abb. 4.10: Ausschnitt aus Abb.4.9 für Wassersättigungen zwischen 0 und 40 Prozent

4.4 Erstellen der synthetischen Radargramme

4.4.1 GPRSIM

Anschließend zu den Berechnungen der petrophysikalischen Parameter aus dem letzten Kapitel wurden die synthetischen Radargramme erstellt. Dafür wurde das Programm **Ground Penetrating Radar Simulation v. 3.0 von Dean Goodman verwendet (GPRSIM).**

GPRSIM ist ein Programm für Vorwärtsmodellierung, welches speziell für die Simulation von Radargrammen, die mit einem Bodenradargerät aufgenommen wurden, entworfen wurde. In diesem Programm können eine Vielzahl von Voreinstellungen vorgenommen werden.

Ein kleiner Auszug aus den möglichen Einstellungen:

- Exaktes Zeichnen des Modellraumes (Hänge, Schichtneigung, Keile, Zylinder für Rohre...)
- Dämpfung, geometrical spreading
- Antennendesign
- Polarisation
- Monostatische oder bistatische Aufzeichnung

Eine genaue Auflistung und Erklärung kann im User Manual von GPRSIM 3.0 nachgelesen werden.

4.4.2 Modellraum und Radargramme

Für die folgenden Simulationen wurde der Modellraum mit 5 x 5 Metern angenommen. Des Weiteren war der Untergrund im ersten Fall homogen und enthielt einen Störkörper und im zweiten Fall geschichtet und mit mehreren Störkörpern versehen. Der große Störkörper entspricht von den Abmessungen her jenen einer 250 Kilogramm schweren Fliegerbombe aus dem 2. Weltkrieg, welche in Österreich relativ oft als Blindgänger gefunden wird.

• Homogener Untergrund

Im ersten vorgegeben Fall wurde ein einfacher Zweischichtfall angenommen. Der obersten Schicht wurde eine Dielektrizitätszahl von 5 zugewiesen. Die zweite Schicht, die bei ungefähr 4,6 Metern beginnt bekam den Wert 10 zugeteilt. Der Störkörper befindet sich zwischen 2,7 und 3 Metern Tiefe und hat eine Länge von ungefähr 1,3 Metern. Es wurde eine Messfrequenz von 400 MHz angenommen.

In Abbildung 4.12 ist das erste synthetische Radargramm für den homogenen Fall dargestellt. Links oben sind der Modellraum und die Lage des Störkörpers zu sehen. Oben rechts ist eine Auflistung aller verwendeten Materialien und deren Eigenschaften abgebildet. Auf der linken unteren Seite der Abbildung wird das synthetische Radargramm gezeigt. In dieser Abbildung handelt es sich um die Darstellung der Amplitude. Rechts unten werden die jeweiligen Zweiweglaufzeiten der Reflexionen und deren Abbildungspunkt für die verschiedenen Wellentypen gezeigt. Das Profil wurde jeweils von links nach rechts gemessen.

Im homogenen Fall wurden nur die direkten reflektierten (R) Wellen sowie deren erste Multiple (RRR) und eine etwaige „corner reflection“ (RR) berücksichtigt (siehe Abb. 4.11).

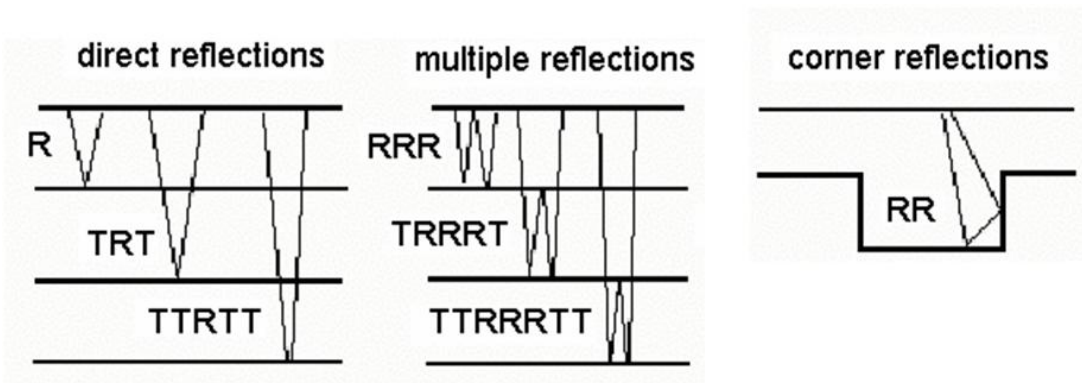


Abb. 4.11: Darstellung der verschiedenen Wellentypen (GPRSIM v. 3.0 manual; Dean Goodman)

Bei den verschiedenen Simulationen wurde der Störkörper um jeweils 5 Grad im Uhrzeigersinn gedreht. Die Abbildungen 4.12 bis 4.18 stellen nur einen Auszug aus allen durchgeführten Berechnungen dar. Alle anderen Radargramme sind im Anhang A zu finden.

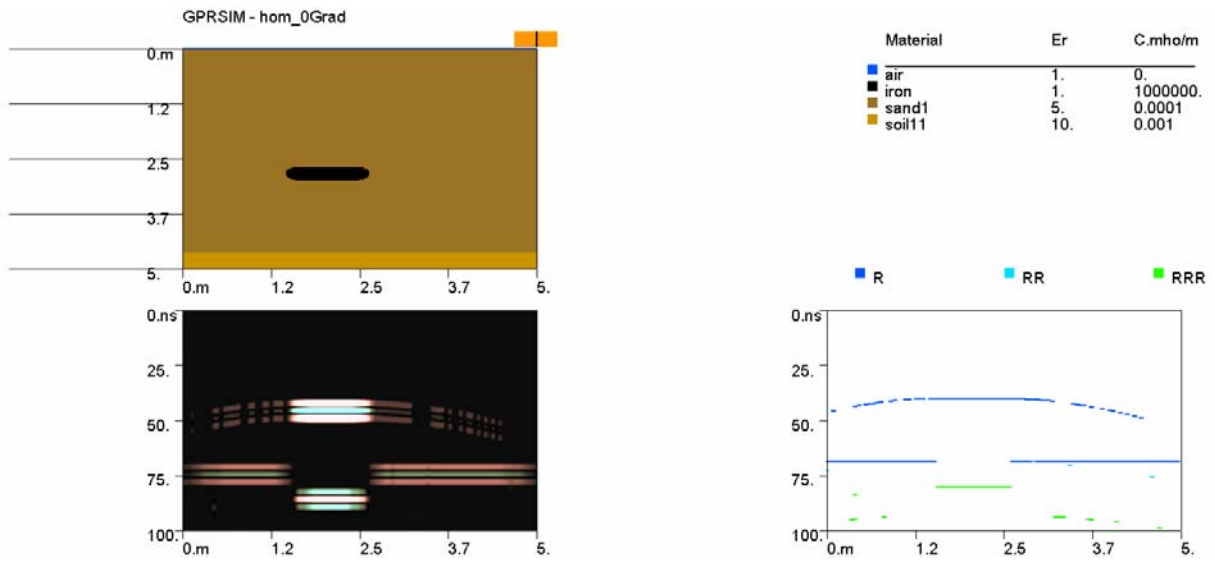


Abb. 4.12: Homogener Fall; Störkörper 0 Grad einfallen (Amplitudendarstellung)



Abb. 4.13: Homogener Fall; Störkörper 0 Grad einfallen (Wiggle Trace)

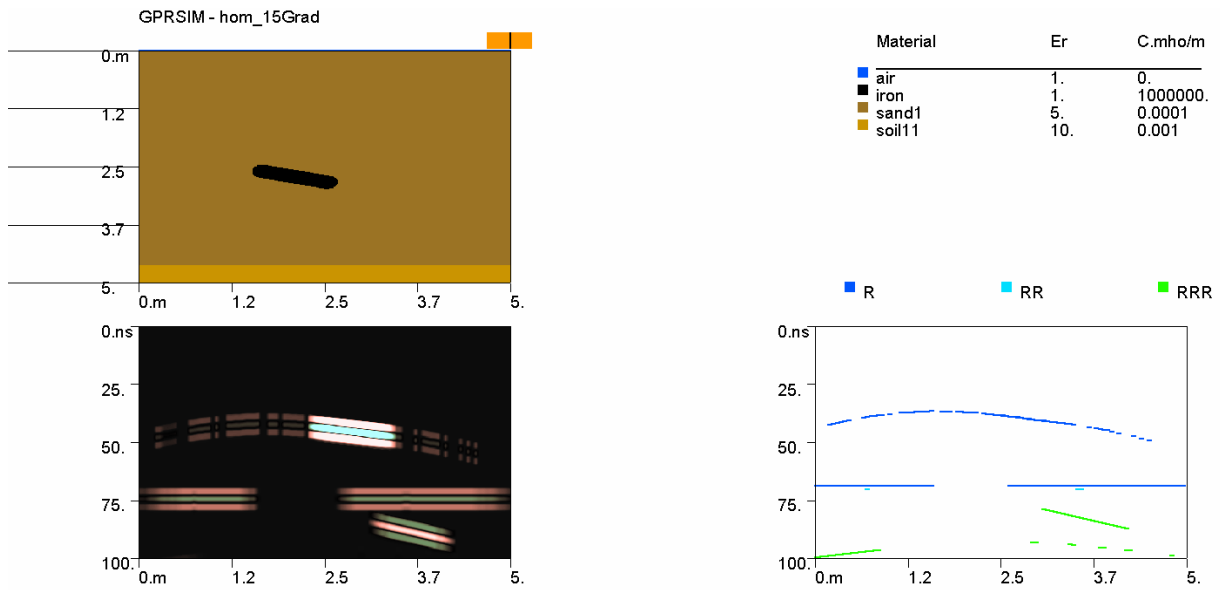


Abb. 4.14: Homogener Fall; Störkörper 15 Grad einfallen

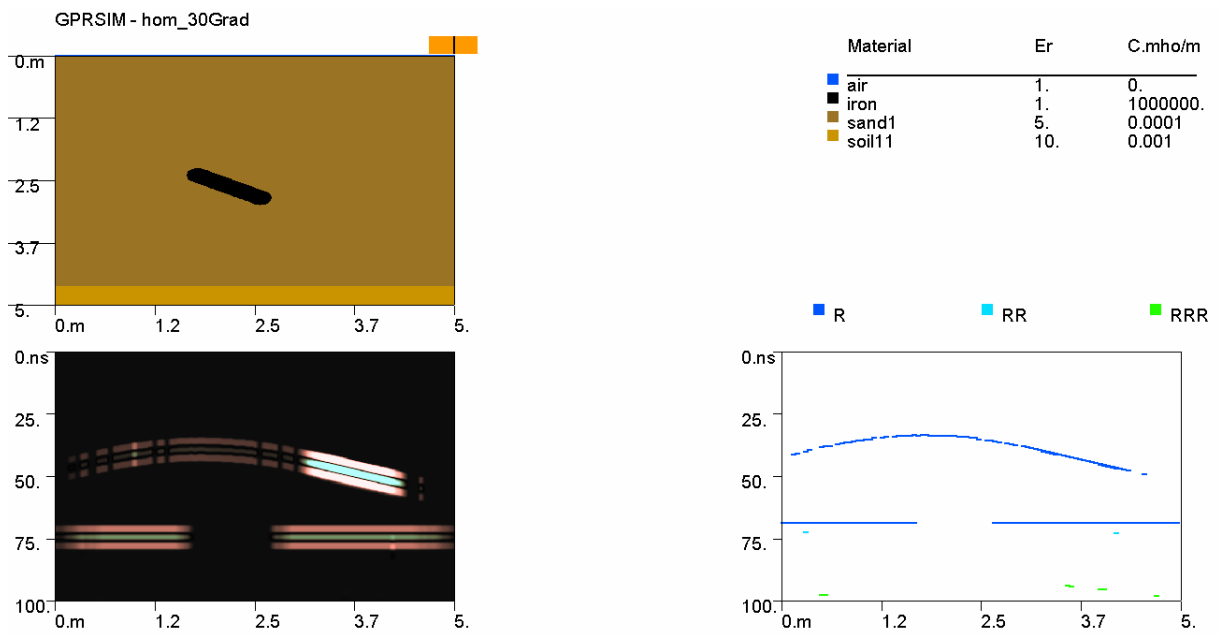


Abb. 4.15: Homogener Fall; Störkörper 30 Grad einfallen

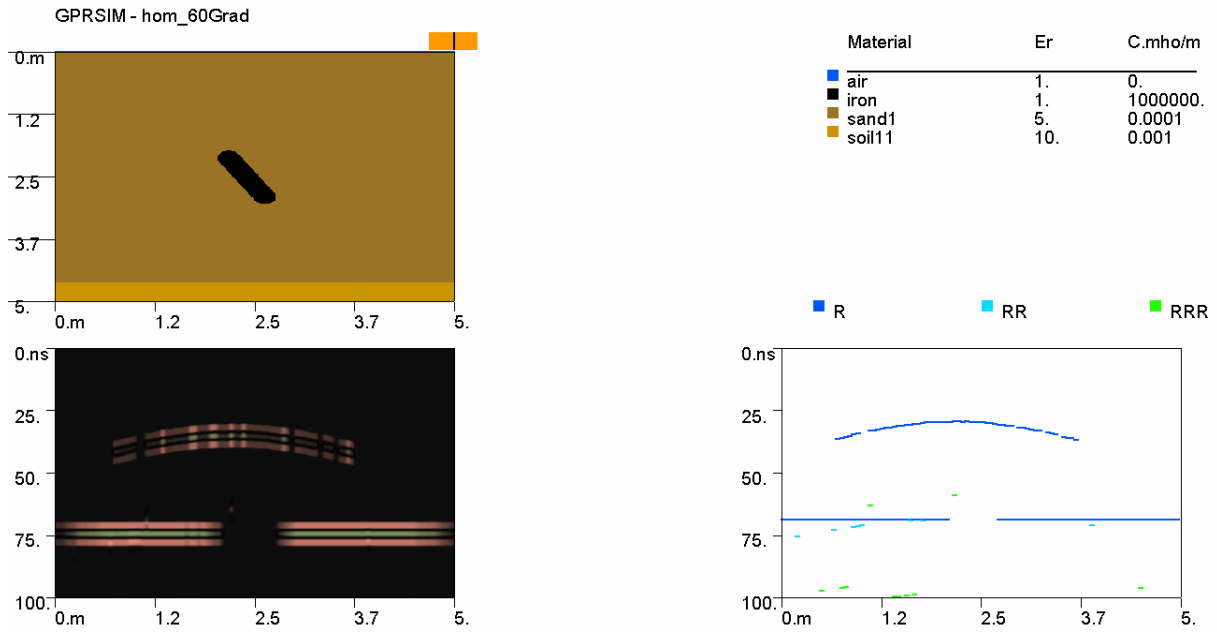


Abb. 4.16: Homogener Fall; Störkörper 60 Grad einfallen

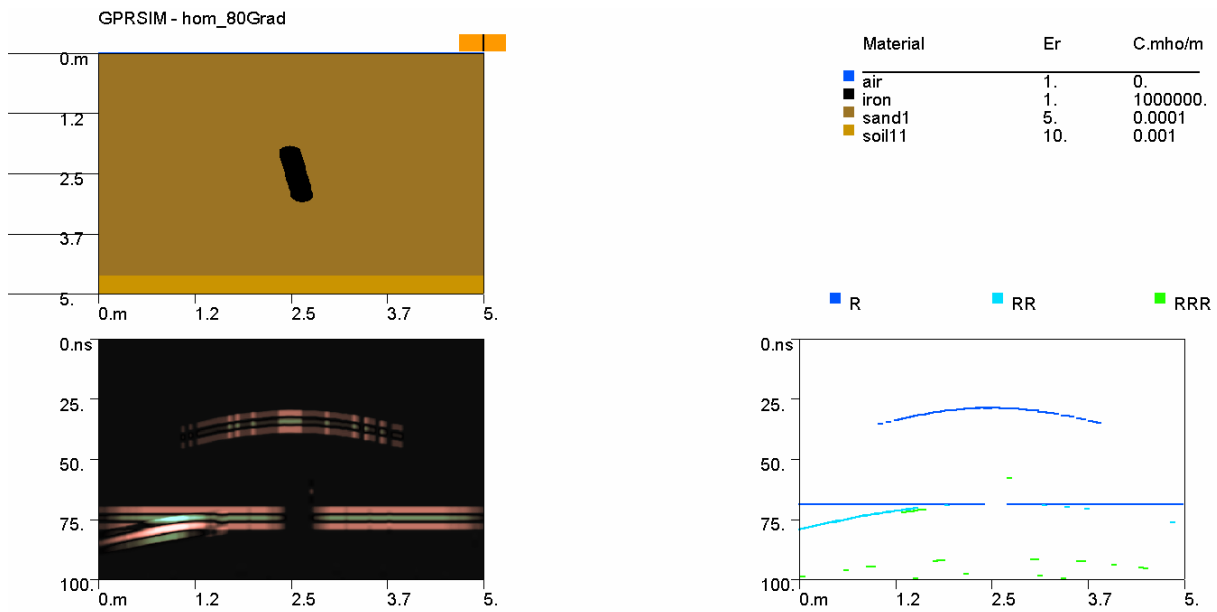


Abb. 4.17: Homogener Fall; Störkörper 80 Grad einfallen

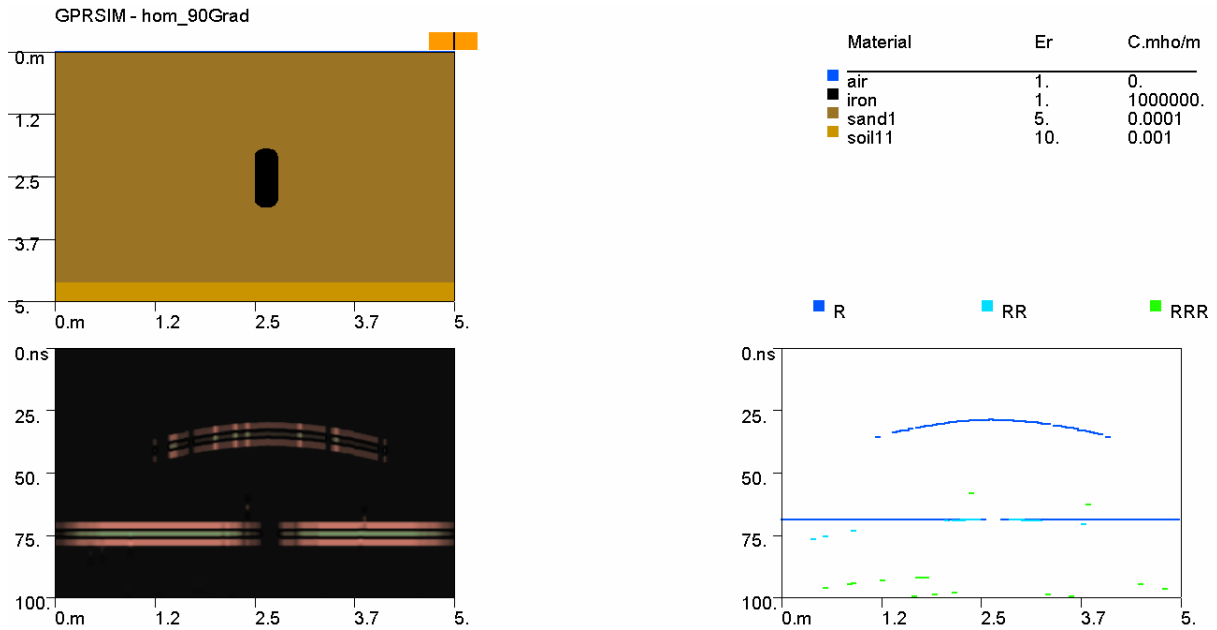


Abb. 4.18: Homogener Fall; Störkörper 90 Grad einfallen

Bei Betrachtung aller Radargramme lassen sie sich diese in verschiedene Bereiche einteilen.

- 0 – 15 Grad Einfallen des Störkörpers (Abb.4.12 – 4.14):** Deutlich zu erkennen sind die starken Amplituden der direkt reflektierten Welle. Diese sind erstens auf den starken Kontrast in der Dielektrizitätszahl zurückzuführen und zweitens auf die annähernd ebene Oberfläche im Mittelteil des Störkörpers. Weiters zeigt sich, dass mit ansteigendem Einfallen des Störkörpers der Anteil der Reflexionen von *R* und *RRR* mit starken Amplituden sich zunehmend in Richtung Profilende verschiebt. Somit kann eine genaue Lokalisierung des Störkörpers bei der Interpretation solcher Radargramme erschwert werden.
- 20 – 35 Grad Einfallen des Störkörpers (Abb.4.15):** In diesem Bereich verschwinden die Einsätze der Multiplen. Der Anteil der Reflexionen von *R* mit starken Amplituden verschiebt sich immer weiter in Richtung Profilende. Dies kann in diesem Fall ($\epsilon = 5$) zu einer Ungenauigkeit bei der Lokalisierung des Störkörpers von horizontal bis 2 Meter und vertikal bis zu 1 Meter führen.
- 40 – 75 Grad Einfallen des Störkörpers (Abb.4.16):** In diesem Winkelbereich ist eine Diffraktionshyperbel mit eher geringen Amplituden zu erkennen. Auch die laterale Lage ändert sich nur geringfügig und macht somit keine genauen

Rückschlüsse auf den Einfallswinkel möglich. Jedoch ist eine Veränderung in der Zweiweglaufzeit der Hyperbel nach oben zu beobachten, die auf das Aufkippen des Störkörpers zurückgeführt werden kann.

- **80 – 90 Grad Einfallen des Störkörpers (Abb.4.17 und Abb.4.18):** Mit Ausnahme des Einfallswinkels 80 beziehungsweise 85 Grad in dem am Profilanfang einige Einsätze von *RR* zu erkennen sind, sehen die Radargramme ähnlich wie zwischen 40 bis 75 Grad aus.

• Geschichteter Untergrund

Im Unterschied zum ersten Fall wurde hier der Aufbau des Modellraumes verändert. Der obersten Schicht wurde wie im vorhergehenden Beispiel eine Dielektrizitätszahl von 5 zugewiesen. Im Gegensatz zu dem vorangegangenen Modell setzt sich der Untergrund aus 4 Schichten mit einer jeweils unterschiedlichen Dielektrizitätszahl, die mit der Tiefe zunimmt, zusammen. Der Störkörper befindet sich an derselben Stelle und rotiert um den gleichen Punkt wie zuvor. Zusätzlich wurden noch kleinere Störkörper welche Eisenteile (bis 5 Zentimeter) im Untergrund darstellen sollen eingebaut.

Zusätzlich zu den Wellentypen *R* und *RRR* wurden bei diesen Simulationen noch die Wellenarten *TRT* und *TTRTT* berücksichtigt (siehe Abb.4.11).

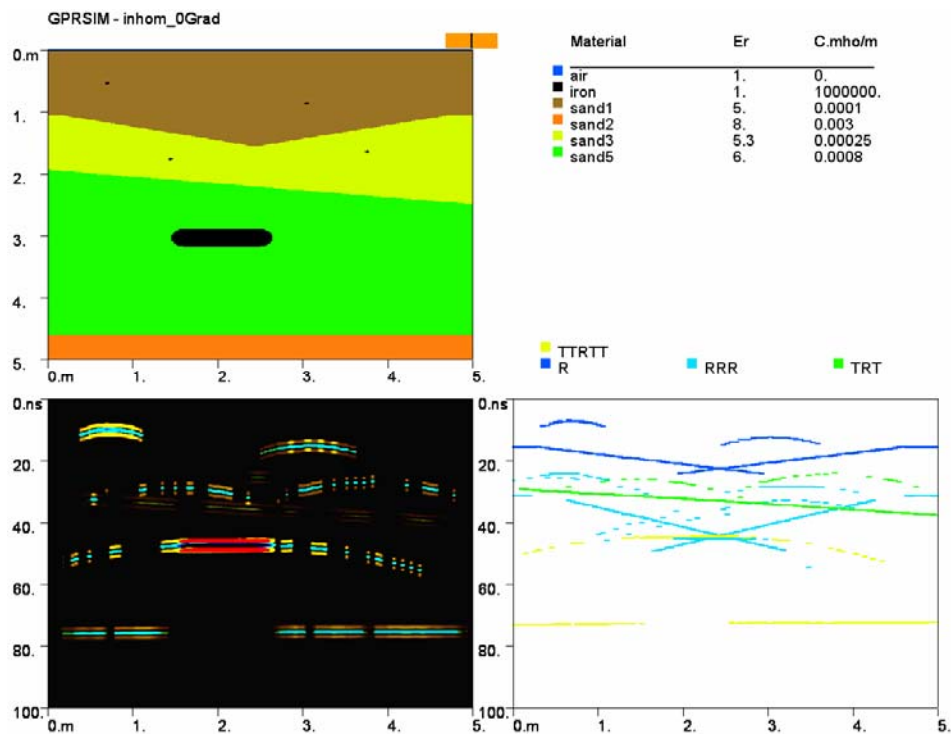


Abb. 4.19: Inhomogener Fall; Störkörper 0 Grad einfallen

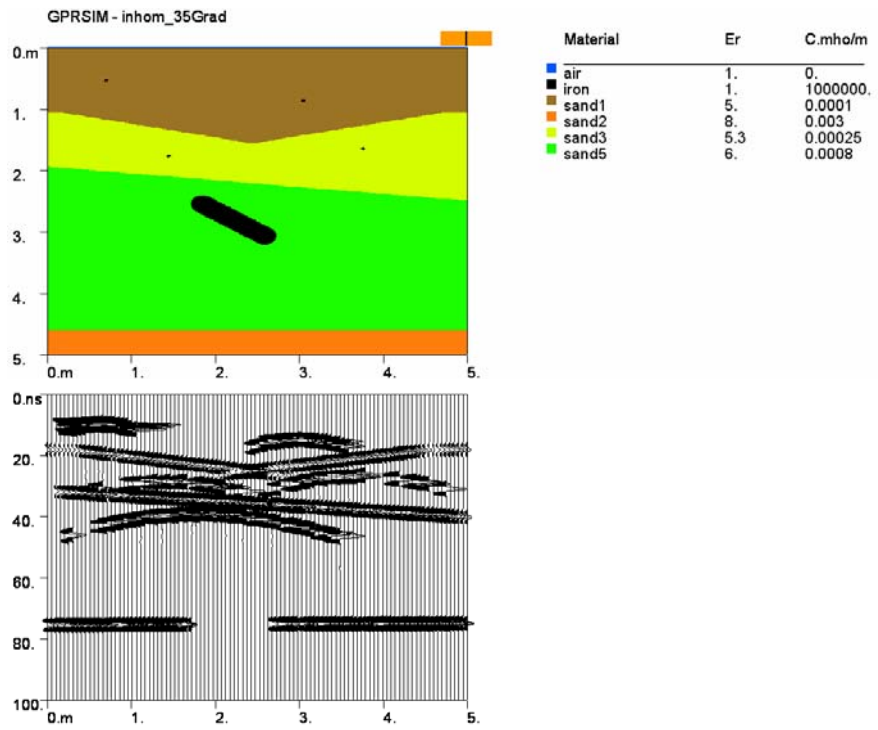


Abb. 4.20: Inhomogener Fall; Störkörper 35 Grad einfallen (Wiggle Trace)

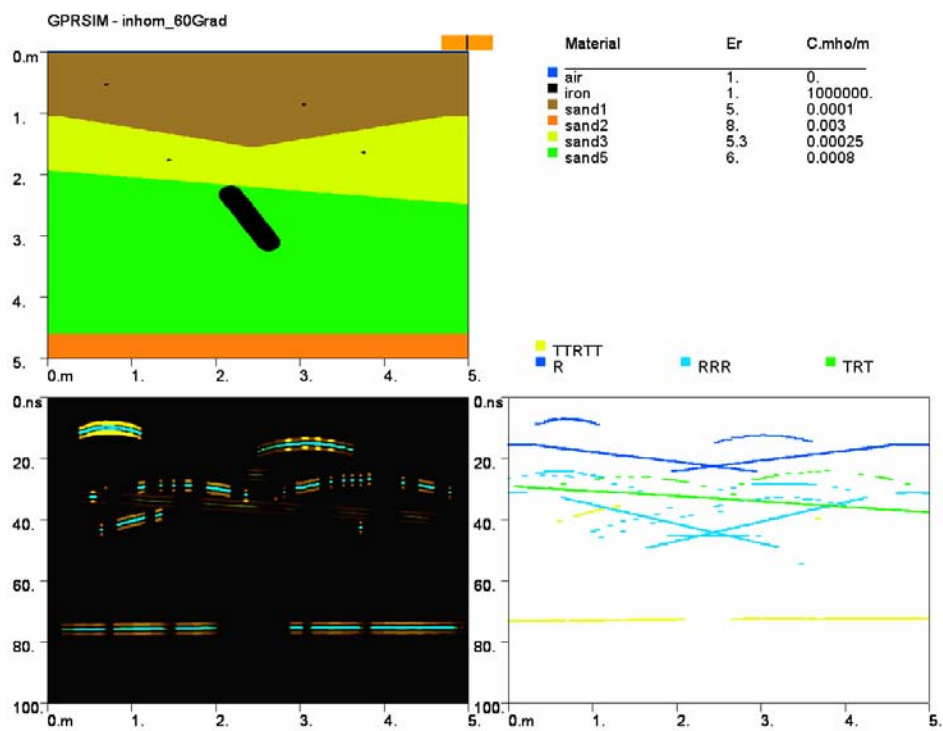


Abb. 4.21: Inhomogener Fall; Störkörper 60 Grad einfallen

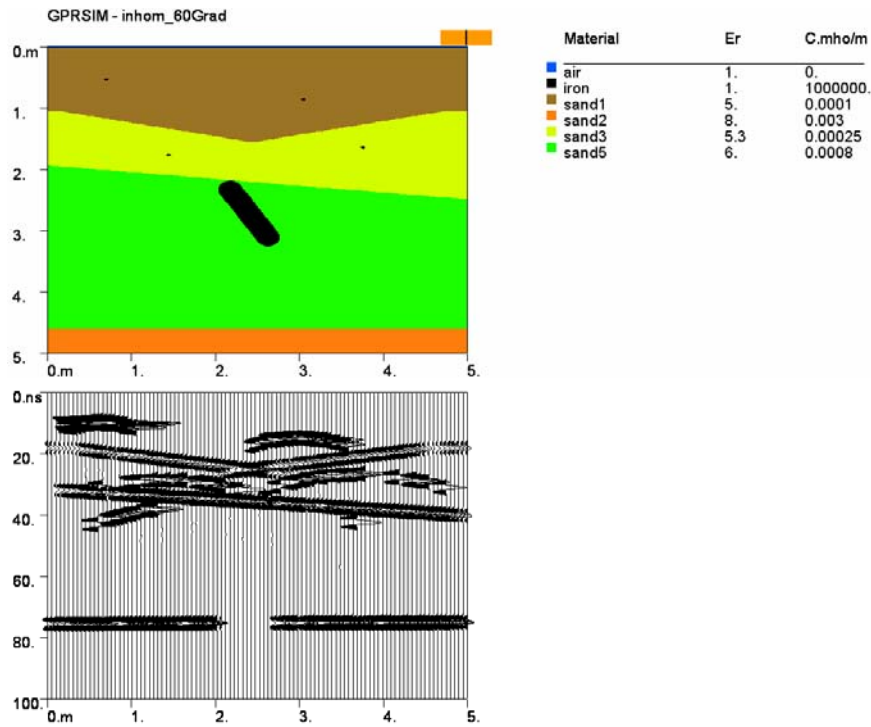


Abb. 4.22: Inhomogener Fall; Störkörper 60 Grad einfallen (Wiggle Trace)

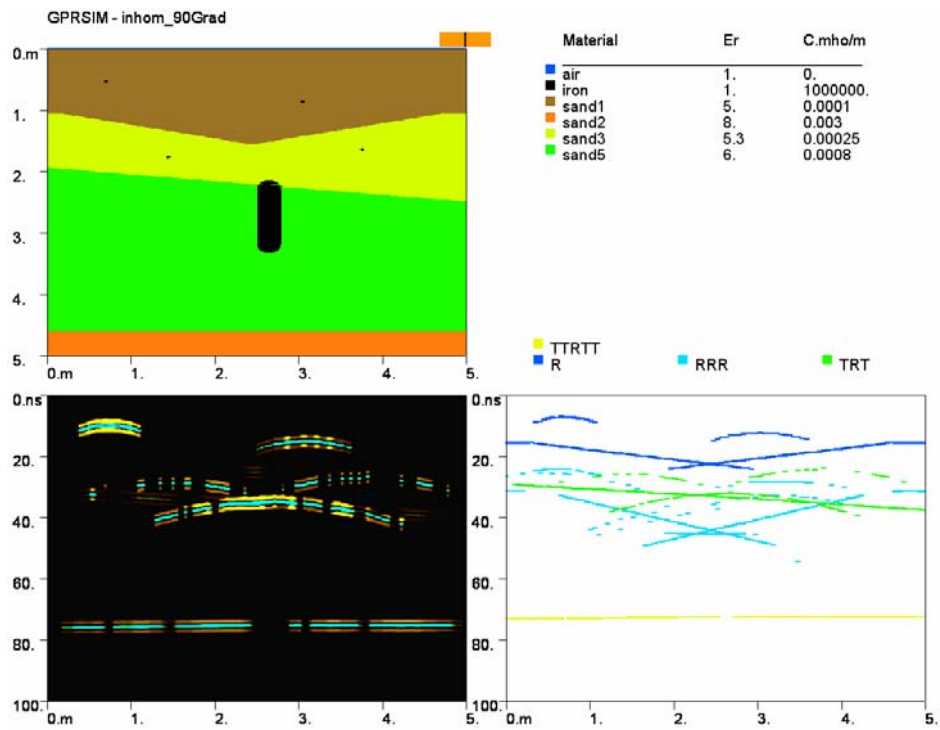


Abb. 4.23: Inhomogener Fall; Störkörper 90 Grad einfallen

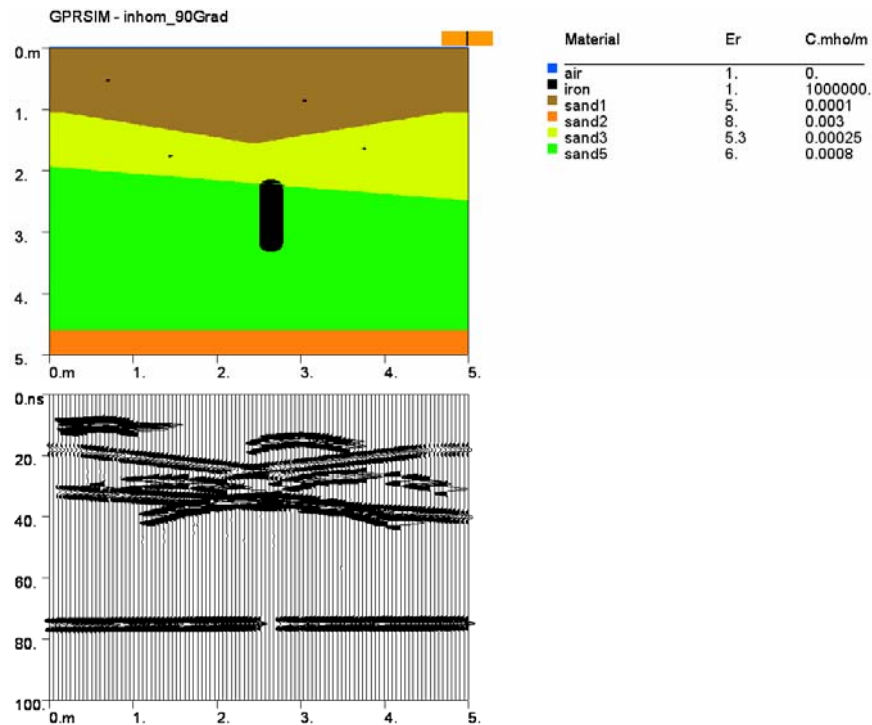


Abb. 4.24: Inhomogener Fall; Störkörper 90 Grad einfallen (Wiggle Trace)

Die Abbildungen 4.19 bis 4.24 stellen auch hier nur einen Auszug aus allen durchgeführten Berechnungen dar. Alle anderen Radargramme sind im Anhang A zu finden.

Betrachtet man diese synthetischen Radargramme, so ändert sich an den grundsätzlichen Schlüssen die aus dem homogenen Fall gezogen werden konnten, nicht sehr viel. Auch hier kann eine laterale und vertikale Verschiebung des Hyperbelastetes mit starken Amplituden beobachtet werden.

Ebenso ist eine Veränderung in der Zweiweglaufzeit der Hyperbel nach oben zu sehen, die auf das Aufkippen des Störkörpers zurückgeführt werden kann (Abb.4.20).

Sehr interessant ist der Bereich, in dem der Störkörper mit der Schichtgrenze Sand 3 (gelb) – Sand 5 (grün) zusammenfällt. Dies ist der Fall ab einem Einfallswinkel von ungefähr 60 Grad (Abb.4.21 – Abb.4.24). Dadurch fallen auch die Reflexionen der Schichtgrenze und des Störkörpers zusammen. Es ist deutlich zu sehen, dass speziell bei 60 Grad aber auch bei höheren Einfallswinkeln eine Lokalisierung des Störkörpers nur sehr schwer durchzuführen ist, speziell wenn man bedenkt, dass es sich hier um Radargramme handelt, bei denen kein noise oder weitere Störungen durch Schichtgrenzen beziehungsweise Inhomogenitäten in den Schichten auftreten.

Kapitel 5

Messdaten

5.1 Ausgangslage und Aufgabenstellung

Um nun die Modellrechnungen und die daraufhin entstandenen Radargramme vergleichen zu können, wurden Messungen durchgeführt.

Einige Schlüsse sollten aus den durchgeführten Messungen und den gewonnenen Ergebnissen gezogen werden können:

Inwiefern kann Georadar dazu verwendet werden, um auf großflächigen Messgebieten nach Störkörpern zu suchen und können diese eindeutig lokalisiert werden?

Ist bei einer gewissenhaft durchgeführten Messung und Auswertung der Daten bei großen Flächen die Wirtschaftlichkeit gegeben beziehungsweise die Durchführung bei den entstehenden Kosten für Auftraggeber interessant?

Können eventuell Kosten durch eine Kombination mit anderen Messmethoden gespart werden ohne die Genauigkeit des Ergebnisses zu beeinträchtigen und wenn ja wie?

Und zuletzt sollte die Frage beantwortet werden ob die synthetischen Radargramme mit den aus den Messungen entstandenen Daten vergleichbar sind?

5.2 Messgebiet

Die Messfläche, die im Rahmen dieser Diplomarbeit untersucht wurde, befindet sich in Wien und sollte aufgrund künftiger Bauarbeiten in diesem Gebiet auf etwaige Blindgänger untersucht werden. In Zusammenarbeit mit der Firma Koch Munitionsbergungsgesellschaft mbH, die die magnetische Untersuchung des Untergrundes ausführte, wurden diese Messungen durchgeführt.

Das Messgebiet erstreckt sich über eine Fläche von 173 x 40 Meter. Bei den Georadarmessungen wurden Antennen mit einer Mittelfrequenz von 200 MHz beziehungsweise 400 MHz verwendet.

Zunächst musste die Fläche vom starken Bewuchs befreit werden, um eine Messung durchführen zu können (Abb. 5.1 a und 5.1 b).



Abb. 5.1 a: Messfläche vor dem Mähen



Abb. 5.1 b: Messfläche nach dem Mähen

5.3 Messung und Processing

Die Profile wurden rasterförmig angelegt, um die Datendichte zu erhöhen und die Profilabstände betragen 0,5 m (400 MHz) und 1 m (200 MHz).

Des Weiteren wurde die Messfläche in 4 Quadranten gegliedert; 3 Quadranten mit jeweils 50 x 40 m und 1 Quadrant mit 23 x 40 m. Diese Einteilung ergab sich aus der Länge des Datenkabels zwischen der Antenne und der Apparatur (GSSI SIR-2). Schlussendlich wurden für die gesamte Fläche 524 Profile gemessen.

Die Signalverarbeitung der Daten wurde mit dem Programm REFLEX durchgeführt (Sandmeier Software: REFLEX - Win Version 4.1). Zuerst wurde für den jeweiligen Quadranten ein Geometrie - File angelegt, um die Profile in die richtige räumliche Lage zueinander zu bringen. Dann wurden die Daten der Messung (im Format RADAN; *.dzt) von REFLEX eingelesen und in ein programminternes Format umgewandelt und gespeichert (* dat.).

Danach wurde eine Markerinterpolation durchgeführt, um einen gleichmäßigen Spurabstand zu bekommen. Dies führt zu dem Ergebnis von 1001 Spuren für die Profillänge von 40 Metern und 1251 Spuren für die Profile mit 50 Metern Länge. Daraus ergibt sich ein Spurabstand von 0,04 Metern.

Von der großen Anzahl an zu Verfügung stehender Signalbearbeitungsmethoden wurde schlussendlich für die Verstärkung AGC (Automatic Gain Control) verwendet und für die Frequenzbearbeitung ein Bandpassfilter.

Zusätzlich wurden für die jeweiligen Quadranten Zeitschnitte erstellt, um etwaige Strukturen zu erkennen.

Schlussendlich wurde aufgrund der großen Anzahl an Diffraktionshyperbeln für jedes Profile die genaue Lage und Tiefe dieser bestimmt und diese in einem extra Plan dargestellt.

Außerdem wurde noch ein Blindgänger (250 kg Bombe) aus dem 2. Weltkrieg vergraben, um Vergleichsmessungen zu bekommen. Die Tiefen in denen die Bombe eingegraben wurde betragen 1,5 beziehungsweise 2,5m. Hier wurden die Profile wieder rasterförmig gemessen mit einem Profilabstand von 0,5m. Es wurden Antennen mit der Mittelfrequenz 100, 200 und 400 MHz verwendet.

5.4 Interpretation der Daten

5.4.1 Messfeld

Bei der Lokalisierung etwaiger Blindgänger im Untergrund wurde sehr schnell klar, dass hier aufgrund der großen Datenmenge und der inhomogenen Zusammensetzung des Untergrundes mit einigen Problemen zu rechnen ist.

Die Anzahl der Diffraktionshyperbeln wurde wegen vieler metallischer und anderer Störkörper an der Oberfläche beziehungsweise in dem ersten Meter drastisch erhöht. Dies führte durch eine manuelle Bestimmung der Lage und Tiefe bei jedem Profil zu 1173 möglichen Verdachtspunkten über die ganze Messfläche (siehe Abbildung 5.2 und 5.3). Diese Fülle von Punkten konnte durch die Kenntnis des Verlaufes einiger Rohrleitungen zwar reduziert werden, aber trotz dieser Einschränkung blieben sehr viele mögliche Positionen von Blindgängern. In Abbildung 5.2 und 5.3 sind für die ersten beiden Quadranten die Verdachtspunkte dargestellt. Diese wurden zuerst anhand ihrer Amplitudenstärke in verschiedene Klassen von 1 – 5 eingeteilt und mit jeweils einer Farbe versehen. Weiters wurde innerhalb dieser Klassen eine nochmalige Gliederung in Abhängigkeit von der Tiefe (0 – 5 m) vorgenommen.

Besonders die Anhäufung der Hyperbeln entlang der waagrechten Profile bei ungefähr 4,5 – 5 m und 40 m (gekennzeichnet mit 1 und 2) können aufgrund von bekannten Rohrleitungen ausgeschlossen werden. Weiters können wohl auch in den Bereichen 3, 4 und 5 Leitungen beziehungsweise Mauerreste von früher dort gestandenen Gebäuden vermutet werden.

Die kleinen Verschiebungen bei der Lage der Leitungen sind auf eine nicht exakte Auslösung des Markers bei der Messung zurückzuführen. Die Verwendung eines Messrades um die Genauigkeit zu erhöhen, musste nach einigen Testmessungen weggelassen werden, da sich sehr große Messfehler und Schwankungen bei der gemessenen Profillänge ergaben.

Speziell die oberflächennahen Störungen wurden durch die magnetischen Messungen bestätigt und führten zu einer erheblichen Beschränkung in der Interpretation. Auch hier konnte nur bedingt eine Auskunft über tiefer liegende Störkörper gegeben werden, da die Untergrundverhältnisse (viele kleine metallische Körper) schlechte Voraussetzungen lieferten.

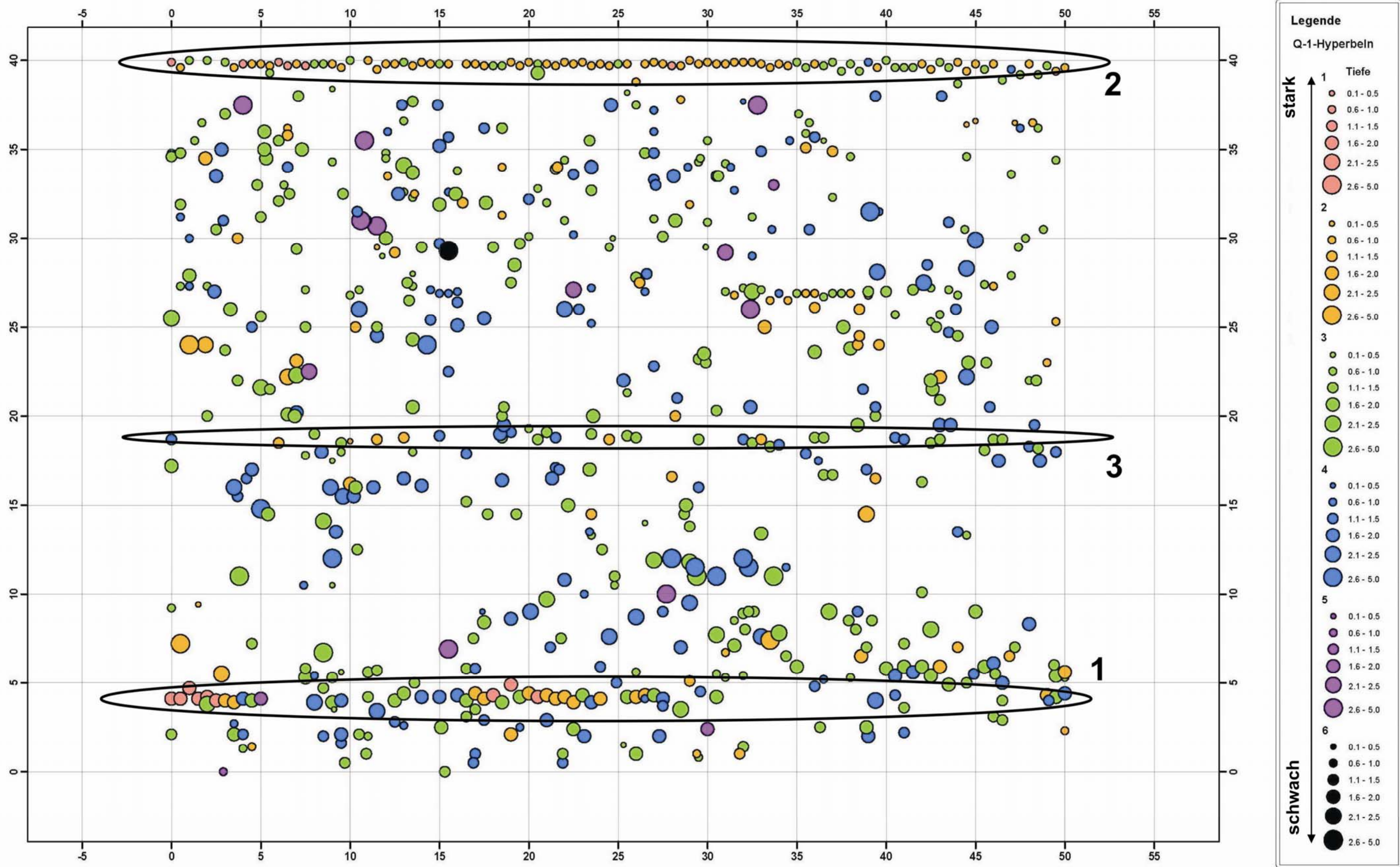


Abb. 5.2: Darstellung der möglichen Verdachtspunkte in Quadrant 1

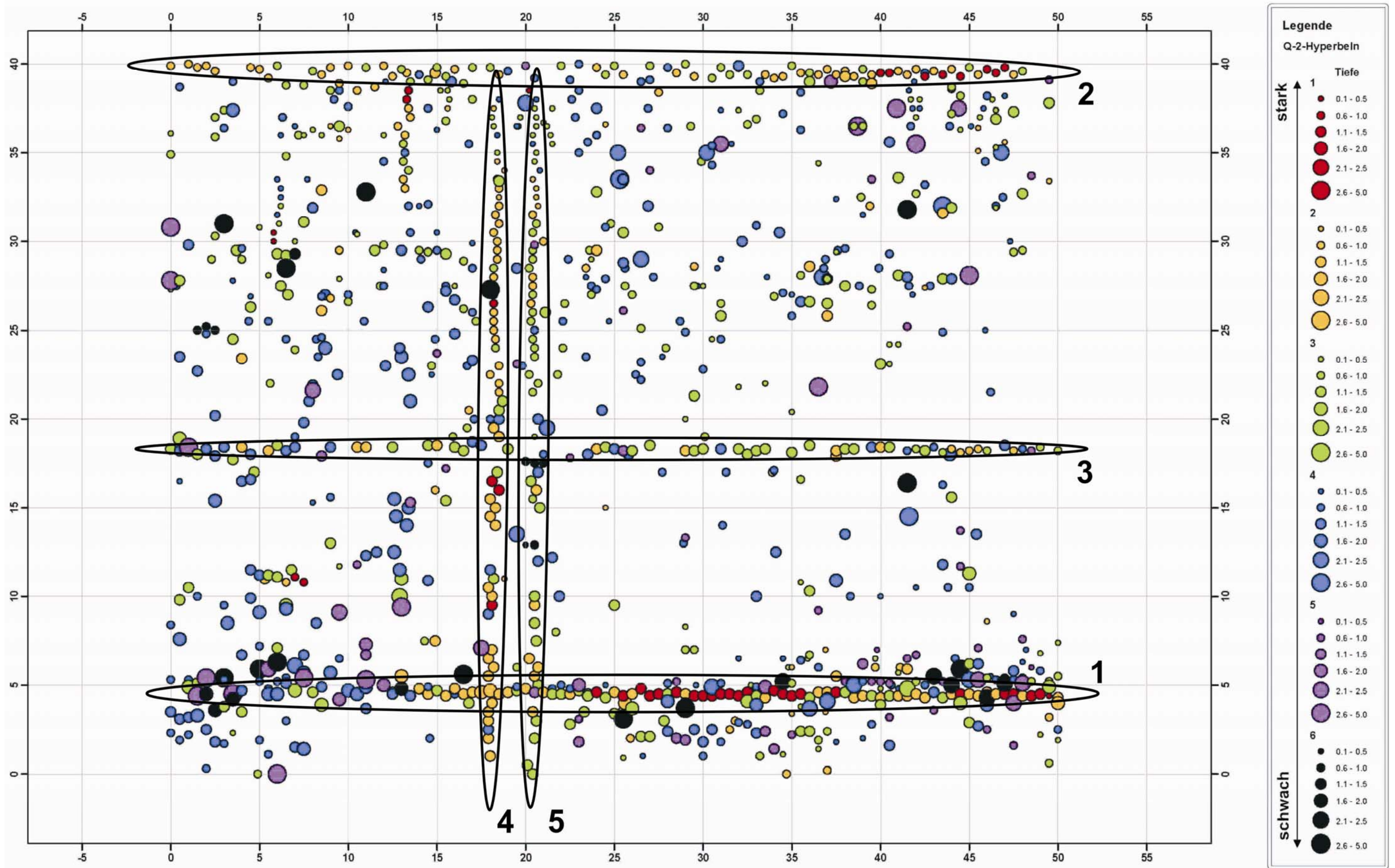


Abb. 5.3: Darstellung der möglichen Verdachtspunkte in Quadrant 2

Zusätzlich wurde die Bestimmung kleinräumiger Störkörper im Untergrund durch ein weiteres Problem beeinträchtigt. Wie in Abbildung 5.2 und 5.3 zu sehen ist, war die Lokalisierung der Rohrleitung 1 speziell am Anfang des 1. und 2. Quadranten nicht durchgehend möglich. Als Beispiele sind die gemessenen Profile 511 - 516 in den Abbildungen 5.4 bis 5.9 dargestellt, die jeweils einen Abstand von 0,5 m aufweisen. Auf der X – Achse ist die Profillänge in Meter angegeben und auf der Y – Achse die Laufzeit in Nanosekunden.

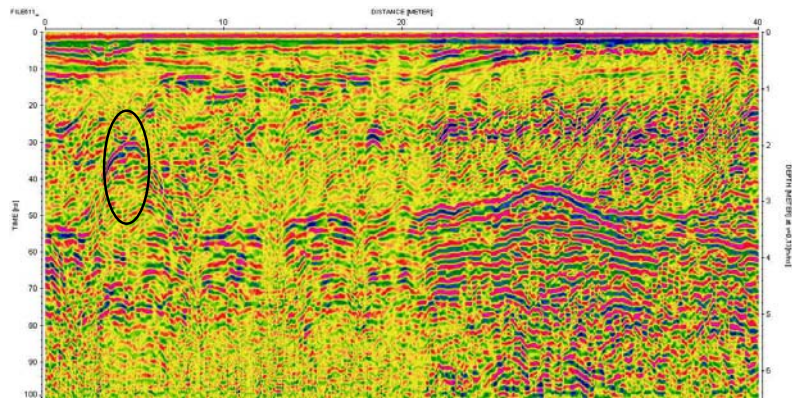


Abb. 5.4: Profil 511

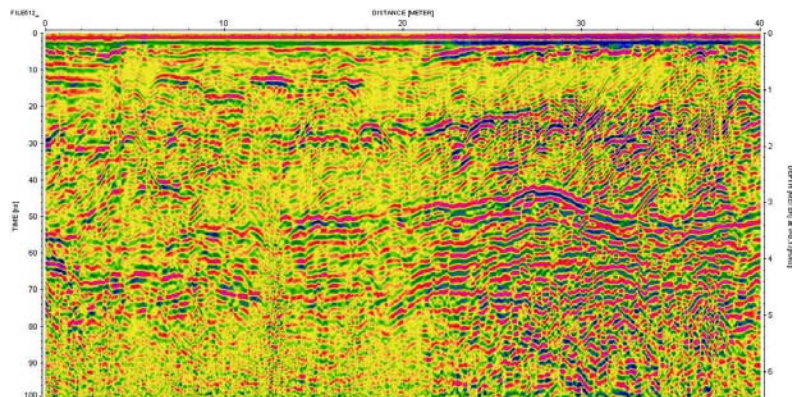


Abb. 5.5: Profil 512

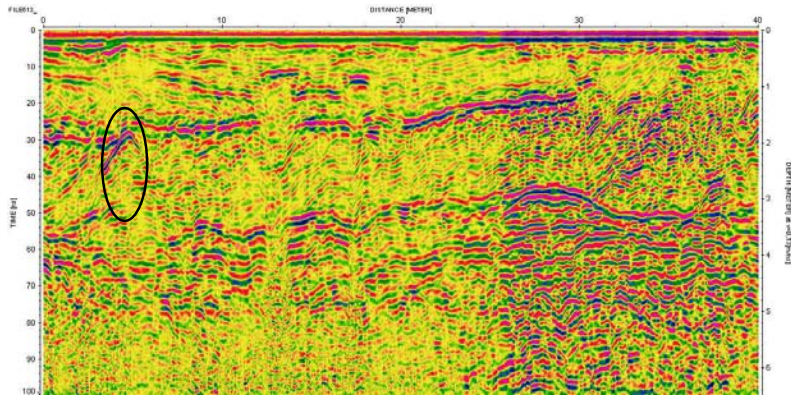


Abb. 5.6: Profil 513

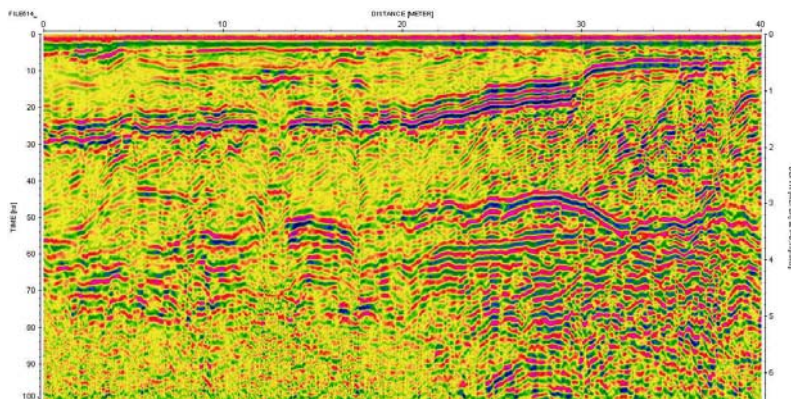


Abb. 5.7: Profil 514

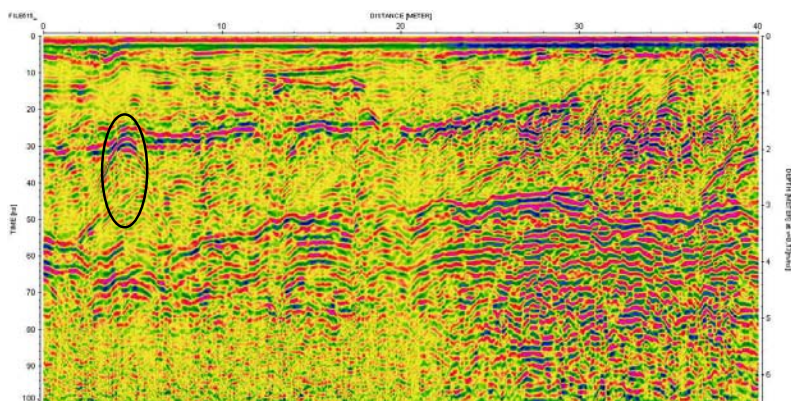


Abb. 5.8: Profil 515

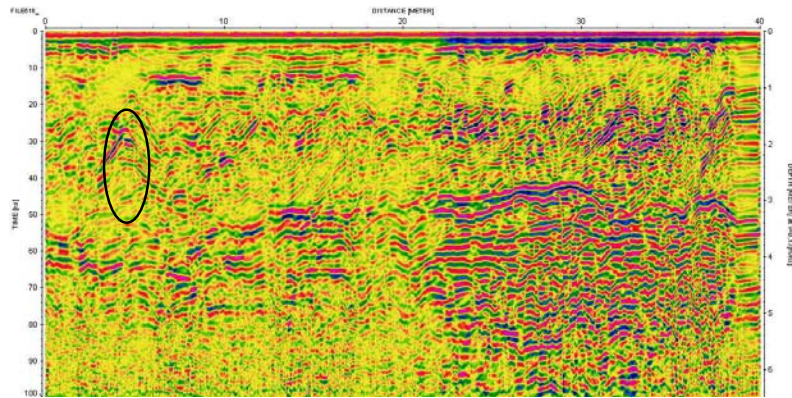


Abb. 5.9: Profil 516

Bei den Profilen 512 und 514 (Abb.5.5 und 5.7) kann die Rohrleitung nur sehr vage bis gar nicht lokalisiert werden. Dieses Problem ist speziell dann von Bedeutung, wenn man nach kleinen Einlagerungen sucht, die sich nicht über mehrer Radargramme verfolgen lassen. Einerseits kann das Fehlen dieser Hyperbeln mit dem Zusammenfallen der Leitung und einer Schichtgrenze erklärt werden, andererseits können auch die nicht plane Oberfläche und das somit verbundene unkontrollierte Taumeln der Antenne als Grund genannt werden.

5.4.2 Eingrabener Blindgänger

Für die zusätzlichen Messungen wurde eine 250 kg schwere Fliegerbombe aus dem 2. Weltkrieg in 1,5 beziehungsweise 2,5 Metern eingegraben. Die Profile wurden auf einer 10 x 10 m großen Fläche, mit der Bombe als Mittelpunkt, rasterförmig in einem Abstand von 0,5 m (200 und 400 MHz) und 1 m (100 MHz) gemessen. In Abbildung 5.10 ist ein Übersichtsplan über die gemessene Fläche dargestellt und der Messraster mit einem Profilabstand von 0,5 m.

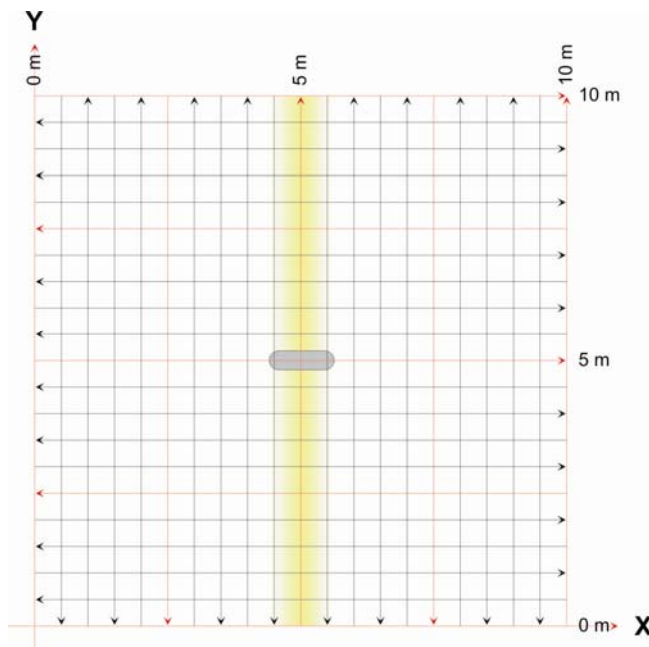


Abb. 5.10: Messraster über der eingegrabenen Bombe

Auch hier wurden die Signalbearbeitung der Daten wie für das große Messfeld mit AGC und einem Bandpassfilter durchgeführt.

Speziell für die Messungen mit der Frequenz von 100 MHz konnte kein befriedigendes Ergebnis erzielt werden, was sich mit dem geringen Auflösungsvermögen erklären lässt.

Die Lokalisierung des Blindgängers für die Messung mit 400 MHz und einer Tiefe von 1,5 m stellte sich als schwieriger heraus als erwartet. Ohne die Kenntnis der Lage der Bombe wäre eine Bestimmung dieser wohl nicht möglich gewesen. In Abbildung 5.11 und 5.12 sind die beiden Radargramme dargestellt, bei denen das eingegrabene Objekt zu sehen ist. Das Profil in Abbildung 5.11 verläuft in X – Richtung bei 4,5 m und das Profil in der Abbildung 5.12 in Y – Richtung bei 5,5 m. Auf der X – Achse ist die Profillänge in Meter angegeben und auf der Y – Achse die Laufzeit in Nanosekunden. Der Störkörper kann bei einer Laufzeit von ungefähr 20 ns und in der Profilmitte bei ungefähr 5 m bestimmt werden.

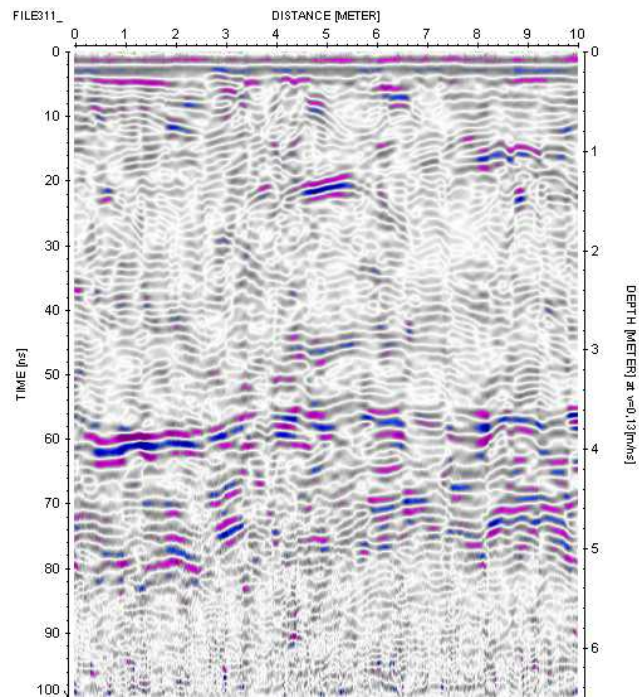


Abb. 5.11: Profil bei 4,5 m in X - Richtung

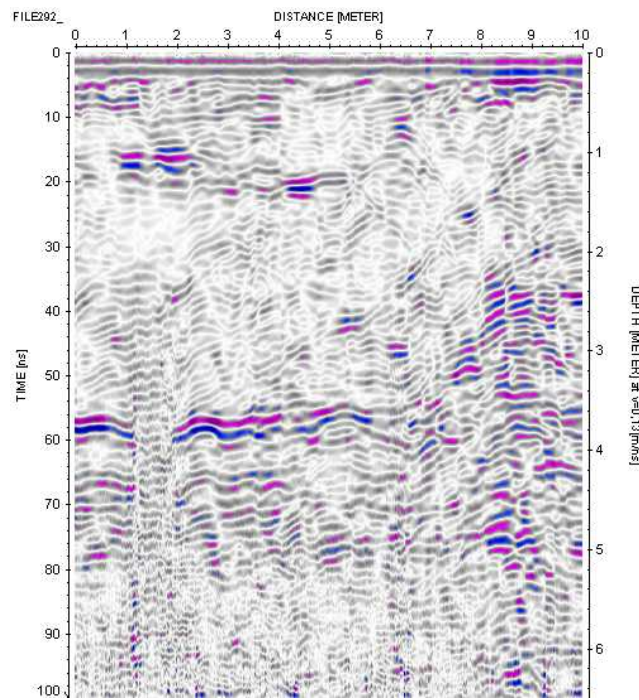


Abb. 5.12: Profil bei 5,5 m in Y - Richtung

Zusätzlich wurde noch ein 3D Modell aus den gemessenen Daten errechnet. In diesem Modul ist es möglich, sich Schnitte entlang der X-, Y-, und Z – Achse anzusehen. Der 3D Datenwürfel wird aus den 2D Profillinien errechnet. Nach einer gründlichen Untersuchung dieser Daten konnte die Lage des Störkörpers bestimmt werden.

In Abbildung 5.13 ist in der oberen Hälfte das Profil bei $x = 5,36$ m dargestellt. Auf der X – Achse ist die Profillänge in Meter angegeben und auf der Y – Achse die Laufzeit in Nanosekunden. Die Lage des Störkörpers kann bei ungefähr 4,5 m angenommen werden.

In der unteren Hälfte sind der dazugehörige Zeitschnitt bei 20 ns und die Lage des Körpers zu sehen. Auf der X – Achse ist die Profillänge in X - Richtung angegeben und auf der Y – Achse die die Profillänge in Y - Richtung.

Somit kann die Position der Bombe bei $x = 5,3 - 5,7$ m und $y = 4,5$ m angenommen werden.

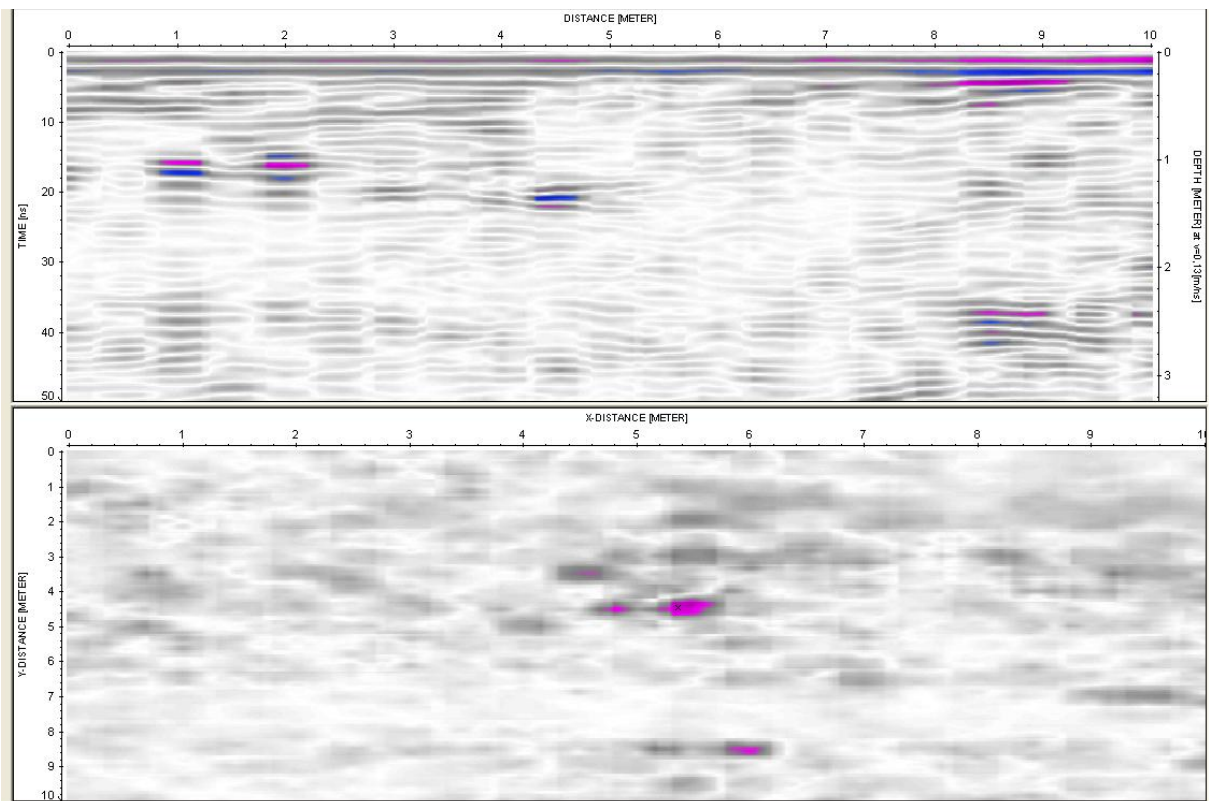


Abb. 5.13: Darstellung des Profils bei $x = 5,36$ m (oben) und dem dazugehörigen Zeitschnitt bei ungefähr 20 ns (unten)

Jedoch ergab sich auch hier das Problem, dass sich mehrere Verdachtspunkte herauskristallisierten.

Ein Beispiel für einen weiteren Verdachtspunkt wird in Abbildung 5.14 gezeigt. Dieses Profil verläuft bei $x = 8$ m. Bei einem Wert von ungefähr $y = 9,5$ m und einer Laufzeit von 29 ns ist eine ähnliche Struktur wie in Abbildung 5.13 zu erkennen.

In der unteren Hälfte sind der dazugehörige Zeitschnitt bei ungefähr 29 ns und die Lage zu sehen. Somit könnte auch hier $x = 8$ m und $y = 9,5$ m ein Blindgänger angenommen werden.

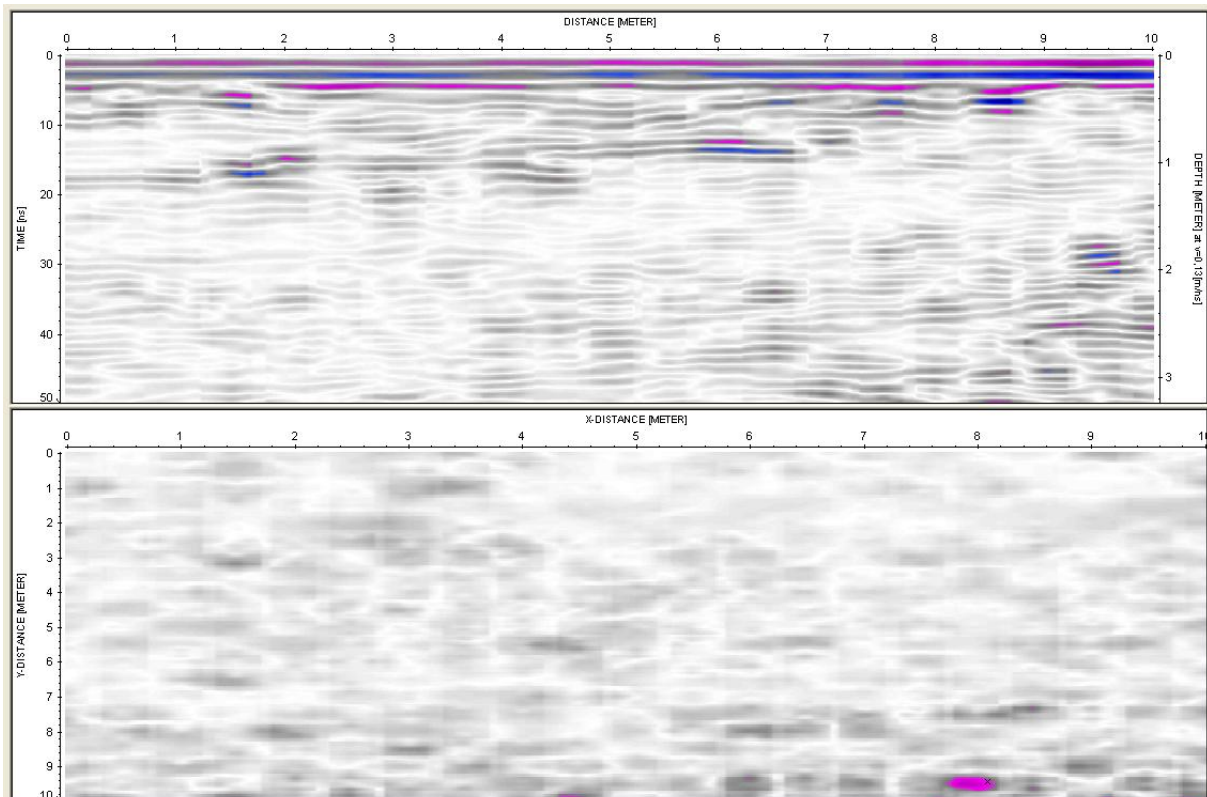


Abb. 5.14: Darstellung des Profils bei $x = 8$ m (oben) und dem dazugehörigen Zeitschnitt bei ungefähr 29 ns (unten)

Auch bei den Messungen mit den anderen Frequenzen konnte keine eindeutige Lokalisierung (nur ein Verdachtspunkt) des Störkörpers erzielt werden.

Somit können nun einige Schlüsse aus den durchgeführten Arbeiten gezogen werden:

Bei der Suche von Kriegsrelikten mit Georadar ist eine sehr gründliche Vorgehensweise (Profilabstand, Messung der Profile und Auswertung der Daten) von Nöten um exakte Ergebnisse zu erhalten. Eine holperige Oberfläche sowie ein Untergrund, der viele kleine oberflächennahe Störkörper enthält, können das Ergebnis der Messungen so beeinflussen, dass keine beziehungsweise keine eindeutige Lokalisierung des Störkörpers möglich ist.

Die Suche von Kriegsrelikten auf großen Messflächen ist wohl nur dann sinnvoll, wenn die zuvor erwähnten Voraussetzungen gegeben sind. Jedoch auch hier ist das Verhältnis von Kosten zu Nutzen zu beachten, da die entstehenden Kosten bei einer gründlich durchgeführten Messung nicht unerheblich sind. Als Lösung kann eine Kombination mit einer anderen geophysikalischen Messmethode sein, die zu dem gewünschten Ergebnis führt.

Zum Beispiel könnte eine geomagnetische Untersuchung der gesamten Fläche und eine punktuelle Einsetzung des Georadars über den Verdachtsflächen aus der Geomagnetik ein durchaus geeigneter Ansatz sein.

Bei dem Vergleich der synthetischen Radargramme und den Messungen über dem Störkörper konnte kein befriedigendes Ergebnis festgestellt werden. Weder die Amplitudenstärke noch die Form der Reflexion bei dem eingegrabenen Störkörper zeigte eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Eine eindeutige Lokalisierung des Körpers konnte bei den Messdaten trotz gründlicher Untersuchung nicht erreicht werden und lässt den Schluss zu das es noch einiges auf diesem Gebiet zu untersuchen gibt.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde der Schwerpunkt auf den Bereich der Bombensuche mit Georadar gelegt. Dafür wurde zu Beginn der Arbeit der Einfluss der Parameter des umgebenden Gesteins Porosität, Wassersättigung und Tongehalt auf den Verlauf der Dielektrizitätszahl berechnet. Hier zeigte sich, dass verschiedene Zusammensetzungen des Untergrundes zu einem gleichen Wert für die Dielektrizitätszahl führen können. Dies kann speziell bei der Dämpfung und die damit verbundene Eindringtiefe einen großen Einfluss haben.

Diese gewonnenen Werten wurde dazu verwendet um die Eigenschaften des geologischen Modells für die Simulation zu bilden. Bei der Modellierung wurde ein Störkörper, mit den Abmessungen einer 250 kg schweren Fliegerbombe, in den verschiedensten Einfallswinkeln im Modell platziert. Es wurden synthetische Radargramme, für eine Mittelfrequenz von 400 MHz, bei einem homogenen und einem geschichteten mit kleineren Störkörpern versehenen Untergrund durchgeführt. Es zeigte sich eine große Abhängigkeit der Amplitudenstärke des Empfangsignals von dem Einfallswinkel des Störkörpers.

Abschließend wurden Messungen mit verschiedenen Frequenzen (100, 200 und 400 MHz) auf einer Verdachtsfläche durchgeführt und zusätzlich eine Bombe vergraben um die gemessenen Daten mit der Modellierung vergleichen zu können. Hier konnte jedoch kein befriedigendes Ergebnis festgestellt werden, da der Störkörper keineswegs so eindeutig lokalisiert werden konnte wie es nach der Modellierung den Anschein hatte.

Kapitel 7

Literaturverzeichnis

Knödel, K., Krummel, H. und Lang, G. (1997): Handbuch zur Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten, Band 3, Springer Verlag, Berlin Heidelberg

Tipler, P. A. (1994): Physik, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg

Fruhirth, R. K., Kogler A., Schmöller, R., Rieger, R., Stummer, P. und Fischer, L.(1995): Aufbau eines center of competence für Bodenradartechnik, Joanneum Research)

Alteköster, C.A. (2004): Untersuchung zur Reproduzierbarkeit von Bodenradarmessungen, Dissertation, Universität Bonn)

Davis, J.L. und Annan, P. (1989): Ground penetrating radar for high resolution mapping of soil and rock stratigraphy, Geophysical Prospecting 37, 531-551

Schön, J. H. (1996): Physical properties of rocks: Fundamentals and Principles of Petrophysics, Handbook of Geophysical Exploration, Seismic Exploration, Volume 18, Elsevier

Forkman, B. und Petzold, H. (1989): Prinzip und Anwendung des Gesteinsradars zur Erkundung des Nahbereiches, Freiburger Forschungshefte, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig

Becker, K.D. (1974): Ausbreitung elektromagnetischer Wellen – Eine Einführung in die Theorie, Springer Verlag, Berlin

Daniels, D.J. (2004): Ground penetrating radar 2nd edition, The Institution of Electrical Engineers, London

Schön, Jürgen (1983): Petrophysik – Physikalische Eigenschaften von Gesteinen und Mineralen; Enke Verlag, Stuttgart

Goodman Dean (2006): Ground Penetrating Radar Simulation v3.0 User Manual

Anhang A

A 1

Homogener Untergrund

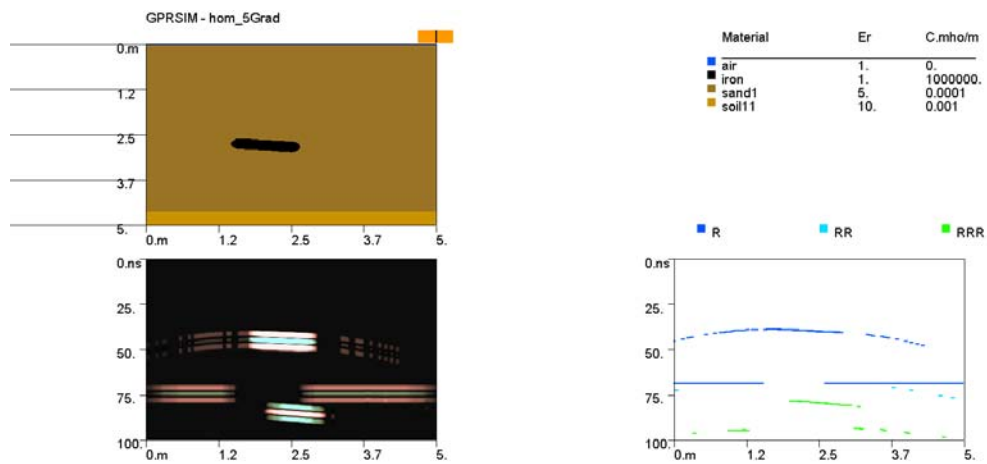


Abb. A1: Homogener Fall; Störkörper 5 Grad einfallen

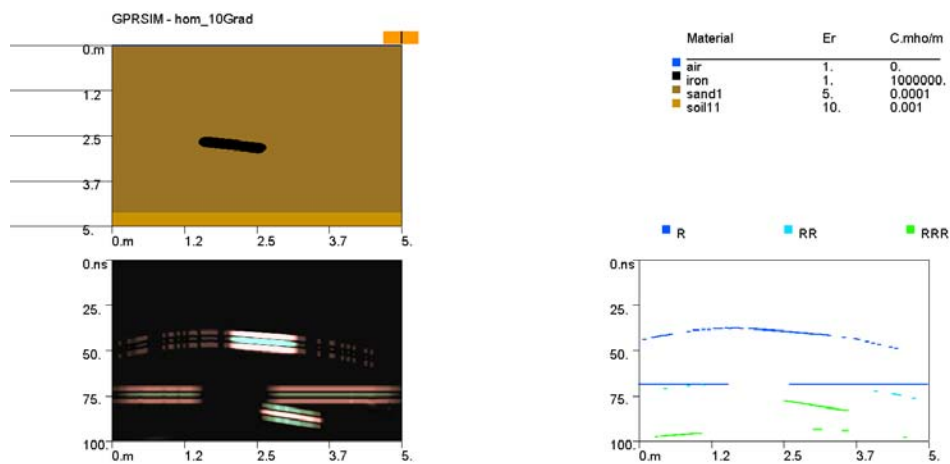


Abb. A2: Homogener Fall; Störkörper 10 Grad einfallen

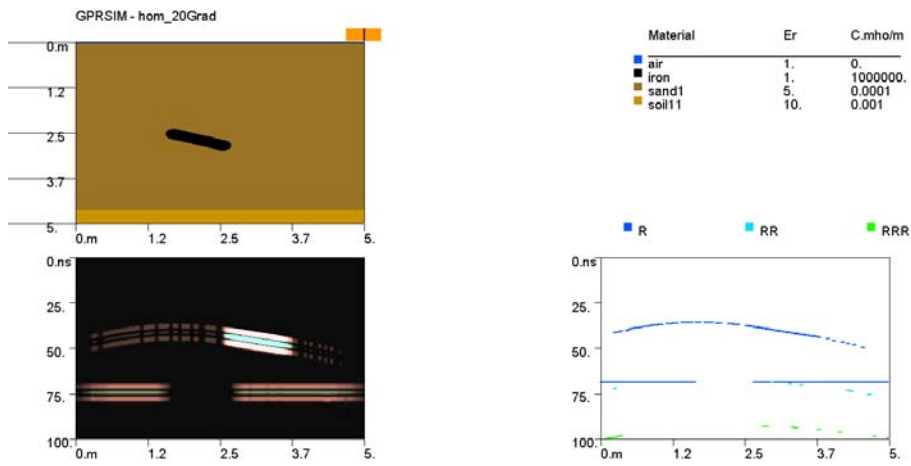


Abb. A3: Homogener Fall; Störkörper 20 Grad einfallen

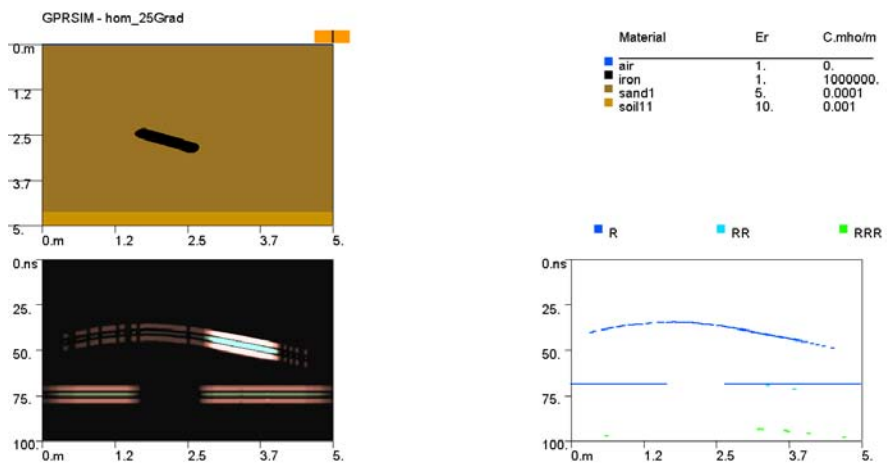


Abb. A4: Homogener Fall; Störkörper 25 Grad einfallen

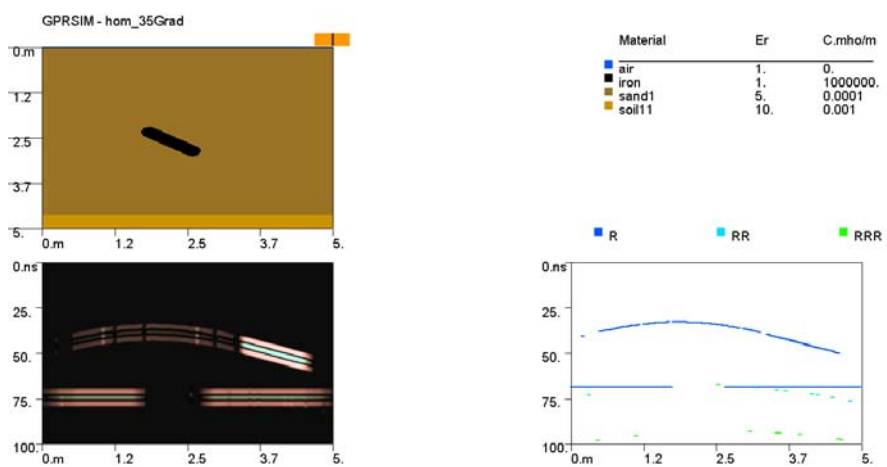


Abb. A5: Homogener Fall; Störkörper 35 Grad einfallen

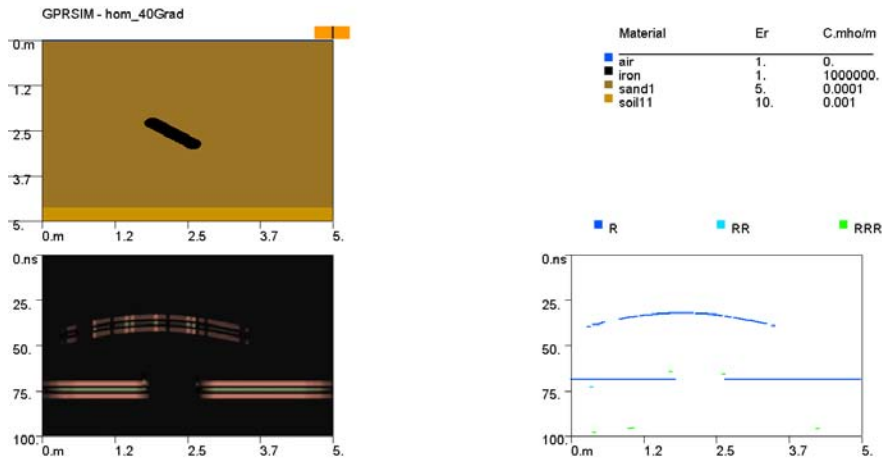


Abb. A6: Homogener Fall; Störkörper 40 Grad einfallen

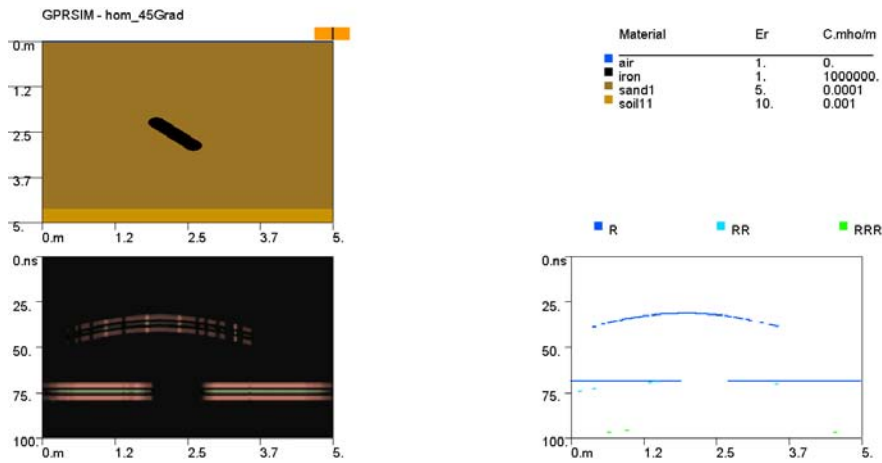


Abb. A7: Homogener Fall; Störkörper 45 Grad einfallen

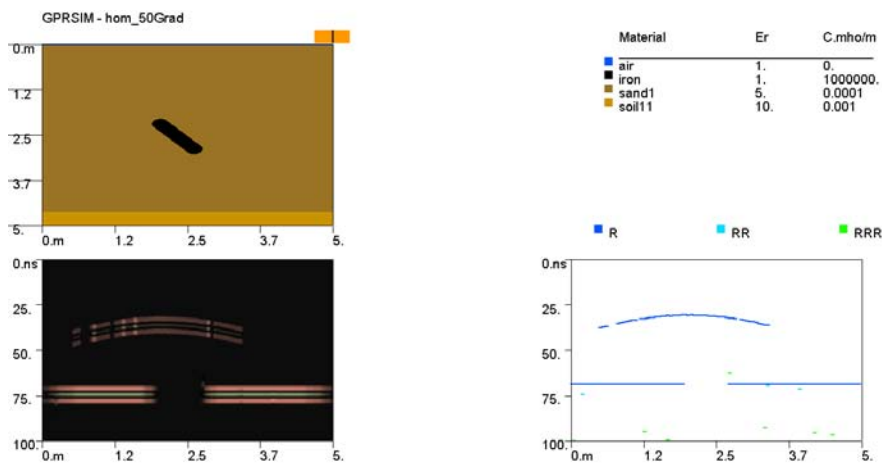


Abb. A8: Homogener Fall; Störkörper 50 Grad einfallen

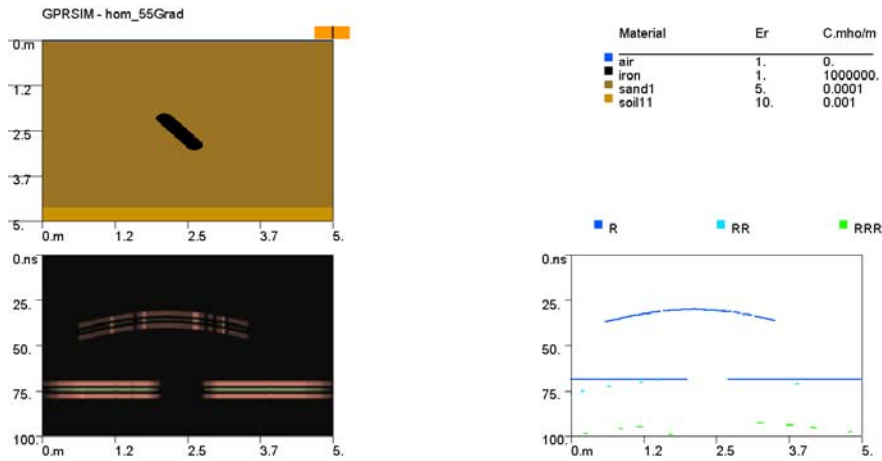


Abb. A9: Homogener Fall; Störkörper 55 Grad einfallen

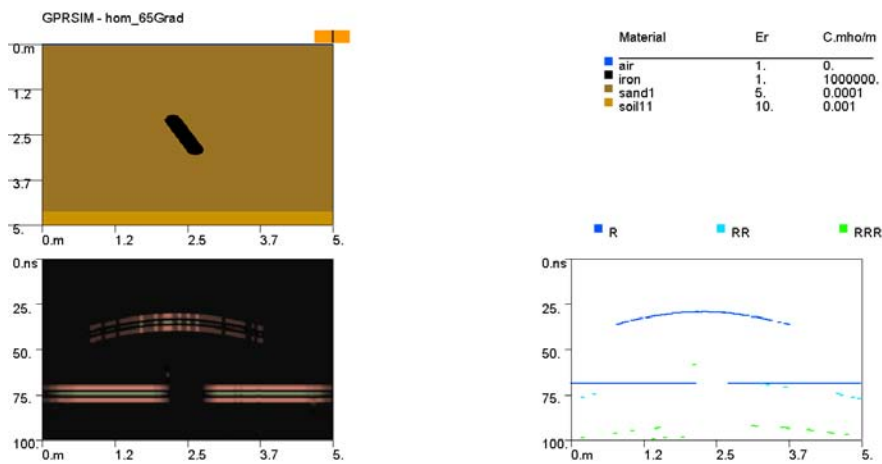


Abb. A10: Homogener Fall; Störkörper 65 Grad einfallen

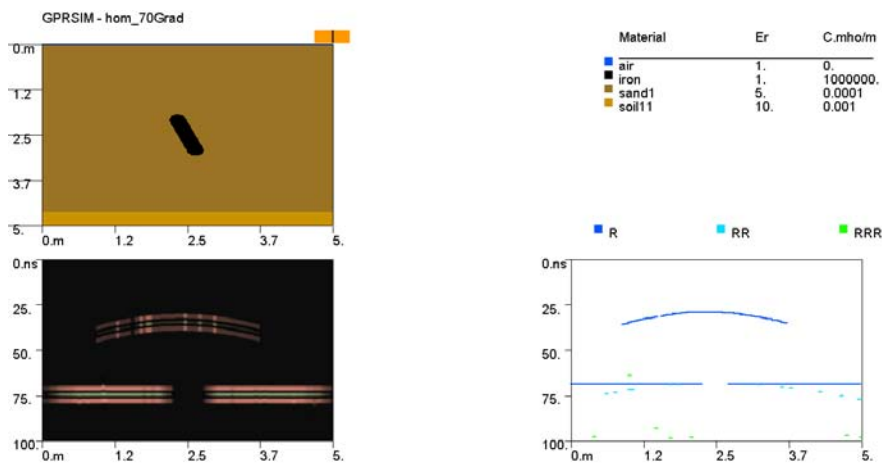


Abb. A11: Homogener Fall; Störkörper 70 Grad einfallen

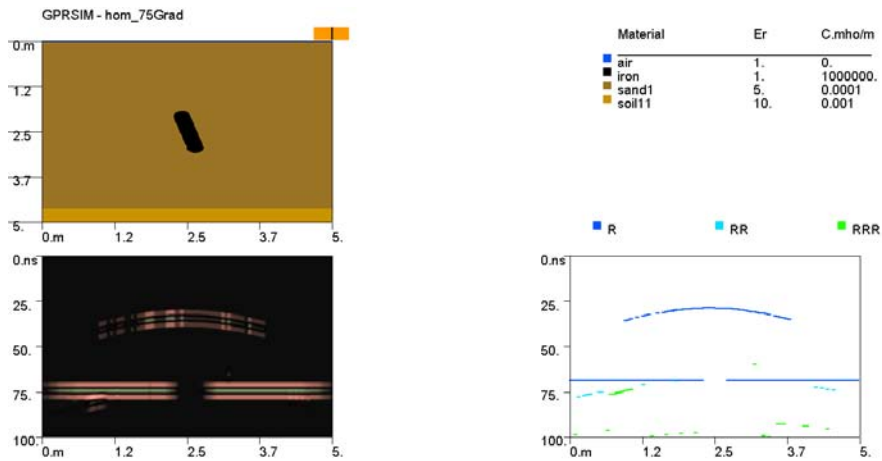


Abb. A12: Homogener Fall; Störkörper 75 Grad einfallen

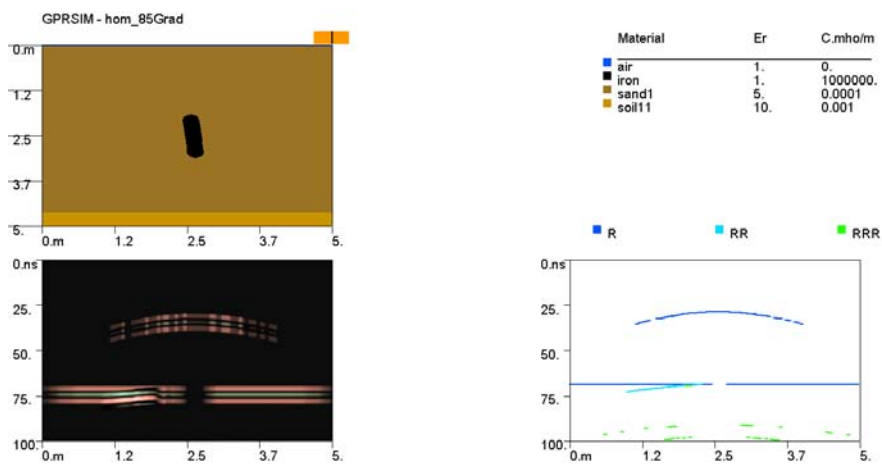


Abb. A13: Homogener Fall; Störkörper 85 Grad einfallen

A 2

Geschichteter Untergrund

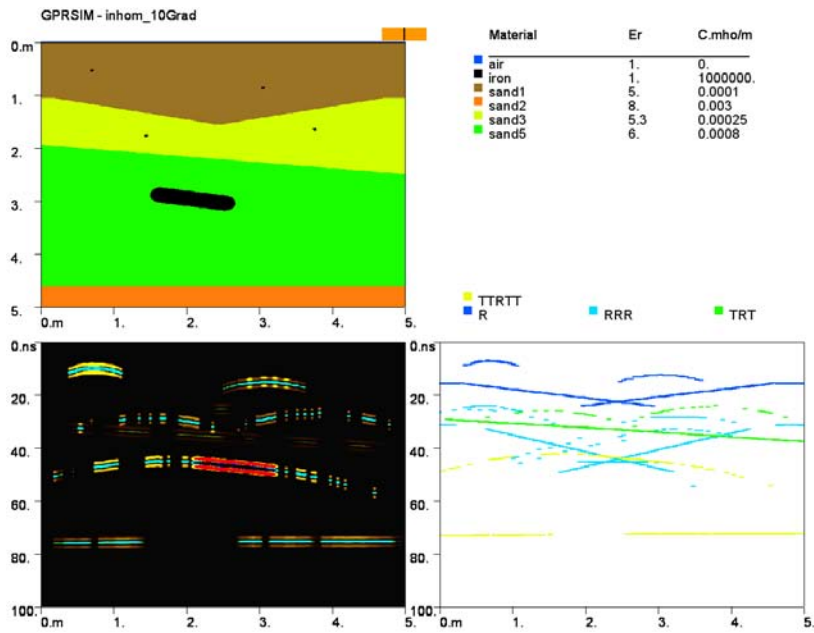


Abb. A14: Inhomogener Fall; Störkörper 10 Grad einfallen

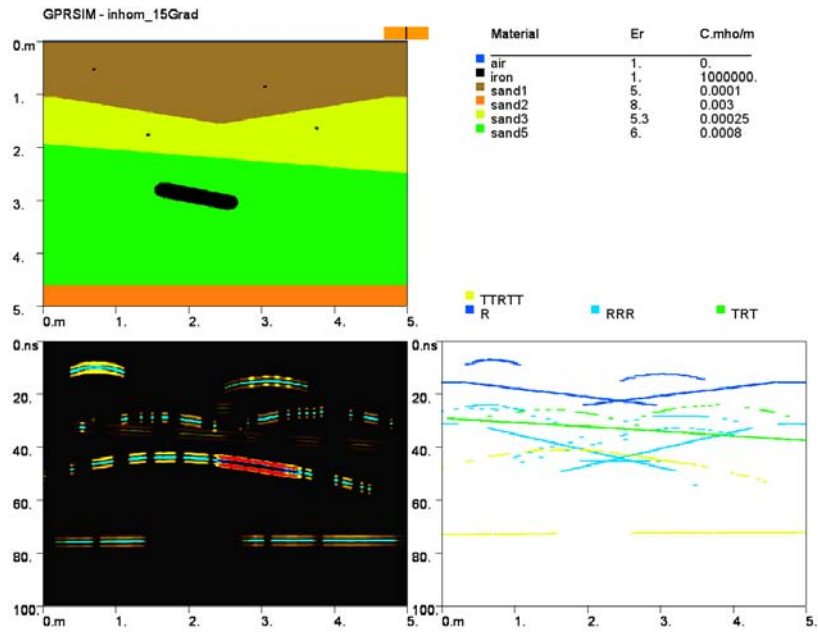


Abb. A15: Inhomogener Fall; Störkörper 15 Grad einfallen

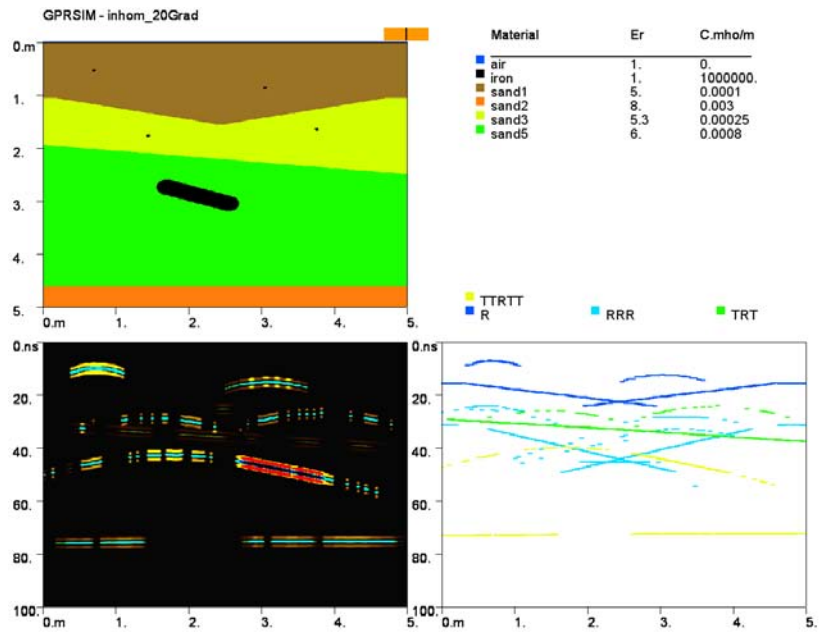


Abb. A16: Inhomogener Fall; Störkörper 20 Grad einfallen

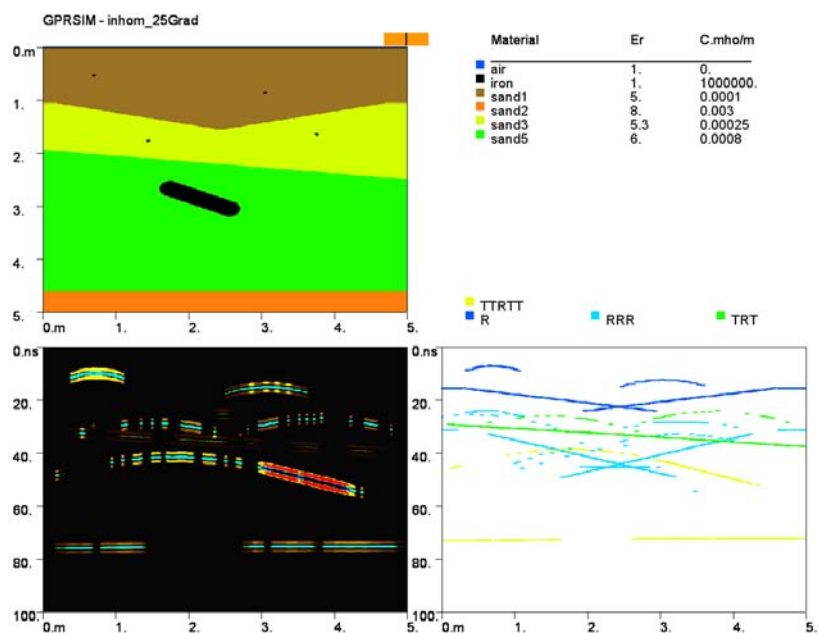


Abb. A17: Inhomogener Fall; Störkörper 25 Grad einfallen

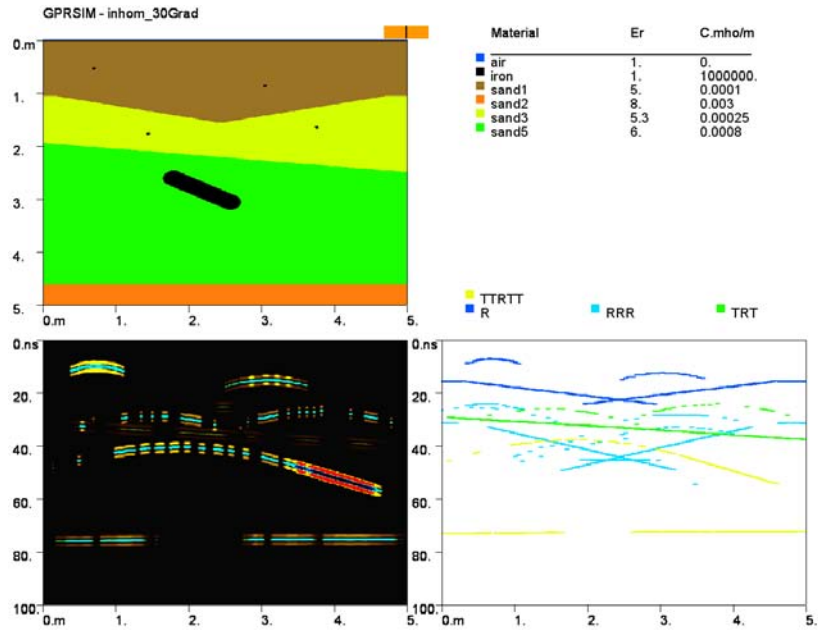


Abb. A18: Inhomogener Fall; Störkörper 30 Grad einfallen

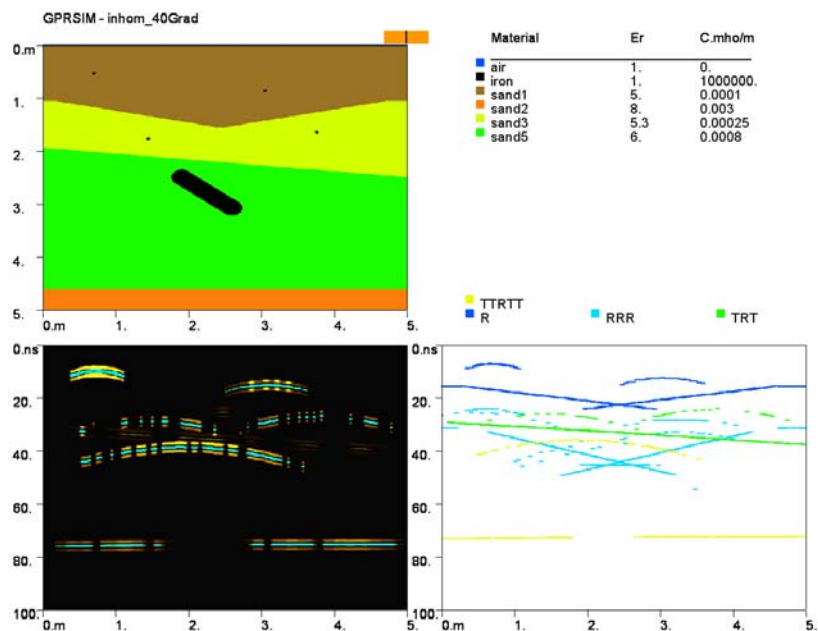


Abb. A19: Inhomogener Fall; Störkörper 40 Grad einfallen

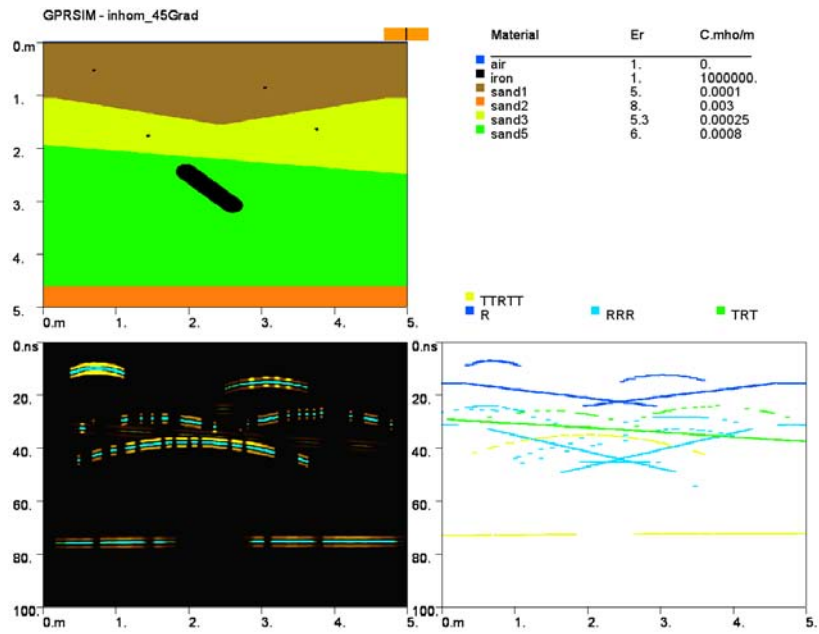


Abb. A20: Inhomogener Fall; Störkörper 45 Grad einfallen

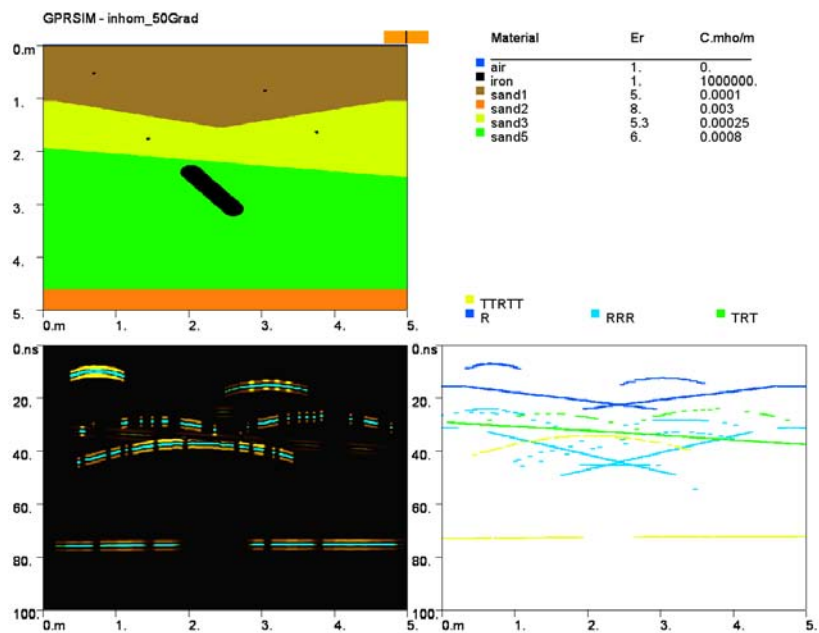


Abb. A21: Inhomogener Fall; Störkörper 50 Grad einfallen

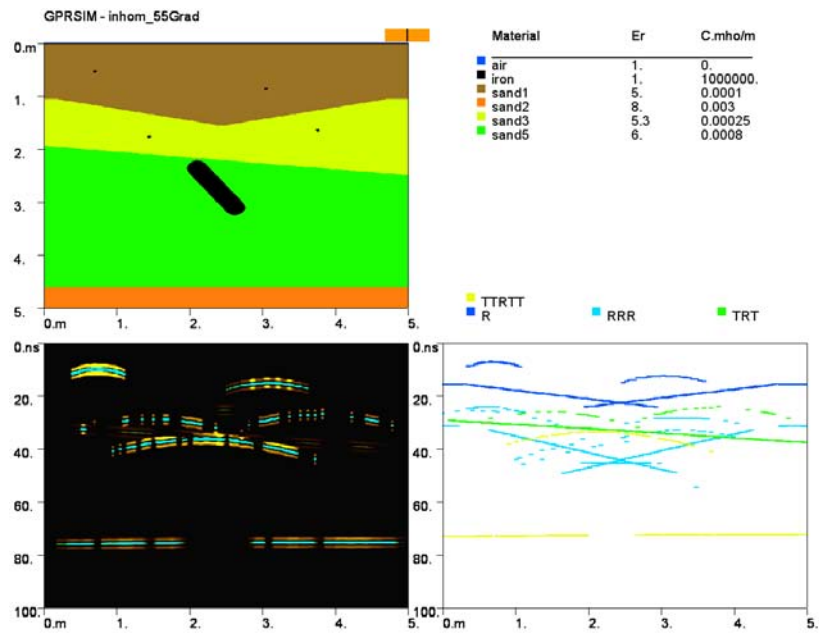


Abb. A22: Inhomogener Fall; Störkörper 55 Grad einfallen

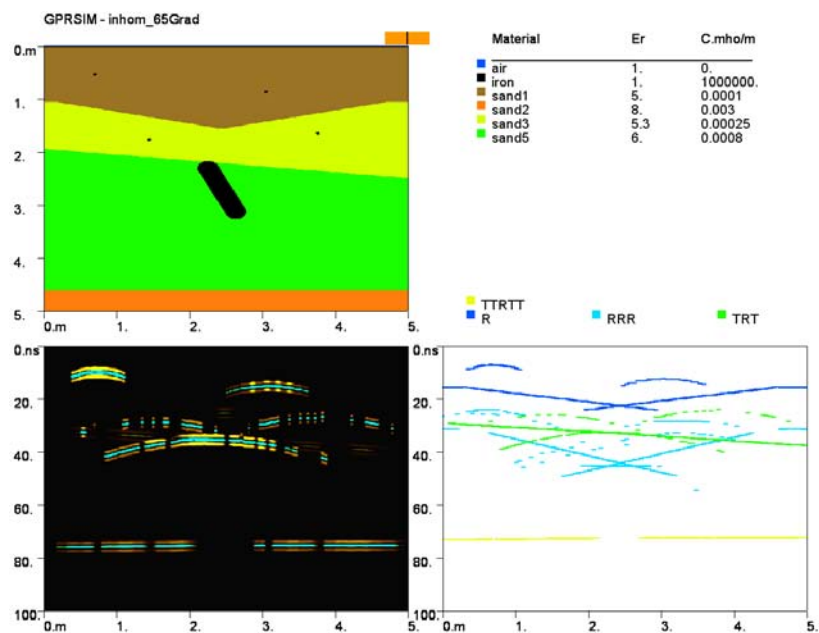


Abb. A23: Inhomogener Fall; Störkörper 65 Grad einfallen

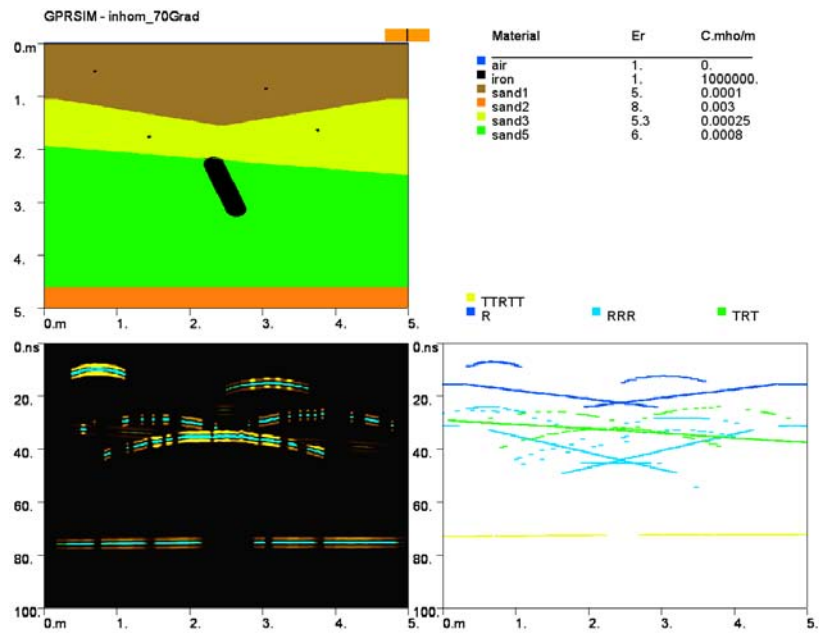


Abb. A24: Inhomogener Fall; Störkörper 70 Grad einfallen

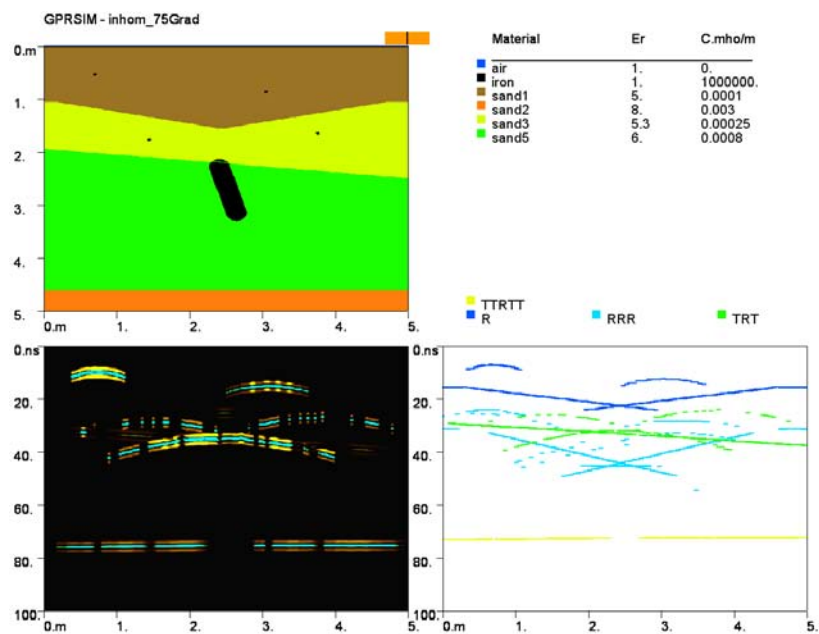


Abb. A25: Inhomogener Fall; Störkörper 75 Grad einfallen

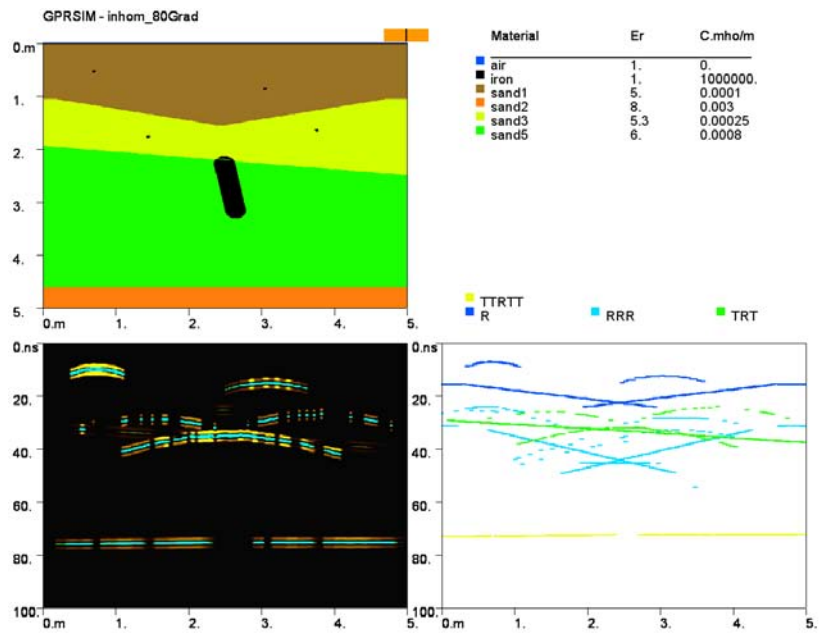


Abb. A26: Inhomogener Fall; Störkörper 80 Grad einfallen

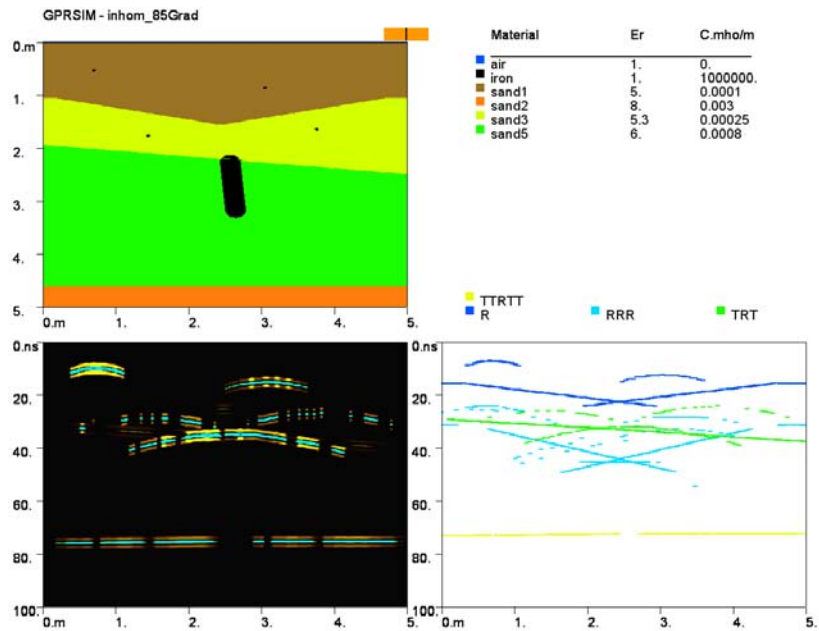


Abb. A27: Inhomogener Fall; Störkörper 85 Grad einfallen