

BERICHTE

**Die Auswertung der
aeromagnetischen Daten**
des Raumes
Dunkelsteinerwald — Rossatz
mit Hilfe des WERNER-Verfahrens

(Vollzug des Lagerstättengesetzes: Projekt NC-6t/85)

**Robert Köhazy
Wolfgang Seiberl**

Berichte der Geologischen Bundesanstalt, Nr.6

GEOLOGISCHE BUNDESANSTALT

A-1031 WIEN, POSTFACH 154 · RASUMOFSGASSE 23



GEOLOGISCHE BUNDESANSTALT

**Die Auswertung der
aeromagnetischen Daten**
des Raumes
Dunkelsteinerwald — Rossatz
mit Hilfe des WERNER-Verfahrens

(Vollzug des Lagerstättengesetzes: Projekt NC-6t/85)

Robert Köhazy
Wolfgang Seiberl

Berichte der Geologischen Bundesanstalt, Nr.6

Projektendbericht
Wien, November 1986

Impressum:

Alle Rechte für In- und Ausland vorbehalten.

Medieninhaber, Herausgeber und Verleger: Geologische Bundesanstalt,
A-1031 Wien, Rasumofskygasse 23.

Für die Herstellung, Inhalt und Redaktion sind die Autoren verantwortlich.

Verlagsort: Wien

Ziel der "Berichte der Geologischen Bundesanstalt" ist die Verbreitung wissenschaftlicher Ergebnisse durch die Geologische Bundesanstalt.

Die "Berichte der Geologischen Bundesanstalt" sind im Buchhandel nicht erhältlich.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1. Zielsetzung und Ablauf des Projekts	2
2. Das WERNER-Verfahren	3
2.1. Einleitung	3
2.2. Grundkonzept des WERNER-Verfahrens	4
2.2.1. Einfacher Fall	10
2.2.2. Erweiterter Fall	13
3. Testbeispiele	16
3.1. Die senkrecht einfallende Platte	16
3.2. Die nach N einfallende Platte	19
3.3. Die nach S einfallende Platte	22
4. Die Anwendung des WERNER-Verfahrens auf die aeromagnetischen Daten des Raumes Dunkelsteinerwald-Rossatz	25
4.1. Isanomalien der Totalintensität	25
4.2. Ergebnisse nach dem WERNER-Verfahren	26
5. Literatur	28
6. Anhang	29
7. Beilagen	30

Zusammenfassung

Bei der quantitativen Auswertung aeromagnetischer Daten ist es wegen der dabei zu beobachtenden großen Datenmenge von Vorteil sich automatischer Interpretationsmethoden zu bedienen. Ein dabei häufig verwendetes Verfahren ist die WERNER-Dekonvolution, die auf einfachen magnetischen Störkörpermodellen beruht.

Bei der Anwendung dieser Methode auf die aeromagnetischen Daten des Raumes Dunkelsteinerwald – Rossatz konnte gezeigt werden, daß die Verbreitung der Peridotite im Projektgebiet wesentlich größer ist, als sie bei der Oberflächenkartierung festgestellt werden konnte. Dabei kann die Tiefe zu den Oberkanten der Peridotitkörper bis zu annähernd 1000 m betragen.

1. Zielsetzung und Ablauf des Projekts

Bei der Auswertung aerogeophysikalischer Messungen fallen i.a. große Datenmengen bzw. eine erhebliche Anzahl von zu interpretierenden Anomalien an. Um letztere quantitativ auswerten zu können ist der Einsatz von elektronischen Rechenanlagen empfehlenswert, weil es in erster Näherung über relativ einfache Modellannahmen oft möglich ist, automatisch die in Wirklichkeit auftretenden Störkörper mathematisch-physikalisch zu simulieren. In diesem Zusammenhang sei als Beispiel auf die Interpretation von elektromagnetischen Messungen an Hand des Widerstandsmodelles "Homogener Halbraum" (FRASER, 1978) verwiesen. Entsprechend dieser Ausführungen wurde als Projektziel definiert, daß ein automatisches Auswerteprogramm für die bei den Hubschraubermeßflügen anfallenden geomagnetischen Daten zu erstellen ist.

Nach dem Studium und der Bewertung der in der Literatur publizierten Methoden (KÖHAZY, 1986) wurde das auf WERNER (1953) zurückgehende Verfahren ausgewählt, bei dem die magnetische Anomalie über einem Störkörper durch eine äquivalente dünne Platte, die senkrecht zur Meßprofilrichtung nach beiden Richtungen ausgedehnt ist, verursacht wird. Im Anschluß an die Programmentwicklung wurde das WERNER- Dekonvolutionsverfahren durch eingehende Testläufe mit Hilfe theoretischer Modellannahmen auf seine Aussagefähigkeit untersucht (KÖHAZY, 1986).

Im letzten Schritt wurde das WERNER-Verfahren auf Meßergebnisse, die am Ostrand der Böhmisches Masse gewonnen wurden, in der Praxis erprobt (KÖHAZY, 1986). Dabei wurden die Projektgebiete "Dunkelsteinerwald" (SEIBERL et al., 1985a) und "Rossatz" (SEIBERL et al., 1985b) ausgewählt, weil im Bereich des Granulitgebietes der Gföhler Decke (FUCHS et al., 1976) eine Reihe langgestreckter Ultrabasitkörper vorkommen, die sich gut durch plattenförmige Störkörper annähern lassen.

2. Das WERNER-Verfahren

2.1. Einleitung

Im allgemeinen können zwei verschiedenartige Ziele bei der Datenbearbeitung in der angewandten Magnetik angestrebt werden:

- a.) die Bestimmung der Anomalie, wenn der Störkörper bekannt ist;
- b.) die Bestimmung der Daten des Störkörpers, wenn die Anomalie bekannt ist.

Für die Lösung des Problems b.) sind zwei Verfahren üblich:

- 1.) das indirekte Auswerteverfahren
- 2.) das direkte Auswerteverfahren

Im folgenden wird eine direkte Methode beschrieben, die die Parameter einer dünnen Platte bestimmt. Wenn die Platte unendliche Ausdehnung in Streichrichtung besitzt, kann die Lage und Tiefe der Oberkante der Platte direkt aus den Anomaliewerten errechnet werden.

Magnetische Anomalien, die durch plattenförmige Störkörper hervorgerufen werden, sind in der angewandten Magnetik deshalb von Bedeutung, weil ein solcher Körper mathematisch durch eine exakt definierte Platte angenähert werden kann. Es gibt eine Vielzahl guter Beispiele für die Anwendung dieses Modells, vor allem im Bereich von Erzlagerstätten. Es ist von Vorteil, daß die Berechnung des magnetischen Feldes über einer Platte verhältnismäßig einfach ist.

Vom Standpunkt der Interpretation muß eine Unterscheidung zwischen "dünnen" und "dicken" Platten getroffen werden. Die Behandlung der Ersteren ist einfacher als die der Letzteren. In der Praxis wird eine dünne Platte dann angenommen, wenn die Dicke kleiner ist als die Hälfte der Tiefe zur Oberkante der Platte.

Die direkte Interpretation beruht auf der Messung der Vertikal- und Horizontalintensität oder der Messung der Totalintensität entlang eines Meßprofils, welches senkrecht zur Streichrichtung verläuft.

Die in diesem Kapitel beschriebene Methode basiert auf einer vereinfachenden Annahme langgestreckte Störkörper durch oben genannte Platten anzunähern, was zu einer Linearisierung von komplexen nichtlinearen Problemen führt. Diese computerunterstützte Interpretationstechnik wurde zuerst vom schwedischen Geophysiker WERNER (1953) beschrieben. Es können Tiefenabschätzungen jeder langgestreckten geologischen Formation gemacht werden, ohne Rücksicht auf den Einfallswinkel, die Inklination oder die remanente Magnetisierung. Die Nützlichkeit dieser Methode wird unterstrichen bzw. erweitert durch die Tatsache, daß der Horizontalgradient des Totalfeldes, das durch eine stufenförmige Erhebung hervorgerufen wird, gleich ist jenem Totalfeld das durch eine dünne Platte an der Stelle der Erhebung (engl.: Interface), erzeugt wird.

Bereits seit 1968 wird die Methode der WERNER-Dekonvolution in automatischen Auswerterroutinen für magnetische Anomalien eingesetzt. Die Resultate dieser Anwendung

wurden zuerst von HARTMANN et al. (1971) publiziert. JAIN (1976) veröffentlichte einen Artikel in dem er über Modellrechnungen mit Hilfe der WERNER-Dekonvolution berichtet. Die Anwendungsmöglichkeiten der WERNER-Dekonvolution sind einigermaßen gut bekannt. Der Zweck dieser Arbeit soll es unter anderem sein, die Nützlichkeit des Verfahrens an Hand von aeromagnetischen Anomalien zu untersuchen, sowie eventuelle Mängel zu beschreiben. KILTY (1983) hat Fehler, die bei der Tiefenabschätzung auftreten können, aufgezeigt.

Ein grundsätzliches Ziel der aeromagnetischen Prospektion ist die schnelle Datenerfassung und deren Interpretation. Während die rasche Datenerfassung im allgemeinen gewährleistet ist, vergehen oft viele Monate bis die gemessenen Daten, die innerhalb weniger Wochen über einem flächenmäßig großen Gebiet erhoben wurden, einer Verarbeitung und Interpretation zugeführt werden können. Die heute im Einsatz stehenden Protonenpräzessionsmagnetometer gestatten eine Meßrate von mehreren Messungen pro Sekunde. Der Mangel an einem geeigneten automatischen Auswerteverfahren ist in den meisten Fällen die Ursache dafür, daß die Interpretation weit hinter der Erhebung der Daten nachfolgt.

2.2. Grundkonzept des WERNER-Verfahrens

In diesem Abschnitt über die theoretischen Grundlagen des Verfahrens wird gezeigt, warum die Lösung des sg. WERNER-Totalfeldes ein guter Indikator für eine magnetische dünne Platte ist, hingegen die Lösung des Horizontalgradienten ein guter Indikator für die Kante einer magnetisierten Stufe oder einer dicken Platte. Ein wohlüberlegter Gebrauch dieser extremen Lösungstypen kann zu einer geschlossenen Abschätzung der Tiefen der Oberkanten führen. Außerdem soll das Verfahren die Gestalt von magnetischen Störkörpern enthüllen. Mit einiger Erfahrung kann man auch die Lage, den Einfallswinkel und den Suszeptibilitätskontrast bei bekannter Dicke der Platte bestimmen.

Die ursprüngliche WERNER-Dekonvolution (WERNER, 1953) wurde entwickelt um Lösungen für Anomalien, die von dünnen Platten hervorgerufen werden, zu finden. HARTMANN et al. (1971) haben die Idee einer mathematischen Betrachtung der Anomalie einer dünnen Platte auf die näherungsweise Betrachtung von beliebigen Anomalien erweitert. Obwohl diese Vorgangsweise sehr vereinfacht erscheint, hat die Methode überraschend gute Ergebnisse bei der Anwendung auf verschiedene Probleme in der angewandten Magnetik gebracht.

Es soll nun die Formel für das Feld einer dünnen, homogen magnetisierten Platte abgeleitet werden. Eine solche Platte mit endlicher Tiefenausdehnung kann, indem man sie sich durch zwei Platten, die in der selben Ebene liegen, ersetzt denkt, betrachtet werden. Beide Platten haben unendliche Tiefenerstreckung. Die eine Platte hat dieselbe Oberkante und Magnetisierungsrichtung wie die ursprüngliche Platte, die andere hat eine Oberkante, die mit der Unterkante der ursprünglichen Platte zusammenfällt und gleich große, aber entgegengesetzte Magnetisierungsrichtung. Dies ist aber nur dann notwendig, wenn man die Formel für eine Platte berechnen möchte, die sich mit endlicher Tiefenerstreckung erstreckt. Die Platte wird in einem rechtwinkligen Koordinatensystem angenommen,

wobei die Oberkante mit der y -Achse zusammenfällt (siehe Abb. 2.2.1.). Der Einfallswinkel (φ) der Platte wird von der positiven x -Achse in Richtung der z -Achse gemessen.

Die Magnetisierung einer Platte ist gleichbedeutend zum Beitrag der freien Magnetisierung an der Oberfläche der Platte. Die Platte besitzt eine Symmetrieebene an der Stelle $y=0$. Die freie Magnetisierung an den seitlichen Randkanten der Platte beeinflusst nicht die magnetischen Feldkomponenten X und Z und kann daher vernachlässigt werden. Wenn man mit ϵ die Dicke der Platte bezeichnet dann ist die freie Magnetisierung an der Oberkante der Platte $-\epsilon J_{\parallel}$ pro Einheitslänge. An der Seite, an der die positive cross-Magnetisierung senkrecht in die Platte hineinweist, beträgt die freie Magnetisierung $-J_{\perp}$ pro Einheitsfläche; auf der anderen Seite ist sie J_{\perp} .

Die Distanz zwischen dem Volumenelement in Punkt $P(x, y, z)$ und dem Aufpunkt $Q(x_0, y_0, z_0)$ wird durch folgende Beziehung bestimmt:

$$r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 \quad (2.1.)$$

Es wird zuerst jener Fall betrachtet, bei dem die Platte mit $\varphi = 90^\circ$ einfällt.

Das Potential im Punkt $P(x, 0, z)$, bedingt durch die freie Magnetisierung eines Längenelements db der Kante im Punkt $Q(0, y_0, 0)$ auf der y -Achse, ist

$$dW_{\parallel} = -\frac{\epsilon J_{\parallel} dy_0}{r} \quad (2.2)$$

Somit gilt über die gesamte Längsausdehnung der Platte

$$W_{\parallel} = -\int_{y_0=-l}^{y_0=l} \frac{\epsilon J_{\parallel}}{r} dy_0 \quad (2.3.)$$

J_{\parallel} Magnetisierung parallel zur Plattenfläche in z -Richtung

J_{\perp} ... Magnetisierung normal zur Plattenfläche in x -Richtung

ϵ Dicke der Platte

l Länge der Platte in y -Richtung

Um die einzelnen Feldkomponenten zu erhalten berechnet man sich die Ableitungen:

$$-\frac{\partial W_{\parallel}}{\partial x} = \epsilon J_{\parallel} \int_{y_0=-l}^{y_0=l} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right) dy_0 = -2\epsilon J_{\parallel} \frac{l}{\sqrt{x^2 + l^2 + z^2}} \frac{x}{x^2 + z^2} \quad (2.4.)$$

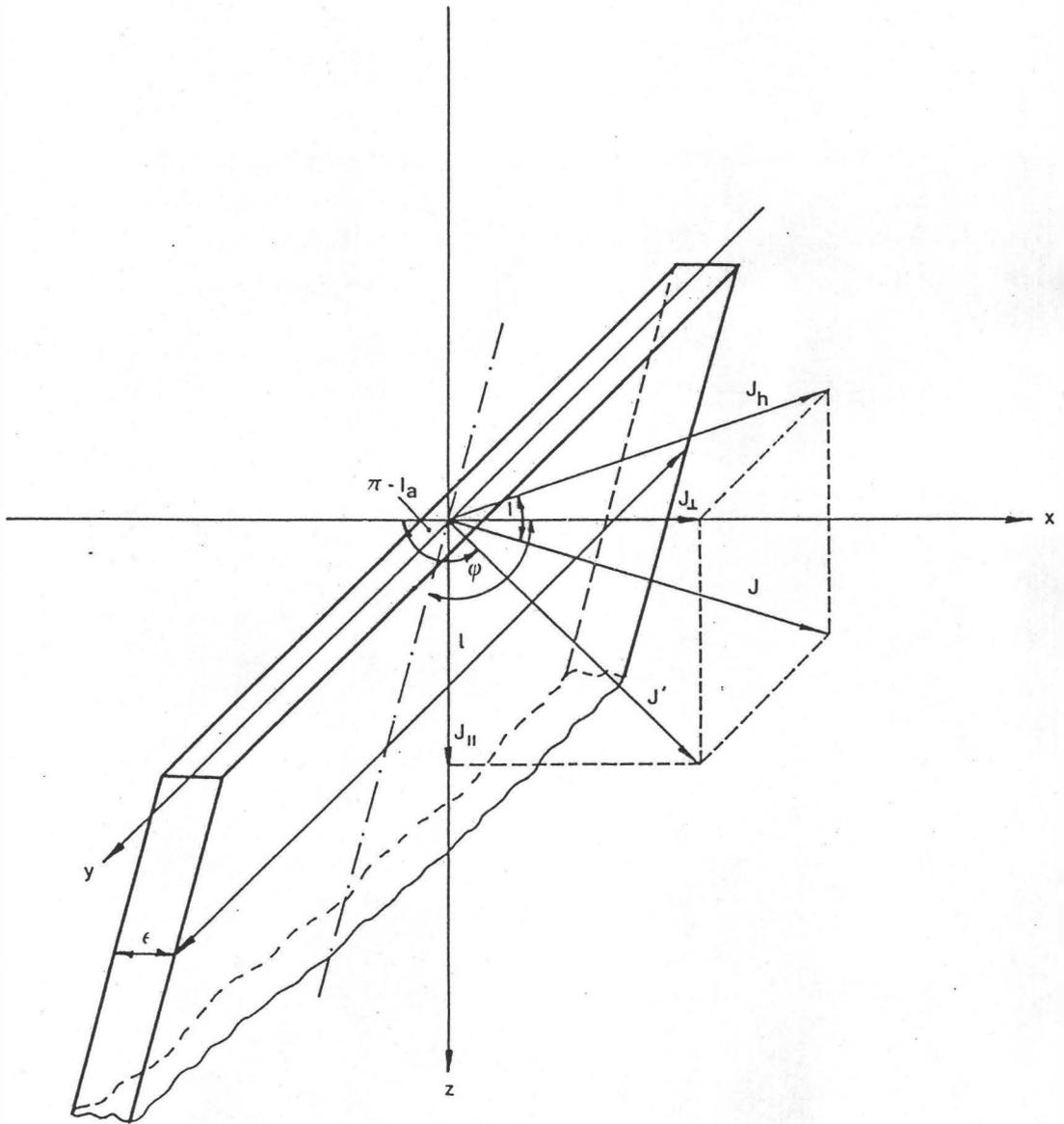


Abb. 2.2.1.: Zur Ableitung des WERNER-Verfahrens: Position der Platte im xyz -Koordinatensystem; Symbole siehe Anhang

In analoger Form erhält man:

$$-\frac{\partial W_{\parallel}}{\partial z} = -2\varepsilon J_{\parallel} \frac{l}{\sqrt{x^2 + l^2 + z^2}} \frac{z}{x^2 + z^2} \quad (2.5.)$$

Ein Volumenelement $\varepsilon dy_0 dz_0$ im Punkt $Q(0, y_0, 0)$ hat ein magnetisches Moment $\varepsilon J_{\perp} dy_0 dz_0$ in positiver Richtung der x -Achse. Das Potential dW_{\perp} dieses Elementes im Punkt $P(x, 0, z)$ berechnet sich aus dem POISSON'schen Gesetz zu

$$dW_{\perp} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\varepsilon J_{\perp} dy_0 dz_0}{r} \right) \quad (2.6.)$$

für alle Volumenelemente der Platte.

Daher kann man schreiben:

$$W_{\perp} = -\varepsilon J_{\perp} \int_{y_0=-l}^{y_0=l} \int_{z_0=-\infty}^{z_0=\infty} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right) dy_0 dz_0 \quad (2.6a.)$$

Weiters erhält man die Feldkomponenten für die x - und z -Richtung aus folgenden Ableitungen:

$$-\frac{\partial W_{\perp}}{\partial x} = 2\varepsilon J_{\perp} \frac{l}{\sqrt{x^2 + l^2 + z^2}} \left[\frac{z}{x^2 + z^2} + \frac{z + \sqrt{x^2 + l^2 + z^2}}{x^2 + l^2} \right] \quad (2.7.)$$

$$-\frac{\partial W_{\perp}}{\partial z} = 2\varepsilon J_{\perp} \frac{l}{\sqrt{x^2 + l^2 + z^2}} \frac{x}{x^2 + z^2} \quad (2.8.)$$

Die Gesamtfeldkomponenten ergeben sich aus der Summation der Komponenten für die x - und z -Richtung.

$$X = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{\partial W_{\parallel}}{\partial x} - \frac{\partial W_{\perp}}{\partial x}$$

$$Z = -\frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{\partial W_{\parallel}}{\partial z} - \frac{\partial W_{\perp}}{\partial z}$$

Durch Einsetzen der Ausdrücke (2.4.) und (2.7.) bzw. (2.5.) und (2.8.) in die Gleichungen ergibt sich:

$$X = -\frac{2\epsilon l}{\sqrt{x^2 + l^2 + z^2}} \left[\frac{xJ_{\parallel} - zJ_{\perp}}{x^2 + z^2} - \frac{J_{\perp}}{\sqrt{x^2 + l^2 + z^2} - z} \right] \quad (2.9a.)$$

$$Z = -\frac{2\epsilon l}{\sqrt{x^2 + l^2 + z^2}} \frac{zJ_{\parallel} + xJ_{\perp}}{x^2 + z^2} \quad (2.9b.)$$

Aus den Gleichungen (2.9.) kann man sich einfach die Formeln für X und Z für beliebigen Einfallswinkel φ der Platte berechnen. Im Punkt $P(x, 0, z)$ werden die Komponenten des magnetischen Feldes in der x - z -Ebene Z' bzw. X' bezeichnet, wenn sie parallel bzw. normal zur Plattenebene stehen. Dann ergeben sich folgende Transformationsgleichungen:

$$\begin{aligned} X &= X' \sin \varphi + Z' \cos \varphi \\ Z &= -X' \cos \varphi + Z' \sin \varphi \end{aligned} \quad (2.10.)$$

X' und Z' können aus den Gleichungen (2.9.) erhalten werden, wenn man x' für x und z' für z einsetzt. Man erhält:

$$\begin{aligned} x' &= x \sin \varphi - z \cos \varphi \\ z' &= x \cos \varphi + z \sin \varphi \end{aligned} \quad (2.11.)$$

Wenn die erhaltenen Werte für X' und Z' in die Gleichung (2.10.) eingesetzt werden und z durch $-t$ ersetzt wird, ergibt sich:

$$X = -2\epsilon \frac{l}{\sqrt{x^2 + l^2 + t^2}} \left[\frac{xJ_{\parallel} + tJ_{\perp}}{x^2 + t^2} - \frac{J_{\perp} \sin \varphi}{t \sin \varphi - x \cos \varphi + \sqrt{x^2 + l^2 + t^2}} \right] \quad (2.12a.)$$

$$Z = 2\epsilon \frac{l}{\sqrt{x^2 + l^2 + t^2}} \left[\frac{tJ_{\parallel} - xJ_{\perp}}{x^2 + t^2} - \frac{J_{\perp} \cos \varphi}{t \sin \varphi - x \cos \varphi + \sqrt{x^2 + l^2 + t^2}} \right] \quad (2.12b.)$$

Wenn l gegen unendlich geht, d.h. wenn die Platte unendliche Längserstreckung aufweist, reduziert sich der Ausdruck nach RÖSSIGER et al. (1941):

$$X = -2\epsilon \frac{xJ_{\parallel} + tJ_{\perp}}{x^2 + t^2} = -2\epsilon \frac{xJ_z + tJ_x}{x^2 + t^2} \quad (2.13a.)$$

$$Z = 2\epsilon \frac{tJ_{\parallel} + xJ_{\perp}}{x^2 + t^2} = 2\epsilon \frac{tJ_z + xJ_x}{x^2 + t^2} \quad (2.13b.)$$

Die Gleichungen (2.12.) - (2.13.) sind die fundamentalen Ausdrücke zur Berechnung des magnetischen Feldes einer dünnen Platte. Die Ausdrücke ganz rechts in den Gleichungen

(2.13.) sind gültig für den Fall, daß die x - bzw. z -Komponenten der Magnetisierung J in Richtung der x - bzw. z -Koordinatenachsen und die Plattenebene in z -Richtung angenommen werden.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird jener Fall behandelt, bei dem der Störkörper als dünne Platte mit unendlicher Tiefenerstreckung aus betrachtet wird. Wie bereits im Abschnitt 2.1. erwähnt wurde, ist eine Platte mit endlicher Tiefenerstreckung aus magnetischer Sicht nichts anderes als eine Superposition von zwei Platten mit unendlicher Tiefenerstreckung.

Man stelle sich vor, daß die Horizontal- und die Vertikalintensitäten auf einer Anzahl von Punkten entlang einer Profillinie bekannt sind. Diese Profillinie läuft parallel zur x -Achse ($z = -t = t_1; y = 0$), und die gemessenen Felddaten sind X und Z in der Formel (2.13.). In dieser Formel wird jedoch angenommen, daß der Koordinatenursprung über der Oberkante der Platte liegt.

Vor der Interpretation eines magnetischen Profils, ist die Lage dieses Punktes meist nicht bekannt. WERNER nimmt daher an, daß die Position des Ursprunges des Koordinatensystems in Abb. 2.1. um eine beliebige Strecke entlang der x -Achse verschoben ist. Nach dieser Verschiebung schneidet die Oberkante der Platte die x -Achse im Punkt $x = x_1$. Damit die Gleichungen (2.13.) ihre Gültigkeit behalten, ist es nötig den Ausdruck $(x - x_1)$ für x zu substituieren.

Man erhält daher:

$$X = -2\varepsilon \frac{(x - x_1)J_z + tJ_x}{t^2 + (x - x_1)^2} \quad (2.14a.)$$

$$Z = 2\varepsilon \frac{tJ_z + (x - x_1)J_x}{t^2 + (x - x_1)^2} \quad (2.14b.)$$

Wenn man die obigen Gleichungen für die Komponenten X und Z entlang eines Profils genau betrachtet, erkennt man, daß sie von den vier Parametern x_1 , t_1 , $\varepsilon J_{\parallel}$ und εJ_{\perp} bestimmt werden. Im allgemeinen Fall, bei dem die Störkörperoberkante einfällt und die Profillinie nicht horizontal und orthogonal zur Streichrichtung der Platte ist, sind die Komponenten X und Z entlang des Profils zusätzlich von den Winkeln α , β und γ (Symbolbedeutung siehe Anhang) bestimmt, von denen aber nur β bekannt ist. Im folgenden werden die Werte x_1 , t_1 , α , γ , $\varepsilon J_{\parallel}$ und εJ_{\perp} nur mehr die magnetischen Parameter der Platte genannt. Von diesen sechs Parametern bestimmen die ersten vier die Position der Oberkante und die letzten beiden die Magnetisierung der Platte.

Bei der Anwendung der Gleichungen (2.14.) unterscheidet WERNER zwischen einfachen und allgemeinen Fällen. Wenn die Oberkante der Platte horizontal und die Profillinie ebenfalls horizontal und orthogonal zur Streichrichtung verläuft ($\alpha = \beta = \gamma = 0^\circ$) spricht er von einem einfachen Fall, sonst von einem allgemeinen Fall. Im folgenden soll nur der einfache Fall und ein erweiterter Fall, bei dem ein regionaler Trend des Magnetfeldes berücksichtigt wird, behandelt werden.

2.2.1. Einfacher Fall

Da $\alpha = \beta = \gamma = 0^\circ$, können die Gleichungen (2.14.) zur Berechnung der magnetischen Parameter x_1 , t_1 , ϵJ_{\parallel} und ϵJ_{\perp} der Platte herangezogen werden. Da es sich um vier Parameter handelt, sind zur Lösung des Problems vier Gleichungen erforderlich. Zur Darstellung der vier Gleichungen ist es lediglich nötig, wenn man X oder Z oder ΔT in vier Punkten oder X und Z in zwei Punkten kennt. Da mit den heutigen Protonenprezessionsmagnetometern nur die Totalkomponente des Feldes gemessen werden kann, beschränkt sich HARTMANN et al. (1971) auf die Beschreibung des Problems mit Hilfe der Anomalie des Totalfeldes ΔT .

Da die Richtungs cosinusse von T v_x , v_y und v_z sind, kann ΔT in der Form

$$\Delta T = v_x X + v_y Y + v_z Z \quad (2.15.)$$

geschrieben werden.

Wenn man mit I die Inklination des Hauptfeldes und $Y = 0$ annimmt, kann die Gleichung (2.15.) auch in der Form

$$\Delta T = X \cos I + Z \sin I \quad (2.16.)$$

geschrieben werden.

Wenn die Interpretationsgleichungen (2.14.) für X bzw. Z mit v_x bzw. v_z multipliziert und anschließend addiert werden erhält man nach Umformen die Gleichung

$$a_0 + a_1 x + b_0 \Delta T + b_1 x \Delta T = x^2 \Delta T \quad (2.17.)$$

Wobei die Koeffizienten folgende Werte annehmen:

$$a_0 = 2\epsilon J_z (x_1 v_x + t_1 v_z) + 2\epsilon J_x (x_1 v_z - t_1 v_x) \quad (2.18a.)$$

$$a_1 = 2\epsilon J_z v_x - 2\epsilon J_x v_z \quad (2.18b.)$$

$$b_0 = -t_1^2 - x_1^2 \quad (2.18c.)$$

$$b_1 = 2x_1 \quad (2.18d.)$$

Man erhält daraus:

$$x_1 = \frac{1}{2} b_1 \quad (2.19a.)$$

$$t_1 = \pm \frac{1}{2} \sqrt{-4b_0 - b_1^2} \quad (2.19b.)$$

$$\epsilon J_x = - \frac{(2a_0 + a_1 b_1) v_x + 2a_1 t_1 v_z}{4t_1 (v_x^2 + v_z^2)} \quad (2.19c.)$$

$$\epsilon J_z = \frac{(2a_0 + a_1 b_1) v_z - 2a_1 t_1 v_x}{4t_1 (v_x^2 + v_z^2)} \quad (2.19d.)$$

x_1	Position der Platte
t_1	Tiefe der Platte unter dem Meßniveau
$\epsilon J_x, \epsilon J_z$	Plattendicke \times Magnetisierungskomponente

Die Berechnungen der magnetischen Parameter einer Platte kann auf oben von WERNER gezeigtem Weg erfolgen. Es ist dazu nur die Totalkomponente des Feldes erforderlich. Der erste Schritt ist die Berechnung der sg. Parameterfunktion a_0, a_1, b_0 und b_1 nach den Gleichungen (2.18.) und der zweite Schritt ist die Berechnung der magnetischen Parameter $x_1, t_1, \epsilon J_{||}$ und ϵJ_{\perp} mit Hilfe der Parameterfunktionen und der Gleichungen (2.19.).

Laut KU et al. (1983) ist die Gleichung (2.16.) nur in Ausnahmefällen erfüllt; nämlich nur dann, wenn die Profilrichtung nach magnetisch Nord weist. Für alle anderen Fälle muß die Projektion des Feldvektors auf die Profilebene berechnet werden.

Wenn D die Deklination des Hauptfeldes und δ der Winkel von geographisch Nord zur positiven Richtung der Profillinie ist, dann ist $(\delta - D)$ der Winkel von magnetisch Nord zur positiven Richtung der Profillinie.

Man kann dann Projektion ermitteln indem man schreibt:

$$\Delta T = X \cos I \cos(\delta - D) + Z \sin I \quad (2.20.)$$

daher gilt

$$\Delta T = \frac{A(x - x_1) + Bt_1}{(x - x_1)^2 + t_1^2} \quad (2.21.)$$

In der Gleichung (2.21.) bedeuten:

$$A = -2[\epsilon J_x \sin I + \epsilon J_z \cos I \cos(\delta - D)] \quad (2.22a.)$$

$$B = 2[\epsilon J_x \sin I - \epsilon J_z \cos I \cos(\delta - D)] \quad (2.22b.)$$

Ausgehend von den Gleichungen (2.21.) erhält man nach einigen Umformungen wieder Gleichung (2.17.):

$$a_0 + a_1 x + b_0 \Delta T + b_1 x \Delta T = x^2 \Delta T$$

Die Koeffizienten werden aus den Gleichungen (2.18.) bestimmt.

Wenn die Werte x_i und ΔT_i in vier Punkten des magnetischen Profils bekannt sind, erhält man vier lineare Gleichungen entsprechend der Gleichung (2.17.). Damit lassen sich die Parameter a_0, a_1, b_0 und b_1 bestimmen.

Zur Lösung dieses linearen Gleichungssystems können die üblichen Methoden der linearen Algebra herangezogen werden. Diese Lösungen setzt man in die Gleichungen (2.18.) ein und erhält die entsprechenden magnetischen Parameter.

Schließlich erhält man die folgenden Resultate für eine dünne Platte in realen physikalischen Dimensionen:

$$x_1 = \frac{1}{2}b_1 \quad (2.23a.)$$

$$t_1 = \sqrt{-b_0 - 0,25b_1^2} \quad (2.23b.)$$

$$\kappa = \frac{\sqrt{J_x^2 + J_z^2}}{|T|} \quad (2.23c.)$$

$$\varphi = \arctan \frac{J_x}{J_z} + I_a \quad (2.23d.)$$

x_1	Horizontale Lage
t_1	Tiefe der Oberkante
κ	Magnetische Suszeptibilität
φ	Einfallswinkel

In der Formel (2.23d.) bedeutet I_a die scheinbare Inklinaton des Hauptfeldes, die durch die Projektion des Hauptfeldvektors auf die Profilebene berechnet werden kann:

$$I_a = \arctan \frac{\tan I}{\cos(\delta - D)}$$

J_x und J_z sind aus den Gleichungen (2.19c.) und (2.19d.) zu entnehmen.

Es sollen nun kurz die physikalischen Bedeutungen der Gleichungen (2.23.) diskutiert werden. Da der Tiefenwert der Oberkante ein realer physikalischer Wert sein muß, stellt sich folgende Bedingung für Gleichung (2.23b.):

$$-b_0 - 0,25b_1^2 > 0 \quad (2.24.)$$

Physikalisch steht Beziehung (2.24.) in Beziehung zur Größe des WERNER-Operators, der unter Beachtung der magnetischen Anomalie gewählt werden muß. Man kann intuitiv erkennen, daß ein im Verhältnis zur Wellenlänge der Anomalie kleiner WERNER-Operator nur immer einen kleinen, meist annähernd linearen Abschnitt der Anomalie erfassen kann. Das Ergebnis einer Interpretation mit Hilfe eines zu kleinen WERNER-Operators ist eine im Verhältnis zur wahren Tiefe zu tiefe Abschätzung des die Anomalie verursachenden Störkörpers. Andererseits, wenn der WERNER-Operator zu groß gewählt wird, kann er Spitzen von angrenzenden, die Hauptanomalie überlagernden Anomalien registrieren. Diese überlagernden Anomalien können dann das Ergebnis verfälschen oder überhaupt dazu führen, daß die Beziehung (2.24.) nicht mehr erfüllt wird. Im allgemeinen soll die

optimale Größe des WERNER-Operators im Größenbereich der Anomalie selbst liegen. Er soll nämlich gerade so klein sein, daß er eine einzelne Anomalie erkennen kann und groß genug um eine ganze Anomalie hinreichend überdecken zu können. Aus der Gleichung (2.23c.) kann man erkennen, daß nur das Produkt aus Suszeptibilität und Dicke der Platte eindeutig berechnet werden kann. Möchte man die wahre Suszeptibilität kennen, muß man die Dicke der Platte wissen, und umgekehrt. Dies bringt die bekannte Vieldeutigkeit der Potentialverfahren mit sich.

Schließlich, wie Gleichung (2.23d.) zeigt, steht der Winkel

$$\vartheta = \arctan \frac{J_x}{J_z}$$

in Beziehung zur Projektion des Totalfeldes (der sg. scheinbaren Inklinaton) in die Profilebene. Wenn die z -Achse parallel zur Plattenebene und die x -Achse normal dazu ist, dann ist der Einfallswinkel aus Gleichung (2.23d.) allgemein gültig für eine Platte mit beliebigem Einfallswinkel, vorausgesetzt die Dicke der Platte ist klein zur Tiefe der Oberkante.

Man nimmt nun an, daß man einen WERNER-Operator mit geeigneten Ausmaßen gefunden hat, und bewegt diesen Operator entlang der Anomalie. Man erhält dann eine Gruppe von Lösungen. Man möchte glauben, daß die Lösungen mehr oder weniger streuen werden, je nach Größe und Lage des Operators im Verhältnis zur Anomalie. In Wahrheit sind die Streuungen so stark, daß man einige Lösungen verwerfen muß.

Die Gültigkeit des WERNER-Verfahrens wird noch wesentlich erweitert, wenn man den WERNER-Operator auf den Horizontalgradienten des Totalfeldes anwendet. Dies geschieht in gleicher Weise wie beim Totalfeld selbst.

Um die Nützlichkeit dieser Vorgangsweise zu demonstrieren, betrachtet man eine stufenförmige Erhebung. Diese Erhebung habe eine vom umgebenden Material abweichende Suszeptibilität. Man kann sie sich aus einer großen Anzahl parallelliegender dünner Platten zusammengesetzt denken. Die magnetische Anomalie, die durch die Platte hervorgerufen wird, ist dann das Integral über alle magnetischen Anomalien der dünnen Einzelplatten. Wenn man nun nach der x -Richtung differenziert, also den Horizontalgradienten bildet, erhält man als Ergebnis die Anomalie einer dünnen Platte an Stelle der Grenzfläche der Stufe.

Mit anderen Worten: das Totalfeld, das von einer dünnen Platte hervorgerufen wird, entspricht dem Horizontalgradienten des Totalfeldes einer stufenförmigen Erhebung (KU et al., 1983).

2.2.2. Erweiterter Fall

Es wurde bisher ersichtlich, daß man beim WERNER-Verfahren versucht, Störkörper durch dünne Platten anzunähern. Das führt zu einer Linearisierung komplexer nichtlinearer magnetischer Probleme. Die Linearität bleibt auch erhalten, wenn ein Überlagerungsterm in der Form des Polynoms (KU et al., 1983)

$$C_0 + C_1 x + C_2 x^2 \tag{2.25.}$$

zur Totalintensität der Anomalie hinzuaddiert wird. Dies ist deshalb erforderlich, um regionale magnetische Trends beschreiben und damit eliminieren zu können.

Man erhält somit für die Summe von konstanten und linearen Feldanteilen sowie der Anomalie

$$T = \frac{A(x - x_1) + Bt_1}{(x - x_1)^2 + t_1^2} + C_0 + C_1 x + C_2 x^2 \quad (2.26.)$$

Durch Umformung ergibt sich:

$$a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + a_4 x^4 + b_0 T + b_1 x T = x^2 T \quad (2.27.)$$

Wobei folgendes gilt:

$$a_0 = -Ax_1 + Bt_1 + C_0 t_1^2 + x_1^2 C_0 \quad (2.28a.)$$

$$a_1 = A - 2C_0 x_1 + C_1 t_1^2 + C_2 t_1^2 \quad (2.28b.)$$

$$a_2 = C_0 - 2C_1 x_1 - C_2 x_1^2 \quad (2.28c.)$$

$$a_3 = C_1 - 2x_1 C_2 \quad (2.28d.)$$

$$a_4 = C_2 \quad (2.28e.)$$

$$b_0 = -x_1^2 - t_1^2 \quad (2.28f.)$$

$$b_1 = 2x_1 \quad (2.28g.)$$

Man erkennt aus den Gleichungen (2.28.), daß man es wieder mit einem linearen Problem zu tun hat; nun aber mit sieben Unbekannten. Das bedeutet, daß man die magnetische Totalintensität an sieben Punkten des Profils kennen muß, um das System von sieben Gleichungen mit sieben Unbekannten lösen zu können.

Als Funktionen ergeben sich die Plattenparameter:

$$x_1 = \frac{1}{2} b_1 \quad (2.29a.)$$

$$t_1 = \sqrt{-b_0 - x_1^2} \quad (2.29b.)$$

$$C_2 = a_4 \quad (2.29c.)$$

$$C_1 = a_3 + 2x_1 C_2 \quad (2.29d.)$$

$$C_0 = a_2 + 2x_1 C_1 + C_2 x_1^2 \quad (2.29e.)$$

$$A = a_1 + 2C_0 x_1 - C_1 t_1^2 - C_2 t_1^2 \quad (2.29f.)$$

$$B = \frac{1}{t_1} (a_0 + Ax_1 - C_0 t_1^2 - C_0 x_1^2) \quad (2.29g.)$$

Es soll noch betont werden, daß zur Berechnung der Magnetisierungen J_x und J_z nicht die Gleichungen (2.19c.-2.19d.) verwendet werden dürfen. Diese Gleichungen haben nur

Gültigkeit im Zusammenhang mit einem Vierpunkt-WERNER-Operator. Die Werte J_x und J_z erhält man aus den folgenden Gleichungen für einen Siebenpunkt-WERNER-Operator:

$$J_x = \frac{-Bv_x - Av_z}{2\varepsilon(v_x^2 + v_z^2)} \quad (2.30a.)$$

$$J_z = \frac{-Av_x + Bv_z}{2\varepsilon(v_x^2 + v_z^2)} \quad (2.30b.)$$

Für die Richtungscosinusse kann man schreiben:

$$v_x = \sin I$$

$$v_z = \cos I \cos(\delta - D)$$

3. Testbeispiele

In diesem Kapitel werden nur drei einfache theoretische Testbeispiele, nämlich die senkrechte, die nach N sowie die nach S einfallende Platte gebracht. Dabei wird bei den Berechnungen ein mittlerer Verlauf des magnetischen Hauptfeldes ($T = 47\,600\text{ nT}$, $I = 63^\circ$, $D = 0^\circ$) wie er derzeit in Österreich gegeben ist, angenommen. Weitere umfangreiche Testbeispiele das WERNER-Verfahren betreffend, können den Arbeiten von HARTMANN et al. (1971), JAIN (1976), KU et al. (1983) und KÖHAZY (1986) entnommen werden.

In einem ersten Schritt wurden die theoretischen Anomalien der drei oben genannten Störkörper nach einem von TALWANI et al. (1964) veröffentlichten Verfahren berechnet.

3.1. Die senkrecht einfallende Platte

Für dieses Modell beträgt die Tiefe (100 m) zur Störkörperoberkante das fünffache ihrer Breite (20 m). In der Tab. 3.1.1. sind die Testdaten des Modells zusammengefaßt. Der obere Teil der Tabelle beinhaltet Angaben über das magnetische Hauptfeld (induzierendes Feld) sowie über die magnetische Suszeptibilität des Störkörpers. Im Mittelabschnitt sind die Störkörpereckpunkte angegeben, während im unteren Teil der Tabelle die Ergebnisse der theoretischen Berechnungen über das von TALWANI et al. (1964) publizierte Verfahren zusammengestellt sind. Dabei bedeutet x [km] die Koordinate des Aufpunktes, X [nT] die Horizontalkomponente, Z [nT] die Vertikalkomponente und ΔT [nT] die Totalintensität der Störkörperanomalie. In der Abb. 3.1.1. sind die Testdaten für die senkrecht einfallende Platte graphisch wiedergegeben.

Auf die ΔT -Werte der Tab. 3.1.1. wurde nun ein Sechspunkt-Operator nach WERNER angewandt. Da insgesamt 11 theoretische ΔT -Anomaliewerte berechnet wurden (Tab. 3.1.1.), können bei der Verwendung eines Sechspunkt-Operators 6 unabhängige Lösungen gefunden werden. Sie sind in der Tab. 3.1.2. zusammengefaßt. Dabei ist zu bemerken, daß die Abstände zwischen den Stützstellen (ΔT -Werte) des WERNER-Operators jeweils eine Längeneinheit (x [km]) beträgt. Aus der Tab. 3.1.2. erkennt man, daß die Lage und die Tiefe der Störkörperoberkante sehr gut bestimmt wurde. Bei der Berechnung der Suszeptibilität treten größere Fehler auf.

Tab. 3.1.1.: Testdaten zum Modell der senkrecht einfallenden Platte

Erdfeld	=	47 600 nT
Deklination	=	0°
Inklination	=	63°
Profilstreichen	=	0°
Suszeptibilität	=	0,01 SI-Einheiten

Eckpunktskoordinaten des Störkörpers:

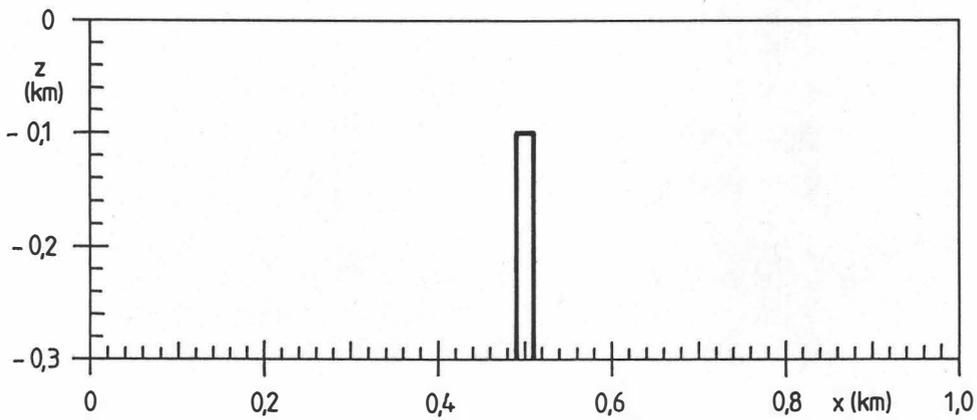
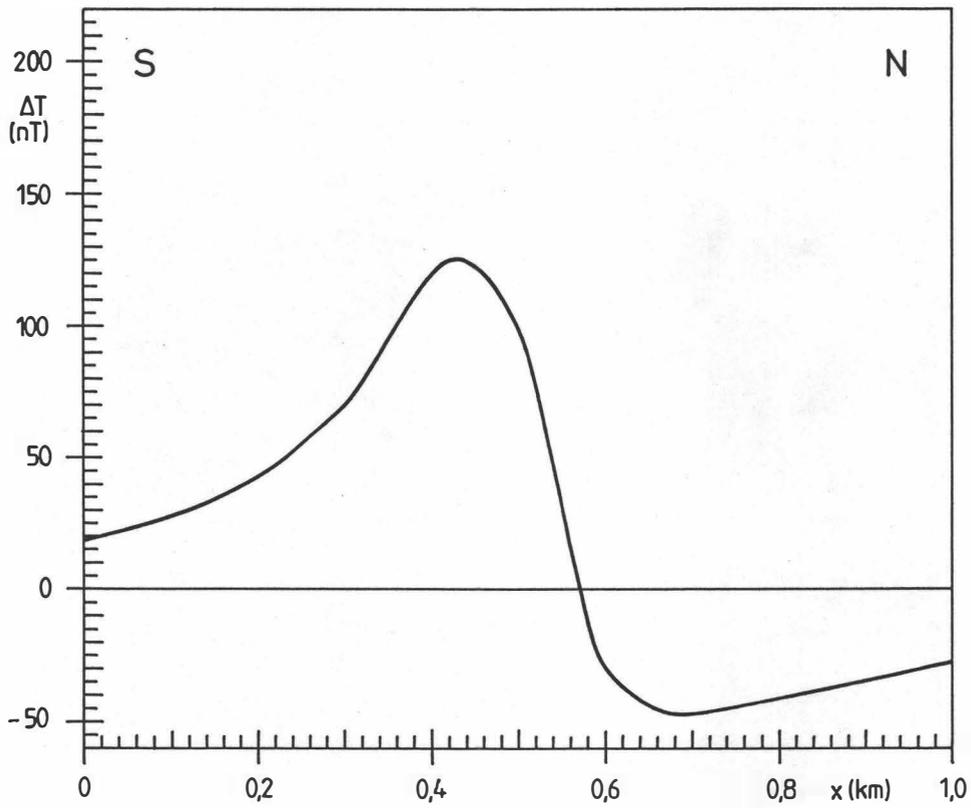
x	z
[km]	[km]
0,49	0,1
0,51	0,1
0,51	1,0
0,49	1,0

Zweidimensionales Magnetfeld des Störkörpers:

x	X	Z	ΔT
[km]	[nT]	[nT]	[nT]
0,0	29,4	6,1	18,8
0,1	36,4	12,7	27,9
0,2	45,5	25,0	43,0
0,3	55,6	50,6	70,3
0,4	48,2	110,5	120,3
0,5	-77,5	152,1	100,4
0,6	-117,7	25,9	-30,4
0,7	-73,6	-15,2	-47,0
0,8	-46,9	-22,1	-41,0
0,9	-31,7	-22,0	-34,0
1,0	-22,3	-20,2	-28,1

Tab. 3.1.2.: Bestimmung der Modellparameter des in Abb. 3.1.1. dargestellten Störkörpers an Hand eines Sechspunkt-Operators nach WERNER (1953)

Lage	Tiefe	Suszept.
[km]	[km]	[SI]
$x_1 = 0,514$	$t_1 = 0,094$	$\kappa = 0,013$
$x_1 = 0,499$	$t_1 = 0,101$	$\kappa = 0,012$
$x_1 = 0,499$	$t_1 = 0,099$	$\kappa = 0,014$
$x_1 = 0,500$	$t_1 = 0,101$	$\kappa = 0,018$
$x_1 = 0,502$	$t_1 = 0,101$	$\kappa = 0,016$
$x_1 = 0,503$	$t_1 = 0,100$	$\kappa = 0,017$
$\bar{x}_1 = 0,503$	$\bar{t}_1 = 0,099$	$\bar{\kappa} = 0,015$
$\pm 0,005$	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$



x	z	x	z	Suszeptibilität: 0.0100
0,49	-0,10	0,51	-1,00	Inklination: 63°;
0,51	-0,10	0,49	-1,00	Deklination: 0°;
				Hauptfeld: 47 600 nT

Abb. 3.1.1.: Modellkörper und Anomalie der senkrecht einfallenden Platte mit $I = 63^\circ$ nach TALWANI et al. (1964)

3.2. Die nach N einfallende Platte

In gleicher Weise wie für die senkrecht einfallende Platte wurde auch für die nach N einfallende Platte vorgegangen. Die Tab. 3.2.1. zeigt die Testdaten des Modells, während in Abb. 3.2.1. eine graphische Wiedergabe gebracht wird.

Der Tab. 3.2.2. ist zu entnehmen, daß auch für die nach N einfallende Platte bezüglich ihrer Lage und ihrer Tiefe sehr gute Ergebnisse erzielt werden können. Bei der Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität sind größere Abweichungen gegenüber der Modellannahme zu bemerken.

Tab. 3.2.1.: Testdaten zum Modell der nach N einfallenden Platte

Erdfeld	=	47 600 nT
Deklination	=	0°
Inklination	=	63°
Profilstreichen	=	0°
Suszeptibilität	=	0,01 SI-Einheiten

Eckpunktskoordinaten des Störkörpers:

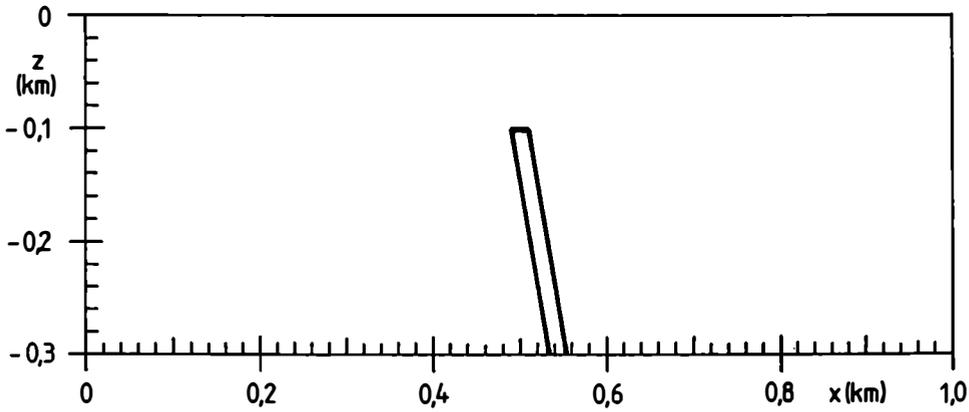
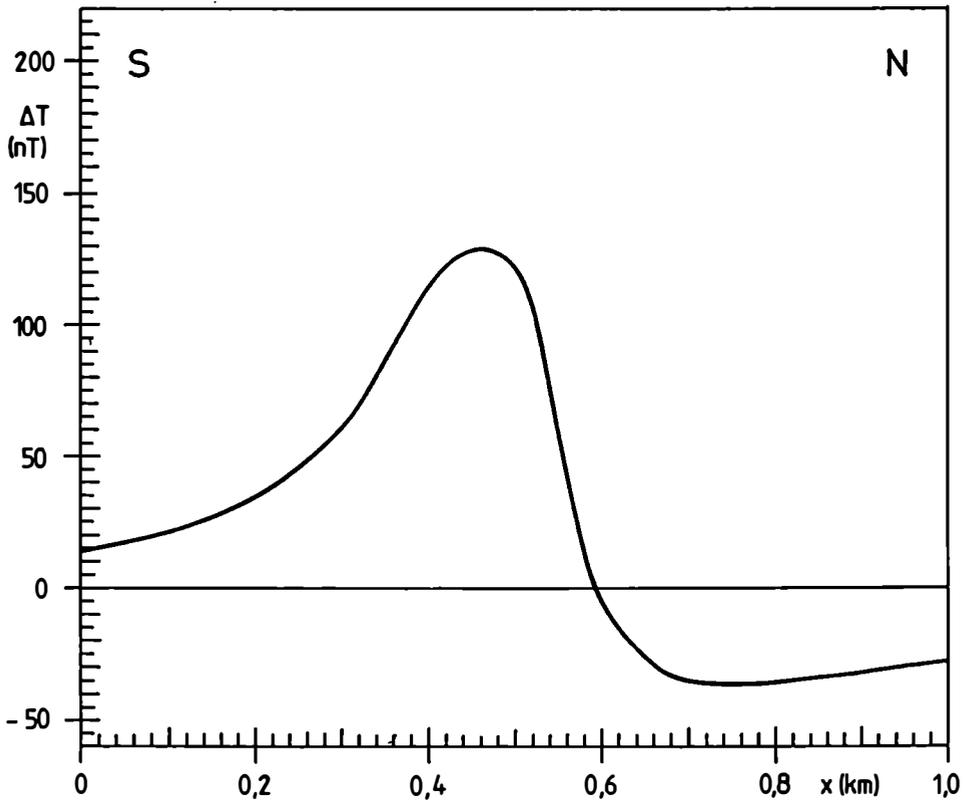
x	z
[km]	[km]
0,49	0,1
0,51	0,1
0,71	1,0
0,69	1,0

Zweidimensionales Magnetfeld des Störkörpers:

x	X	Z	ΔT
[km]	[nT]	[nT]	[nT]
0,0	27,5	1,5	13,9
0,1	35,1	6,2	21,5
0,2	45,9	15,7	34,8
0,3	60,5	37,5	60,9
0,4	65,9	95,5	115,0
0,5	-45,3	161,2	123,0
0,6	-110,3	48,7	-6,7
0,7	-76,7	-0,5	-35,3
0,8	-52,3	-13,3	-35,6
0,9	-37,1	-16,7	-31,8
1,0	-27,2	-17,2	-27,7

Tab. 3.2.2.: Bestimmung der Modellparameter des in Abb. 3.2.1. dargestellten Störkörpers an Hand eines Sechspunkt-Operators nach WERNER (1953)

Lage	Tiefe	Suszept.
[km]	[km]	[SI]
$x_1 = 0,499$	$t_1 = 0,102$	$\kappa = 0,008$
$x_1 = 0,499$	$t_1 = 0,102$	$\kappa = 0,008$
$x_1 = 0,499$	$t_1 = 0,099$	$\kappa = 0,010$
$x_1 = 0,501$	$t_1 = 0,101$	$\kappa = 0,015$
$x_1 = 0,499$	$t_1 = 0,101$	$\kappa = 0,019$
$x_1 = 0,498$	$t_1 = 0,102$	$\kappa = 0,018$
$\bar{x}_1 = 0,499$ $\pm 0,001$	$\bar{t}_1 = 0,101$ $\pm 0,001$	$\bar{\kappa} = 0,013$ $\pm 0,004$



	x	z	x	z	Suszeptibilität: 0.0100
	0,49	-0,10	0,71	-1,00	Inklination: 63°;
	0,51	-0,10	0,69	-1,00	Deklination: 0°;
					Hauptfeld: 47 600 nT

Abb. 3.2.1.: Modellkörper und Anomalie der nach N einfallenden Platte nach TALWANI et al. (1964)

3.3. Die nach S einfallende Platte

In analoger Weise zu den Abschnitten 3.1. und 3.2. wurde auch die nach S einfallende Platte (Tab. 3.3.1.; Abb. 3.3.1.) unter der Anwendung eines Sechspunkt-Operators untersucht. Auch für dieses Modell lassen sich seine Lage und Tiefe sehr gut bestimmen (siehe Tab. 3.3.2.). Die magnetische Suszeptibilität wird ähnlich den anderen diskutierten Modellen etwas zu groß bestimmt.

Tab. 3.3.1.: Testdaten zum Modell der nach S einfallenden Platte

Erdfeld	=	47 600 nT
Deklination	=	0°
Inklination	=	63°
Profilstreichen	=	0°
Suszeptibilität	=	0,01 SI-Einheiten

Eckpunktskoordinaten des Störkörpers:

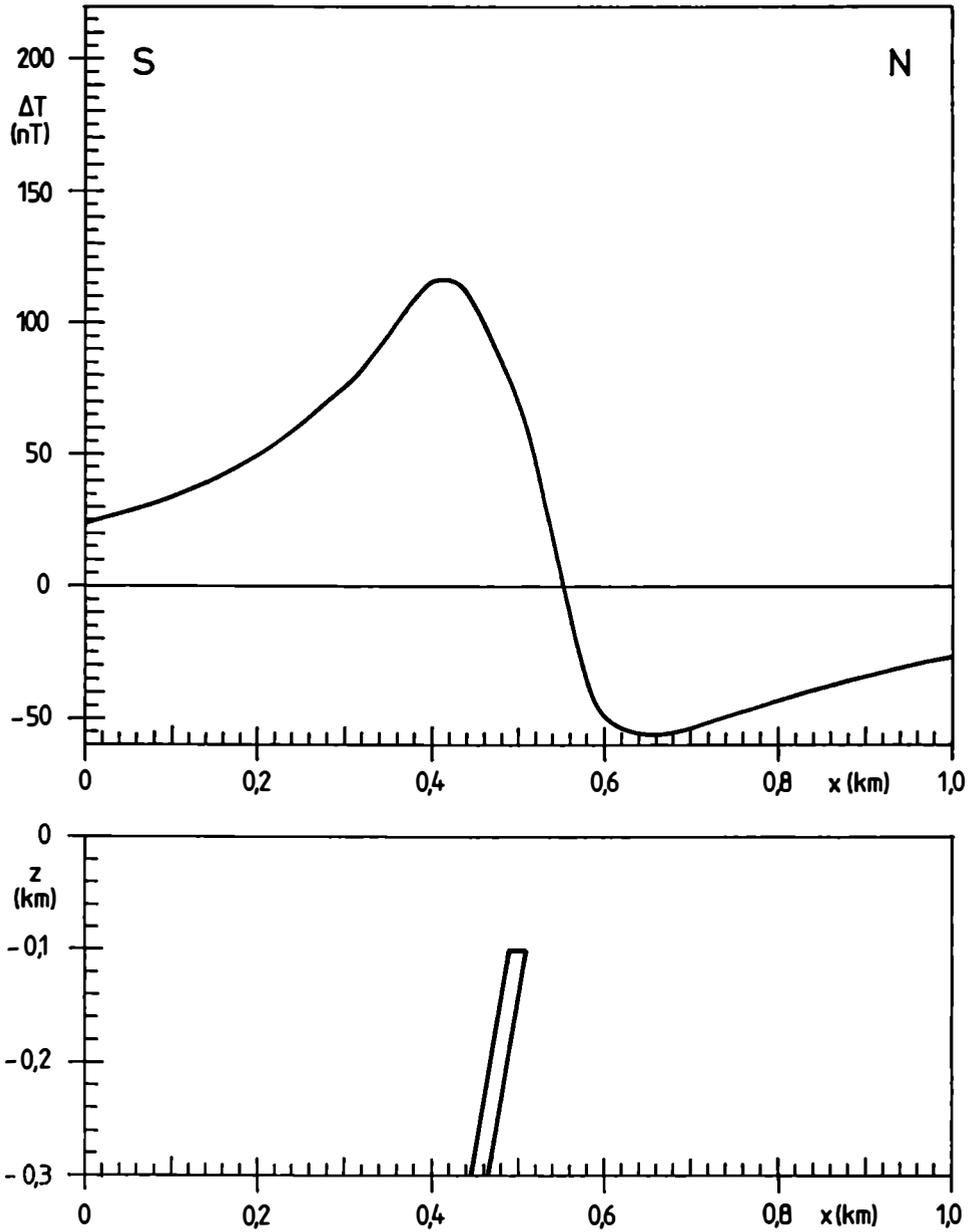
x	z
[km]	[km]
0,49	0,1
0,51	0,1
0,31	1,0
0,29	1,0

Zweidimensionales Magnetfeld des Störkörpers:

x	X	Z	ΔT
[km]	[nT]	[nT]	[nT]
0,0	29,9	11,9	24,1
0,1	35,4	20,2	34,1
0,2	41,5	34,5	49,5
0,3	45,5	61,7	75,6
0,4	25,4	117,8	116,5
0,5	-103,7	131,4	69,9
0,6	-116,0	2,9	-50,1
0,7	-65,9	-26,9	-53,9
0,8	-39,7	-27,9	-42,9
0,9	-25,7	-24,7	-33,7
1,0	-17,4	-21,3	-26,9

Tab. 3.3.2.: Bestimmung der Modellparameter des in Abb. 3.3.1. dargestellten Störkörpers an Hand eines Sechspunkt-Operators nach WERNER (1953)

Lage	Tiefe	Suszept.
[km]	[km]	[SI]
$x_1 = 0,497$	$t_1 = 0,103$	$\kappa = 0,013$
$x_1 = 0,499$	$t_1 = 0,103$	$\kappa = 0,013$
$x_1 = 0,500$	$t_1 = 0,100$	$\kappa = 0,016$
$x_1 = 0,500$	$t_1 = 0,100$	$\kappa = 0,016$
$x_1 = 0,501$	$t_1 = 0,101$	$\kappa = 0,013$
$x_1 = 0,494$	$t_1 = 0,107$	$\kappa = 0,012$
$\bar{x}_1 = 0,499$	$\bar{t}_1 = 0,102$	$\bar{\kappa} = 0,012$
$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,003$



				Suszeptibilität: 0.0100
				Inklination: 63°;
				Deklination: 0°;
				Hauptfeld: 47 600 nT

x	z	x	z
0,49	-0,10	0,51	-1,00
0,51	-0,10	0,29	-1,00

Abb. 3.3.1.: Modellkörper und Anomalie der nach S einfallenden Platte nach TALWANI et al. (1964)

4. Die Anwendung des WERNER-Verfahrens auf die aeromagnetischen Daten des Raumes Dunkelsteinerwald-Rossatz

Im Rahmen der aerogeophysikalischen Vermessung Österreichs wurden die Projektgebiete "Dunkelsteinerwald" und "Rossatz" (SEIBERL et al., 1985a, 1985b) im Herbst 1982 vermessen. Der Sollabstand zwischen den Meßprofilen wurde mit 200 m, die Profilrichtung mit 135° bzw. 315° festgelegt. Bei einer mittleren Fluggeschwindigkeit von 125 km/h lagen die Meßpunkte ca. 35 m entlang der Profile. Die Magnetometersonde befand sich während der Meßflüge etwa 60 m über Grund (bzw. 20 m unter dem Hubschrauber).

An den Meßdaten wurden die üblichen Korrekturen und Reduktionen (SEIBERL et al. 1985a, 1985b) durchgeführt. Zur graphischen Darstellung aller Daten wurde das Erlanger-Graphik-System (ERLGRAPH) verwendet, das in Form einer Programmbibliothek vom Rechenzentrum der Universität Wien angeboten wird. Das Programmpaket gestattet eine Reihe von Anwendungen, u.a. auch das Plotten von Isolinienplänen. Um die jeweiligen Unterprogramme des ERLGRAPH-Systems anwenden zu können mußten die Meßwerte — im Projektgebiet wurden mehr als 20 000 Magnetikwerte erfaßt — auf ein äquidistantes Raster interpoliert werden. Dazu wurde der von BRIGGS (1974) publizierte Minimum-Curvature- Algorithmus (MINC) verwendet.

4.1. Isanomalien der Totalintensität

In diesem Abschnitt sollen zunächst die Ergebnisse der Messung der magnetischen Totalintensität, die im Rahmen der aerogeophysikalischen Befliegung des Dunkelsteinerwaldes und des Raumes Rossatz durchgeführt wurde, kurz diskutiert werden. Für die weiterführende Interpretation der Meßergebnisse sei auf SEIBERL et al. (1985a, 1985b) verwiesen.

Die meisten magnetischen Anomalien mit den größten Amplituden im Projektgebiet werden von Umwandlungsprodukten des Peridotits, also Serpentiniten, verursacht.

Die geologische Karte (Mautern, Blatt 37, 1 : 50 000, Geol. Bundesanstalt, 1983) zeigt einen deutlichen Peridotitzug im Bereich östlich und nördlich des Dunkelsteins. Es handelt sich dabei um einen nur wenige Dutzend Meter breiten Körper, der die Begrenzung des Granulitgebietes nach Südwesten bildet. Dieser Peridotitkörper zeigt sich in der Isanomalienkarte mit Maxima von 200 – 300 nT. Der nördliche Teil des Peridotitzuges ist vom langgestreckten südlichen Abschnitt abgetrennt. Das zeigt sich auch in der Anomalienkarte (s. Beilage 1, AM-Karte). Der nördliche Teil der Anomalie ist durch einen höheren Maximalwert von mehr als 300 nT gekennzeichnet.

Unmittelbar nördlich dieser Anomalie liegt eine weitere Peridotiteinlagerung im Bereich des Mitterbachgrabens. Diese Einlagerung ist zweigeteilt. Sie besteht aus einem westlichen etwa 500×1000 m großen Teilkörper.

Die Anomalie der magnetischen Totalintensität, die im Bereich des Mitterbachgrabens gemessen wird, weist mit etwa 200 nT eine relativ kleine Amplitude auf, wenn man die große flächenmäßige Ausdehnung an der Oberfläche berücksichtigt. Rein intuitiv läßt das auf eine geringe Tiefe der Unterkante des in den Granulitbereich eingelagerten Störkörpers schließen. Hier könnte es sich um eine linsenförmige Einbettung des Peridotits handeln, wohingegen die Anomalie im Bereich des Dunkelsteins auf einen tiefergreifenden, plattenförmigen Störkörper zurückzuführen ist. Laut geologischer Karte (Mautern, Blatt 37, 1 : 50 000, Geol. Bundesanstalt, 1983) liegt der Einfallswinkel beider Formationen bei 60° – 80° WSW–SW.

Viele kleinere Peridotitkörper liegen südöstlich der Ortschaft Schenkenbrunn. An der Oberfläche zeigen sich diese Körper abwechselnd mit Pyroxengranuliten.

Interessant sind die Körper in diesem Raum vor allem deshalb, weil in ihrem Bereich die größten Anomalien im Projektgebiet gemessen wurden. Hier konnten Amplituden über 400 nT erfaßt werden.

Die Anomalie zieht sich nahezu West-Ost streichend bis in das Gebiet Kohlmais um dort in einen zwar deutlichen, aber schwächeren Anomalienzug überzugehen. Der Verlauf des Störkörpers ist an der Oberfläche jedoch nur mehr vereinzelt durch sehr kleine Peridotitkörper gekennzeichnet (Statzberg, Klebelgraben). Sie weisen allerdings auf einen seicht unter der Oberfläche liegenden Störkörper hin.

Parallel dazu wurde südlich von Wolfenreith ein in leichtem Bogen West-Ost streichender Anomalienzug gemessen, der an der Oberfläche kaum durch ausbeißende Peridotitkörper angedeutet wird (nur südwestlich von Scheiblwies). Hier wurden Anomalien bis zu 200 nT gemessen.

Ein weiterer großer Peridotitkörper liegt nördlich der Ortschaft Karlstetten. Es handelt sich dabei um einen bis zu 1500 m langen und 1000 m breiten, an der Oberfläche mehrfach unterteilten Körper.

Die genannten Anomalien sind in der Beilage 1 konturiert.

4.2. Ergebnisse nach dem WERNER-Verfahren

Die gemessenen Daten wurden nun mit dem WERNER-Verfahren interpretiert. Die Ergebnisse werden in Bezug auf das Niveau der Flugsonde angegeben. Das Konturierungsprogramm zur Isanomalendarstellung erfordert Daten, die auf ein Raster interpoliert werden. Die Süd-Nord verlaufenden Rasterpunkte konnten daher zu Profilen zusammengefaßt werden.

Als WERNER-Operator wurde ein Sechspunkt-Operator mit einer Gesamtlänge von 2,4 km gewählt. Das ist ungefähr der Größenordnung der Anomalienbreite der West-Ost streichenden Anomalien im nördlichen Dunkelsteinerwald.

Die Dimension des WERNER-Operators konnte erst nach einigen weniger zufriedenstellenden Versuchen festgelegt werden. Die Güte der Resultate hängt im wesentlichen von der Eignung des Operators ab (Kap. 2).

Die Ergebnisse sind in den Beilagen 2 – 6 für verschiedene Tiefen der Störkörperoberkante dargestellt, wobei die Lage letzterer mit Kreuzen gekennzeichnet ist.

— 100 – 200 m unter der Sonde (Beilage 2)

Im höchsten Horizont sind jene Peridotitkörper, die an der Oberfläche ausbeißern, durch teilweise deutliche Verdichtung der WERNER-Lösungen (z.B. Peridotite 0,7 km S von Schenkenbrunn bzw. Wolfstein) zu sehen. Auch jener schmale Peridotitzug östlich und nördlich des Dunkelsteins ist trotz Streichrichtung von Nordost nach Südwest gut zu beobachten.

Der Peridotitkörper bei Karlstetten ist aber noch kaum sichtbar. Bei dieser Anomalie macht sich die große Halbwertsbreite bemerkbar, daher sind in diesem Bereich größere Tiefen zu erwarten.

— 200 – 300 m unter der Sonde (Beilage 3)

Die beiden Anomalienzüge bei Schenkenbrunn und Kohlmaiß zeigen ansteigende Dichte der WERNER-Lösungen. Ebenso die Anomalie beim Dunkelstein. Die Anomalie im Bereich Mitterbachgraben zeigt jedoch abnehmende Dichte der Lösungen. Dies scheint ebenso wie die verhältnismäßig geringe Amplitude der Anomalie auf eine geringe Einlagerungstiefe hinzuweisen.

— 300 – 500 m unter der Sonde (Beilage 4)

Auf diesem Horizont zeigen die Anomalien Schenkenbrunn, Kohlmaiß bzw. Hessendorf die größte Verdichtung der Lösungen. Der Serpentinittkörper bei Karlstetten ist nun ebenfalls zu erkennen. Es zeigt sich die nördliche und südliche Flanke durch zwei getrennte Häufungszonen. Bei der Anomalie ca. 1,5 km NW von Gansbach steigt die Anzahl der Lösungen stark an.

— 500 – 800 m unter der Sonde (Beilage 5)

Im Bereich dieses Horizontes zeigt sich bei Karlstetten eine wesentliche Verdichtung der Lösungen. Die relativ große Tiefe ist auf die große Halbwertsbreite der Anomalie zurückzuführen. Die Zonen bei Schenkenbrunn und Kohlmaiß sind nur mehr schwach auszunehmen.

— 800 – 1200 m unter der Sonde (Beilage 6)

Auf dem tiefsten Horizont kommt es nur mehr zu wenigen augenscheinlichen Lösungen im Bereich Karlstetten.

Mit dem WERNER-Verfahren können magnetische Meßdaten einem raschen und relativ objektiven quantitativen Auswertungsverfahren unterworfen werden. Vor allem bei großen Datenfeldern, wie sie in der aeromagnetischen Vermessung anfallen, kann das WERNER-Verfahren nach der rein qualitativen Interpretation der Isanomalienkarten eine erste quantitative Abschätzung der Modellparameter der Störkörper im gesamten Meßgebiet liefern. Am Beispiel des Projektgebietes Dunkelsteinerwald – Rossatz wurden auch die Mängel jeder automatischen Interpretation aufgezeigt. Vor allem in der aeromagnetischen Vermessung kann es vorkommen, daß zu wenige Kontrollprofile geflogen wurden, und daher

der Ausgleich der Meßprofile nur mangelhaft vorgenommen werden kann. Diese Mängel gehen dann voll in die automatische Interpretation ein und das Auswerteverfahren berechnet Störkörper, die entlang der Meßprofile streichen. Es ist daher unumgänglich, daß der Interpretierer vor der Anwendung des Auswerteprogrammes die Isanomalienkarte auf schlecht ausgeglichene Meßprofile überprüft und wenn notwendig korrigiert.

5. Literatur

- BRIGGS, N.: Machine contouring using minimum curvature. — *Geoph.*, **39**, 1974.
- FRASER, D.C.: Resistivity mapping with an airborne electromagnetic system. — *Geoph.*, **43**, 1968.
- FUCHS, G. & MATURA, A.: Zur Geologie des Kristallins der Böhm. Masse. Erläuterungen zur geol. Karte des Kristallins der südl. Böhm. Masse, 1 : 200 000. — *Geol. B.A.*, Wien 1976.
- HARTMANN, R.R., TESKEY, D.J. & FRIEDBERG, J.L.: A system for rapid digital aeromagnetic interpretation. — *Geoph.*, **36**, 1971.
- JAIN, S.: An automatic method of direct interpretation of magnetic profiles. — *Geoph.*, **41**, 1976.
- KILTY, K.T.: Werner-deconvolution of profile potential field data. — *Geoph.*, **48**, 1983.
- KÖHAZY, R.: Direkte Interpretationsmethoden in der Magnetik und die Anwendung des Werner-Verfahrens am Beispiel der aerogeophysikalischen Vermessung des Dunkelsteinerwaldes. — Unveröff. Diplomarbeit, form.-nat. Fakultät, Univ.Wien, Wien 1986.
- KU, C.C. & SHARP, J.A.: Werner-deconvolution for automated magnetic interpretation and its refinement using Marquart's inverse modeling. — *Geoph.*, **48**, 1983.
- RÖSSIGER, M. & PUZICHA, K.: Magnetische Messungen am Oberharzer Diabaszuge. — *Beitr. zur ang. Geophysik*, **9**, 1941.
- SEIBERL, W. & HEINZ, H.: Aerogeophysikalische Vermessung im Raum Rossatz. — ÖAW, Wien 1985a.
- SEIBERL, W. & HEINZ, H.: Aerogeophysikalische Vermessung im Raum Dunkelsteinerwald. — ÖAW, Wien 1985b.
- TALWANI, M. & HEIRTZLER, J.R.: Computation of magnetic anomalies caused by two-dimensional structures of arbitrary shape. — *Computers in the mineral industries*, Stanford Univ.Publ., *Geol.Sci.*, **9**, 1964.
- WERNER, S.: Interpretation of magnetic anomalies at sheet-like bodies. — *Sveriges Geologiska Undersökning, Årsbok* **43**, No.6, Stockholm 1953 (Erstveröffentlichung 1949).

6. Anhang

Dimensionen und Position des Störkörpers

ε	Dicke der Platte
l	Länge der Oberkante
x	x -Koordinate der Oberkante auf dem Bezugsprofil
z	z -Koordinate der Oberkante auf dem Bezugsprofil
t	$-z$
α	Winkel zwischen y -Achse und Projektion der Oberkante in die xy -Ebene
β	Winkel zwischen dem Bezugsprofil und der xy -Ebene
γ	Winkel zwischen der Oberkante und der xy -Ebene
φ	Einfallswinkel der Platte

Magnetisierung und Hauptfeld

J_{\parallel}	edge magnetization = Magnetisierung parallel zur Plattenebene
J_{\perp}	cross magnetization = Magnetisierung normal zur Plattenebene
J	$\sqrt{J_{\parallel}^2 + J_{\perp}^2}$
κ	Magnetische Suszeptibilität
T	Intensität des erdmagnetischen Hauptfeldes
I	Inklination des Hauptfeldes
D	Deklination des Hauptfeldes
δ	Winkel zwischen geogr. Nord und der positiven Profilrichtung

Anomalienfeld

P	Punkt außerhalb des Körpers
Q	Punkt innerhalb oder auf dem Körper
r	Distanz zwischen P und Q
W	Potential der Anomalie des Totalfeldes in P
W_{\parallel}	Beitrag zu W durch die edge-Magnetisierung
W_{Δ}	Beitrag zu W durch die cross-Magnetisierung

ΔT	Anomalie der magnetischen Totalintensität
X	Horizontalkomponente des Anomalienfeldes
Z	Vertikalkomponente des Anomalienfeldes
v_i	Richtungscosinus des Magnetisierungsvektors
θ	Winkel zwischen x -Achse und r

7. Beilagen

Beilage 1: Karte der Totalintensität

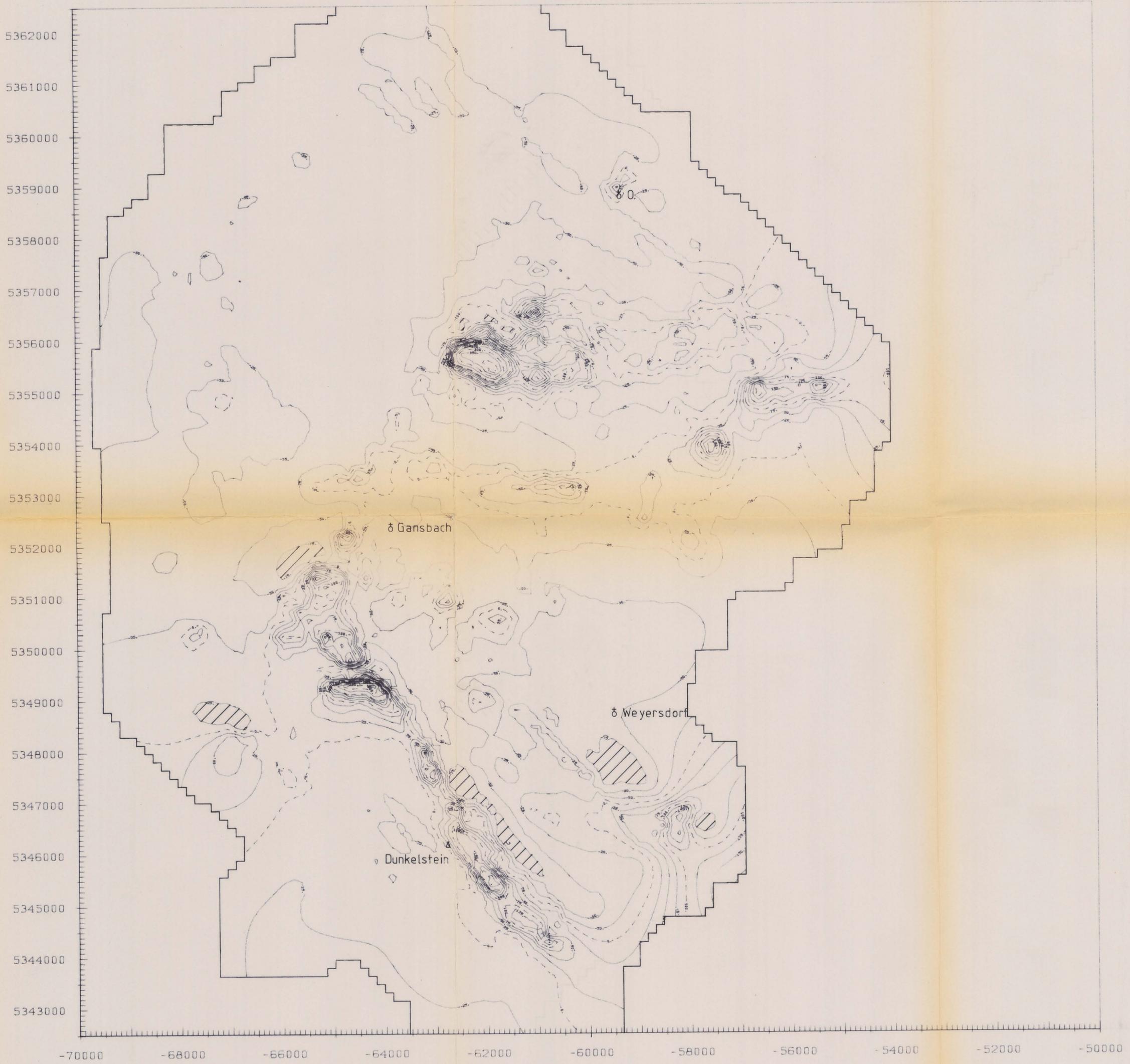
Beilage 2: Tiefe der Störkörperoberkante 100 – 200 m unter der Sonde

Beilage 3: Tiefe der Störkörperoberkante 200 – 300 m unter der Sonde

Beilage 4: Tiefe der Störkörperoberkante 300 – 500 m unter der Sonde

Beilage 5: Tiefe der Störkörperoberkante 500 – 800 m unter der Sonde

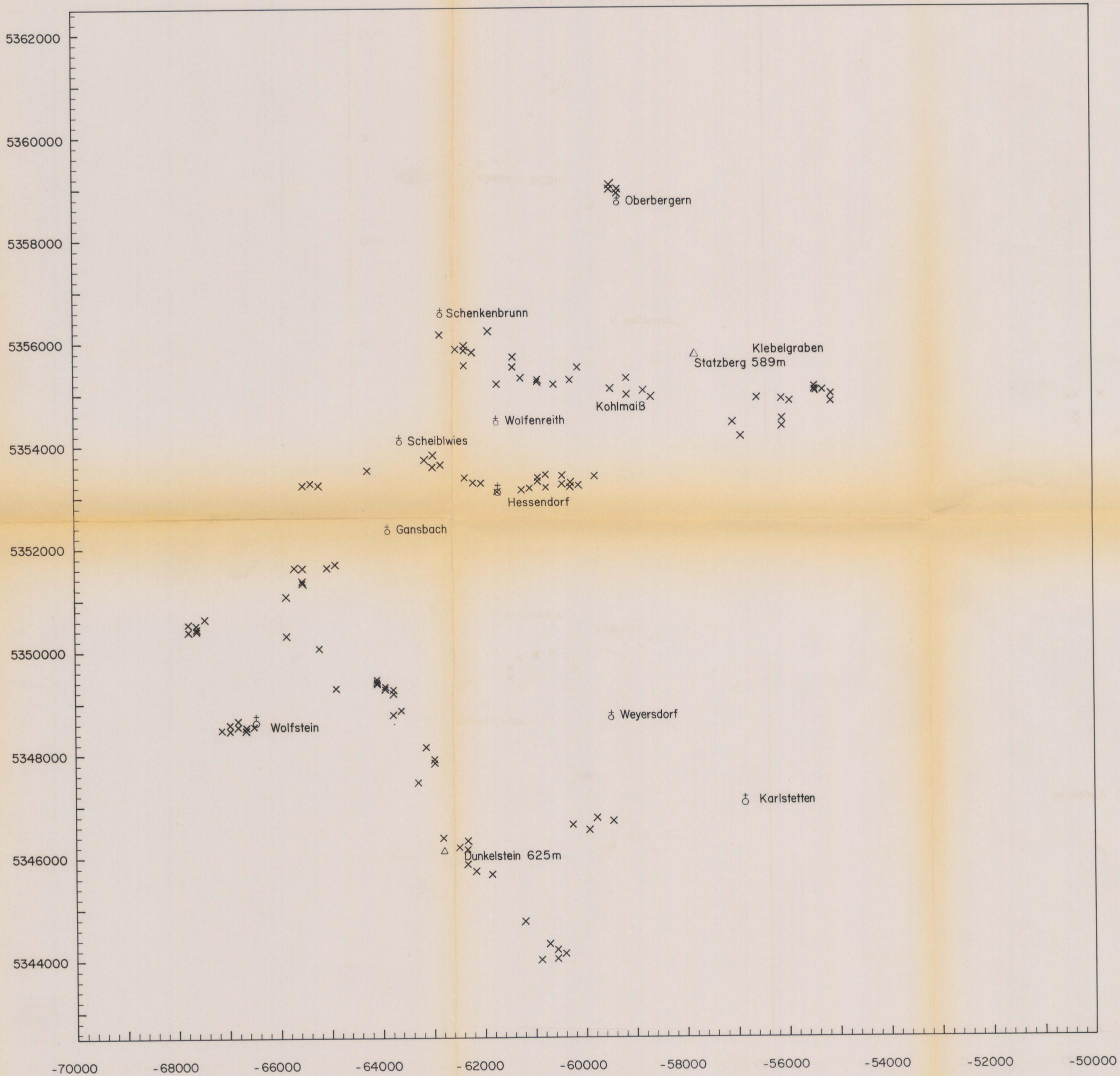
Beilage 6: Tiefe der Störkörperoberkante 800 – 1200 m unter der Sonde



DUNKELSTEINER WALD

Beilage : I
Bearbeiter : R. Koehazy

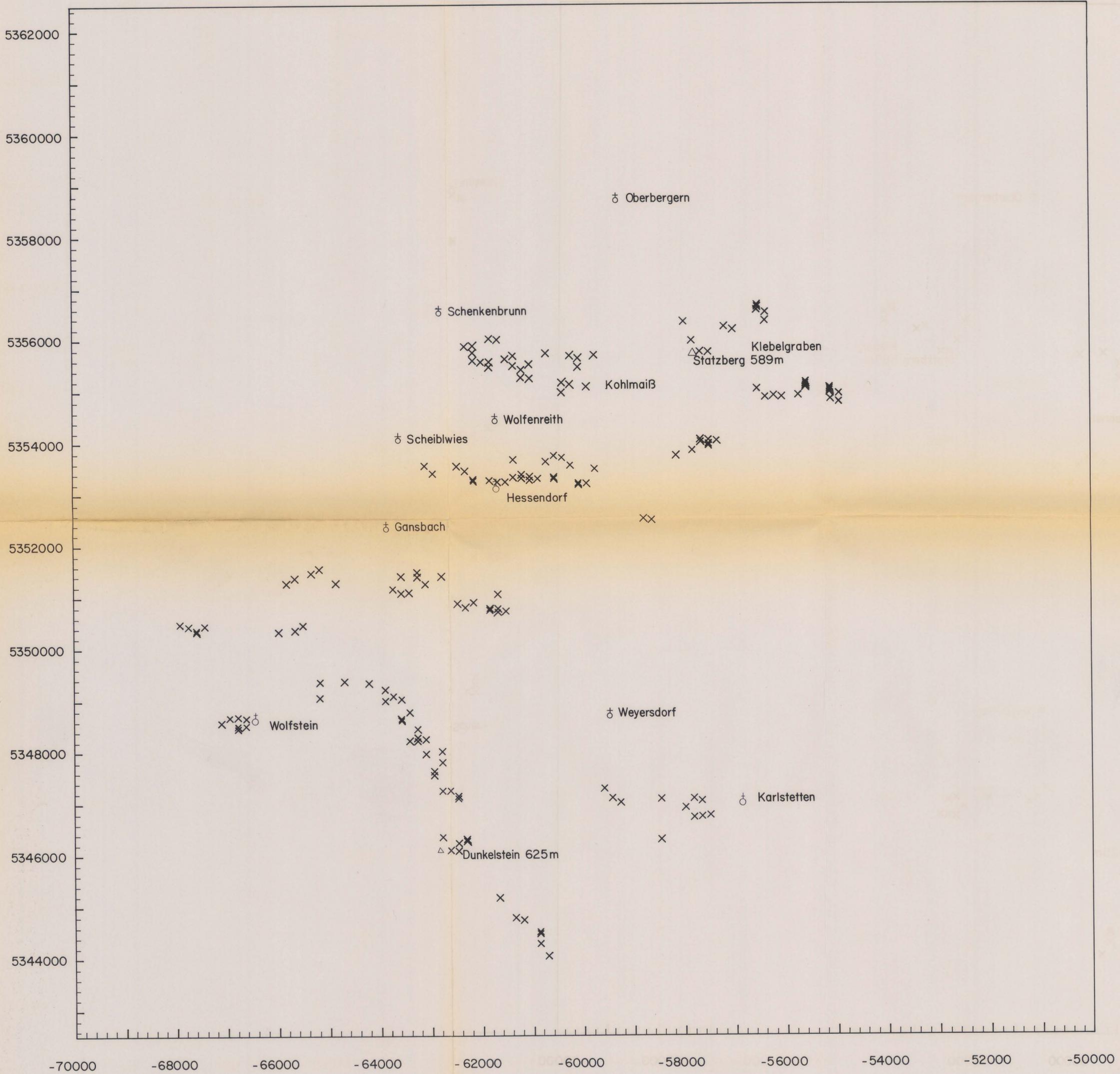
Maßstab : 1 : 50 000
Meridian : M 34



DUNKELSTEINER WALD

Bereich : 100-200 m
 Beilage : 2
 Bearbeiter : R. Koehazy

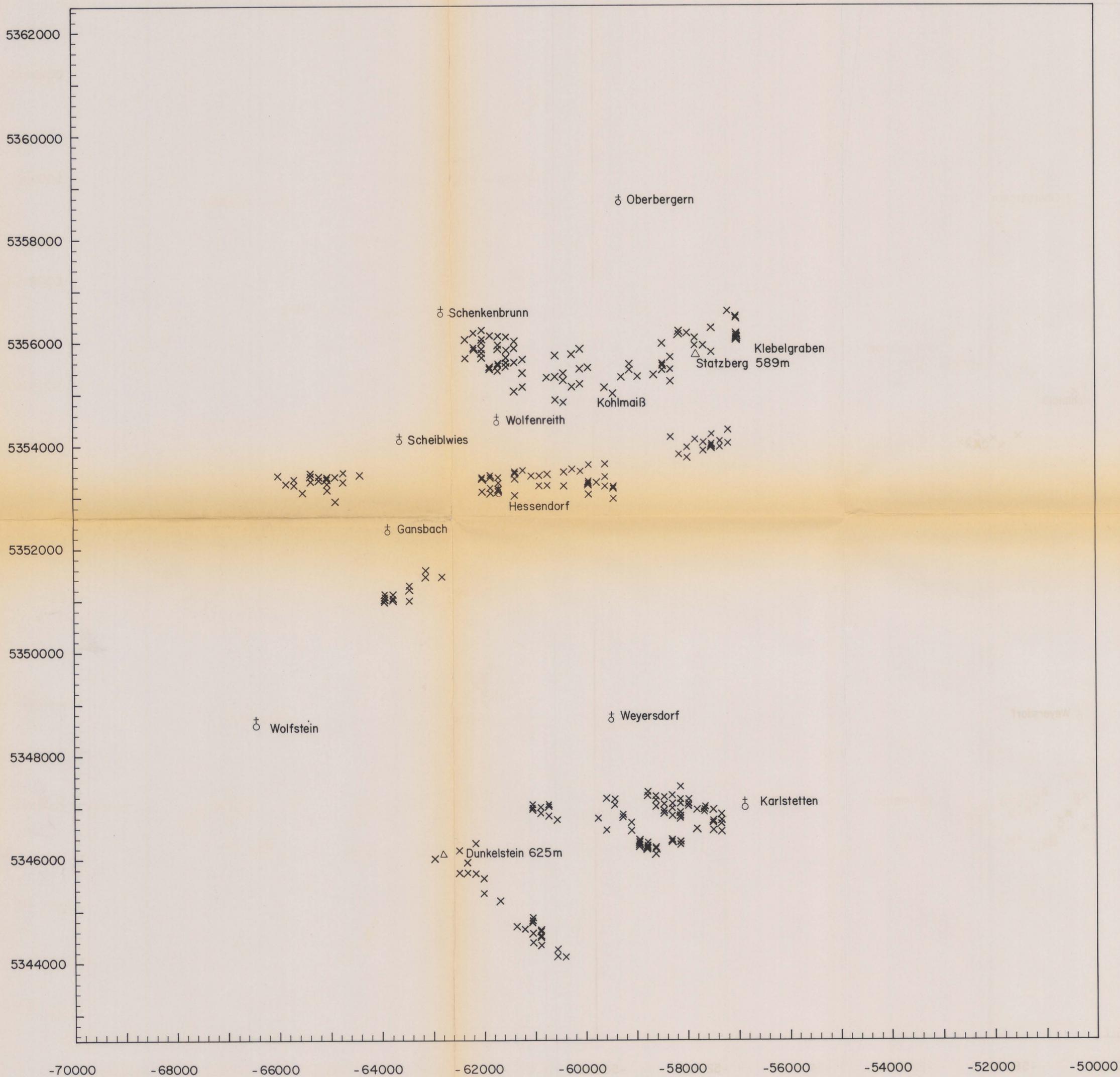
Maßstab : 1 : 50000
 Meridian : M34



DUNKELSTEINER WALD

Bereich : 200 - 300 m
 Beilage : 3
 Bearbeiter : R. Koehazy

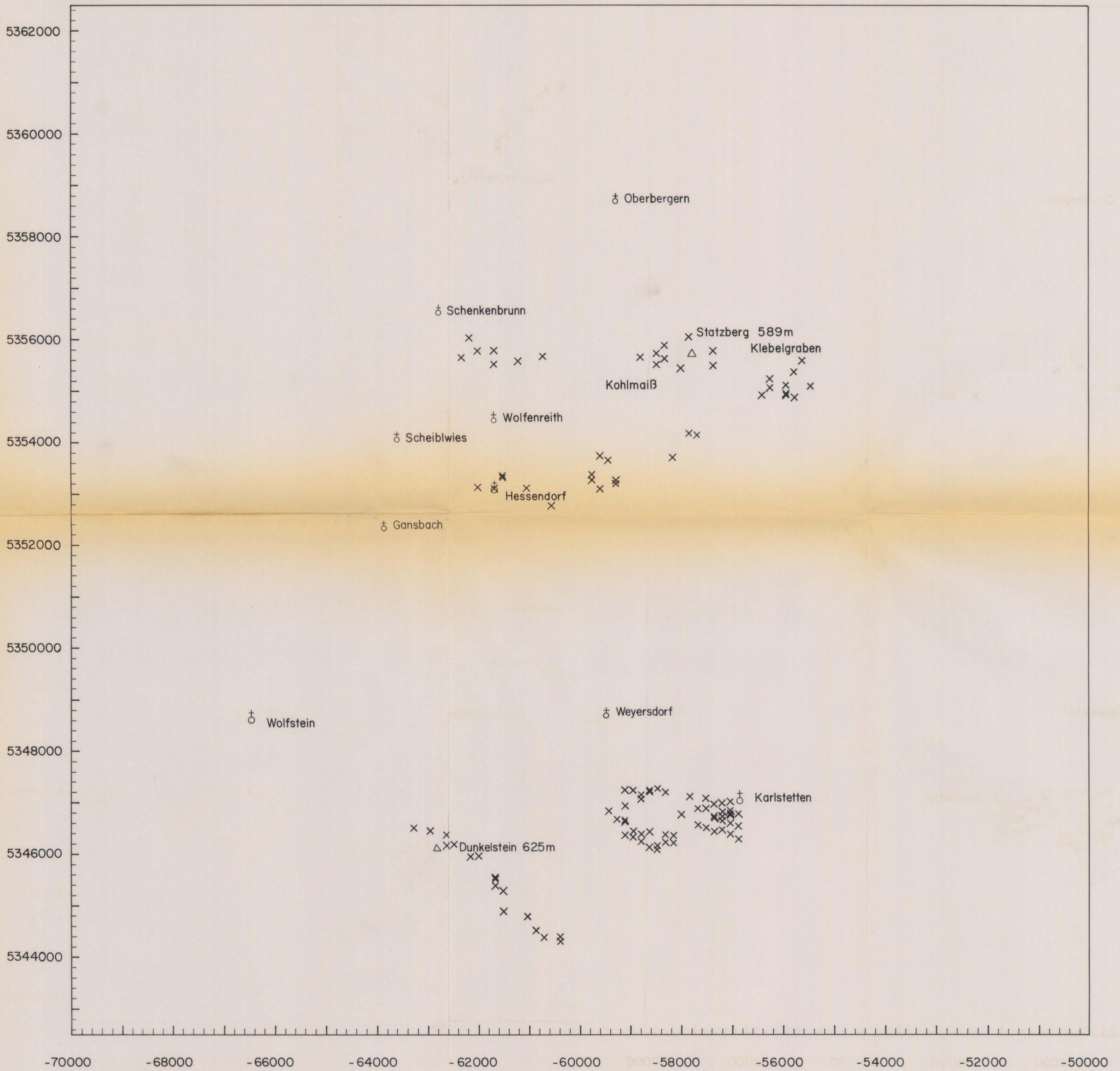
Maßstab : 1 : 50000
 Meridian : M34



DUNKELSTEINER WALD

Bereich : 300 - 500 m
 Beilage : 4
 Bearbeiter : R. Koehazy

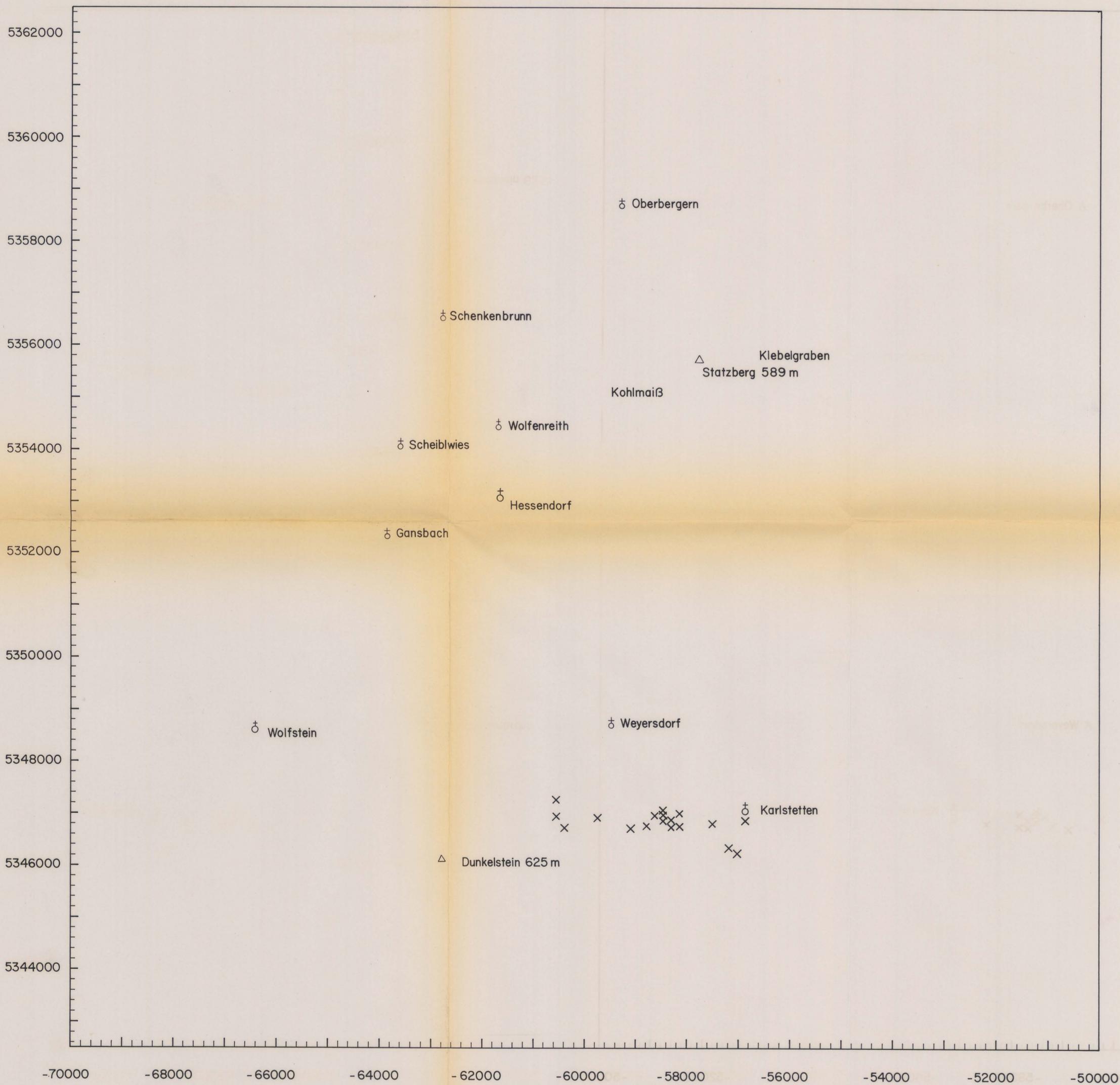
Maßstab : 1 : 50000
 Meridian : M34



DUNKELSTEINER WALD

Bereich : 500- 800m
 Beilage : 5
 Bearbeiter : R. Koehazy

Maßstab : 1: 50000
 Meridian : M34



DUNKELSTEINER WALD

Bereich : 800-1200 m
 Beilage : 6
 Bearbeiter : R. Koehazy

Maßstab : 1 : 50000
 Meridian : M34

