

Kapitel 1

Grundlagen zur Berechnung der terrestrischen Wärmestromdichte

1.1 Einführung

Eine direkte Messung der terrestrischen Wärmestromdichte ist nicht möglich. Sie stellt eine indirekte Größe dar, welche durch das Fourier'sche Gesetz der Wärmeleitung beschrieben wird:

$$Q = -\lambda \cdot \text{grad}T, \quad (1.1)$$

wobei Q die terrestrische Wärmestromdichte λ die Wärmeleitfähigkeit in W/m/K und $\text{grad}T$ den Temperaturgradienten darstellt. Q wird in Milliwatt pro Quadratmeter (mW/m²) angegeben. Das negative Vorzeichen in Gleichung 1.1 ist notwendig, weil der Temperaturgradient per Konvention in der Richtung der ansteigenden Temperaturen einen positiven Wert annimmt, der (positive) Wärmefluss aber in Richtung der abnehmenden Temperaturen stattfindet. Während der Temperaturgradient eine vektorielle Größe ($\text{grad}T = (\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z})$) ist, ist die Wärmeleitfähigkeit richtungsabhängig und wird für einen anisotropen Körper durch einen (3x3)-Tensor beschrieben:

$$\lambda = \begin{pmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{pmatrix} .$$

Da Wärme in der Regel senkrecht zur Erdoberfläche transportiert wird, kann Gleichung 1.1 auf die Vertikalkomponente reduziert werden:

$$Q = \lambda_{zz} \frac{dT}{dz}, \quad (1.2)$$

Die Gleichungen 1.1 und 1.2 sind nur für konduktiven Wärmetransport gültig. Für die Anwendung von Gleichung 1.2 muss beachtet werden, dass für Gesteine, die in der Regel anisotrop sind, die Wärmeleitfähigkeit in der entsprechenden Richtung gemessen werden muss und die Wärmestromdichte durch Wärmequellen oder -senken verändert werden kann.

Konduktive Wärmetransportvorgänge im Untergrund werden durch die Energiebilanzgleichung beschrieben, die sich aus Gleichung 1.1 und dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik ergibt:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + A, \quad (1.3)$$

mit T der Temperatur [K], λ der Wärmeleitfähigkeit [$W/m/K$], ρ der Gesteinsdichte [kg/m^3], c_p der spezifischen Wärme [$J/kg/K$] und A der Wärmeproduktion [$\mu W/m^3$]. Im stationären Fall konstanter Wärmeleitung, d.h. im Falle zeitlicher Temperaturkonstanz ($\frac{\partial T}{\partial t} = 0$), gilt die Poisson-Gleichung:

$$\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = -\frac{A}{\lambda}, \quad (1.4)$$

Die entscheidenden Parameter zur Bestimmung der Wärmestromdichte sind damit Temperatur, Wärmeleitfähigkeit und (radioaktive) Wärmeproduktionsrate.

Erfolgt der Wärmetransport durch Konduktion (Gitter-, Phononenleitung) so können Rückschlüsse auf die stoffliche Zusammensetzung vorgenommen und der terrestrische Wärmestrom geodynamisch interpretiert werden (s. z.B. Balling, 1995; Carter et al., 1998; Springer & Förster, 1998; Förster & Förster, 2000). Hydrothermale Prozesse (Advektion, Konvektion), die ebenfalls Wärme transportieren, dürfen für derartige Interpretationen keine Rolle spielen. Advektion beschreibt dabei allgemein den Transport einer Eigenschaft (wie z.B. Wärme) durch das bestehende flüssige oder gasförmige Strömungsfeld. Konvektive Prozesse treten auf, wenn es zu (vertikalen) Bewegungen von Fluiden aufgrund von Dichteunterschieden, die durch Temperaturvariationen hervorgerufen wurden, kommt. Damit hydrothermale Prozesse einen dominierenden Anteil am Wärmetransport übernehmen können, müssen (a) die Wegsamkeiten entsprechend ausgebildet sein und (b) ausreichende Transportgeschwindigkeit erzielt werden. Die Wegsamkeiten können durch Störungen, Klüfte oder permeable Gesteine gegeben sein und die Transportgeschwindigkeiten durch Potentialunterschiede (Relief) ermöglicht werden. Beispiele für advective Beeinflussung des Wärmetransportes finden sich z.B. bei Drury (1984), Drury et al. (1984), Deming et al. (1992) und Bachu (1999). Vor allem in reliefbetontem Gelände sind die obersten Grundwasserleiter oft stark advektiven Prozessen ausgesetzt (s. Cranganu, 1998; Gosnold Jr., 1999). Tiefere Bereiche (mit geringem Relief) können durch konvektive Strömungen beeinflusst sein, die aufgrund von Dichteunterschieden (unterschiedliche Salzgehalte) entstehen. Diese großskaligen Konvektionen sind normalerweise auf Gebiete mit anormal hohen Temperaturgradienten und permeablen Formationen beschränkt (Drury et al., 1984), sehr kleinmaßstäbliche Konvektionszellen können sich aber auch in Bohrungen ausbilden (s. z.B. Gretener, 1967).

Für die Lokationen im Nordostdeutschen Becken, an denen in dieser Arbeit die Wärmestromdichte bestimmt worden ist, werden keine großskaligen, beckenweite Konvektions- oder Advektionsströmungen angenommen. Die Bereiche liegen i.d.R. relativ tief, so dass keine hohen Permeabilitäten und Porositäten in den konsolidierten Sedimenten angetroffen wurden. Zusätzlich existieren im Nordostdeutschen Becken nur geringe topographische Unterschiede, so dass ein wesentlicher Antriebsmechanismus für die Ausbildung advektiver Strömungen fehlt

(vgl. Deming et al., 1992). Daher wird in diesen Bereichen von einem vorwiegend konduktivem Wärmetransport ausgegangen. Eine ähnliche Situation ist von Carter et al. (1998) für das Anadarko Becken in Oklahoma beschrieben worden. Auch aufgrund des hohen Salzgehaltes der Fluide und der herrschenden Druckverhältnisse in den tiefen Beckenabschnitten vermuten sie nur sehr geringe Fluidbewegungen in diesen Bereichen und gehen von einem dominierenden konduktivem Wärmetransport aus. Trifft dies auch für das Nordostdeutsche Becken zu, so sollten die ermittelten Wärmestromdichtewerte in einem klaren Zusammenhang zum krustalen Aufbau stehen.

Neben Konduktion und Advektion/Konvektion gibt es noch eine dritte Art der Wärmeleitung, die Radiation. Sie erlangt jedoch erst bei Temperaturen größer als 1000 °C einen bedeutenden Einfluss und ist daher für Wärmestromdichtebestimmungen innerhalb der Kruste und des oberen Erdmantels von untergeordneter Bedeutung. Der radiative Wärmetransport spielt aus diesem Grund für die eigentliche Berechnung der Wärmestromdichte in dieser Arbeit (Kap. 3.5) keine Rolle, erst bei der für die Interpretation der bestimmten Werte durchgeführten thermischen Modellierungen der Lithosphäre (Kap. 4.2) wird die radiative Komponente berücksichtigt.

Die Wärmestromdichte ist eine komplexe Größe, die nicht nur von gemessenen Größen, sondern auch von der Interpretation dieser gemessenen Werte und einer ggf. notwendigen Korrektur abhängt. Daher werden im Folgenden zunächst die einzelnen Größen (Temperatur, Wärmeleitfähigkeit und Wärmeproduktion) und ihre Bestimmungsmethoden näher erörtert.

1.2 Temperatur

Die Kenntnis der Gebirgstemperaturen ist eine Grundvoraussetzung zur Berechnung der Wärmestromdichte. Ihre Bestimmung erfolgt vorzugsweise durch die Messung mit Temperatursensoren in Bohrungen (Blackwell & Spafford, 1987; Beck & Balling, 1988). Ob dabei das Messergebnis die Temperaturbedingungen im ungestörten Gebirge ausreichend widerspiegelt, hängt vor allem von dem Zeitpunkt der Messung nach dem Abteufen der Bohrung ab (Bullard, 1947; Lachenbruch & Brewer, 1959).

In kommerziellen Bohrlochmessungen werden routinemäßig am Ende eines Bohrvorgangs an der Bohrlochsohle Maximumtemperaturen, sogenannte „*Bottom-Hole Temperatures*“ (BHT) gemessen. Die Registrierung der Temperatur findet dabei unter durch den Bohrvorgang gestörten thermischen Bedingungen statt und repräsentiert mehr den thermischen Einfluss der Bohrung auf das Gebirge als die in-situ Gebirgstemperatur unter Gleichgewichtsbedingungen. Zudem sind solche Messungen nicht mit einem wissenschaftlichen Anspruch durchgeführt worden. Probleme können aus unkalibrierten Temperatursensoren, Ablese- und Rundungsfehlern oder falschen Bohrtiefenangaben resultieren (Deming et al., 1990). Obwohl die Unzulänglichkeiten der BHT-Daten bekannt sind (Speece et al., 1985; Hermanrud et al., 1990; Deming et al., 1990; Jessop, 1990 und Förster, 2001), stellen sie oft die einzige Informationsquelle für die Gebirgstemperatur dar und werden deshalb zur Berechnung der Wärmestromdichte oder des

thermischen Feldes herangezogen (s. Chapman et al., 1984a; Deming & Chapman, 1988a, 1988b; Funnell et al., 1996; Majorowicz & Embry, 1998; Springer & Förster, 1998). Verschiedene Methoden, die für eine Korrektur der vom Bohrvorgang gestörten BHT-Daten entwickelt wurden, finden sich z.B. bei Deming (1989) und Hermanrud et al. (1990). Die gebräuchlichste ist der sogenannte „Horner-Plot“ (Horner, 1951), da die Parameter, die für die Korrektur gebraucht werden, in der Regel bekannt sind. Bei dem Horner-Plot-Verfahren wird die durch die Zirkulation der Bohrspülung bedingte Temperaturstörung durch eine Linienquelle in einer homogenen Umgebung modelliert. Die empirische Formel, die den Temperaturangleich an den ungestörten Gleichgewichtszustand einer Bohrung beschreibt, lautet:

$$T(t_s) = T_\infty + \frac{Q}{4\pi\lambda} \cdot \ln \left(1 + \frac{t_z}{t_s} \right), \quad (1.5)$$

wobei T_∞ die Gleichgewichtstemperatur, t_s die Standzeit (bzw. die Zeit zwischen Beendigung des Spülvorganges und der Temperaturmessung), t_z die Zirkulationszeit der Bohrlochspülung und der Ausdruck $\frac{Q}{4\pi\lambda}$ die Steigung der Hornerlinie als unbekanntes Konstante darstellt (Beck & Balling, 1988). Im letztgenannten Ausdruck bedeuten Q zugeführte Wärme pro Einheitslänge und -zeit und λ Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Gesteins. Um die Methode anwenden zu können, sind für eine Bohrung Zeit-Temperatur-Datensätze notwendig und es werden Angaben zu Stand- und Zirkulationszeit benötigt. Dabei sollten Messungen, die eine Standzeit von weniger als 5 Stunden aufweisen, generell nicht berücksichtigt werden, da die Bohrspülung bei kürzeren Standzeiten noch zirkulieren kann (Shen & Beck, 1986). Es hat sich jedoch gezeigt, dass die korrigierten BHT Daten, die aufgrund schlechter Aufzeichnungen und weiterer physikalischer Effekte, die von den Korrekturverfahren nicht berücksichtigt werden, große Fehler beinhalten können (Hermanrud et al., 1990). Dabei unterschätzen die korrigierten BHT Daten in der Regel die Formationstemperatur beträchtlich (um bis zu 10-15 °C s. Deming, 1989; Funnell et al., 1996; Förster, 2001). Es ist daher unmöglich, eindeutige Formationstemperaturgradienten mit BHT Daten zu bestimmen (Deming, 1989; Förster & Merriam, 1999; Majorowicz et al., 1998), selbst über große Intervalle (>1 km) gebildete Gradienten können kaum besser als in der Größenordnung von $\pm 5-14$ % bestimmt werden (Lee et al., 1996).

Kontinuierliche Temperaturprofile, die zumeist mit konventionellen Thermistor-Sonden gemessen werden, sind aufgezeichneten Maximaltemperaturen vorzuziehen. Wenn die seit dem Bohrungsende verstrichene Zeit lang genug war, dann repräsentiert das Temperaturprofil die tatsächlichen Formationstemperaturen, andernfalls ist es durch den (Rotary-) Bohrvorgang und die damit verbundene Spülungszirkulation gestört. Die zirkulierende Spülung kühlt den unteren Bereich der Bohrung und nimmt dabei selbst Wärme auf, die sie oberhalb einer sogenannten neutralen Teufe (Pivot-Punkt bzw. „Cross-Over-Point“) wieder an das Gestein abgibt. Die Zeit, die für die Erreichung des ungestörten Zustandes benötigt wird, hängt von der Dauer der Temperaturstörung (also von der Dauer der Bohrungsaktivität und der ununterbrochenen Zirkulation der Bohrspülung, und damit zumeist von der Bohrungstiefe) und der Temperaturdifferenz von Spülung und Formation ab. Numerische Korrekturen (z.B. Lachenbruch & Brewer, 1959) sind nur durchführbar, wenn die relevanten Informationen über Bohrungs- und

Spülungsaktivitäten vorliegen. Die Korrektur greift dabei auf Gleichung 1.5 zurück; t_z wird dann als Dauer der Beeinflussung durch den Bohrvorgang in der entsprechenden Tiefe und t_s als die Zeit seit dem Ende der Bohrungsaktivitäten angesehen. Wird für eine bestimmte Tiefe z die Temperatur $T(z, +T)$ gegen die logarithmische Funktion der Zeit aufgetragen, so ergibt sich eine Gerade, von der die ungestörte Gebirgstemperatur der zugehörigen Tiefe abgelesen werden kann. Einige Tage bis Wochen Standzeit werden benötigt, um diese Gerade ausreichend genau bestimmen zu können (Beck & Balling, 1988). Die Zeiten, die gebraucht werden, um ein vom Bohrvorgang ungestörtes Temperaturprofil messen zu können, sind sehr viel länger. Für Bohrungen aus dem Nordostdeutschen Becken gibt Förster (2001) Standzeiten von etwa 1000 Stunden (40 Tage) für Bohrungen mit einer Endteufe von bis zu 2000 m und von 4000–6000 Stunden (160–250 Tage) für Bohrungen mit einer Endteufe von mehr als 2000 m an, damit die Formationstemperatur der Bohrlochsohle auf $\pm 1,5$ °C genau erfasst wird. Die erforderlichen Standzeiten bis zum Wiedereintritt des thermischen Gleichgewichts sind für Tiefbohrungen (mit wesentlich längeren Bohrungs- und Spülungszeiträumen) also deutlich länger.

Kontinuierliche Temperaturprofile ermöglichen die Berechnung von Temperaturgradientenprofilen, welche sich auch hervorragend als Indikatoren für die Anzeige von Lithologiewechseln in den Bohrprofilen eignen, wenn sich das Temperaturlog im thermischen Gleichgewicht befindet und konduktiver Wärmetransport dominiert (Blackwell et al., 1999). Dadurch erschließen sich bei entsprechender Auflösung auch Möglichkeiten, Fluidbewegungen und Regionen mit Gasproduktion in der Bohrung zu lokalisieren (s. z.B. Bredehoeft & Papadopulos, 1965; Drury, 1984; Drury et al., 1984; Jessop & Vigrass, 1989). Tiefenabschnitte mit charakteristischer Lithologie und bekannter Wärmeleitfähigkeit können zusammen mit dem entsprechenden Temperaturgradienten zur Bestimmung der Wärmestromdichte genutzt werden. Dadurch kann in einer Bohrung die Wärmestromdichte in mehreren Intervallen bestimmt und - wenn konduktiver Wärmetransport vorherrscht - die Wärmeleitfähigkeit für Bereiche, in denen keine gemessenen Wärmeleitfähigkeitswerte bekannt sind, abgeschätzt werden (s. z.B. Blackwell et al., 1999). Kontinuierliche Temperaturprofile erschließen damit Möglichkeiten, die zu einem besseren Verständnis der thermischen Struktur von Sedimentbecken beitragen und die durch keine andere Messmethode ermöglicht werden können.

1.3 Wärmeleitfähigkeit

Für die Bestimmung der Wärmestromdichte muss neben dem Temperaturgradienten auch die Wärmeleitfähigkeit der Gesteine in dem entsprechenden Tiefenintervall bekannt sein. Sie ist eine Materialeigenschaft der Gesteine und von Zusammensetzung, Geometrie der Gesteinsmatrix bzw. des Porenraumes und der Porenfüllung abhängig. Zusätzlich wird die Wärmeleitfähigkeit von Umgebungsdruck und -temperatur beeinflusst. Für ihre Bestimmung sind mehrere Verfahren üblich, die von der direkten Messung des Gesteins bis zur Abschätzung der Wärmeleitfähigkeit aus dem Mineralbestand reichen. Die aus dem Mineralbestand berechneten oder unter Laborbedingungen gemessenen Werte der Wärmeleitfähigkeit müssen dabei für die Bestimmung

der Wärmestromdichte auf in-situ Bedingungen korrigiert werden (s. Abschnitt 1.3.2). Zusammenfassungen über die Wärmeleitfähigkeit von Gesteinen und Mineralen und ihre Beeinflussung werden von Clauser & Huenges (1995) und Schön (1996) gegeben. Um die Heterogenitäten in einer geologischen Abfolge besser erfassen und damit exaktere mittlere Wärmeleitfähigkeiten für einen Tiefenbereich angeben zu können, existieren auch Ansätze, die Wärmeleitfähigkeit in-situ im Bohrloch zu messen oder sie indirekt aus geophysikalischen Bohrlochmessungen abzuleiten (s. Abschnitt 1.3.3).

1.3.1 Bestimmung aus Labormessungen

Die Wärmeleitfähigkeit von Gesteinen kann mit unterschiedlichen Verfahren im Labor gemessen werden (s. u.a. Blackwell & Steele, 1989; Pribnow, 1994; Midttømme & Roaldset, 1999; Popov et al., 1999). Die in der Vergangenheit für thermische Studien bevorzugt angewandten Apparaturen sind die sogenannte „*Divided-Bar-Apparatur*“, ein stationäres, und die „*Nadelsonde*“ (auch Linienquelle), ein instationäres Messverfahren. Ein neueres ebenfalls instationäres Messverfahren, welches die Durchführung vieler Messungen innerhalb deutlich kürzerer Messzeiten erlaubt, ist die „*Optical-Scanning-Apparatur*“ (auch „Thermal Conductivity Scanning“, TCS). Die stationäre und die instationäre Messmethode unterscheiden sich im Zustand des Wärmestroms, im Aufwand der Probenpräparation und im Charakter der bestimmten Wärmeleitfähigkeit. Während die TCS-Apparatur und die Linienquelle im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kamen, ist eine Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit mit der Divided-Bar-Apparatur nicht vorgenommen worden, da sie ein vergleichsweise hohes Maß an Probenpräparation erfordert. Da sie jedoch eine weit verbreitete Apparatur zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit ist, wird dieses Messverfahren zunächst vorgestellt.

Bei der **Divided-Bar-Apparatur** sind zwei gegenüberliegende Seiten der Probe in Kontakt mit Wärmereservoirs unterschiedlicher Temperatur. Nach einer gewissen Zeit stellt sich vom höheren zum niedrigeren Temperaturniveau ein konstanter Wärmestrom durch die Probe ein. Die Wärmeleitfähigkeit der Probe lässt sich nach Gleichung 1.6 bestimmen, wenn Wärmestromdichte und Temperaturgradient bekannt sind:

$$\lambda_{Probe} = \lambda_{Standard} \cdot \frac{d_{Probe}}{d_{Standard}} \cdot \frac{\Delta T_{Standard}}{\Delta T_{Probe}}, \quad (1.6)$$

wobei λ = Wärmeleitfähigkeit [$W/m/K$], d = Dicke [m], ΔT = Temperaturdifferenz. Der Temperaturgradient wird über zwei Temperatursensoren in der Probe gemessen, die Wärmestromdichte muss über den Temperaturgradienten an einem Material mit bekannter Wärmeleitfähigkeit berechnet werden. Die Wärmeleitfähigkeit der Probe wird also relativ bestimmt, wobei das Standardmaterial für die Berechnung des eingestellten Wärmestroms notwendig ist. Die bestimmte Wärmeleitfähigkeit lässt sich eindeutig einer Richtung zuweisen: parallel zum Wärmestrom.

Der Aufwand der Probenpräparation für diese stationäre Messmethode ist verhältnismäßig groß und zeitintensiv: es müssen für den Versuchsstand entsprechende Zylinder aus dem Bohrkern gebohrt und die Oberflächen absolut eben und planparallel aufgearbeitet werden, um

die Kontaktwiderstände zwischen den einzelnen Zylindern zu minimieren. Die Messung selbst dauert etwa 20 Minuten (Pribnow, 1994). Sass & Munroe (1971) erweiterten die Divided-Bar-Apparatur durch die Möglichkeit, mit ihr auch die Wärmeleitfähigkeit von Bohrklein aus der Bohrspülung (sogenannte Cutting-Proben) zu messen.

Das instationäre Messverfahren nutzt eine konstante oder impulsartige Temperaturänderung für die Bestimmung des zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit notwendigen Temperaturgradienten. Dabei werden Quellen unterschiedlichster Geometrie verwendet, die je nach Aufbau eine relative oder absolute Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit ermöglichen.

Das Messprinzip der **Linienquelle** geht auf Blackwell (1954) zurück. Die Linienquelle, die in Kontakt mit der Probe steht, wird kontinuierlich geheizt und während der Heizdauer die Temperatur der Quelle selbst gemessen. Die Sonde besteht aus einem in eine Metallhülse eingelassenem Keramikröhrchen, welches von einem Heizdraht schlaufenförmig durchzogen wird. Innen integriert ist der Temperatursensor. Trägt man die Quellentemperatur gegen den Logarithmus der Heizdauer auf, so ist der Bereich, in dem die anfänglichen Kontaktwiderstände überwunden sind, an der Linearität der Kurvensteigung erkennbar. Gleichung 1.7 bildet die Grundlage zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit der Probe aus der verwendeten Heizleistung (Q) und der inversen Steigung in diesem Zeitbereich (Jaeger, 1956).

$$\lambda = \frac{Q}{4\pi} \cdot \frac{t_2 - t_1}{T(t_2) - T(t_1)} \quad (1.7)$$

Mit der *Halbraumlinienquelle* wird auf einer gesägten und möglichst ebenen und planparallelen Oberfläche der Probe gemessen. Die Linienquelle ist dabei fest in einem Plexiglasblock eingeklebt, so dass sie an der Grenze zweier Halbräume liegt. Die Wärmeleitfähigkeit von Plexiglas beträgt annähernd null W/m/K ($\lambda_{Plexiglas} = 0,16$ W/m/K), so dass fast die gesamte produzierte Wärme von dem anderen Halbraum (= dem Probenkörper) aufgenommen wird. Für die Auswertung nach Gleichung 1.7 verdoppelt sich dabei die anzusetzende Heizleistung. Die Richtung der bestimmten Wärmeleitfähigkeit ist bei der Linienquelle nicht eindeutig zuzuordnen. Vielmehr ist das Ergebnis der Messung ein skalarer Wert, der eine Integration der Wärmeleitfähigkeit aus der Ebene senkrecht zur Quellenachse am Ort der Temperaturerfassung darstellt. Die Eindringtiefe des Temperaturfeldes der Halbraumlinienquelle soll dabei für gesteinstypische Wärmeleitfähigkeiten bei 2 bis 3 cm liegen (Erbas, 1985 in Pribnow, 1994).

Die Grundlagen des Messverfahrens der **TCS-Apparatur** sind von Yuri Popov entwickelt worden (Popov, 1983; Popov et al., 1983; Popov et al., 1985). Eine fokussierende, mobile und kontinuierlich arbeitende Wärmequelle fährt dabei zusammen mit Infrarot-Temperatursensoren einen ebenen oder zylindrischen Probenkörper ab. Die Wärmequelle und die Temperatursensoren bewegen sich mit gleicher relativer Geschwindigkeit und mit gleichem Abstand zueinander entlang der Probenkörper (siehe Abb. 1.1).

Die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit basiert auf dem Vergleich der durch die Wärmequelle erhöhten Temperaturen von Standards (die eine bekannte Wärmeleitfähigkeit λ_R besitzen) mit den erhöhten Temperaturen von einer oder mehreren Proben mit unbekannter Wärmeleitfähig-

keit (siehe Abb. 1.2): der maximale Temperaturanstieg Θ wird durch die Beziehung

$$\Theta = \frac{Q}{2\pi \cdot x \cdot \lambda} \quad (1.8)$$

bestimmt. Dabei ist Q die Heizleistung der Wärmequelle, x die Entfernung zwischen Quelle und Temperatursensor, und λ die Wärmeleitfähigkeit. Das Verhältnis von Θ und Θ_R wird dabei bei durch die gemessenen elektrischen Spannungen U und U_R bestimmt, die sich proportional verhalten (Gleichung 1.9):

$$\lambda = \lambda_R \cdot \left(\frac{\Theta_R}{\Theta} \right) = \lambda_R \cdot \left(\frac{U_R}{U} \right) \quad (1.9)$$

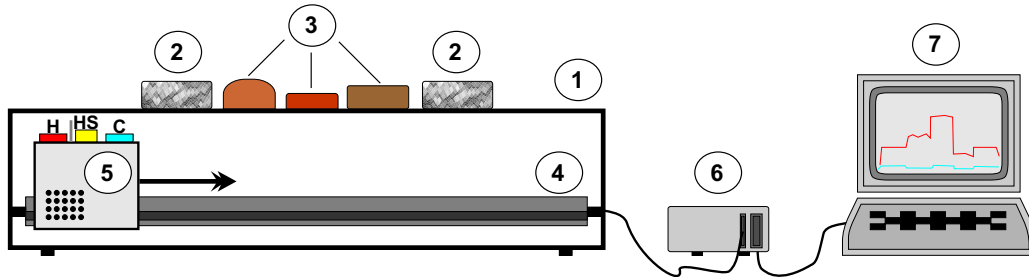


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau einer TCS-Apparatur. 1 Messplattform zum Platzieren von Standards und Gesteinsproben; 2 Standard-Probe; 3 Gesteinsproben; 4 Elektro-mechanischer Scanner mit Schrittmotor; 5 Optische Einheit mit Wärmequelle (HS) und zwei Infrarotsensoren für die kontaktlose Messung der Temperaturen vor (Sensor C) und nach der Erwärmung (Sensor H); 6 Elektronische Steuereinheit; 7 Rechner mit Auswertesoftware.

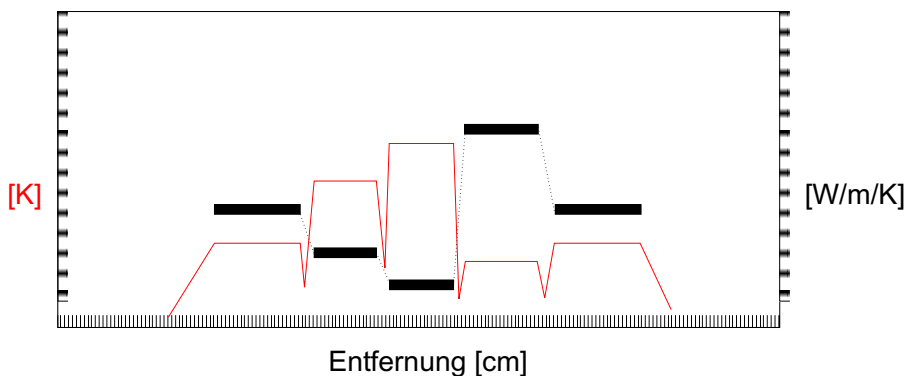


Abbildung 1.2: Beispiel eines Messergebnisses mit der TCS-Apparatur. Θ = Temperatur des Sensors H (durchgezogene Linie); λ = Wärmeleitfähigkeit nach Gleichung 1.8 (gestrichelte Linien und Balken).

Pribnow (1994) und Popov et al. (1999) belegen durch Vergleich der mit unterschiedlichen Messeinrichtungen gemessenen Wärmeleitfähigkeit, dass die TCS-Apparatur sich von den anderen Verfahren durch eine einfache Bedienung, durch berührungsfreie und sehr schnelle Messung und durch die Möglichkeit, direkt den Bereich einer Kernprobe zu vermessen und sich die

Heterogenität der Wärmeleitfähigkeit entlang der Messlinie anzeigen zu lassen, auszeichnet. Der überwiegende Teil der Wärmeleitfähigkeitsmessungen im Rahmen dieser Arbeit ist, wie eingangs erwähnt, mit der TCS-Apparatur durchgeführt worden. Einige wenige Proben wurden mit der Linienquelle gemessen, als die TCS-Apparatur noch nicht zur Verfügung stand. Aufgrund der hohen Probenmenge (über 350 Gesteinsproben) und dem damit verbundenen Aufwand der Probenpräparation wurde auf eine Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit mit der Divided-Bar-Apparatur verzichtet.

1.3.2 Korrektur zu in-situ Bedingungen

Eine Korrektur der Wärmeleitfähigkeit ist vor allem nötig, wenn unter in-situ Bedingungen (a) eine andere Füllung der Gesteinsporen (z.B. Luft, Wasser, Öl, Gas), (b) eine andere Umgebungstemperatur und (c) ein anderer Umgebungsdruck herrscht als unter den Laborbedingungen, bei denen die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit erfolgte. Während der Einfluss des Umgebungsdrucks auf die Wärmeleitfähigkeit vergleichsweise gering ist (<10 %), haben (a) und (b) einen starken Einfluss auf die Wärmeleitfähigkeit (bis zu 50 %) und müssen tiefenunabhängig beachtet werden.

Zur mathematischen Beschreibung der Beziehung zwischen **Porenfüllung** und **Wärmeleitfähigkeit** existieren viele unterschiedliche Ansätze, die intensiv diskutiert wurden (s. z.B. Birch & Clark, 1940; Woodside & Messmer, 1961a,b; Hashin & Shtrikman, 1962; Walsh & Decker, 1966; Huang, 1971; Beck, 1976; Zimmerman, 1989; Deming, 1994; Jones & Pascal, 1994; Luo et al., 1994; Pribnow, 1994; Stefánsson, 1997). Häufig benutzt werden z.B. das Dispersionsmodell nach Hashin & Shtrikman (1962), das Schichtmodell nach Birch & Clark (1940) und das geometrische Mittel (Woodside & Messmer, 1961b; Sass & Munroe, 1971). Stefánsson (1997) zeigt, dass das geometrische Mittel die Abhängigkeit von Wärmeleitfähigkeit und Porosität gegenüber der Anwendung des gewichteten harmonischen oder des gewichteten geometrischen Mittel sowie gegenüber des Dispersionsmodells am besten beschreibt. Daher wurden die Wärmeleitfähigkeiten dieser Arbeit, welche an trockenen Proben bestimmt wurden, mit Hilfe des geometrischen Mittels auf saturierte Bedingungen umgerechnet (Gleichung 1.10).

$$\lambda_{geo} = \lambda_{Matrix}^{1-\phi} \cdot \lambda_{Pore}^{\phi} \quad (1.10)$$

In Gleichung 1.10 bedeuten λ_{geo} = Wärmeleitfähigkeit nach dem geometrischen Mittel, λ_{Matrix} = Wärmeleitfähigkeit der Matrix, λ_{Pore} = Wärmeleitfähigkeit der Porenfüllung und ϕ = Porosität. Dabei wurden in dieser Arbeit die gemessenen Porositäten und die Wärmeleitfähigkeit für Wasser ($\lambda_{Wasser} = 0,7 \text{ W/m/K}$) bzw. Luft ($\lambda_{Luft} = 0,023 \text{ W/m/K}$) als Porenfüllung in Gleichung 1.10 eingesetzt.

Für die Korrektur der **Wärmeleitfähigkeit** in Hinblick auf die **in-situ Temperatur** kommen verschiedene Ansätze in Frage (s. z.B. Sekiguchi, 1984; Somerton, 1992; Sass et al., 1992; Funnell et al., 1996; Chapman et al., 1984a; Zoth & Haenel, 1988; Seipold, 1998, 2001), von denen hier einige vorgestellt werden. Die verschiedenen Formeln beschreiben die Abnahme der Wärmeleitfähigkeit mit ansteigender Umgebungstemperatur, welche Clauser & Huenges (1995)

auf die unterschiedliche thermische Expansion der gesteinsbildenden Minerale zurückführen. Da diese generell mit der Temperatur und für jedes Mineral unterschiedlich zunimmt, werden durch sie Kontaktwiderstände zwischen den Mineralkörnern erzwungen, die zu einer Abnahme der Wärmeleitfähigkeit des Gesteins bei ansteigender Temperatur führen.

Der Korrekturansatz nach Somerton (1992) ist nur für Gesteine zulässig, die bei Raumtemperatur (20 °C) eine Wärmeleitfähigkeit kleiner als 9 W/m/K aufweisen. Besitzen sie einen höheren Wert, ergeben sich unrealistische Werte (Lee & Deming, 1998). Für die meisten Gesteine spielt diese Einschränkung jedoch keine Rolle. Die Gleichung lautet:

$$\lambda(T) = \lambda_{20} - 10^{-3}(T - 293) \cdot (\lambda_{20} - 1,38) \cdot [\lambda_{20}(1,8 \cdot 10^{-3}T)^{-0,25\lambda_{20}} + 1,28] \lambda_{20}^{-0,64} \quad (1.11)$$

λ_{20} ist die Wärmeleitfähigkeit (W/m/K) bei 20 °C und $\lambda(T)$ ist die Wärmeleitfähigkeit (W/m/K) bei der erwarteten in-situ Temperatur T in Kelvin.

Sekiguchi (1984) schlägt eine andere Korrektur vor, die nach seiner Ansicht für alle Gesteine im Temperaturbereich von 0–300 °C gelten soll. Die korrigierte Wärmeleitfähigkeit (in W/m/K) beträgt demnach bei der Temperatur T, anzugeben in Kelvin:

$$\lambda_c = \frac{T_0 \cdot T_m}{T_m - T_0} \cdot (\lambda_0 - \lambda_m) \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m} \right) + \lambda_m, \quad (1.12)$$

mit λ_m und T_m als Kalibrierungskoeffizienten ($\lambda_m = 1,8418$ W/m/K und $T_m = 1473$ K) und λ_0 als (Labor-) Wärmeleitfähigkeit (in W/m/K) bei der Temperatur T_0 (in K).

Sass et al. (1992) haben auf der Grundlage des Datensatzes von Birch & Clark (1940) ebenfalls eine empirische Beziehung zur Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit für den Temperaturbereich von 0–300 °C aufgestellt. Obwohl der Datensatz von Birch & Clark (1940) auch 7 Sedimentgesteine enthält, wurden die Gleichungen (1.13 und 1.14) von den Autoren nur von den magmatischen Gesteinen abgeleitet.

$$\lambda_0 = \lambda_{25} \left[1,007 + 25 \left(0,0037 - \frac{0,0074}{\lambda_{25}} \right) \right] \quad (1.13)$$

$$\lambda(T) = \frac{\lambda_0}{1,007 + T \left(0,0036 - \frac{0,0072}{\lambda_0} \right)} \quad (1.14)$$

λ_{25} ist die Wärmeleitfähigkeit in W/m/K bei 25 °C λ_0 die berechnete Wärmeleitfähigkeit bei 0 °C nach Gleichung 1.13 und $\lambda(T)$ ist die ermittelte Wärmeleitfähigkeit der in-situ Temperatur T in °C.

Der Ansatz von Seipold (1998) stützt sich auf die temperaturabhängige Messung von insgesamt 64 Gesteinsproben, die sich aus magmatischen und metamorphen kristallinen Gesteinen zusammensetzen. Seipold vergleicht mehrere Funktionen zur Herleitung der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit. Dabei stellt er fest, dass die Formeln immer nur einen bestimmten Temperaturbereich abdecken. Für Temperaturen kleiner als 600 K (327 °C), stellt

er eine Gleichung auf, die von einer Konstanten abhängt, welche sich bei Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit (W/m/K) bei einer bestimmten Temperatur (in K) berechnen lässt:

$$\lambda = \frac{T}{F \cdot (T - 314) + 122} \quad (1.15)$$

Für bestimmte Gesteinsgruppen gibt Seipold (2001) Beziehungen zwischen Wärmeleitfähigkeit und der Temperatur an, die für einen größeren Temperaturbereich gelten (von Raumtemperatur bis über 1000 K). Sie sind dabei Funktionen der Form $\lambda = 1/(a + b \cdot T) + c \cdot T^3$ bzw. $\lambda = T/(a + b \cdot T) + c \cdot T^2$ angepasst (s. Tab. 1.1 und Abb. 1.3).

Gesteinstyp	Funktion
Granite	$\lambda = \frac{1}{(0,156+5,45 \cdot 10^{-4}T)} + 0,763 \cdot 10^{-9}T^3$
felsische Granulite	$\lambda = \frac{1}{(0,132+6,57 \cdot 10^{-4}T)} + 0,524 \cdot 10^{-9}T^3$
mafische Granulite	$\lambda = \frac{1}{(0,344+3,27 \cdot 10^{-4}T)} + 0,445 \cdot 10^{-9}T^3$
Gneise	$\lambda = \frac{1}{(0,191+5,25 \cdot 10^{-4}T)} + 0,670 \cdot 10^{-9}T^3$
Amphibolite	$\lambda = \frac{1}{(0,315+3,04 \cdot 10^{-4}T)} + 0,326 \cdot 10^{-9}T^3$
Peridotite	$\lambda = \frac{T}{(-42,9+0,389T)} + 7,20 \cdot 10^{-11}T^3$

Tabelle 1.1: Temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit von kristallinen Gesteinstypen nach Seipold (2001).

Die gegebenen Funktionen stellen Mittelwerte der Wärmeleitfähigkeit für die entsprechenden Gesteine in Abhängigkeit von der Temperatur dar; die gemessenen Werte weichen abhängig vom Gesteinstyp unterschiedlich voneinander ab ($\pm 0,25$ bis $\pm 0,5$ W/m/K; s. Seipold, 2001).

Lee & Deming (1998) vergleichen die am häufigsten angewendeten Beziehungen zur temperaturabhängigen Korrektur der Wärmeleitfähigkeit. Sie gehen dabei auf alle hier zitierten Korrekturvorschläge - mit Ausnahme der Arbeiten von Seipold (1998, 2001) - ein. Der Korrekturansatz von Somerton (1992) weist demnach für sedimentäre Gesteine die niedrigste mittlere Fehlerabweichung auf, während der Ansatz von Sekiguchi (1984) für magmatische und metamorphe Gesteine die besten Ergebnisse bringt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde daher die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit nach Somerton (1992) für Sedimente und nach Sekiguchi (1984) für magmatische Gesteine zur Bestimmung der Wärmestromdichte an den Lokationen (Kap. 3.5) berücksichtigt. Im Rahmen der durchgeführten 2D Krustenmodellierungen (Kap. 4) kam zudem der Ansatz von Seipold (2001) zum Einsatz.

Die Abhängigkeit der **Wärmeleitfähigkeit** vom **Umgebungsdruck** ist z.B. von Walsh & Decker (1966), Hurtig & Brugger (1970), Buntebarth (1991), Seipold (1990, 2001) untersucht worden. Die Zunahme des lithostatischen Druckes mit der Tiefe wirkt dabei auf zweierlei Weise (Clauser & Huenges, 1995): zunächst bewirkt der Druck, dass sich Risse wieder schließen, die sich durch Entlastungsvorgänge gebildet haben, als die Probe an die Oberfläche gelangt ist. Dieser Vorgang reduziert den thermischen Widerstand und die (durch Entlastung künstlich erzeugte) Porosität. Bei weiterem Druckanstieg wird schließlich die spezifische Porosität der Probe reduziert. Beide Prozesse führen zu einem Anstieg der Wärmeleitfähigkeit.

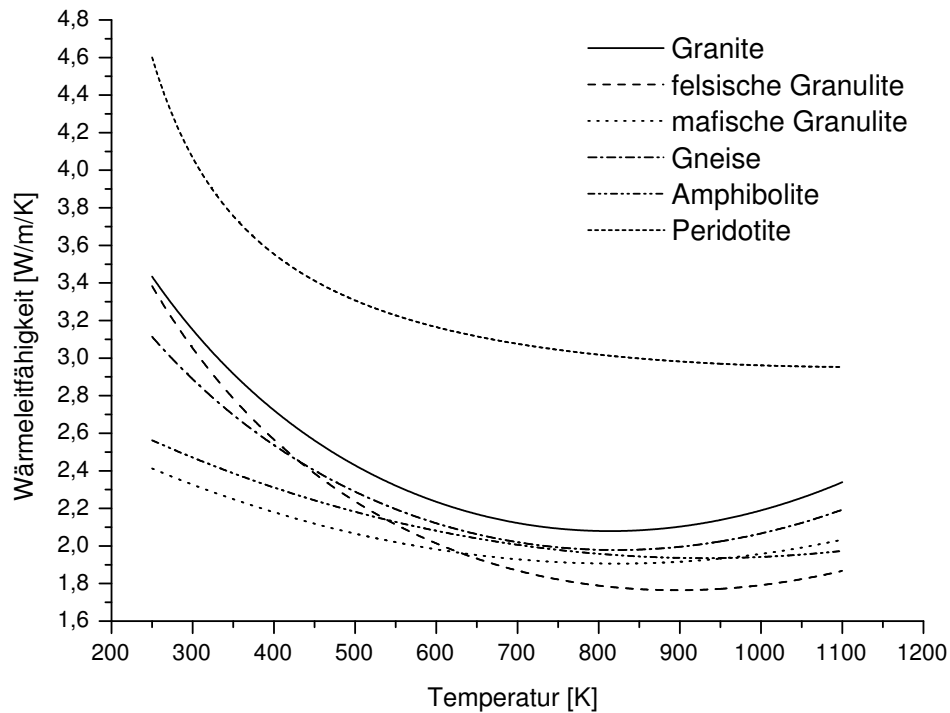


Abbildung 1.3: Mittlere Kurven der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit nach Gesteinsklassen nach Seipold (2001).

Seipold (2001) nimmt für magmatische Gesteine und bei Drücken von mehr als 1-1,5 kBar eine lineare Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit in der Form

$$\lambda = \lambda_0 \cdot (1 + \alpha \cdot p) \quad (1.16)$$

an, mit λ_0 , der (porositäts- und temperaturkorrigierte) Wärmeleitfähigkeit in W/m/K, und α , einem gesteinspezifischen Druckkoeffizient in %/kBar. Der lithostatische Druck p nimmt mit der Tiefe zu und lässt sich unter der Annahme der mittleren Gesteinsdichte in der Kruste über die Beziehung $p = \frac{z}{3,4}$ (mit p in kBar und der Tiefe z in km) abschätzen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Wärmeleitfähigkeitswerte nur in der 2D Krustenmodellierung (Kap. 4) auf in-situ Druckbedingungen nach Seipold (2001) eingestellt, da der Einfluss des Druckes im Vergleich zum Einfluss der Temperatur auf die Wärmeleitfähigkeit deutlich geringer ist.

1.3.3 Bestimmung aus Bohrlochmessungen

Wärmeleitfähigkeiten aus Labormessungen sind punktuell gemessene Werte, die eine ganz bestimmte Lithologie repräsentieren. Besonders bei stark wechselhafter Geologie ist die Abschätzung der tatsächlichen Wärmeleitfähigkeit im Gesteinsverband aufgrund von Labormessungen daher schwierig. Im Gegensatz dazu hat eine indirekte Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit auf

der Basis von Bohrlochmessungen den Vorteil, dass sie ein Wärmeleitfähigkeitsprofil entlang der Bohrungsachse unter wirklichen in-situ Bedingungen verspricht. Fehler, die sich aus einer nicht repräsentativen Probenahme für die Laborbestimmung der Wärmeleitfähigkeit ergeben, wären damit hinfällig. Die indirekte Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit aus Bohrlochmessungen ist prinzipiell möglich, da wichtige petrologische Eigenschaften (wie z.B. Mineralogie und Porosität), die den Wert der Wärmeleitfähigkeit bestimmen, ebenfalls durch diese Messungen erfasst werden. Dennoch gibt es nach Blackwell & Steele (1989) bislang keine allgemein gültige Methode, mit der man die Wärmeleitfähigkeit indirekt aus Bohrlochmessungen berechnen kann; alle Korrelierungsansätze sind von der betreffenden Geologie des Untersuchungsgebietes abhängig. Im Folgenden werden einzelne ausgewählte Ansätze zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit aus Bohrlochmessungen vorgestellt.

Williams & Anderson (1990) korrelieren die Wärmeleitfähigkeit (λ , W/m/K) mit der Dichte, dem Photo-Absorptions-Index (aus der kombinierten Lithologie-Dichte-Messung), der komplexen Akustiklogmessung (mit v_s und v_p -Geschwindigkeiten) und der Temperatur (K):

$$\lambda = 0,7531 + 0,1005 \cdot \left(\frac{a v_m \mu^2}{3 K_S T} \right) \quad (1.17)$$

Dabei bedeuten:

$$\begin{aligned} a & \quad \text{mittlerer Atomabstand} \approx 10^{-9} \cdot \left(\frac{(5,32 PEF^{0,2778} + 13,8)}{1000 \cdot RHOB} \right)^{\frac{1}{3}} \quad [\text{m}] \\ v_m & \quad \text{mittlere Phononengeschwindigkeit} = 3^{\frac{1}{3}} \left(\frac{1}{v_p^3} + \frac{2}{v_s^3} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad [\text{m/s}] \\ \mu & \quad \text{Schermodul} = 1000 \cdot RHOB \cdot v_s^2 \\ K_S & \quad \text{Massenmodul} = 1000 \cdot RHOB \cdot \left(v_p^2 - \frac{4}{3} v_s^2 \right) \\ PEF & \quad \text{Photo-Absorptions-Index [b/e]} \\ RHOB & \quad \text{Gesteinsdichte [g/cm}^3] \end{aligned}$$

Die Beziehung wurde für kristalline Gesteinen mit niedriger Porosität entwickelt und an ihnen kalibriert. Daher ist es fraglich, ob sie auch auf sedimentäre Gesteine übertragen werden kann. Bohrlochmessungen des Photo-Absorptions-Index und des komplexen Akustiklogs sind relativ spezielle Messungen und liegen für die Bohrungen des Nordostdeutschen Beckens nicht vor, weshalb dieser Ansatz nicht getestet wurde.

Für siliziklastische und karbonatische Abfolgen mit wassergesättigten Poren wird von Houbolt & Wells (1980) eine einfache Formel vorgeschlagen, die sich auf das Temperaturlog (T , in °C) und die Messung der akustischen Laufzeit (v , in km/s) bezieht:

$$\lambda [W/m/K] = Q \cdot \frac{v}{a \cdot (c + T)} \quad (1.18)$$

Dabei ist Q die Wärmestromdichte in mW/m², a und c stellen empirisch bestimmte Konstanten dar. Die Formel 1.18 wurde von Houbolt & Wells an 10 Bohrungen im Groningen-Gasfeld in den Niederlanden getestet. Als Werte wurden $Q = 77$ mW/m², $a = 1,039$ und $c = 80,031$ bestimmt. Ungeachtet der Schwierigkeit, dass der Ansatz von einer konstanten Wärmestromdichte in der Sedimentabfolge ausgeht, konnte er aufgrund der geringen Auflösung der Temperaturprofile,

welche aus den Tiefbohrungen des Nordostdeutschen Beckens vorliegen, ebenfalls nicht erprobt werden.

Die Ansätze zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit von Goss et al. (1975) und Evans (1977) basieren ausschließlich auf der Auswertung von Bohrlochmessungen und sind an unter Laborbedingungen gemessenen Wärmeleitfähigkeiten kalibriert. Sie basieren dabei auf Messungen, wie sie auch für einige Bohrungen im Nordostdeutschen Becken zur Verfügung standen. Daher konnten die entsprechenden Beziehungen getestet werden (s. Kap. 3.2.1.2, S. 71).

Goss et al. (1975) ermittelten eine empirische Formel der Wärmeleitfähigkeit, die sich auf die Größen Porosität (Φ , in %) und akustische Laufzeit (v , in km/s) stützt:

$$\lambda [W/m/K] = 1,33565 - 0,02554\Phi + 0,38018v \quad (1.19)$$

Formel 1.19 wurde im Gebiet des Imperial Valley in Kalifornien (USA) aufgestellt und basiert auf Labormessungen der Wärmeleitfähigkeit an vor allem Sandsteinen und einigen wenigen Ton-, Silt-, und Kalksteinen sowie Dolomiten. Der Vergleich der mit Gleichung 1.19 berechneten Wärmeleitfähigkeit mit den Laborwerten zeigte eine Abweichung von ± 10 %. Diese Messgenauigkeit liegt in derselben Größenordnung, wie sie auch bei Messungen von Spülproben mit der Divided-Bar-Apparatur erwartet werden müssen. Goss et al. weisen allerdings darauf hin, dass die Vorhersagegenauigkeit ihrer Formel vor allem von der Lithologie der Proben (und des Untersuchungsgebietes) abhängt. Eine Übertragung auf ein anderes geologisches Umfeld (andere Fazies mit unterschiedlich ausgeprägter mineralogischer Zusammensetzung und Lithologie) sei daher nicht zwingend möglich.

Evans (1977) hat seine Formel zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit auf der Grundlage von Labormessungen mit der Divided-Bar Apparatur an Spülproben von sedimentären Gesteinen der Nordsee aufgestellt. Die Wärmeleitfähigkeit wird auf der Basis von Porosität (Φ , in %), akustischer Laufzeit (v , in km/s) und Dichte (ρ , in g/cm³) wie folgt berechnet:

$$\lambda [W/m/K] = -0,049\Phi - 0,160v + 3,60\rho - 5,50 \quad (1.20)$$

Die Genauigkeit der mit Gleichung 1.20 ermittelten Wärmeleitfähigkeit (± 15 %, bei Messfehlern, die ± 5 - 10 % betragen können) ist geringer als die nach der Methode von Goss et al. (1975) berechneten Wärmeleitfähigkeitswerte.

Neben den Ansätzen, die versuchen, die Wärmeleitfähigkeit ausschließlich über Bohrlochmessungen zu bestimmen, gibt es auch Versuche, die Bohrlochmessungen in Kombination mit anderen bekannten petrophysikalischen Daten auszuwerten. Zum Beispiel kann die Mineralogie der durchteuften Gesteine durch die Interpretation von Bohrlochmessungen, aber auch über die (chemische) Analyse von Spülproben der Bohrung ermittelt werden. Die mineralogische Zusammensetzung bildet dann die Grundlage, auf der die Matrixwärmeleitfähigkeit der durchteuften Lithologie bestimmt wird. Zusammen mit Interpretationen der Bohrlochmessungen zur Porosität, dem Fluidgehalt und der Temperatur kann dann die in-situ Wärmeleitfähigkeit abgeschätzt werden (Brigaud et al., 1990, 1991; Demongodin et al., 1991; Vasseur et al., 1995). Aber auch diese Methoden beinhalten die Gefahr einer Vereinfachung oder Verfälschung der

Lithologie und Mineralogie, wie sie z.B. durch die Verwendung von Spülproben entstehen kann (Griffiths et al., 1992).

Im Rahmen dieser Arbeit konnten diese integrativen Ansätze zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit aufgrund der vorliegenden Datengrundlage nicht getestet werden.

Eine Schwierigkeit bei der Anwendung der verschiedenen Korrelierungsansätzen besteht darin, dass nicht immer klar ausgedrückt wird, welche Porosität bei der jeweiligen Berechnung der Wärmeleitfähigkeit zu berücksichtigen ist. Mit unterschiedlichen Bohrlochmessungen kann nämlich auch eine unterschiedliche Porosität erfasst werden. Dabei ist zwischen Gesamtporosität oder effektiver Porosität zu unterscheiden. Die Art der Herleitung der einen oder anderen Porosität hat gleichzeitig maßgeblichen Einfluss auf ihren Wert und kann daher zu deutlichen Unterschieden bei der Berechnung der Wärmeleitfähigkeit führen.

1.4 Radiogene Wärmeproduktion

Der wesentliche Teil der Energie, die durch die Erdoberfläche abgegeben wird, entstammt dem inneren der Erde und ist durch radioaktiven Zerfall entstanden. Etwa 40 % dieser Energie wird dabei gegenwärtig durch den Zerfall von instabilen Isotopen in den Gesteinen der dünnen äußeren Erdkruste gebildet (Pollack & Chapman, 1977). Die Wärmeproduktionsrate der Gesteine hängt dabei von der Menge des radioaktiven Materials, der Zerfallsrate und der freigesetzten Energie der emittierten Partikel ab. Die Zerfallsrate und die freigesetzte Energie werden von der Art des radioaktiven Isotops bestimmt. Ungefähr 98 % der Wärme stammt dabei allein aus den Zerfallsreihen der Isotope $^{238}\text{Uran}$, $^{232}\text{Thorium}$ und $^{40}\text{Kalium}$ (Beardsmore & Cull, 2001). Bei dem Uran-Zerfall wird am meisten Energie freigesetzt und beim Kalium-Zerfall nochmal deutlich weniger als beim Thorium-Zerfall. Die Gehalte dieser drei Isotope reichen zur Charakterisierung der radiogenen Wärmeproduktion aus. Sie lassen sich über gammaspektroskopische Untersuchungen oder chemische Labormessungen wie Röntgenfluoreszenzanalyse oder Massenspektrometrie bestimmen. Nach Rybach (1986) gilt für die Wärmeproduktion aus den Elementgehalten

$$A [\mu\text{W}/\text{m}^3] = 10^{-5} \rho (9,52cU + 2,56cTh + 3,48cK), \quad (1.21)$$

mit ρ Dichte [kg/m^3] und den Konzentrationen von Uran, Thorium und Kalium: cU [ppm], cTh [ppm] und cK [%].

Die Gammamessungen der Bohrlochgeophysik eignen sich ebenfalls zur Abschätzung der radiogenen Wärmeproduktion da sowohl die Wärmeproduktion als auch die totale Gammastrahlung (das „*Gamma Ray*“ (*GR*)-Log der Bohrlochmessung) Summenfunktionen der radioaktiven Zerfälle der Uran-, Thorium- und Kaliumreihe darstellen (siehe auch Seite 23). Alle hier genannten Bestimmungsverfahren kamen in dieser Arbeit zum Einsatz und werden im folgenden kurz beschrieben.

1.4.1 Bestimmung aus Labormessungen

Für eine gesteinschemische bzw. gammaspektroskopische Bestimmung der Uran-, Thorium- und Kaliumgehalte müssen die Proben zunächst aufbereitet werden. Dazu werden sie mit dem Backenbrecher zerkleinert und dann (für die analytischen Untersuchungen) mit der Scheibenschwingmühle auf eine Größe von $< 125\mu\text{m}$ gemahlen. Um eine statistisch ausgewogene Verteilung zu gewährleisten, werden die gemahlten Proben jeweils nach dem Mischkreuzprinzip geteilt.

Bei der **Röntgenfluoreszenzanalyse** (RFA, englisch XRF für „X-Ray Fluorescence Analysis“) wird die zu untersuchende Probe mit Röntgenstrahlung aus einer Röntgenröhre bestrahlt und dadurch zur Eigenstrahlung angeregt. Die von der Probe kommende Röntgenstrahlung besteht aus verschiedenen, von den einzelnen Elementen der Probe erzeugten charakteristischen Wellenlängen. Durch die qualitative Bestimmung dieser charakteristischen Wellenlängen lässt sich feststellen, welche Elemente in der Probe vorliegen, während die quantitative Bestimmung der jeweiligen Intensität der einzelnen Wellenlängen die Angabe der Konzentration des jeweiligen Elementes in der Probe ermöglicht. Zur Unterscheidung der einzelnen Wellenlängen der von der Probe kommenden Röntgenstrahlung wird bei der wellenlängendispersiven Röntgenfluoreszenzanalyse (WDXRF) ein Analysatorkristall benutzt. Ein nachgeschalteter Detektor misst die Intensität der einzelnen Wellenlängen (Abb. 1.4).

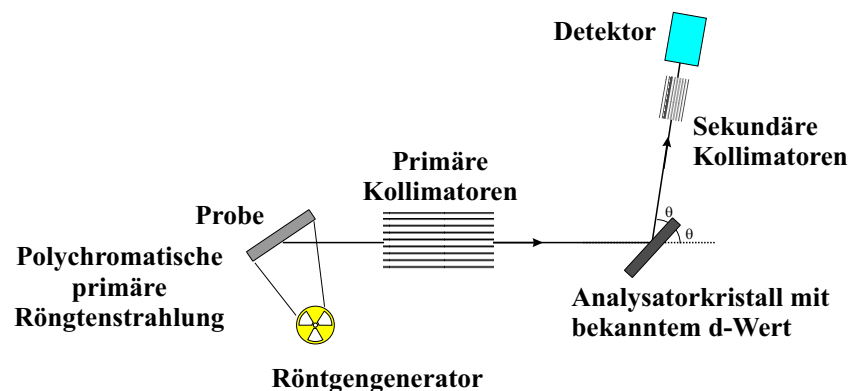


Abbildung 1.4: Aufbau eines wellenlängendispersiven Röntgenfluoreszenzspektrometers

Die Röntgenfluoreszenzanalytik ist eine vergleichende Untersuchungsmethode. Um aus der gemessenen Intensität der Röntgenstrahlung auf die Konzentration des Elementes in der Probe schließen zu können, ist die Aufnahme einer Kalibriergerade notwendig. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurden am GFZ, Sektion 4.2, von Dipl.-Krist. Rudolf Naumann koordiniert. Aus dem Gesteinspulver wurden durch die Zugabe von Lithiumtetraborat ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$) als Glasbildner und Ammoniumnitrat (NH_4NO_3) als Oxidationshilfe Schmelztabletten (Kokillen) hergestellt. Benutzt wurde ein Röntgenfluoreszenzspektrometer der Firma Bruker, Modell axS SRS303-AS mit der Software SPECTRA 3000. Die Untersuchungen dienen der Bestimmung des Kaliumgehaltes und zur petrologischen Beschreibung der untersuchten Vulkanite.

Die **Massenspektrometrie** mit induktiv gekoppeltem Plasma (ICP-MS) beruht auf der Ionisierung des zu analysierenden Materials in einem Plasma bei etwa 6000 K. Zur Erzeugung des Plasmas wird ein hochfrequenter Strom in ionisiertes Argon induziert. Aus diesem Plasma werden die Ionen durch zwei Blenden in ein Vakuumsystem des Massenspektrometers überführt (vgl. Abb. 1.5). Nach dem Fokussieren in der sogenannten Ionenoptik wird der Ionenstrom im eigentlichen Massenspektrometer in Ionen unterschiedlicher Masse getrennt. Weil jedes Element mindestens ein Isotop aufweist, dessen Masse bei keinem natürlichen Isotop eines anderen Elements auftritt, ist die Masse eine charakteristische Eigenschaft der Elemente. Dies wird sowohl zum qualitativen als auch quantitativen Nachweis genutzt. Die Untersuchungen am Massenspektrometer wurde von Dr. Peter Dulski, Sektion 4.3 am GFZ, vorgenommen. Das Labor ist mit einer ICP-MS der Firma Perkin-Elmer/SCIEX ELAN 5000a ausgestattet. Für die Untersuchung wurde das Gesteinspulver mit $HF/HClO_4$ restlos aufgeschlossen. Methode, Präzision und Genauigkeit dieser Anlage wird detailliert von Dulski (2001) beschrieben. Aus den ICP-MS Messungen wurde der Uran- und Thoriumgehalt zur Bestimmung der radiogenen Wärmeproduktion nach Gleichung 1.21 benutzt.

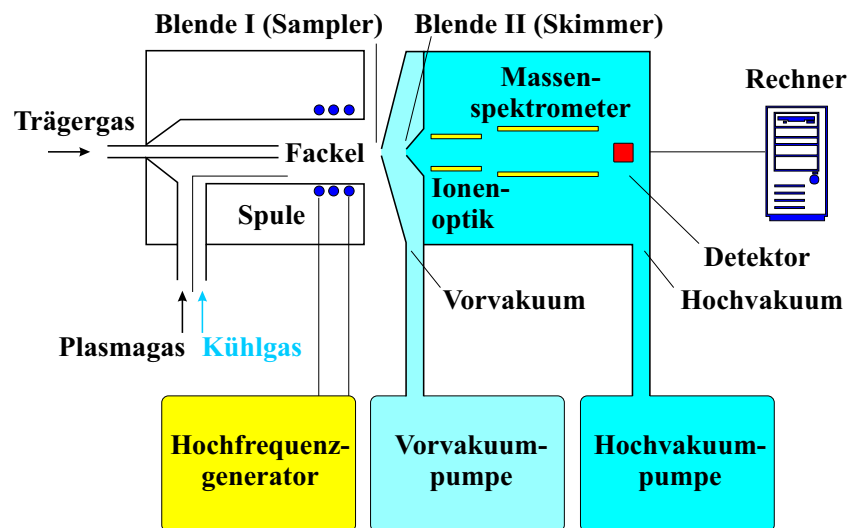


Abbildung 1.5: Prinzipieller Aufbau eines Massenspektrometers

Die Untersuchung von Gesteinsproben mit der **Gammastrahlungspektrometrie** stellt eine Methode dar, mit der alle Isotope auf einmal bestimmt werden können. Zur Bestimmung der drei Isotope $^{238}\text{Uran}$, $^{232}\text{Thorium}$ und $^{40}\text{Kalium}$ erfolgte am Gammastrahlungspektrometer der Sektion 5.2 am GFZ. Es handelt sich dabei um dieselbe Anlage, die auch im Labor der Kontinentalen Tiefbohrung (KTB) in Windisch Eschenbach eingesetzt wurde. Abbildung 1.6 zeigt den generellen Aufbau der Anlage.

Die Messkammer besteht aus einer 10 cm dicken zylindrischen Ummantelung aus besonders eigenstrahlungsarmen Blei. Als α -Strahlungssperre ist die Kammer innen mit 2 mm dickem Kupferblech ausgekleidet. Als Probenbehälter dient ein Marinelli-Becher, der aufgrund seiner Geometrie einen guten Anschluss zum Detektor sicherstellt. Der Detektor zur Bestimmung der

γ -Energieniveaus ist ein koaxialer Germanium Halbleiterdetektor (HPGe, p-Typ) der Firma EG&G Ortec/Perkin Elmer Instruments. Der Durchmesser des Detektors beträgt 65 mm bei einer Länge von 58 mm. Als Sperrspannung liegt eine Hochspannung von 3000 V an. Dringen γ -Quanten einer bestimmten Energie in die Sperrschicht, so werden in ihr Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Die Anzahl der gebildeten Elektronen-Loch-Paare ist dabei direkt proportional zur Energie der γ -Quanten. Der dadurch hervorgerufene geringe Strom in Sperrrichtung führt an einem Arbeitswiderstand zu einem Spannungsabfall, der elektronisch weiterverarbeitet wird. Damit im HPGe-Detektor durch die Umgebungswärme nicht unkontrolliert Elektronen-Loch-Paare entstehen (intrinsische Ströme), wird der Kristall mit flüssigem Stickstoff auf 77 K ($-196\text{ }^\circ\text{C}$) gekühlt. Eine möglichst hohe Energieauflösung ist die wichtigste Spezifikation eines Gammaskpektrometers, sie wird vor allem durch den Detektor bestimmt. Die Qualität eines Detektors wird auch charakterisiert durch das Peak zu Compton Verhältnis¹ und durch die Zählausbeute (*efficiency*) im Vergleich zu einem NaI-Standarddetektor. Der HPGe-Detektor der GEM-Baureihe hat eine Auflösung von 1,71 keV (1,33 MeV, ^{60}Co , $6\mu\text{s}$), ein Peak zu Compton Verhältnis von 70 (^{60}Co , $6\mu\text{s}$) und eine relative Effizienz von 41,1 % (1,33 MeV, ^{60}Co , $6\mu\text{s}$).

Die Elektronik für die Impulsverarbeitung (Abb. 1.7) besteht aus Vorverstärker, Hauptverstärker, Analog-Digital-Konverter (Analog Digital Converter, ADC), Vielkanalanalysator (Multichannel Analyzer, MCA) sowie der Spektrumsverarbeitungs- und Auswertesoftware. Die Verarbeitung der Detektorimpulse erfolgt durch den Vorverstärker, der teilweise direkt in die Transistorendkappe mit eingebaut ist. Er setzt das Detektorsignal von einer Ladung in eine Spannung um, verstärkt diese linear und passt die Detektorimpedanz an die Kabelimpedanz an. Der Hauptverstärker sorgt für eine weitere lineare Impulsverstärkung und Anpassung der Vorverstärker-/Kabelimpedanz an die ADC-Impedanz. Der ADC wandelt die verschiedenen Impulshöhen (analoge Signale) in eine entsprechende Anzahl (digitale Anzeige). Im MCA werden die statistische auftretenden Impulse durch sogenannte Diskriminatoren nach ihrer Höhe sortiert und ihre Anzahl in 2048 Kanäle simultan gespeichert. Die Auswertung der γ -Spektren erfolgt dann mit einer Auswertungs-Software (GammaVision 5.1).

Die Anlage wurde mit mehreren Standards energiekalibriert, so dass eine korrekte Zuordnung der Kanäle zu den Energieniveaus möglich ist. Die Software ermöglicht, die Netto-Peak-Flächen charakteristischer Energieniveaus einfach zu berechnen. Mittels Kalibrierungskoeffizienten können dann die Gehalte der Elemente bestimmt werden. Aufgrund des statistischen Zerfalls der radioaktiven Elemente werden die Messergebnisse um so besser, je länger der Messvorgang währt. Die Proben wurden zunächst per Hand mit dem Hammer vorzerkleinert und anschließend mit dem Backenbrecher auf eine Größe von weniger als 2 mm zermahlen, bevor sie in die Marinellibecher eingebracht wurden. Durch die Art der Probenaufbereitung (Brech- bzw. Mahlvorgang) wird in dem Gestein eingeschlossenes Radon frei und das radioak-

¹Das Peak/Compton-Verhältnis ist definiert als Quotient aus der Höhe der Gesamtabsorptionslinie und der Höhe der Comptonverteilung im Bereich zwischen 1040 und 1096 keV und ist im allgemeinen umso größer, je größer der Kristall und je besser die Energieauflösung ist.

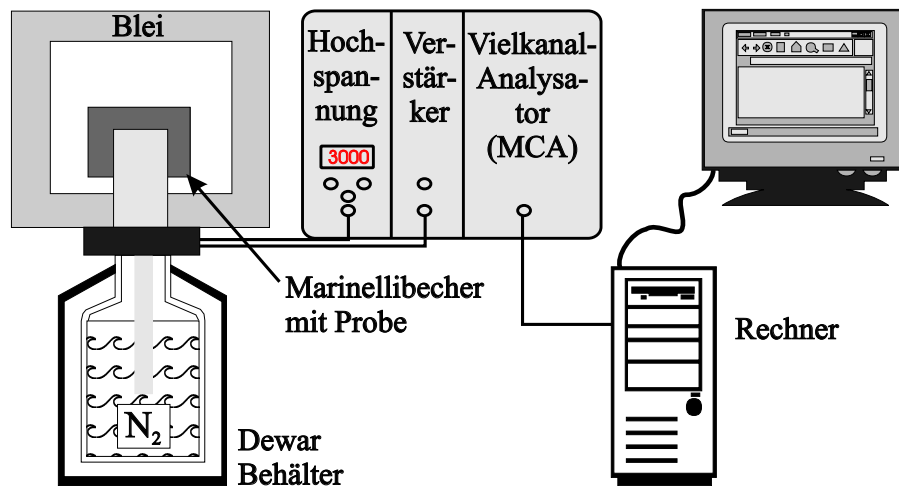


Abbildung 1.6: Prinzipielle Anordnung des Gammaspektrometers

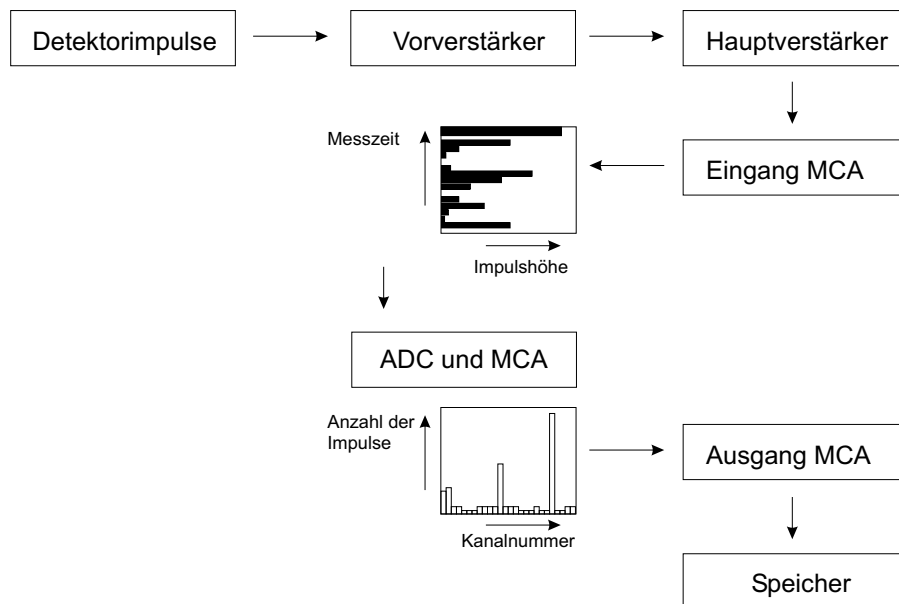


Abbildung 1.7: Bausteine der Impulsverarbeitung

tive Gleichgewicht der Probe gestört. Daher wurden die Proben nach dem Einfüllen 2-3 Wochen stehen gelassen, bis sich das radioaktive Gleichgewicht wieder eingestellt hatte. Die Messzeit für die durchgeführten Messungen betrug nicht weniger als 45.000 Sekunden. Die Messergebnisse wurden Nullwert-korrigiert, in dem ebenfalls ein leerer Marinelli-Becher gemessen wurde und das resultierende Spektrum von den Messungen abgezogen wurde. Der Fehler der bestimmten Gehalte beträgt für $^{238}\text{Uran}$ 11 %, für $^{232}\text{Thorium}$ 5 % und für $^{40}\text{Kalium}$ 1 %.

Die **Bestimmung der Dichte**, die zur Berechnung der Wärmeproduktion nach Gleichung 1.21 erforderlich ist, kann auf mehrere Arten erfolgen. In dieser Arbeit wurde die Dichte zum einen durch Wägung nach dem archimedischen Tauchprinzip ermittelt. Dafür wurden die Proben bis zur Gewichtskonstanz getrocknet, das Gewicht notiert und anschließend die Probe unter

Vakuum mit Wasser bekannter Dichte gesättigt und das Tauch- und Feuchtgewicht ermittelt. Durch die Kenntnis der Größen Trockengewicht, Gewicht unter Auftrieb und Feuchtgewicht lässt sich die jeweilige Gesteinsdichte und Porosität berechnen. Diese Form der Dichtebestimmung wurde vor allem für Proben angewandt, deren Wärmeleitfähigkeit noch bestimmt werden sollte. Die andere Form der Dichtebestimmung erfolgte durch den Einsatz eines Helium-Gaspyknometers (AccuPyc 1330 der Firma Micromeritics) der Sektion 3.2 am GFZ (Dr. Dieter Freund). Hier wurden überwiegend Dichten von Proben bestimmt, die gammaspektroskopisch untersucht worden sind.

Die Ergebnisse der Laboruntersuchungen sind zusammenhängend in Kapitel 3.2.2 dargestellt.

1.4.2 Bestimmung aus Bohrlochmessungen

Die radiogene Wärmeproduktion A kann nach Bücken & Rybach (1996) auch über die natürliche Gammastrahlung abgeschätzt werden, wie sie bei Bohrlochmessungen als GR (Gamma Ray)-Log gemessen werden. Sie geben für GR-Bohrlochmessungen in API-Einheiten die folgende empirische Formel

$$A[\mu W/m^3] = 0,0158 \cdot (GR[API_c] - 0,8) \quad (1.22)$$

an. Der Index „c“ steht für „corrected“, d.h. für eine Absorptionskorrektur der Messwerte (siehe folgenden Abschnitt). Der Fehler der so bestimmten Wärmeproduktion soll für $API_c < 350$ bei weniger als 10 % liegen. Für die tiefen Bohrungen im Nordostdeutschen Becken gibt es nur einige wenige Messungen in API-Einheiten. Fast alle Bohrlochmessungen der natürlichen Radioaktivität sind auf die sogenannte Gamma-Einheit (GE) bezogen worden, die heute nicht mehr gebräuchlich ist.

Die **API-Einheit**, eine Einheit des *American Petroleum Institute*, stellt den 200. Teil des gemessenen Aktivitätsunterschiedes zwischen einer Formation niedriger Radioaktivität und einer Schicht mit hoher Radioaktivität des (Primär-) Kalibriermodells an der Universität Houston dar. Die Schicht mit hoher Radioaktivität enthält dabei genau 13,1 ppm Uran, 24,2 ppm Thorium und 4,07 % Kalium (Abb. 1.8).

Bei den Gamma-Sonden handelt es sich in der Regel um NaI-Detektoren, die die einfallende Gammastrahlung absorbieren und Lichtimpulse aussenden. Diese Impulse werden durch eine Photovervielfacherröhre in elektrische Impulse umgewandelt, deren Größe proportional der Energie der auftreffenden Gammastrahlung ist. Bei dem GR-Log werden nur die Gesamtintensitäten der von Uran, Thorium und Kalium bedingten Strahlung erfasst. Die spektralen Sensitivitäten für diese Elemente liegen dabei nach Bücken & Rybach (1996) in ähnlichen Größenverhältnissen wie bei der Berechnung der Wärmeproduktion aus den Elementgehalten nach Gleichung 1.21.

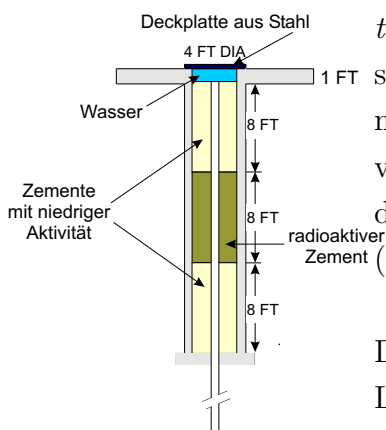


Abbildung 1.8: API-Sonden Kalibrierungseinrichtung in Houston, der Zement enthält Ottawa-Sand (nach Anonymus, 1974).

Vergleich API und GE-Messungen

Die überwiegende Anzahl der Gammamessungen von Bohrungen der vorliegenden Studie sind mit Sonden durchgeführt worden, die auf **GE-Einheiten** kalibriert waren. Diese Sonden besaßen keine Detektor-Kristalle, sondern sechs Geiger-Müller-Zählrohre, die in zwei Ebenen von je 30 cm Länge zusammengefasst waren, so dass die gesamte Sonde eine Länge von 60 cm erreichte. Die Geiger-Müller-Zählrohre haben eine deutlich geringere Effizienz als Detektor-kristalle und werden aus diesem Grunde seit Ende der 80er Jahre des vorigen Jahrhunderts praktisch nicht mehr verwendet. Im Gegensatz zu einem Detektorkristall werden bei einem Geiger-Müller-Zählrohr alle durch die Gammastrahlung (stoß-) ionisierte Teilchen gezählt, unabhängig vom jeweiligen Energiegehalt. Die Kalibrierung der Mess-Sonden nach GE-Einheiten wurde von den Betreibern selbständig und in regelmäßigen Abständen durchgeführt (S. Fricke, pers. Mitt. 07.03.2001). Auch die Bereitstellung der Kalibrierkörper erfolgte durch die Unternehmen. Für die Kalibrierung wurde zunächst ein Papierzylinder in Kobalt-60 getränkt und anschließend mit einer Umhüllung versehen. Die Intensität des Kobalt-Zylinders wurde durch Messung bestimmt. Bei der jeweiligen Verwendung des Zylinders als Kalibrierkörper (in den die Sonde eingebracht wurde) musste vor der eigentlichen Kalibrierung anhand einer Abklingkurve die aktuelle Intensität des Zylinders ermittelt werden². Erst danach wurde die Gamma-Sonde auf eine definierte Intensität kalibriert.

Damit unterscheiden sich API und GE-Einheiten vor allem in der unterschiedlichen spektralen Energieauflösung. Da sich die API-Einheit auf den Intensitätsunterschied zwischen Schichten höherer und niedrigerer Radioaktivität (definiert durch den Gehalt der Uran-, Thorium- und Kalium-Isotope mit jeweils spezifischem Energieniveau), die GE-Einheit aber nur auf die Intensität von Kobalt-60 (ohne dabei das spezifische Energieniveau zu berücksichtigen) bezieht, ist keineswegs eine eindeutige Korrelation zwischen den beiden Messgrößen zu erwarten: die Sonden messen mit unterschiedlichem Maß. Dennoch sollte, da die Geiger-Müller-Zählrohre alle durch die Gammastrahlung ionisierte Teilchen erfasst und der Uran-, Thorium- und Kalium-Gehalt hauptsächlich für die Gammastrahlung verantwortlich ist, eine generelle Vergleichbarkeit gegeben sein. Bryand & Gage (1988) konnten Geiger-Müller-Sonden an der Kalibrieranlage in Houston exakt auf API-Einheiten kalibrieren. Die Geiger-Müller-Zählrohre erfassen allerdings unter gegebenen Umständen auch Intensitäten aus anderen radioaktiven Zerfallsreihen.

In der vorliegenden Arbeit wurden, wo möglich, die alten Bohrlochmessungen in GE-Einheiten modernen Messungen in API-Einheiten gegenübergestellt. Auf diese Weise konnte eine empirische Formel zur Umrechnung GE-API ermittelt werden. Zunächst mussten die Messwerte korrigiert werden (siehe Gleichung 1.22). Die Bohrlochmessungen wurden dazu entsprechend den jeweiligen Bohrlochbedingungen (Bohrlochdurchmesser und Dichte der verwendeten Bohrspülung) und in Abhängigkeit von Größe und Position der eingesetzten Sonden normalisiert. Dadurch werden Dämpfungseffekte berücksichtigt. Üblicherweise wird den korrigierten Messreihen ein „c“ als Index bei der Einheit hinzugefügt (z.B. API_c oder GE_c). Die notwendigen Korrekturbeziehungen für die exzentrisch im Bohrloch geführten Sonden wurden freundlicher-

²Der Grund dafür liegt in der relativ kurzen Halbwertszeit von Kobalt (5,2721 Jahre).

weise von S. Fricke (BLM, Gesellschaft für Bohrlochmessung mbH, Gommern) zur Verfügung gestellt. Die graphischen Vorlagen wurden elektronisch abgetastet, digitalisiert und schließlich Formeln zur Absorptionskorrektur der Gammastrahlung als Funktion des Bohrlochdurchmessers und der Spülungsdichte ermittelt. Die alten GR-Sonden haben laut S. Fricke (pers. Mitt. 07.03.2001) einen Durchmesser von 95 mm, während die neueren, in API-Einheiten messenden Sonden einen Durchmesser von näherungsweise 76 mm aufweisen (Abb. A.1 und Abb. A.2 im Anhang). Die Ergebnisse der Auswertungen der Bohrlochmessungen sind in Kapitel 3.2.2, Seite 76ff., dargestellt.

1.5 Berechnung der terrestrischen Wärmestromdichte

Die terrestrische Wärmestromdichte lässt sich unter der Voraussetzung eines konduktiven und stationären Wärmeflusses über die Gleichung

$$Q_0 = Q_d + \int A(z)\partial z = \lambda_d \left[\frac{\partial T}{\partial z} \right]_d + \int A(z)\partial z \quad (1.23)$$

bestimmen (vgl. Gleichungen 1.1, 1.3 und 1.4). Q_0 ist die Wärmestromdichte an der Oberfläche; Q_d , λ_d und $[\partial T/\partial z]_d$ sind Wärmestromdichte, Wärmeleitfähigkeit und thermischer Gradient in der Tiefe d und $\int A(z)\partial z$ ist das Integral der Wärmeproduktion von der Oberfläche bis zur Tiefe d .

1.5.1 Intervallmethode

Die mittlere Wärmestromdichte eines Tiefenintervalls kann durch das Produkt von durchschnittlichem Temperaturgradient und repräsentativer Wärmeleitfähigkeit des Intervalls bestimmt werden (Intervallmethode). Diese Methode lässt sich für mehrere Tiefenintervalle einer Bohrung anwenden (Abb. 1.9). Wenn das thermische Feld dieser Bohrung durch Konduktion geprägt ist, so müssen sich Änderungen der Wärmeleitfähigkeit der Gesteine auch in entsprechenden Änderungen des thermischen Gradienten widerspiegeln und die Wärmestromdichte über die Tiefe konstant bleiben. Treten jedoch Änderungen des thermischen Gradienten auf, die sich nicht durch eine Änderung der Wärmeleitfähigkeit erklären lassen, so wird sich die Wärmestromdichte auch vertikal ändern. Weitere Faktoren spielen dann eine Rolle, die den thermischen Gradienten beeinflussen können: beispielsweise noch nicht registrierte Grundwasserströmungen oder klimatische Effekte.

Die Intervalle sollten in Übereinstimmung mit den hauptsächlichen lithologischen Einheiten gewählt werden (Powell et al., 1988). Dies ist nicht immer durchführbar, da auch die zur Verfügung stehenden Messdaten (Temperatur und Wärmeleitfähigkeit) berücksichtigt werden müssen, damit Gradient und repräsentative Wärmeleitfähigkeit des Tiefenintervalls mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden können. Ein Intervall kann also nicht beliebig klein sein, so dass es unter Umständen doch über unterschiedliche Lithologien gebildet werden muss.

Der Temperaturgradient des Tiefenintervalls wird i.d.R. durch lineare Regression der gemessenen Temperaturwerte über den Tiefenabschnitt bestimmt, während die Wärmeleitfähigkeit des Tiefenabschnitts aus den N -Werten der jeweils bestimmten Wärmeleitfähigkeiten nach dem harmonischen Mittel ermittelt wird:

$$\frac{1}{\lambda_{HM}} = \left(\frac{1}{N}\right) \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{\lambda_i}\right) \quad (1.24)$$

Wenn Intervalle mit unterschiedlicher Lithologie betrachtet werden müssen, so werden die Wärmeleitfähigkeiten der einzelnen Lithologien mit ihrer Mächtigkeit gewichtet. Die nötige Anzahl der Wärmeleitfähigkeitsmessungen zur Bestimmung der repräsentativen Wärmeleitfähigkeit des betrachteten Tiefenintervalls ist dabei von der lithologischen Heterogenität abhängig. Je homogener die Lithologie aufgebaut ist, desto weniger Wärmeleitfähigkeitsmessungen genügen für eine Bestimmung mit ausreichender Genauigkeit. Mindestens fünf Messungen für eine Einheit wären wünschenswert (s. z.B. Powell et al., 1988), weichen die Messergebnisse stärker von einander ab, sollten weitere Proben untersucht werden. Oftmals stehen aber gar nicht genügend Proben zur Verfügung, so dass als Hilfsmittel zur Abschätzung der Variabilität der betrachteten Einheit weitere Daten (z.B. das Temperaturgradienten- und das Gamma-Log) hinzugezogen werden müssen.

Da die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit i.d.R. nicht unter in-situ Bedingungen erfolgt, müssen die ermittelten Intervall-Wärmeleitfähigkeiten auf die herrschenden Umgebungsbedingungen (Porenfüllung, Temperatur und Druck) umgerechnet werden, bevor mit ihnen die Wärmestromdichte bestimmt werden kann. Ob und welche Korrekturverfahren dabei benutzt werden, sollte angegeben werden, damit die Wärmestromdichteberechnungen nachvollziehbar und ein (späterer) Vergleich mit anders bestimmten Wärmestromdichtewerten möglich ist.

Abb. 1.9 zeigt ein Beispiel zur Berechnung der Wärmestromdichte mit der Intervallmethode. Die Angabe des Tiefenintervalls und der bestimmten Temperaturgradienten sowie der gewählten Wärmeleitfähigkeiten machen die Berechnungen kohärent. Sollte sich der Kenntnisstand über diese Lokation ändern und neue Temperatur- oder Wärmeleitfähigkeitsdaten zur Verfügung stehen (vielleicht weil die Bohrung vertieft worden ist), so können die neu ermittelten Daten bzw. bestimmten Werte mit den bisherigen verglichen und insgesamt bewertet werden. Ergänzend zu Abb. 1.9 sollte noch die Anzahl der Wärmeleitfähigkeitsmessungen, die Art ihre Bestimmung und evtl. angewandte Korrekturverfahren sowie die Bestimmungsmethode des Temperaturgradienten angegeben sein. Die Angabe der Art der Probe („core“, Kernprobe, in Abb. 1.9 oben) erlaubt Rückschlüsse auf die Qualität der bestimmten Wärmeleitfähigkeitswerte und damit der Wärmestromdichte (s. Kap. 1.5.4). In der Abb. 1.9 unten („Fig. 5.1“) bilden sich die Bereiche mit mehr oder weniger gleichmäßig ausgebildeten Wärmeleitfähigkeit sehr gut in der Darstellung des Temperaturgradienten ab, welcher sich in der jeweiligen lithologisch-stratigraphischen Einheit meist nur gering ändert. Ausnahmen sind im ersten und zweiten Tiefenintervall auszumachen. Das erste Intervall (45–105 m) zeigt einen besonders auffälligen Verlauf des Temperaturgradienten, so dass die Wahl dieses Tiefenabschnitts zur Bestimmung der Wärmestromdichte ungünstig erscheint. Wie Powell et al. (1988) anmerken, ist aber im gesamten Bohrungsprofil

generell die inverse Beziehung zwischen Temperaturgradient und Wärmeleitfähigkeit gut zu beobachten.

TABLE 5.1

An example of heat-flow density calculated by the interval method in a 570 m deep drill hole, site WSR-1 at Woodside, on the Colorado Plateau, 39°10'43" N, 110°24'05" W, elevation 1665 ± 3 m (after Bodell and Chapman, 1982). Depth interval in m, gradient in mK m⁻¹, conductivity in W m⁻¹ K⁻¹, heat-flow density in mW m⁻².

Depth interval	Thermal gradient	Sample type	Conductivity λ	Interval HFD	Mean value	Corrected value
45–105	15.0 ± 1.0	core	3.96 ± 0.23	60 ± 5		
105–245	18.0 ± 1.0	core	3.43 ± 0.15	62 ± 4		
245–320	24.8 ± 0.7	core	2.75 ± 0.14	68 ± 4	65 ± 4	66
320–455	16.0 ± 0.4	core	4.18 ± 0.15	67 ± 3		
455–515	17.2 ± 0.5	core	4.20 ± 0.14	72 ± 3		
515–575	16.5 ± 0.6	core	3.86 ± 0.09	64 ± 3		

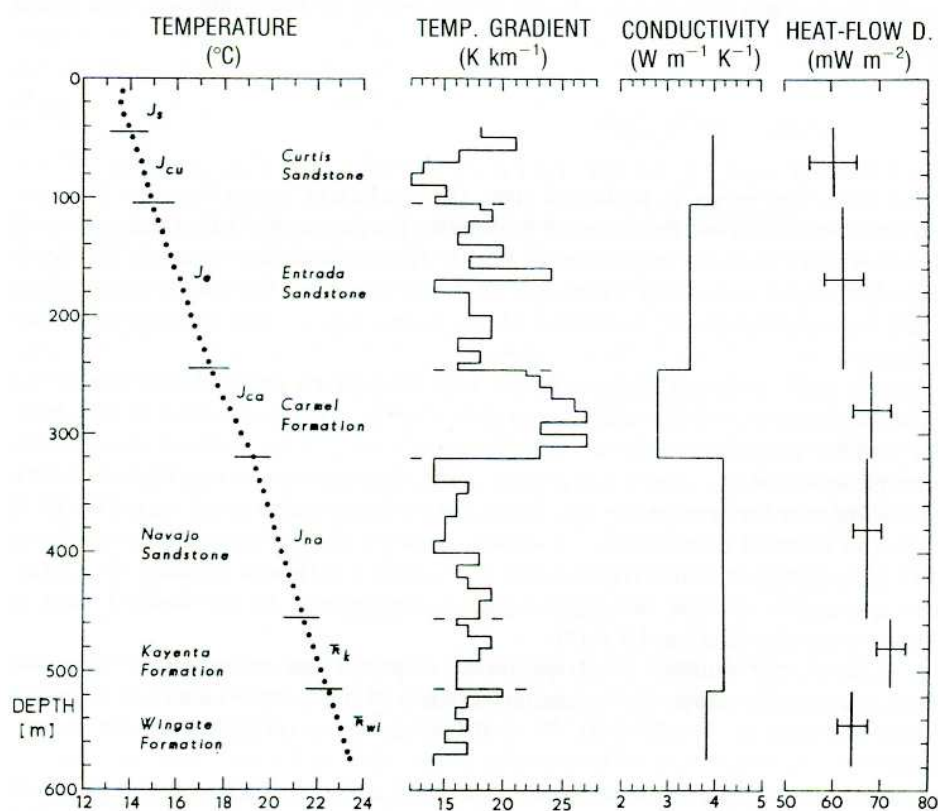


Fig. 5.1. Illustration of heat-flow density determination computed by the interval method. Example shown is site WSR.1 on the Colorado Plateau of the Western USA reported by Bodell and Chapman (1982). Six depth intervals corresponding to lithologic units were chosen. Note the inverse relationship between temperature gradient and thermal conductivity. Details are given in Table 5.1.

Abbildung 1.9: Beispiel zur Berechnung der Wärmestromdichte mit der Intervallmethode (aus Powell et al., 1988; S. 170). Ergänzend zu der Tabelle sollte noch die Anzahl der durchgeführten Wärmeleitfähigkeitsmessungen, ggf. durchgeführte Korrekturverfahren zur in-situ Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit und die Art der Gradientenbestimmung angegeben werden. In der unteren Abbildung („Fig. 5.1“) ist generell die inverse Beziehung von Temperaturgradient und Wärmeleitfähigkeit zu beobachten, s. Text.

1.5.2 Bullard-Methode

Die Bullard-Methode basiert auf dem Konzept des thermischen Widerstandes. Der thermische Widerstand R wird definiert als Integral des reziproken Wertes der von der im Tiefenabschnitt z herrschenden repräsentativen Wärmeleitfähigkeit:

$$R = \int \frac{1}{\lambda} \partial z \quad (1.25)$$

Aus Gleichung 1.23 und 1.25 ergibt sich:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial R} \right)_d = Q_0 - \int_0^d A(z) \partial z. \quad (1.26)$$

Gleichung 1.26 sagt aus, dass sich der Temperaturgradient innerhalb eines Tiefenbereichs nur ändert, wenn Wärme generiert oder abgeführt wird. Damit erhält man, wenn man bei gleichbleibender Wärmestromdichte die Temperatur in Abhängigkeit von der Tiefe gegen den summierten thermischen Widerstand ($\sum(\Delta z/\lambda)_i$, in $\text{m}^2\text{K}/\text{W}$) aufträgt, eine Gerade, deren Steigung die konstante Wärmestromdichte Q und dessen y-Achsenabschnitt die obere Temperaturgrenze des Tiefenbereichs darstellt. Diese Form der Darstellung wird als Bullard-Plot bezeichnet (Abb. 1.10). Kommt in dem Bullard-Plot ein nicht-linearer Verlauf der geplotteten Daten zum Ausdruck, spielen - wenn keine systematischen Fehler vorliegen - z.B. ein nicht rein konduktiver Wärmefluss, thermische Brechungseffekte oder instationäre Wärmeströme eine Rolle.

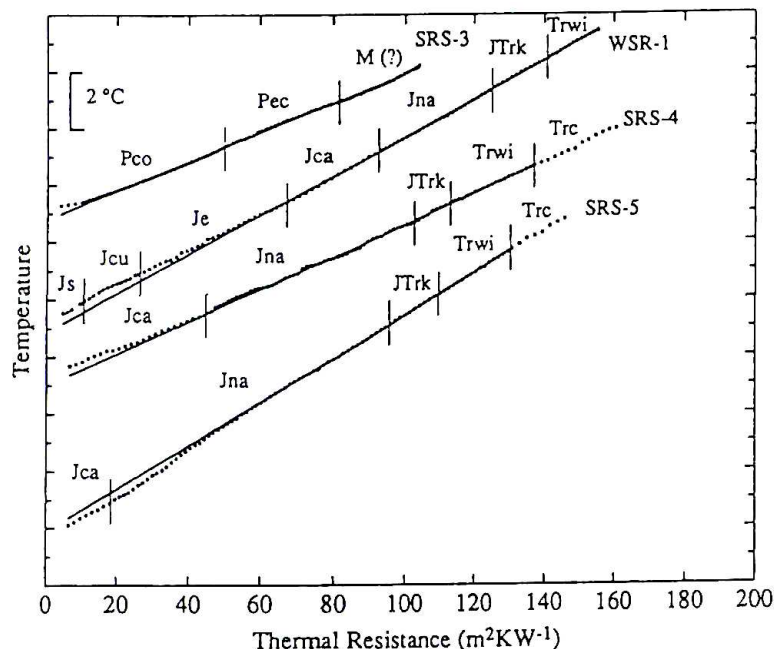


Abbildung 1.10: Beispiel zur Berechnung der Wärmestromdichte mit der Bullard-Methode (aus Harris & Chapman, 1995). Die Steigungen der Geraden (aus den ungestörten Regionen) ergeben den jeweiligen Wärmefluss q_0 in mW/m^2 : für SRS-3 $q_0 = 51$, für SRS-4 $q_0 = 56$, für SRS-5 $q_0 = 75$ und für WSR-1 $q_0 = 68$.

Abb. 1.10 zeigt eine Anwendung der Bullard-Methode von Harris & Chapman (1995) mit Datensätzen von Bohrungen des Colorado Plateaus im Südosten von Utah, USA. In der Darstellung werden relative Temperaturen benutzt, damit die vier abgebildeten Bohrungen sich nicht überschneiden. Als Punkte sind die Daten (Temperatur gegen summierter thermischer Widerstand in $\text{m}^2\text{K}/\text{W}$) dargestellt, die Geraden sind an Daten in ungestörten Tiefenabschnitten angepasst. Harris & Chapman können mit dieser Methode den Einflussbereich von Klimaveränderungen im oberflächennahen Bereich nachweisen (Abweichungen der Datenpunkte von der Gerade bei niedrigen Temperaturen).

1.5.3 Störungen und ihre Korrektur

Das Beispiel des vorangegangenen Abschnitts (Abb. 1.10) zeigt, dass Temperaturprofile und die daraus bestimmten Wärmestromdichtewerte durch Klimaveränderungen beeinflusst sein können. Weitere mögliche Ursachen für Störungen des thermischen Felds und damit der Wärmestromdichte, die sich auch in einem nicht-linearen Verlauf des Bullard-Plots ausdrücken können, sind: unebene Topographie der Oberfläche, Erosions- und Sedimentationsprozesse, laterale Änderungen der Oberflächentemperatur aufgrund wechselnder Vegetation oder großer Wassermassen und Migration von Grundwasser (s. auch Chapman et al., 1984b). Alle diese Einflussfaktoren können nach Powell et al. (1988) als Geländeeffekte zusammengefasst werden, da sie Störungen des Temperaturfeldes innerhalb der Erdkruste aufgrund von physikalischen Prozessen der Wärmeleitung an der Oberfläche der Erdkruste darstellen. Die Größe der Störung korreliert dabei mit der lokalen Topographie (Powell et al., 1988) und ist daher in gebirgigen Regionen von größerer Bedeutung als in Sedimentbecken (Deming et al., 1990). Weitere Einflussfaktoren bestehen in konduktiver Wärmebrechung, die von (sprunghaften) lateralen Veränderungen der Wärmeleitfähigkeit, wie sie z.B. beim Auftreten von Salzstöcken auftritt, verursacht wird oder in drastischen Änderungen der Wärmeproduktionsrate der Gesteine (Bachu, 1988). Im Folgenden werden die Einflüsse aufgrund des dominierenden physikalischen Prozesses in Effekte der Wärmebrechung (Morphologie und Salzstrukturen) und in transiente Effekte (Paläoklima, Massenumlagerungen und Grundwasserströmungen) eingeteilt und eine erste Einschätzung der jeweiligen Bedeutung für die Berechnung der Wärmestromdichte im Nordostdeutschen Becken vorgenommen.

Wärmebrechungseffekte

Durch strukturelle Effekte, die auf die Temperaturverteilung im Untergrund einwirken, werden die lokalen Wärmestromdichtewerte in einem Sedimentbecken stark beeinflusst. Ursache ist eine plötzliche laterale Änderung der thermischen Eigenschaften, die zu Wärmebrechungseffekten (lateral gerichteten Wärmeströme) führen. So wird das Temperaturfeld z.B. nachhaltig beeinflusst durch:

- stark wechselnde Oberflächentopographie,
- stark ausgeprägtes Relief des unter den Sedimenten anstehenden kristallinen Grund-

- gebirges (mit unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit),
- starke Unterschiede der Lagerungsverhältnisse in den Sedimenten bei gleichzeitig hohen Wärmeleitfähigkeitsunterschieden (Salzstrukturen).

Während Effekte der Oberflächentopographie verhältnismäßig gut abgeschätzt werden können (s. Powell et al., 1988 und z.B. Springer, 1997; Şerban et al., 2001), ist die Beeinflussung des thermischen Feldes durch die von - auflagernden Beckensedimente verdeckte - Morphologie des kristallinen Grundgebirges nur schwer zu erfassen. Diese Effekte spielen jedoch in großen Sedimentbecken meist kaum eine Rolle. Dafür können an den Beckenrändern, wo das kristalline Grundgebirge steil ansteigt, Brechungseffekte durch unterschiedliche Wärmeleitfähigkeiten von Sediment und Kristallin auftreten (s. z.B. Deming et al., 1990; Hansen & Nielsen, 2002). Auch im Nordostdeutschen Becken spielen vor allem solche Effekte an den Beckenrändern eine Rolle (s. Kap. 4), während eine Beeinflussung durch die Oberflächentopographie praktisch nicht auftritt.

Salzstrukturen sind in vielen paläozoisch angelegten Sedimentbecken eine weit verbreitete Erscheinung. Die Geometrie und die thermischen Eigenschaften der Salzkörper unterscheiden sich auffällig von denen anderer Sedimente. Die im Vergleich zum umgebenden Gestein sehr viel höhere Wärmeleitfähigkeit von Salz führt dabei zu einem Anstieg der Temperatur über und einer Erniedrigung der Temperatur unterhalb der Salzstruktur. Durch numerische Modellierungen können die Einflüsse der Salzstrukturen auf das jeweilige lokale thermische Feld und die in ihm bestimmte Wärmestromdichte bestimmt werden (s. Jensen, 1990; Lerche & Petersen, 1995; Mello et al., 1995 u.a.). Eine detaillierte Studie über die Reichweite dieser Temperaturstörungen in der Nähe von Diapiren und Salzkissen im Nordostdeutschen Becken wurde mit analytischen und finite Differenzen-Ansätzen (1D bis 3D) durchgeführt (s. Kapitel 3.4, S. 88).

Transiente Effekte

Paläoklima Änderungen der Oberflächentemperaturen mit der Zeit verändern die thermischen Randbedingungen und stören so das thermische Gleichgewicht. Dabei kann zwischen relativ kurzfristigen Änderungen der Bodentemperatur innerhalb der letzten Jahrhunderte und besonders langanhaltenden Änderungen im Quartär (Eiszeiten) unterschieden werden. Während jahreszeitliche Temperaturschwankungen das Temperaturprofil nur in den oberflächennahen Bereichen (Meter bis Dekameter) beeinflussen, reichen klimatische Veränderungen der historischen Vergangenheit bis in eine Tiefe von einigen hundert Metern und können eine Abschätzung der historischen Klimageschichte ermöglichen (s. z.B. Clauser & Mareschal, 1995). Langanhaltende Klima- (Temperatur-) veränderungen durch die Eiszeiten stören das Temperaturprofil bis in größere Tiefen (km). Der Wert der Wärmestromdichte wird also durch das Paläoklima tiefenabhängig beeinflusst, wobei sich die Effekte der klimatischen Veränderungen überlagern (s. z.B. Turcotte & Schubert, 2002 für theoretische Grundlagen und Balling, 1979, 1995; Kukkonen, 1987, 1989 sowie Şerban et al., 2001 für regionale Beispiele).

Standardkorrekturen zur Berücksichtigung der paläoklimatischen Effekte sind von Beck (1977) und Powell et al. (1988) publiziert worden. So ermöglichen die folgenden Gleichungen, den Tiefenverlauf der Temperatur und des Temperaturgradienten in Abhängigkeit von der

Änderung der Bodentemperatur mit der Zeit zu berechnen:

$$\Delta T(z, t) = \sum_{n=1}^N \Delta T_{t_n} \operatorname{erfc} \left[\frac{z}{(4at_n)^{0,5}} \right] \quad (1.27)$$

$$\Delta \Gamma(z, t) = \sum_{n=1}^N -\Delta T_{t_n} (\pi at_n)^{-0,5} \exp \left(\frac{-z^2}{4at_n} \right). \quad (1.28)$$

Dabei bedeuten ΔT = Temperaturänderung, $\Delta \Gamma$ = Änderung des Temperaturgradienten, z = Tiefe, t = Zeit, erfc = Fehlerfunktion, n = Anzahl der Zeitintervalle mit relativen Temperaturänderungen, bezogen auf den rezenten Zustand, und a = Temperaturleitfähigkeit. Die Gleichungen stellen Lösungen der Energiebilanzgleichung (Gleichung 1.3) unter der Bedingung dar, dass keine Wärmequellen oder -senken vorhanden sind (s. Powell et al., 1988).

Kukkonen (1987) ermittelt für Finnland eine Beeinflussung der Wärmestromdichte von weniger als 5 mW/m², wenn sie in Tiefen von größer als 300 m bestimmt wird. Eine ähnliche Größenordnung hat Balling (1995) für die nördlichsten Regionen Skandinaviens berechnet. Für Wärmestromdichtewerte, die in Tiefen von 200–500 m bestimmt wurden, setzt er in dieser Region eine positive Korrektur von 3–5 mW/m² an. In Zentral-Skandinavien ergeben sich nach Balling für dieselben Tiefenbereiche Korrekturen von um 10 mW/m² und für Süd-Skandinavien von bis zu 15–20 mW/m². Die Größe der Korrektur in dem Tiefenabschnitt von 200–500 m ist dabei vor allem von der Erwärmung nach der letzten Eiszeit (vor 10.000 bis 15.000 Jahre, mit Temperaturen von -1 °C) und der heutigen Variation der Oberflächentemperaturen in Skandinavien (7–9 °C im Süden und um 1 °C im Norden) geprägt (Balling, 1995). Die tiefenabhängige Abnahme des paläoklimatischen Einflusses auf die Wärmestromdichte erreicht nach den Berechnungen von Balling (1995) in Tiefen von über 1500 m eine Größenordnung, die im Rauschen der Temperaturmessung liegt.

Da der Tiefenbereich der intensiven Beeinflussung durch paläoklimatische Effekte in einem Tiefenabschnitt liegt, der häufig durch Prozesse der Grundwasserneubildung und Grundwasserströmung geprägt wird, müssen die paläoklimatischen Korrekturen mit Vorsicht benutzt werden (Kukkonen, 1987). Dabei können die Grundwasserbewegungen auch in vergangenen Zeiten stattgefunden haben und das thermische Regime stärker als das Paläoklima geprägt haben. Je tiefer jedoch die Wärmestromdichte bestimmt wird, desto geringer ist ein solcher Einfluss wahrscheinlich, da dass in großen Tiefen vorhandene Grundwasser meist eine hohe Salinität aufweist und an sich schon weniger mobil ist (verminderte Porosität/Klüftigkeit der Gesteine bei höheren lithostatischen Drücken; s. Kukkonen, 1987 und Carter et al., 1998 und dortige Referenzen). So belegt Kohl (1998), dass das paläoklimatische Signal nur unter extremen Bedingungen „ausgewaschen“ werden kann: für die deutsche Tiefbohrung KTB demonstriert er für den Tiefenbereich von 300 bis 3000 m einen nur untergeordneten Einfluss von thermischer Überprägung des paläoklimatischen Signals durch Advektion.

Für den Bereich des Nordostdeutschen Beckens müssen Störungen des Temperaturfeldes vor allem durch die letzte Eiszeit berücksichtigt werden. Dabei können recht große Temperaturunterschiede auftreten, da das Untersuchungsgebiet nicht permanent und überall mit einer

Eisdecke bedeckt war. Die Gleichungen 1.28 und 1.28 wurden mit den entsprechenden Daten hinterlegt, um die Wirkung der Klimageschichte der letzten 100.000 Jahre auf die Temperaturmessungen im Untergrund des Nordostdeutschen Beckens abschätzen zu können. Die Ergebnisse dieser Modellierungen und ihre Bedeutung für die Bestimmung der Wärmestromdichte sind in Kap. 3.3, S. 86, dargestellt.

Massenumlagerungen Auch eher langsam wirkende Prozesse wie Sedimentation und Erosion können das Temperaturfeld (in Abhängigkeit von der Wärmeleitfähigkeit der abgelagerten bzw. erodierten Sedimente) für Zeiträume von über 30 Mio. Jahre stören (Deming et al., 1990). Wesentliche Bedingung für die Ausbildung dieser transienten thermischen Effekte sind hohe Sedimentations- und Erosionsraten ($> 10^{-4}$ m/a; Herzen & Uyeda, 1963). Sedimentationsraten von $6,7 \cdot 10^{-4}$ m/a sind beispielsweise für plio- bis pleistozäne Sedimentationsräume nicht untypisch (Deming et al., 1990, und dortige Referenzen). Durch die Subsidenz des Ablagerungsraums bewegt sich das wärmere Basement von der Oberflächentemperaturrandbedingung weg, während sich an seiner Stelle kalte Sedimente ablagern. Dies führt dazu, dass der thermische Gradient und die Wärmestromdichte an der Oberfläche um 30–40 % reduziert sein können (Hutchison, 1985). Heraushebung und Erosion führen zu dem entgegengesetzten Effekt und bewirken eine Erhöhung des Temperaturgradienten und der Wärmestromdichte. Theoretischen Grundlagen zur Berechnung des transienten Effektes von Massenumlagerungen finden sich bei Carslaw & Jaeger (1959), bei Herzen & Uyeda (1963) und auch bei Hutchison (1985).

Im Nordostdeutschen Becken können junge Massenumlagerungen (durch glazigene Vorgänge) das oberflächennahe thermische Feld beeinflussen, in tieferen Bereichen (über 1 km) wird jedoch davon ausgegangen, dass zurückliegende Sedimentations- und Erosionsprozesse für das rezente Temperaturfeld keine Rolle spielen und nicht berücksichtigt werden müssen.

Grundwasserströmung Durch strömendes Grundwasser kann Wärme transportiert werden. Ist dies der Fall, so beschreibt die stationäre vertikale Wärmeleitungsgleichung den Wärmetransport nicht mehr korrekt. Bei aufwärts oder abwärts strömenden Grundwasser erscheint dann die Wärmeleitfähigkeit des durchströmten Gesteins je nach Zu- oder Abfuhr von Wärme niedriger oder höher als sie tatsächlich ist. Vertikale Wasserbewegungen werden dagegen im stationären Modell als Wärmesenken oder -quellen abgebildet. Eine Korrektur ist daher kaum ohne detaillierte Modellierungen durchzuführen.

Eine einfache Möglichkeit zur ersten Bewertung der Wärmestromdichte in Tiefenbereichen von Bohrungen, die durch Fluidbewegungen gestört sind, besteht in der Durchführung einer Péclet-Zahl-Analyse. Auf der Grundlage der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung für einen isotropen, homogenen und permeablen Untergrund und dem Fourier'schen Gesetz (Gl. 1.1) können vertikale Fließgeschwindigkeiten des Fluides und die basale Wärmestromdichte abgeschätzt werden (Jobmann & Clauser, 1994). Die Wärmestromdichte q in der Tiefe z ergibt sich dabei aus der Beziehung

$$q(z) = q(z_0) \exp\left(- (z - z_0) \frac{Pe}{L}\right) \quad (1.29)$$

mit $q(z_0)$, der Wärmestromdichte an der oberen Grenze des Intervalls mit der Mächtigkeit L , und Pe , der Péclet-Zahl, welche das Verhältnis von advektivem zu konduktivem Wärmetransport im Falle von Fluidkonvektion beschreibt:

$$Pe = \frac{Q_{advektiv}}{Q_{konduktiv}} = v(\rho c)_f \frac{L}{\lambda} \quad (1.30)$$

wobei v die eindimensionale Darcy Geschwindigkeit (m/s), $(\rho c)_f$ die spezifische Wärmekapazität des Fluids und λ die in-situ Wärmeleitfähigkeit des Gesteins darstellt. Ist $|Pe| < 1$, so überwiegt der konduktive Transport, ist $|Pe| > 1$, so dominiert der konvektive Transport das System. Wird die Wärmestromdichte $q(z)$ logarithmisch über die Tiefe aufgetragen gibt die Steigung einer linearen Regression der logarithmisch aufgetragenen q -Werte das Verhältnis Pe/L wieder. Unter den idealen eindimensionalen Bedingungen kann dann die Fließgeschwindigkeit (durch Multiplikation mit $v(\rho c)_f \lambda$), die Péclet-Zahl (bei Kenntnis der Mächtigkeit L) und die basale Wärmestromdichte $q_b = q(z_0 + L)$ abgeschätzt werden.

Die Péclet-Zahl-Analyse geht von stark vereinfachten Annahmen aus, die häufig in der Realität nicht zutreffend sind. Neben der Schwierigkeit der Bestimmung der Mächtigkeit des durchströmten Tiefenintervalls L (s. Bachu, 1988), können u.U. topographische Effekte für die Variationen im Temperaturlog verantwortlich sein, und Fluidbewegungen gar keine Rolle spielen (s. z.B. Kohl et al., 2001). Andere Störfaktoren, die von einer Péclet-Zahl-Analyse nicht erfasst werden, sind z.B. Wärmebrechungseffekte und bohrtechnische Störungen.

Da sich die vorliegende Arbeit im Wesentlichen auf tiefe geologische Einheiten des Nordostdeutschen Beckens konzentriert, wird angenommen, dass eine Beeinflussung der Wärmestromdichte, die innerhalb dieser Tiefenbereiche berechnet worden ist, nur sehr untergeordnet durch Fluidbewegungen beeinflusst sind. Die vorliegenden Temperaturmessungen haben jedoch i.d.R. keine entsprechende Auflösung, um eine Péclet-Zahl-Analyse durchführen zu können.

1.5.4 Qualität der Eingangsparameter und Konsequenzen für die berechnete Wärmestromdichte

So einfach die Formulierung der Gleichung zur Berechnung der Wärmestromdichte ist, so schwierig ist ein Urteil über die Qualität der Eingangsparameter Temperatur und Wärmeleitfähigkeit. Deming et al. (1990) bewertet die mögliche Genauigkeit von Wärmestromdichteberechnungen aufgrund der Art der Bestimmung von Temperatur und Wärmeleitfähigkeit (Tab. 1.2). Bei der Verwendung von kontinuierlichen Temperaturmessungen zur Bestimmung des thermischen Gradienten und Kernproben zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit kann die Wärmestromdichte mit einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ bestimmt werden. Wird hingegen die Wärmeleitfähigkeit nur anhand von Bohrklein, wie sie bei Rotary-Spülbohrverfahren anfallen, bestimmt, so sinkt die bestimmbare Genauigkeit auf $\pm 10\text{--}15\%$. Eine weitere Verschlechterung ergibt sich bei der Verwendung von BHT-Daten anstelle von kontinuierlichen Temperaturmessungen. Die maximal erreichbare Genauigkeit liegt zwischen $\pm 10\text{--}25\%$, je nachdem ob die Wärmeleitfähigkeit an Bohrkernen oder Bohrklein bestimmt wurde. Müssen die Wärme-

Temperaturdaten	Wärmeleitfähigkeit	Geschätzte Genauigkeit
bestimmt durch		
Kontinuierliche Hoch-Präzisions-Messung	Bohrkerne	$\pm 5\text{--}10\%$
Kontinuierliche Hoch-Präzisions-Messung	Bohrklein	$\pm 10\text{--}15\%$
Mehrere korrigierte BHT-Daten	Bohrkerne	$\pm 10\text{--}20\%$
Eine oder zwei BHT-Daten	Bohrkerne oder Bohrklein	$\pm 15\text{--}25\%$
Kontinuierliche Hoch-Präzisions-Messung	Schätzung	$\pm 30\text{--}40\%$
Eine einzelne BHT	Schätzung	$\pm 40\text{--}50\%$

Tabelle 1.2: Abschätzung der möglichen Genauigkeit der Wärmestromdichteberechnung in Abhängigkeit von der Bestimmungsmethode der Eingangsparameter Temperatur und Wärmeleitfähigkeit (nach Deming et al., 1990). BHT = *Bottom-Hole-Temperature*, die Temperatur an der Bohrlochsohle.

leitfähigkeiten zur Berechnung der Wärmestromdichte aus der lithologischen Ansprache abgeschätzt werden, so weisen die daraus resultierenden Wärmestromdichtewerte eine Unsicherheit in der Bestimmung von mindestens $\pm 30\%$ auf.

Wie die vorausgegangenen Ausführungen dieses Kapitels gezeigt haben, wird die Wärmestromdichte von vielen Faktoren beeinflusst. Um eine Vorstellung davon zu bekommen, welche Faktoren im Untersuchungsgebiet eine dominierende Rolle spielen und welche ggf. vernachlässigt werden können, müssen sowohl die vorhandene Daten- und Probenlage als auch die vorhandene Geologie berücksichtigt werden.

Für die tiefen Bohrungen im Nordostdeutschen Becken, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht worden sind, liegen i.d.R. kontinuierliche Temperaturlogs und Kernproben aus bestimmten Tiefenbereichen vor (s. Kap. 3.1.1). Damit sind prinzipiell die Grundvoraussetzungen zu einer akkuraten Bestimmung der Wärmestromdichte gegeben. Aus den Aufzeichnungsintervallen der Temperaturmessungen und der Tiefenlage der beprobten Horizonte, die im Zuge der Erdöl-/Erdgasexploration nicht gezielt im Hinblick auf eine möglichst exakte Bestimmung der terrestrischen Wärmestromdichte gewählt worden sind, ergeben sich neue Restriktionen. Diesen Aspekt beleuchtet der erste Abschnitt des Kapitels zur Bestimmung der Wärmestromdichte im Nordostdeutschen Becken (Kap. 3.1), welcher sich mit der Datenlage befasst. Aus ihm ergeben sich unmittelbare Konsequenzen für die Untersuchung der Wärmestromdichte und für die Tiefenlagen, in der ihre Bestimmung erfolgt. Zunächst wird jedoch auf die Geologie des Nordostdeutschen Beckens eingegangen (Kap. 2). In gewisser Weise erfolgt dabei ein Vorgriff auf Kapitel 3.1, da die Stratigraphie, Fazies und Lithologie der Einheiten detaillierter dargestellt wird, in denen überwiegend die Bestimmung der thermischen Eigenschaften (Wärmeleitfähigkeit und Wärmeproduktion) und der Wärmestromdichte erfolgte.