



TÜBINGER GEOWISSENSCHAFTLICHE ARBEITEN (TGA)

Reihe C:
Hydro-, Ingenieur- und Umweltgeologie

Schriftleitung:
G. Teutsch, G. Einsele

Sven Renner

Wärmetransport in Einzelklüften und Kluftaquiferen - Untersuchungen und Modellrechnun- gen am Beispiel eines Karstaquifers

TGA, C30, 1996

**Wärmetransport in Einzelklüften und
Kluftaquiferen
Untersuchungen und Modellrechnungen
am Beispiel eines Karstaquifers**

Sven Renner

*Lehrstuhl für Angewandte Geologie
Institut für Geologie und Paläontologie
Universität Tübingen
Sigwartstraße 10
72076 Tübingen
FRG.*

Herausgeber:

**Institut und Museum für Geologie und Paläontologie
der Universität Tübingen
Sigwartstraße 10, D-72076 Tübingen**

Schriftleitung der Reihe C:

**Lehrstuhl für Angewandte Geologie
Prof. Dr. G. Teutsch & Prof. Dr. G. Einsele**

ISSN 0935-4948

A man's got to do what a man's got to do

J. Wayne

Vorbemerkung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des DFG-Projektes Sa 501/5-1 verfaßt. Titel des Projektes war: „Quantifizierung lokaler und regionaler Strömungs- und Transportprozesse im Epikarst, unter Einbeziehung der vadosen Zone und des phreatischen Bereiches im Malm-Karst der Schwäbischen Alb“. Antragsteller des Projektes waren Dr. Martin Sauter und Prof. Dr. Georg Teutsch.

Danksagung

Ich möchte mich bei Herrn Professor Dr. Georg Teutsch für die Zusammenarbeit und die Begutachtung der Arbeit sehr herzlich bedanken.

Dr. Martin Sauter bin ich für die fachliche Betreuung und die Korrektur dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

Dr. Rudolf Liedl möchte ich für seine große Hilfe in allen mathematischen Teilen dieser Arbeit vielen Dank aussprechen.

Herrn Dr. Peter Grathwohl danke ich sehr für die Begutachtung der Arbeit.

Ich möchte Jürgen Kienle und Jochen Schückle danken. Sie haben einen Großteil der Geländearbeit dieses Projektes durchgeführt, und im Rahmen des Projektes ihre Diplomarbeiten verfaßt.

Unter den privaten Danksagungen steht an erster Stelle der Dank an meine Eltern, Märta Helander und Wolfgang Renner. Großer Dank gebührt meinen Freunden Glen Homeier, Peter Merkel und Randolph Rausch. Sie waren sehr treue Begleiter auf den oft harten Pfaden durch die eigenen geistigen Niederungen. Vielen Dank an meine Freundin Sibylle Saalfrank, an Martin Klaus und Dirk Hückinghaus für die Korrektur der Arbeit. Ellen Krause möchte ich für die Freundschaft und für den Begriff „Transitionszeit“ danken.

Wärmetransport in Einzelklüften und Kluftaquiferen - Untersuchungen und Modellrechnungen am Beispiel eines Karstaquifers

SVEN RENNER¹

KURZFASSUNG: Kluftaquifere sind in bezug auf die hydraulischen Parameter ein extrem heterogenes Medium. Große Teile der Strömungs- und Transportprozesse in einem Kluftaquifer vollziehen sich in einem nur kleinen Volumenanteil des Aquifers - den Klüften. Entsprechend schwierig ist die Bestimmung der hydraulischen Parameter der Klüfte.

Die vorliegende Arbeit stellt einen neuen Ansatz vor, der es erlaubt die Parameter der hydraulisch wirksamen Klüfte und deren statistische Verteilung im Aquifer zu errechnen. Daraus wiederum lassen sich Strömungs- und Transportprozesse in den hydraulisch wirksamen Klüften eines Aquifers ermitteln und für eine beliebige hydrologische Situation prognostizieren. Der Ansatz beruht auf der Analyse nur eines einzigen Quellparameters: der Temperatur.

Für die Herleitung des Ansatzes werden zunächst (Wärme-)Transportprozesse in Einzelklüften untersucht. Es werden die Durchbruchkurven am Kluftende nach der Tracereingabe am Klufteingang berechnet. Aus den Tracer-Durchbruchkurven am Kluftende lassen sich die Abstandsgeschwindigkeit, das Kluftvolumen und die durchschnittliche Öffnungsweite errechnen. Die vorliegenden Berechnungen zeigen, daß sich diese Information unter Verwendung variierender Volumenströme wesentlich erweitern läßt. Mittels der variierenden Volumenströme kann über die genannten Parameter hinaus eindeutig auf deren räumliche Verteilung in der Kluft geschlossen werden.

Das gleiche gilt auch für Kluftnetze. Hat das Kluftnetz - z.B. eines natürlichen Aquifers - räumlich variierende Kluftöffnungsweiten, so manifestieren sich diese, wenn der Volumenstrom variiert, in der Form der Durchbruchkurve eines Tracers.

Aufgrund der räumlich variierenden Kluftparameter und der zeitlich variierenden Volumenströme, kann die Analyse der Ausgangssignale sowohl von Einzelkluft wie auch des Kluftnetzes nur mittels eines numerischen Transportsimulationsmodells vorgenommen werden. Anhand des numerischen Modells wurden die Quelltemperaturen der Gallusquelle, der Quelle eines Karsteinzugsgebietes auf der westlichen Schwäbischen Alb, ausgewertet. Die Eingabe von Wärme als Tracer erfolgt durch natürliche Niederschlagsereignisse. Weil die Niederschlagsereignisse meist flächendeckend sind, werden alle hydraulisch wirksamen Klüfte des Aquifers in die Auswertung miteinbezogen. Die Auswertung ergibt das Volumen der Karstklüfte im Aquifer und deren durchschnittliche Öffnungsweite. Daraus wiederum lassen sich Strömungsgeschwindigkeit und Verweildauer errechnen.

Für die Simulation des Wärmetransports in einem Kluftnetz wurde ein neuer Modellansatz entwickelt - Das Konzept der Äquivalentkluft. Der Ansatz beruht darauf, daß die Summe aller Transportprozesse in einem natürlichen Kluftnetz unter bestimmten Voraussetzungen der Summe aller Transportprozesse in einer einzelnen Kluft - der Äquivalentkluft - entsprechen. Die Transportsimulation mittels der Äquivalentkluft erfordert weniger Rechenaufwand und hat wesentlich weniger Kalibrierparameter als die Simulation des Transports in einem ganzen Kluftnetz.

Aus den Parametern der Äquivalentkluft lassen sich die Parameter des (entsprechenden) Kluftnetzes - die statistische Verteilung der Klüfte im Aquifer, deren Parameter (Kluftvolumen und -öffnungsweite) und deren Verteilung im Raum - errechnen. Auf der Grundlage dieser Parameter lassen sich prognostische Transportberechnungen durchführen und Abflußtrennungen vornehmen.

¹ Dissertation an der Geowissenschaftlichen Fakultät der Universität Tübingen

Heat Transport in Single Fractures and Fractured Aquifers - Analysis and Simulation of the Transport Mechanisms in a Karst Aquifer

SVEN RENNER²

ABSTRACT: Fractured aquifers are extremely heterogeneous considering their hydraulic characteristics. Flow and transport occurs predominantly in fractures and conduits, although only a very small part of the cross-sectional area of the aquifer is occupied by fractures and conduits. Due to the inaccessibility and the low frequency of the fractures, their investigation is difficult, and therefore there is usually a lack of data on their distribution and hydraulic parameters.

This study presents a new approach for the determination of the parameters of the fractures and their statistic distribution in the aquifer. The approach is based on the analysis of just one parameter of the spring water: the temperature.

In order to understand the heat transport processes, the approach is developed starting with the analysis of tracer transport in single fractures. The analysis of breakthrough curves of a tracer at the outlet of a single fracture has been described previously by numerous authors, and allows the determination of the fracture volume, the darcy-velocity and the average fracture-aperture. According to the results presented in this study, the information obtained from a tracer breakthrough curve can be extended by varying the flow rate. The analysis of the output signal of a tracer that passes the fracture with varying flow rate allows the determination of the above parameters and additionally their distribution in space.

This also applies for fracture networks. If a fracture network - e.g. of a natural aquifer - displays a non-uniform distribution of fracture volume and -apertures in space, this distribution shows up in the breakthrough curve of a tracer if the flow rate varies.

Due to the varying parameters in space (fracture parameters) and time (flow rate), the analysis of the breakthrough curve can only be carried out using a numerical model. Such a model has been applied for the analysis of the spring water temperature of the Gallusquelle, the spring of a karstic aquifer located in the Schwäbische Alb (a mountain range in SW-Germany). The input of heat as a tracer into the aquifer occurs during natural recharge events. Recharge events provide an areal input into the aquifer which causes every (hydraulically active) fracture to produce an output signal at the spring. The analysis of the output signal in the spring yields the total volume of fractures, the average fracture aperture and the distribution of volume and aperture within the catchment area. Using these data, darcy velocities and residence times can be determined.

For the simulation of transport processes in a fracture network, a new approach has been developed - the concept of the equivalent fracture. It is shown, that under certain conditions, the sum of transport processes in a fracture network and the correspondent breakthrough at the outlet, can be described by assuming, that the transport processes in a fracture network can approximately be described using one single fracture - the equivalent fracture. The transport simulation using the equivalent fracture requires less computing time and reduces the number of calibration variables as compared to the simulation of transport in a fracture network.

From the parameters of the equivalent fracture, the parameters of the natural fracture network can be derived: The statistical distribution of the fractures in the aquifer, fracture parameters (fracture volume and -aperture) and their distribution in the catchment area. Using these parameters, a prognostic transport simulation and residence time calculations can be performed.

INHALT

EINLEITUNG	1
SYMBOLVERZEICHNIS	3
1. WÄRMETRANSPORT IN EINER EINZELKLUFT	5
1.1. Wärmetransport - Prozesse	5
1.2. Mathematische Beschreibung	6
1.2.1. Analytische Lösung	7
1.2.2. Numerische Lösung	8
1.3. Transportberechnungen	11
1.3.1. Konstanter Volumenstrom	11
1.3.2. Zeitlich variierender Volumenstrom	13
1.3.3. Zuflüsse entlang der Kluft	16
1.3.4. Zusammenfassung	18
2. TRANSPORT IN EINEM MEHRKLUFTSYSTEM - ÄQUIVALENTER TRANSPORT IN EINER EINZELKLUFT	20
2.1. Einleitung	20
2.2. Die Parameter der Äquivalentkluft	21
2.3. Äquivalenzanalyse	23
2.3.1. Äquivalente Kluftlänge	24
2.3.2. Äquivalente Apertur	30
2.3.3. Kluftnetz und Äquivalentkluft	35
2.3.4. Numerische Beispiele	37
3. ARBEITSGEBIET	39
3.1. Geologie und Hydrogeologie	40
3.1.1. Stratigraphie des Weißen Jura	40
3.1.2. Tektonik	40
3.1.3. Landschaft	40
3.1.4. Hydrogeologie und Hydrologie	41
3.1.5. Verkarstung	41
3.2. Struktur von Karst-Kluftnetzen	43
4. WÄRMETRANSPORT IN EINEM KARSTAQUIFER	45
4.1. Transportprozesse	45
4.1.1. Konduktive Prozesse	45
4.1.2. Konvektive Prozesse	45
4.2. Geländebeobachtungen	46
4.2.1. Einleitung	46
4.2.2. Parameter im Wasser der Gallusquelle	50
4.3. Konzeptuelles Modell	51
4.3.1. Transportprozesse während des Wärme-Impulses	52
4.3.2. Transportprozesse während der Erholung	53

5. MATHEMATISCHES MODELL	55
5.1. Das Programm EFT	56
5.1.1. Strömungsberechnung	57
5.1.2. Transportberechnung	59
5.1.3. Anfangsbedingungen	59
5.1.4. Berechnung - Verwendete Parameter	60
6. ERGEBNISSE	61
6.1. Kalibrierte Parameter	61
6.2. Modellerte Ereignisse - Vergleich der Meßwerte mit den Simulationsergebnissen	63
6.3. Kalibrierung und Sensitivität	67
7. ANWENDUNGEN	69
7.1. Abflusstrennung	69
7.2. Prognostische Transportberechnung	71
8. DISKUSSION UND AUSBLICK	73
LITERATUR	76
Annex 1: Näherungslösung für den Transport in einem realen System	82
Annex 2: Berechnung der Flächenanteile einer Kreisfläche	84
Annex 3: Quellparameter in der Gallusquelle	85
Anlage: Diskette	

EINLEITUNG

Grundwasserführende Schichten können in zwei große Kategorien gegliedert werden: Poröse Aquifere und Kluftaquifere. Aus wasserwirtschaftlicher Sicht unterscheiden sich die beiden Kategorien vor allem durch das oft höhere Gefährdungspotential der Kluftaquifere.

Das hohe Gefährdungspotential liegt an den meist hohen Strömungsgeschwindigkeiten in den Klüften, wodurch der Eintrag eines Schadstoffes in den Aquifer binnen weniger Stunden in die Trinkwasserfassung gelangen kann.

Das Kluftnetz der Kluftaquifere kann sehr unterschiedlich beschaffen sein. In magmatischem Gestein tendiert die Beschaffenheit zu engmaschigen Kluftnetzen aus feinen tektonischen Klüften. In Karbonataquiferen dagegen kann sich aus einem Teil der primären, tektonischen Klüfte durch Korrosion ein sekundäres, hydraulisch sehr wirksames Karst-Kluftnetz entwickeln. Je nach Alter und Genese des Karstsystems reichen die Karsttypen von Aquiferen, die vorwiegend aus schwach verkarsteten tektonischen Klüften bestehen, bis hin zu alpinen Karstsystemen mit hydraulisch hochwirksamen Höhlensystemen.

Die Karsthohlräume nehmen stets nur einen geringen Anteil am gesamten Hohlraumvolumen des Karstaquifers ein. Gleichzeitig vollzieht sich ein meist hoher Anteil der gesamten Strömung in den Karsthohlräumen. Atkinson (1977) zufolge vollziehen sich in den Mendip Hills (England) 80% der gesamten Grundwasserströmung in den Karsthohlräumen, die weniger als 1% des gesamten Hohlraumvolumens ausmachen.

Die Kenntnis der Strömungs- und Transporteigenschaften der Karsthohlräume ist daher für eine Abschätzung des Gefährdungspotentials sehr wichtig.

Doch gerade aufgrund des nur geringen Volumenanteils der Karstklüfte im Aquifer, ist eine direkte Erhebung von repräsentativen Daten über das Karstkluftnetz (durch Bohrungen) praktisch unmöglich. Die dafür notwendige Zahl

an Bohrungen überschreiten jedes realistische Maß.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode entwickelt, die es erlaubt, statistische Information über das Kluftnetz indirekt, aus Quelltemperatur-Daten zu beziehen. Die Information bildet eine Datengrundlage für die Bestimmung des Gefährdungsgrades von Kluftaquiferen. Durch die Kalibrierung eines numerischen Transportmodells können folgende Parameter des Kluftnetzes bestimmt werden:

- Kluftvolumen und dessen Verteilung im Aquifer
- durchschnittliche Kluftöffnungen und deren Verteilung im Aquifer
- durchschnittliche Abstandsgeschwindigkeiten und deren Verteilung im Aquifer.

Für die Herleitung der Methode werden im ersten Teil der Arbeit (Kapitel 1) zunächst Transportprozesse in Einzelklüften betrachtet. Das Augenmerk richtet sich auf den Transport durch „reale“ Klüfte mit variierender Kluftöffnung.

Im zweiten Kapitel werden die „realen“ Einzelklüfte aus dem ersten Kapitel zu einem Mehrkluftsystem verknüpft und der Transport durch das reale Mehrkluftsystem betrachtet. Hierzu werden unterschiedlich beschaffene Klüfte in unterschiedlicher Form in einem Mehrkluftsystem verbunden, es wird an den Klufteingängen ein Markierungsstoff injiziert und die Durchbruchkurve am Ausgang des Mehrkluftsystems berechnet.

Die Berechnungen zeigen, daß der Transport in einem Mehrkluftsystem näherungsweise anhand einer einzelnen Kluft berechnet werden kann - der *Äquivalentkluft*. Anhand der Äquivalentkluft kann daher auch mit guter Näherung der Transport durch einen natürlichen Kluftaquifer simuliert werden.

Umgekehrt können die Kluftparameter des natürlichen Aquifers - Kluftvolumen, mittlere Kluftöffnung - anhand der Äquivalentkluft im Modell kalibriert werden.

Ab Kapitel 3 werden die Ergebnisse aus Kap. 1 und 2 in ein regionales Wärmetransportmodell (basierend auf der Äquivalentkluft) des Einzugsgebietes der Gallusquelle, einer Karstquelle auf der Schwäbischen Alb, implementiert.

Um alle hydraulisch wirksamen Klüfte des Aquifers zu erfassen, muß der Tracereintrag flächendeckend sein. Aus diesem Grund werden Niederschlagsereignisse als natürliche Tracereingaben genutzt.

Unter den natürlichen Tracern, die durch ein Niederschlagsereignis in den Aquifer gelangen, wurde in der vorliegenden Arbeit die Wärme verwendet. Das Niederschlagswasser weist i.a. eine Temperaturdifferenz gegenüber dem Aquifer auf. Dadurch werden Wärmetransportprozesse in den Karsthohlräumen, Klüften und im Gestein hervorgerufen und schließlich auch eine Änderung der Quelltemperatur.

In der Gallusquelle werden, wie in den meisten in der Literatur beschriebenen Karstquellen, starke Temperaturschwankungen in der Folge von Niederschlagsereignissen beobachtet. Diese Temperaturschwankungen in der Quelle lassen sich als Tracerdurchbruch quantitativ auswerten.

Gemäß den Ergebnissen aus Kapitel 1 können (bei variierender Schüttung in der Quelle) die Kluftparameter - Kluftvolumen, Kluftöffnung und deren räumliche Verteilung im Einzugsgebiet - durch Kalibrierung des numerischen Modells mathematisch eindeutig bestimmt werden.

Anhand des kalibrierten Modells können Strömungsgeschwindigkeiten berechnet werden, Abflußtrennungen durchgeführt und punktuelle Tracer- / Schadstoffeinträge simuliert werden (Kapitel 7).

Mit der vorliegenden Arbeit soll gezeigt werden, daß Wärme als Tracer sowohl für Tracer-tests in Einzelklüften als auch in natürlichen Aquiferen ein sehr effektives Werkzeug für die Bestimmung von Kluftparametern darstellt. Denn Wärme ist ein „hochreaktiver“ Tracer, d.h. es besteht eine starke Wechselwirkung zwischen der Kluftwasser-Temperatur und der Gesteinstemperatur. Folglich wird die Kluftwasser-Temperatur sehr stark von der Kluftfläche (an der sich die Wechselwirkung abspielt) und vom Volumen (bzw. dem Wärmeinhalt) der Kluft bestimmt. Dadurch reagiert der thermische Tracerdurchbruch sehr deutlich (deutlicher als jeder Stofftracer) auf Unterschiede in der Kluftfläche und dem Kluftvolumen.

Darüberhinaus sind Temperaturmessungen an Kluftausgängen oder Quellen mit vergleichsweise geringem Aufwand durchzuführen.

Die Kluftigenschaften eines Aquifers, deren räumliche Verteilung und deren Transport- / Strömungscharakteristika, können sowohl von wissenschaftlichem (im Hinblick auf die Genese des Aquifers) als auch von wasserwirtschaftlichem Interesse sein. Denn - wie eingangs erwähnt - sind es im wesentlichen die Kluftparameter, welche den Grad der Gefährdung einer Wasserfassung durch eine Kontamination bestimmen.

SYMBOLVERZEICHNIS

A	Fläche (cm ²)
A _q	Querschnittsfläche der Kluft - senkrecht zur Strömungsrichtung (cm)
a _i	$\lambda_{sol}/(m_{fl} c_{fl})$
b _i	$(r_{sol} c_{sol})/(r_{fl} c_{fl})$
B	Breite der Kluft (in y-Richtung)
c	Wärmekapazität (cal/(g °C))
Co	Courant-Zahl (-)
CTZ	Charakteristische Transportzahl (-)
D	hydrodynamische Dispersion (cm ² /s)
D*	molekularer Diffusionskoeffizient (cm ² /s)
e	Eulersche Zahl
i	Temperaturgradient (°C/cm)
i _w	Wärmestromdichte (cal/(s cm ²))
KK	Anzahl der Kluftkreuzungen (-)
m	Masse (g)
p	Integrationsvariable
P	Periodendauer (s)
Pe	Peclet Zahl (-)
q	Wärmemenge (cal)
Q	Volumenstrom (cm ³ /s)
Q _{ges}	gesamte Quellschüttung (cm ³ /s)
Q _{sch}	Anteil des schnellen Wassers an der Gesamtschüttung (cm ³ /s)
Q _{ST}	Volumenstrom eines Quellterms im numerischen Modell (cm ³ /s)
R	Radius des Einzugsgebietes (cm)
Re	Reynolds-Zahl (-)
s	Tiefe unter Gelände (cm)
T	Temperatur (°C)
T _a	Amplitude der atmosphärischen Jahrestemperaturschwingung (°C)
T _m	Jahresdurchschnittstemperatur (°C)
T _{ST}	Temperatur des Quellterms im mathematischen Modell (°C)
t	Zeit (s)
v	Fließgeschwindigkeit (cm/s)
V	Volumen (cm ³)
x	Koordinate in Fließrichtung in der Kluft (cm)
y	Koordinate quer zur Fließrichtung und parallel der Kluftwand (cm)
z	Koordinate senkrecht zur Kluftwand (cm)
α	thermische Leitfähigkeit (cm ² /s)
α _L	Dispersivität in x-Richtung (cm)
β	Wärmeübertragungszahl (-)
ε	Faktor der Variabilität von Kluftparametern
δ	Kluftöffnung (cm)
λ	Wärmeleitfähigkeit (cal/(s °C))
Φ	Wärmestrom (cal/s)
Φ _{ST}	Wärmestrom eines Quellterms im numerischen Modell (cal/s)
ρ	Dichte (g/cm ³)
μ	dynamische Viskosität (g/(cm s))

Indizierung:

sol	Feststoff
fl	Flüssigkeit
imp	Impuls
kond	Wärmeleitung
konv	Wärmeübertragung

1. WÄRMETRANSPORT IN EINER EINZELKLUFT

1.1. Wärmetransport - Prozesse

Das erste Kapitel der Arbeit betrachtet den Wärmetransport in einem Gesteinskörper mit einer durchströmten Einzelkluft. Der Aufbau der meisten Rechenbeispiele im ersten Kapitel entspricht einem Markierungsversuch (Tracertest) an einer einzelnen Kluft in einem Gesteinskörper (Abb. 1-1). Die Kluft hat an einer Seite einen Zustrom, an der anderen einen Auslaß. Im Vordergrund des Interesses steht die Frage inwieweit sich die Kluftgeometrie, d.h. Kluftlänge und Kluftöffnung einer Kluft, auf den Transport bzw. auf den Temperaturverlauf am Kluftende auswirkt.

In der Kluft wird Wärme durch zwei sich überlagernde Prozesse transportiert: Wärmeleitung und Wärmekonvektion. Die folgenden Abschnitte gründen sich im wesentlichen auf Carslaw & Jaeger (1959). Für weitergehende Ausführungen in den Wärmetransport sei darauf verwiesen.

Wärmeleitung

Wärmeleitung ist gleichbedeutend mit Wärmeleitung und bezeichnet die Energieübertragung durch Anregung benachbarter Atome. Sie verläuft in Richtung eines Temperaturgradienten und findet sowohl in der Flüssigkeit (in der Kluft) als auch im Gestein statt.

Die Temperaturänderung durch konduktiven Wärmetransport wird mit der Differentialgleichung der Wärmeleitung ausgedrückt:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{1-1}$$

α ist die thermische Leitfähigkeit, eine Stoffkonstante, die sich aus der Dichte ρ , der Wärmekapazität c und der Wärmeleitfähigkeit λ des Gesteins zusammensetzt:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c} \tag{1-2}$$

Die Stoffkonstante Wärmeleitfähigkeit λ in Gl. (1-2) bestimmt, wie hoch der Wärmefluß Φ durch eine bestimmte Fläche A bei einem gegebenen thermischen Gradienten $\text{grad}T$ ist:

$$\Phi = \lambda A \text{ grad}T \tag{1-3}$$

Die Wärmekapazität c ist ebenfalls eine Stoffkonstante. Sie bestimmt, wie hoch die Temperaturänderung in einem bestimmten Volumen V eines Stoffes mit einer Dichte ρ bei gegebenem Wärmestrom Φ ist:

$$\Phi = c V \rho \frac{\Delta T}{\Delta t} \tag{1-4}$$

Aus den Gleichungen (1-3) und (1-4) ergibt sich die Temperaturänderung in einem bestimmten (flüssigkeitserfüllten) Kluftvolumen durch einen Wärmestrom aus dem Gestein:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{\lambda_{\text{sol}} A}{c_{\text{n}} V_{\text{n}} \rho_{\text{n}}} \text{ grad}T \tag{1-5}$$

bzw.

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = a_1 \text{ grad}T \tag{1-6}$$

mit

$$a_1 = \frac{\lambda_{\text{sol}} A}{c_{\text{n}} V_{\text{n}} \rho_{\text{n}}} \tag{1-7}$$

Wärmekonvektion

Beim konvektiven Transport erfolgt die Wärmeausbreitung mit der Bewegung des Fluids, in Analogie zum Stofftransport, mit der mittleren

Strömungsgeschwindigkeit v . Lokale Abweichungen von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit können zu einer Dispersion (ausgedrückt durch die hydrodynamische Dispersion D) des Tracers führen. Der konvektive Wärmetransport wird folglich durch einen konvektiven und einen dispersiven Term ausge-

drückt und lautet für den eindimensionalen Transport in x -Richtung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -v \frac{\partial T}{\partial x} + D_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (1-8)$$

1.2. Mathematische Beschreibung

Um die Wärmetransportprozesse in einem Aquifer zu berechnen, wird zunächst der Wärmetransport durch eine Einzelkluft betrachtet. Die Berechnung der Transportprozesse kann durch ein numerisches oder ein analytisches Lösungsverfahren erfolgen.

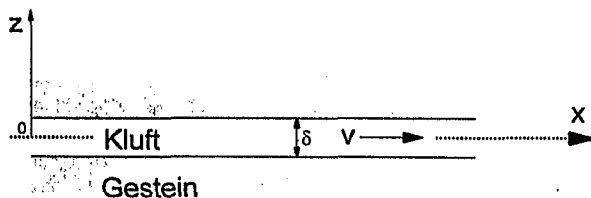


Abb. 1-1: Kluft - Gestein System

Ausgangspunkt beider Lösungsverfahren ist ein System, bestehend aus einer Kluft und einem Gesteinskörper (Abb. 1-1). Für das System gelten folgende Annahmen (Carslaw & Jaeger, 1959):

1. Die Ausdehnung der Kluft ist in y -Richtung (senkrecht zu x und z) unendlich.
2. Der konduktive Transport im Gestein ist ausschließlich senkrecht zur Kluft (in z -Richtung) orientiert. Der Temperaturgradient im Gestein in Fließrichtung (in x -Richtung) wird vernachlässigt.
3. Die Fließgeschwindigkeit und Temperatur in z -Richtung innerhalb der Kluft ist einheitlich. Dies ist für turbulente Strömungsverhältnisse (bei Reynoldszahlen $R_e > 2000$) eine gute Näherung (Häfner et al., 1992).

Die Reynoldszahl ist definiert (z.B. Domenico et al., 1990):

$$R_e = \frac{\rho v \delta}{\mu} \quad (1-9)$$

Eine überschlägige Rechnung zeigt die Größenordnung der Reynoldszahl unter Kluftströmung: In einer Kluft mit $\delta=10\text{cm}$, $v=1\text{cm/s}$, $\mu=1 \cdot 10^{-6} \text{ g/(cm s)}$ und $\rho=1\text{g/cm}^3$, liegt die Reynoldszahl bei $R_e=1 \cdot 10^7$.

4. Im Gestein herrscht ausschließlich konduktiver Wärmetransport.
5. In der Kluft ist der konvektive Transport wesentlich schneller als der konduktive Transport. Die konduktive Wärmeleitung in der Kluft bzw. im Fluid (entlang der x -Achse) wird daher vernachlässigt.

Aufgrund der Annahmen 1 bis 3 kann der Transport in der Kluft eindimensional (in x -Richtung) berechnet werden. Mit den Annahmen 4 und 5 kann die Berechnung des konduk-

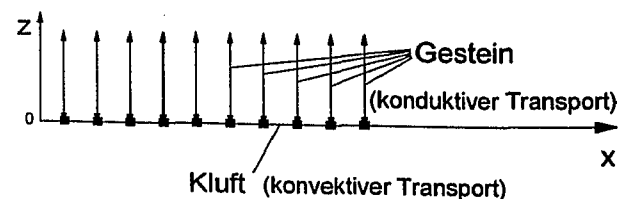


Abb. 1-2: Ein zweidimensionales System kann unter den Annahmen 1 - 5 (s.Text) wie eine Reihe gekoppelter, orthogonal angeordneter, eindimensionaler Systeme gerechnet werden.

tiven Wärmetransports auf die z-Richtung beschränkt werden (Tsang et al., 1981). Das zweidimensionale System in Abb. 1-2 wird somit auf eine Reihe gekoppelter, orthogonal angeordneter, eindimensionaler Systeme reduziert (Abb. 1-2).

Unter Berücksichtigung der Prozesse:

- advektiver Transport in der Kluft,
- konduktiver Wärmetransport im Gestein, sowie Wechselwirkung zwischen Gestein und Kluft und
- hydrodynamische Dispersion in x-Richtung

kann die Differentialgleichung für den Transport in der Kluft (in x-Richtung) aus den Gleichungen (1-5) und (1-8) hergeleitet werden:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - v \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\lambda_{sol}}{V_{fl} \rho_{fl} c_{fl}} A \frac{\partial T}{\partial z} \quad 0 \leq x \leq \infty \quad (1-10)$$

1.2.1. Analytische Lösung

Die analytische Lösung (Gl. (1-12) bis (1-16)) für die Berechnung des dispersionsfreien Transports in einer Kluft unter Vernachlässigung der Dispersion wurde von Carslaw und Jaeger (1959, S. 396) vorgestellt.

In der Kluft (Abb. 1-1) sei die Fließgeschwindigkeit konstant, die Temperatur zum Zeitpunkt $t=0$ im ganzen System $T=T_0$.

Während der Periode $0 < t < t_0$ sei die Temperatur des zufließenden Wassers T_{imp} , ab $t=t_1$ strömt wieder Wasser mit der Ausgangstemperatur zu (Abb. 1-3).

Es gilt folgende Anfangsbedingung:

$$T_{fl}, T_{sol} = T_0 \quad \text{für } t = 0;$$

Die Randbedingungen sind:

$$T_{fl} = T_{imp} \quad \text{für } t_1 > t > 0; \quad x = 0;$$

$$T_{fl} = T_0 \quad \text{für } t \geq t_1; \quad x = 0;$$

$$T_{fl} = T_{sol} \quad \text{für } z = \delta/2;$$

$$T_{sol} = T_0 \quad \text{für } z = \infty;$$

Das Wasser, das zum Zeitpunkt $t=0$ mit der Temperatur T_{imp} in die Kluft einströmt, erreicht

Die Differentialgleichung besteht aus drei Termen: einem dispersiven, einem advektiven und einem Term, der die Wechselwirkung mit dem Gestein beschreibt.

Im dispersiven Term wird der Transport durch die hydrodynamische Dispersion D bestimmt. D setzt sich aus der mechanischen Dispersion und der molekularen Diffusion D^* zusammen (Bear, 1972):

$$D = \alpha_L v + D^* \quad (1-11)$$

Der advektive Term wird von der Strömungsgeschwindigkeit v bestimmt.

Der letzte Term wurde mit Gl. (1-5) bereits hergeleitet und bestimmt die Temperaturänderung im Kluftwasser aufgrund eines thermischen Gradienten im Gestein.

den Punkt x mit der Temperatur T_{fl} zum Zeitpunkt x/v . Ab diesem Zeitpunkt ändert sich die Temperatur am Punkt x . Daraus ergeben sich drei Fälle:

a) für $t < x/v$ ist:

$$\begin{aligned} T_{fl}(x,t) &= T_0; \\ T_{sol}(x,t) &= T_0; \end{aligned}$$

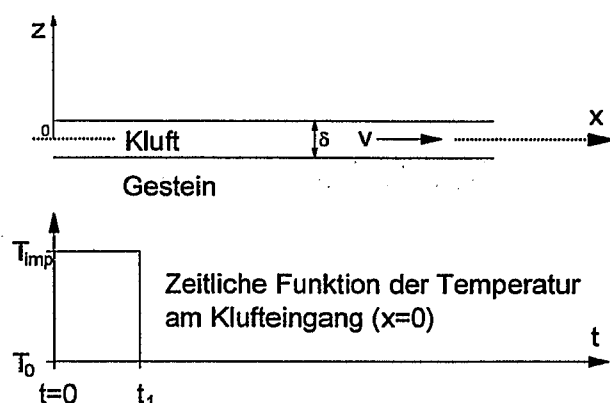


Abb. 1-3: Die Temperatur am Klufteingang ist eine Rechteckfunktion. Sie steigt zum Zeitpunkt $t=0$ auf T_{imp} und fällt bei $t=t_1$ auf die Ausgangstemperatur T_0 zurück.

b) für $x/v < t < (x/v + t_1)$ ist die Temperatur in der Kluft am Punkt x :

$$T_n = T_0 + (T_{imp} - T_0) \operatorname{erfc} \left(b_i \frac{\sqrt{\alpha} x/v}{\delta \sqrt{t - x/v}} \right) \quad (1-12)$$

mit:

$$b_i = \frac{\rho_{sol} c_{sol}}{\rho_n c_n} \quad (1-13)$$

Im Gestein gilt:

$$T_{sol} = T_0 + (T_{imp} - T_0) \operatorname{erfc} \frac{z + 2b_i \alpha/\delta x/v}{\sqrt{4\alpha (t - x/v)}} \quad (1-14)$$

c) für $t > x/v + t_0$, ist die Temperatur in der Kluft am Punkt x :

$$T_n = T_0 + (T_{imp} - T_0) \left(\operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\alpha} b_i x/v}{\delta \sqrt{t - x/v}} - \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\alpha} b_i x/v}{\delta \sqrt{t - t_0 - x/v}} \right) \quad (1-15)$$

Im Gestein gilt:

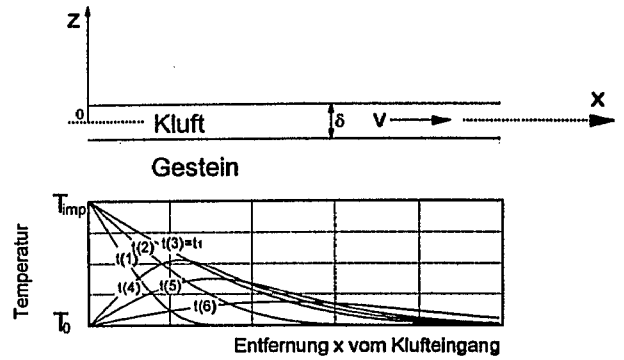


Abb. 1-4: Temperatur entlang der Kluft zu unterschiedlichen Zeiten: Die Temperatur steigt bis zum Zeitpunkt $t(3)=t_1$. Danach fällt sie am Klufteingang auf den Ausgangswert T_0 .

$$T_{sol} = T_0 + (T_{imp} - T_0) \left(\operatorname{erfc} \frac{z + 2b_i \alpha/\delta x/v}{\sqrt{4\alpha (t - x/v)}} - \operatorname{erfc} \frac{z + 2b_i \alpha/\delta x/v}{\sqrt{4\alpha (t - t_0 - x/v)}} \right) \quad (1-16)$$

Abb. 1-4 zeigt schematisch die Temperatur längs der Kluft zu verschiedenen Zeiten. t_1 und t_2 sind kleiner t_0 , $t_3 = t_0$. Bis t_0 ist die Temperatur am Klufteingang gleich der Impulstemperatur T_{imp} . Anschließend fällt sie wieder auf die Ausgangstemperatur T_0 . Der Temperaturverlauf entlang der Kluft reagiert verzögert.

1.2.2. Numerische Lösung

Die analytische Lösung (Abschnitt 1.2.1.) ist gültig unter Einhaltung von Randbedingungen bezüglich der Kluftgeometrie (einheitliche Kluftöffnung) und des Volumenstroms (konstanter Volumenstrom), die in einer natürlichen Kluft eines Aquifers meist nicht erfüllt sind. Der Transport in ungleichmäßig beschaffenen Klüften unter variierenden Volumenströmen kann mittels numerischer Verfahren berechnet werden.

Es gelten zunächst dieselben Annahmen, die in Bezug auf das Kluftsystem in Abschnitt 1.2.1. gemacht wurden. Auch hier werden orthogonal stehende 1-D-Transportsysteme gekoppelt (Abb. 1-2).

Für die folgenden Berechnungen werden die Differenzialgleichungen (1-1) (konduktiver Wärmetransport im Gestein) und (1-10) (konvektiver Wärmetransport in der Kluft) numerisch, unter Verwendung von blockzentrierten Zellen explizit gelöst.

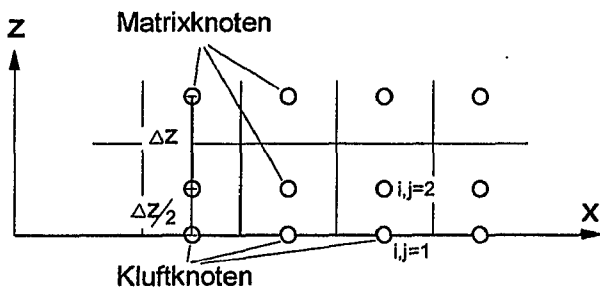


Abb. 1-5: Anordnung und Indizierung der Kluft- und Matrixknoten im numerischen Modell

Für die Transportberechnung in der Kluft wird Gl. (1-10) zur expliziten Differenzgleichung umgeschrieben. i und j sind die Zellindizierungen in x und z -Richtung. Die Kluft liegt entlang dem Modellrand bei $j=1$ (Abb. 1-5).

Die Temperatur in der Kluft ist:

$$T_{(i,1,t+\Delta t)} = T_{(i,1,t)} + \Delta t \left[\frac{D_L}{\Delta x^2} \cdot (T_{(i-1,1,t)} - 2T_{(i,1,t)} + T_{(i+1,1,t)}) - v \frac{(T_{(i+1,1,t)} - T_{(i-1,1,t)})}{2\Delta x} - a_1 \frac{(T_{(i,j=1,t)} - T_{(i,j=2,t)})}{\Delta z} \right] \quad (1-17)$$

Durch den letzten Term in Gl. (1-17) ist die Temperatur in der Kluft an die Gesteinstemperatur gekoppelt. Die Gesteinstemperatur errechnet sich nach der Differenzgleichung, die aus der Differentialgleichung der Wärmeleitung (Gl. (1-1)) hervorgeht (Crank, 1975):

$$T_{(i,j,t+\Delta t)} = T_{(i,j,t)} + \Delta t \frac{\alpha}{\Delta z^2} \cdot (T_{(i,j-1,t)} - 2T_{(i,j,t)} + T_{(i,j+1,t)}) \quad (1-18)$$

Die Gesteinszellen an der Grenze zur Kluft sind ein Sonderfall. An dieser Stelle ist das Kluft- und das Gesteins-System gekoppelt. Nach der Annahme in Abschnitt 1.2.1. ist an der Grenzschicht die Gesteinstemperatur T_{sol} gleich der Wassertemperatur T_{fl} . Da die Knoten in der Matrix block-zentriert angeordnet sind, muß die Grenzschicht mit einer zusätzlichen Knotenreihe versehen werden (Abb. 1-5). Dadurch beträgt die Zellbreite an der Kluft/Gesteins-

Grenze nur die Hälfte. Die Differenzgleichung für die Matrixknoten an der Grenzschicht lautet daher:

$$T_{(i,2,t+\Delta t)} = T_{(i,2,t)} + \Delta t \frac{\alpha}{3\Delta z^2} \cdot (8T_{(i,1,t)} - 12T_{(i,2,t)} + 4T_{(i,3,t)}) \quad (1-19)$$

Stabilitätskriterien:

Die Anwendung des expliziten Lösungsverfahrens erfordert die Einhaltung einiger Stabilitätskriterien:

Das **Courant-Kriterium** ist ein Stabilitätskriterium für die Berechnung des advektiven Transports. Für den Fall reiner Kluftströmung in x -Richtung verlangt das Courant-Kriterium (Bear, 1972):

$$Co_x = |\Delta t \bar{v}_x / \Delta x| \leq 1 \quad (1-20)$$

Co ist die Courant-Zahl. Das Kriterium stellt sicher, daß die Stoff- oder Wärmemenge, die eine Zelle im Zeitabschnitt Δt abgibt, nicht höher ist, als die zu Beginn des Zeitschrittes enthaltene Menge.

Das zweite Kriterium ist das **Neumann-Kriterium**. Dieses stellt sicher, daß Gradienten nicht durch Dispersion, Diffusion oder Konduktion allein umgekehrt werden können (Richtmyer & Morton, 1967). In der Kluft werden diese Prozesse vernachlässigt, das Kriterium hat daher nur für den Transport im Gestein Relevanz. Für konstante Zellgrößen kann die Bedingung folgendermaßen formuliert werden (Abb. 1-6):

$$\Delta T_{j,max} = \left| \frac{T_{(j-1,t)} + T_{(j+1,t)}}{2} - T_{(j,t)} \right| \quad (1-21)$$

Die Temperaturänderung innerhalb eines Zeitschrittes am Punkt j errechnet sich nach der Differenzgleichung (1-18):

$$\Delta T_j = \Delta t \frac{\alpha}{\Delta z^2} \cdot (T_{(i,j-1,t)} - 2T_{(i,j,t)} + T_{(i,j+1,t)}) \quad (1-22)$$

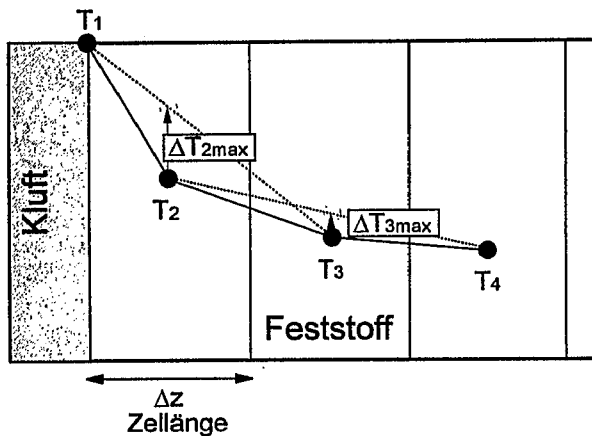


Abb. 1-6: Das Neumann-Kriterium besagt, daß ΔT nicht größer sein darf als $\Delta T_{2\max}$ bzw. $\Delta T_{3\max}$, weil sich andernfalls der Gradient umkehrt.

ΔT_j darf $\Delta T_{j,\max}$ nicht überschreiten. Damit lautet das Kriterium

$$\frac{T_{(j-1,t)} + T_{(j+1,t)} - T_{j,t}}{2} \frac{\Delta z^2}{(T_{(i,j-1,t)} - 2T_{(i,j,t)} + T_{(i,j+1,t)}) \alpha \Delta t} \leq 1$$

bzw. $\frac{\Delta z^2}{\alpha \Delta t} \leq 2$

(1-23)

wenn eine Koordinatenachse z parallel zur Strömungsrichtung liegt (Redell et al., 1970).

Schließlich bedarf es noch eines Kriteriums, das die Stabilität der Rechnung an der Stoffgrenze Gestein/Kluft gewährleistet, eines **Stoff-Grenz-Kriteriums**. Das Kriterium soll garantieren, daß der Wärmestrom aus dem Gestein in die Kluft zu einer Umkehr des Gradienten im Gestein führt. Der Wärmestrom im Gestein ist (entsprechend der halben Länge der Grenzzelle, vgl. Gl. (1-3), Abb. 1-5):

$$\Phi = \lambda A \left(\frac{\Delta T_{\text{sol}}}{\Delta z / 2} \right)$$

(1-24)

Dieser Wärmestrom führt in der Kluftzelle in der Zeit Δt zu einer Temperaturänderung (vgl. Gl. (1-4)):

$$\Phi = m_n c_n \frac{\Delta T_n}{\Delta t}$$

(1-25)

Um eine Umkehr des Gradienten im Gestein zu vermeiden, muß $\Delta T_n \leq \Delta T_{\text{sol}}$ bzw.:

$$\Delta t = 0.5 \Delta z \frac{(m c)_n}{\lambda_{\text{sol}} A}$$

(1-26)

Das **vierte Kriterium** fordert, daß der Zustrom durch einen Quellterm (source term) Q_{ST} , einer Kluftzelle in einem Zeitabschnitt Δt nicht mehr Wasser entziehen oder zufügen darf als das Gesamtvolumen V der Zelle (Kinzelbach, 1986). Das Kriterium lautet:

$$\Delta t \leq \frac{V_{i,j}}{Q_{\text{ST},i,j}}$$

(1-27)

Das bedeutet, daß der Zeitschritt nicht zu groß, bzw. das Zellvolumen nicht zu klein sein darf, wenn die Stabilität gewährleistet sein soll. Andererseits sollte die Diskretisierung der durchströmten Zellen nicht zu weitmaschig sein. Je weitmaschiger das Netz ist, desto wirksamer wird die numerische Dispersion.

Numerische Dispersion: Die numerische Dispersion rührt daher, daß ein Gradient zwischen zwei Zellen in der Differenzgleichung des Transports linear interpoliert wird. Eine scharfe Temperaturfront zwischen zwei Zellen wird innerhalb eines Zeitschrittes zu einem linearen Temperaturverlauf zwischen den Zellen dispergiert. In einer Simulation sollte die numerische Dispersion wesentlich geringer sein als die Summe von hydrodynamischer Dispersion und Dispersion durch Diffusion in das Gestein (Bear, 1972). Das Verhältnis von numerischer zu natürlicher Dispersion kann mittels einer Peclet-Zahl formuliert werden (Kinzelbach, 1986):

$$Pe_x = \frac{(v_x \Delta x)}{D_{xx}}$$

(1-28)

Damit die numerische gegenüber der natürlichen Dispersion vernachlässigbar bleibt, sollte diese Peclet-Zahl nicht kleiner als 2 sein (z.B. Frind, 1982).

Die Annahme linearer Gradienten führt auch im Gestein (wo nur Konduktion bzw. Diffusion wirksam ist) zu numerischer Dispersion. Das richtige Maß der Diskretisierung kann in beiden

Fällen nur auf der Grundlage mehrerer Versuche mit unterschiedlich feiner Diskretisierung gefunden werden.

1.3. Transportberechnungen

1.3.1. Konstanter Volumenstrom

Im folgenden Abschnitt werden Durchbruchkurven von Klüften mit variierender Kluftöffnung beschrieben. Im Mittelpunkt der Überlegungen steht die Frage, ob variierende Kluftöffnungen anhand der Durchbruchkurve quantifiziert werden können.

Die in den Rechnungen verwendeten Parameter sind in Tabelle 1-1 aufgeführt.

Konstante Kluftöffnung

Zunächst werden Klüfte unterschiedlicher Kluftöffnung betrachtet, deren Kluftöffnung entlang der Strömungsrichtung jeweils konstant ist (Abb. 1-7). Die Klüfte sind (in y-Richtung) gleich breit.

Die ersten beiden Klüfte haben die gleiche

Q_A	$3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$
Q_B	$8 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}$
δ_A	1,0 m
δ_B	0,1 m
δ_C	0,55 m
V_A	10 m^3
V_B	1 m^3
V_C	11 m^3

Tabelle 1-1: Parameter, die - falls nicht anders angegeben - in den Transportberechnungen der Abb. 1-7 bis Abb. 1-14 verwendet werden.

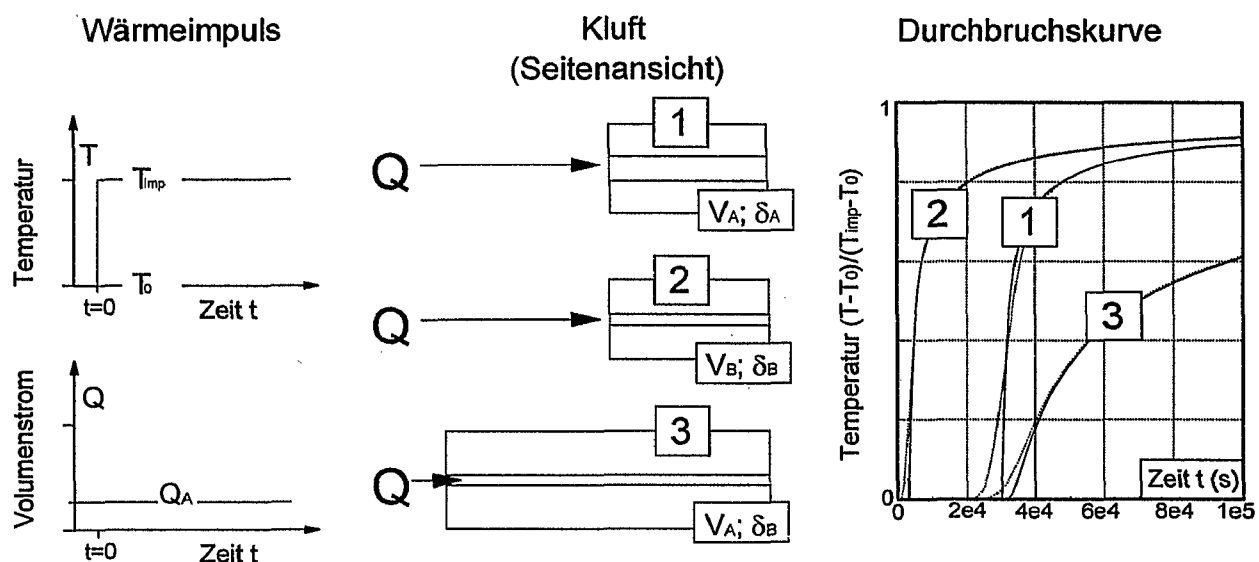


Abb. 1-7: Die Form der Durchbruchkurven (Diagramm rechts) ist von der Kluftfläche ($A_1=A_2 \neq A_3$) bestimmt, der Zeitpunkt des ersten Durchbruchs hingegen vom Kluftvolumen ($V_1=V_3 \neq V_2$). Die numerische Berechnung ist gestrichelt dargestellt, die analytische durchgezogen.

Kluftfläche A , jedoch unterschiedliche Volumina V ; die dritte Kluft hat das gleiche Volumen wie die erste, besitzt aber eine größere Kluftfläche. Zum Zeitpunkt $t=t_0$ ändert sich die Wassertemperatur am Klufteingang von T_0 nach T_{imp} . Dieser Zeitpunkt sei bekannt, ebenso der (über die Zeit konstante) Volumenstrom Q .

Unter diesen Voraussetzungen können Kluftvolumen und Kluftfläche (und daraus implizit die Kluftöffnung) durch Kurvenanpassung mittels der analytischen Lösung (Gleichungen (1-12) bis (1-16)) eindeutig bestimmt werden: Gl. (1-12) kann mit $x/v=V/Q$ und $\delta=2V/A$ umgeschrieben werden.

Es gilt ab $t > t_0 + x/v$ bzw. $t > t_0 + V/Q$:

$$T_n = T_0 + (T_{imp} - T_0) \operatorname{erfc} \left(b_1 \frac{\sqrt{\alpha} A/Q}{2\sqrt{t-t_0-V/Q}} \right) \quad (1-29)$$

Eine Änderung des Kluftvolumens von V_1 nach V_2 verschiebt die Durchbruchkurve auf der Zeitachse um den Betrag $\Delta t = (V_2/Q - V_1/Q)$. Die Form der Kurve bleibt identisch, da das Verhältnis A/Q gleich bleibt (Gl. (1-29), Abb. 1-7). Ändert sich dagegen die Kluftfläche, bewirkt dies eine Änderung der Kurvenform, nicht aber des Durchbruchzeitpunktes (Abb. 1-7). Für eine ausgedehnte Sensitivitätsanalyse sei auf Grisak und Pickens (1980, a) verwiesen.

In Abb. 1-7 sind neben den analytisch gerechneten auch numerisch gerechnete Durchbruchkurven dargestellt. Die Ergebnisse beider Verfahren stimmen in weiten Teilen überein. Nur am Anfang weichen sie etwas voneinander ab, da hier die numerische Dispersion (s.o.) zu einem früheren Durchbruch der numerisch gerechneten Kurve führt (Abb. 1-7).

Variierende Kluftöffnung

Die Öffnungsweiten der drei Klüfte in Abb. 1-7 sind entlang der Strömungsrichtung jeweils konstant.

Bis etwa Mitte der 80'er Jahre beruhten die Kluft-Transportmodelle auf der Annahme paralleler Kluftflächen (Snow, 1969, Wilson, 1970). Untersuchungen zum Transport durch Klüfte mit variierenden Kluftöffnungen (Variation der Kluftöffnung in Fließrichtung und quer zur Fließrichtung) wurden erstmals in der Arbeit von Neretnieks (1985) vorgelegt. Neretnieks (1985) konstatierte, daß Klüfte mit variierenden Kluftöffnungen, hinsichtlich der Durchbruchkurve, einer Kluft mit der mittleren arithmetischen Kluftöffnungen (tracer aperture) entsprechen. Abelin et al. (1985) und Bourke (1987) schränken die Richtigkeit der tracer aperture mit dem Hinweis auf „Channeling Prozesse“ ein. Doch insbesondere bei stark diffusiven (bzw. konduktiven) Prozessen werden variierende Kluftweiten sehr effek-

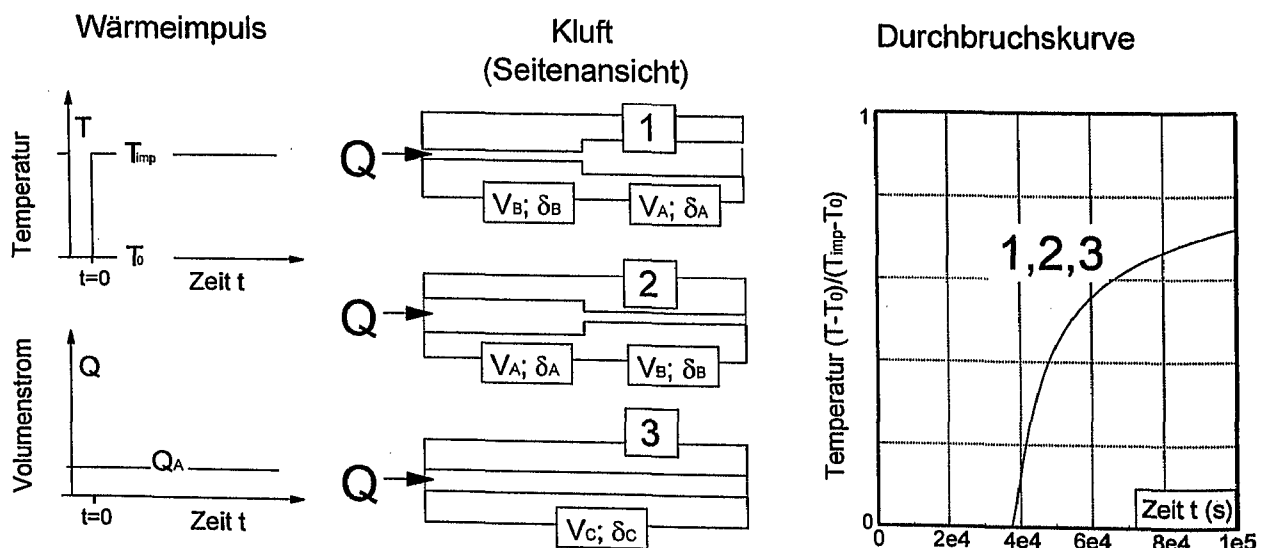


Abb. 1-8: Durchbruchkurven bei variierender Kluftöffnung und konstanter Fließgeschwindigkeit. Die Durchbruchkurven sind unabhängig von der räumlichen Anordnung der Kluftweiten. Die Durchbruchkurven entsprechen einer gleichförmigen Kluft mit gleichem Gesamtvolumen und gleicher Kluftfläche.

tiv gemittelt (Tsang, 1993).

Der folgende Abschnitt zeigt indessen, daß die „tracer aperture“ nur gilt, solange der Volumenstrom konstant ist, bzw. daß bei variierendem Volumenstrom sich die Durchbruchkurven einer Kluft mit konstanter Kluftöffnung von einer Kluft mit (in Fließrichtung) variierender Kluftöffnung unterscheiden.

In Abb. 1-8 sind die ersten beiden Klüfte aus Abb. 1-7 hintereinander angeordnet. Die dritte Kluft in Abb. 1-8 besitzt über die gesamte Länge die arithmetisch mittlere Kluftöffnung der Klüfte 1 und 2. Bei konstantem Volumenstrom zeigen die drei Klüfte (entsprechend der übereinstimmenden tracer-aperture) dieselbe Durchbruchskurve.

Zunächst wird darauf eingegangen, wieso die ersten beiden Klüfte dieselben Durchbruchskurven aufweisen: In Abb. 1-7 ist zu erkennen, daß die Ausgangssignale der Klüfte 1 und 2 zwar zeitlich verschoben, aber hinsichtlich der

Kurvenform identisch sind. Nun kann man das Ausgangssignal aus Abb. 1-7 zugleich als Eingangssignal für den jeweils zweiten Abschnitt in Abb. 1-8 annehmen. Bei gleichem Eingangssignal produzieren dann die jeweils zweiten Abschnitte wiederum das gleiche Ausgangssignal. Die zeitliche Differenz des Eingangssignals an der Übergangsstelle von Kluft 1 und 2 wird durch den zweiten Abschnitt jeweils ausgeglichen.

Die gleichen Überlegungen veranschaulichen, wieso die Kluftkonfigurationen 1 und 2 einer Kluft mit der arithmetisch mittleren Kluftöffnung entsprechen: Nach der Hälfte der Strecke wird Kluft 3 - mit zeitlicher Verschiebung - das gleiche Ausgangssignal zeigen wie die Klüfte 1 und 2 nach der ersten Hälfte, weil die Kluftfläche die gleiche ist. Und da das Gesamtvolumen identisch ist, ist am Kluftausgang auch der Zeitpunkt des Durchbruches identisch.

1.3.2. Zeitlich variierender Volumenstrom

Konstante Kluftöffnung

In Abb. 1-9 sind die ersten beiden Klüfte aus Abb. 1-7 dargestellt. In Abb. 1-7 war der Vo-

lumenstrom konstant. Die Durchbruchskurven waren zeitlich verschoben, jedoch hinsichtlich der Form identisch. Im Diagramm in Abb. 1-9

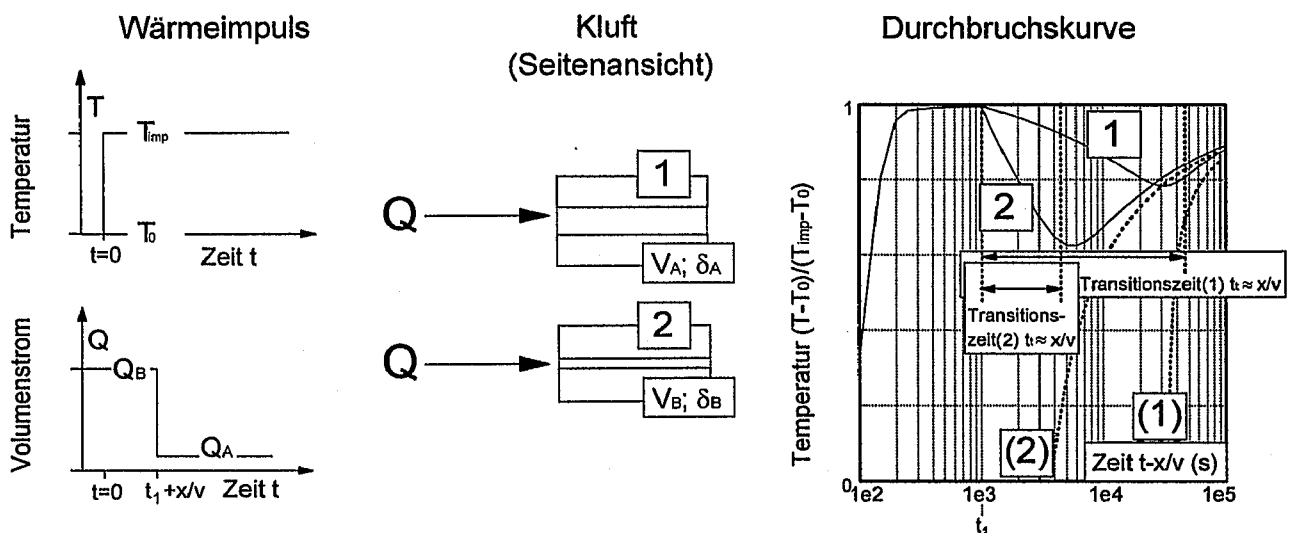


Abb. 1-9: Bis zur Zeit $t = t_1 + x/v$ sind beide Durchbruchskurven identisch in der Form, lediglich zeitlich versetzt (um $t = x/v$). Nach Änderung des Volumenstroms verlaufen die Kurven unterschiedlich (vgl. Text). Nach einer Transitionszeit t_1 , gehen die Kurven in den Verlauf über, welcher dem zweiten Volumenstrom entspricht (gestrichelte Kurven). Die Transitionszeit hat die Dauer etwa einer Verweilzeit x/v .

ist auf der x-Achse $t-x/v$ aufgetragen, wodurch die zeitliche Verschiebung kompensiert wird. Dadurch liegen die Kurven im ersten Abschnitt genau übereinander. Auch der Gradient zur Zeit $t+x/v$ im Gestein (in z-Richtung) ist in beiden Fällen identisch (vgl. Abschnitt 1.3.1.).

Zum Zeitpunkt $t = t_1+x/v$ wird dann der Volumenstrom geändert. Er ist zunächst bis zum Zeitpunkt t_1+x/v sehr hoch und fällt dann über 2 Größenordnungen zurück. *Nun unterscheiden sich die Durchbruchkurven nicht durch eine zeitliche Verschiebung, sondern in der Form ihres Verlaufs.*

Das unterschiedliche Verhalten der beiden Klüfte läßt sich anhand von Abb. 1-9 und der Differentialgleichung des Wärmetransports in der Kluft erklären. Unter Vernachlässigung der hydrodynamischen Dispersion lautet die Gleichung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -v \frac{\partial T}{\partial x} + a_1 \frac{\partial T}{\partial z} \tag{1-30}$$

Zum Zeitpunkt der Änderung des Volumenstroms t_1+x/v haben beide Klüfte in der Entfernung x vom Einlaß dieselbe Temperatur (s. Diagramm in Abb. 1-9). Die Summe der beiden rechten Terme ist also bei beiden Klüften gleich. Der Betrag der Summanden ist jedoch

jeweils verschieden: bei der schmaleren Kluft wird der höhere konvektive Term (höhere Strömungsgeschwindigkeit) durch einen höheren konduktiven Term (höheres Verhältnis der Kluftfläche A zum Wasservolumen V_H) kompensiert (vgl. Gl. (1-5)). Die Änderung des Volumenstroms in den Klüften ändert nur den konvektiven Term, jedoch nicht den konduktiven. Dadurch laufen die Kurven zunächst auseinander. Infolge der Änderung der Klufttemperatur ändert sich auch der Gradient im Gestein und paßt sich im Lauf der Zeit den neuen Verhältnissen an.

Nach einer Übergangszeit, die im folgenden als *Transitionszeit* t_t bezeichnet wird, treffen sich die beiden Kurven auf der Durchbruchkurve eines von Anfang an geringen Volumenstroms (Q_2) (Abb. 1-9). Die Transitionszeit dauert ungefähr eine volle Verweilzeit x/v und ist folglich in der breiteren Kluft 1 länger.

Variierende Kluftöffnung

Entsprechend dem Beispiel in Abb. 1-9 unterscheiden sich auch die Durchbruchkurven von Klüften, deren Kluftöffnung entlang der Strömungsrichtung variiert (Abb. 1-8, Abb. 1-10). Bei konstantem Volumenstrom sind deren Durchbruchkurven identisch (s.o., Abb. 1-8). In Abb. 1-10 sind die Durchbruchkurven bei

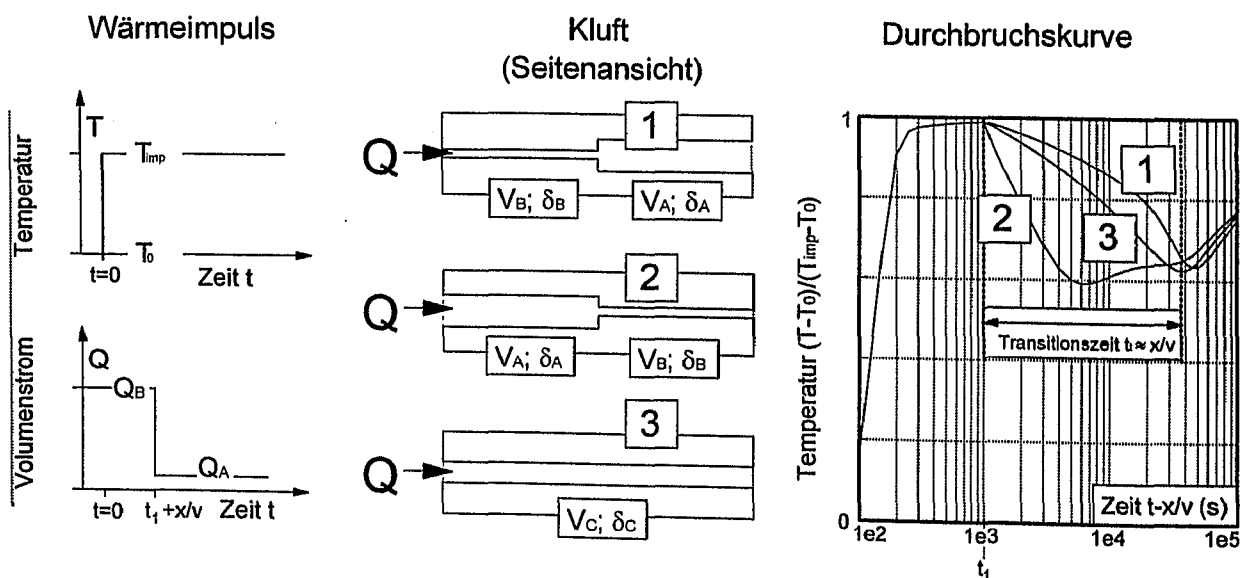


Abb. 1-10: Die Klüfte 1 bis 3 haben das gleiche Volumen, aber unterschiedlich verteilte Kluftöffnungen. Zum Zeitpunkt $t=0$ wird an den Klufteingängen die Temperatur geändert und anschließend konstant gehalten. Der Volumenstrom hingegen ist zweistufig. Während der ersten Stufe sind alle Durchbruchkurven identisch (vgl. Abb. 1-8). Nach Änderung des Volumenstroms verlaufen die Durchbruchkurven unterschiedlich und sammeln sich nach einer Transitionszeit t_t , die etwa eine volle Verweilzeit x/v andauert, auf der Durchbruchskurve, die der zweiten Stufe des Volumenstroms entspricht.

variierendem Volumenstrom abgebildet. Bis zum Zeitpunkt t_1+x/v ist der Volumenstrom konstant, die Durchbruchkurven sind identisch.

Zum Zeitpunkt t_1+x/v fällt der Volumenstrom ab, und die Durchbruchkurven verzweigen sich in die Kurven 1, 2 und 3. Nach einer Transitionszeit, deren Länge etwa eine volle Verweilzeit $t=x/v$ beträgt, sammeln sich die Durchbruchkurven wieder entlang dem Verlauf einer Durchbruchskurve, die dem Volumenstrom Q_A entspricht.

Nach dem Abfall des Volumenstromes fällt die Kurve von Kluft 1 zunächst langsamer, weil erst das Volumen aus dem zweiten Abschnitt verdrängt wird, dessen Temperatur entsprechend dem großen Volumen langsamer abnimmt (vgl. Abb. 1-9). Nachdem das Volumen herausgedrückt worden ist, und das Wasser aus dem ersten, schmalen Kluftabschnitt folgt, knickt die Temperatur ab.

Der Verlauf der zweiten Kurve verhält sich umgekehrt. Die Temperatur fällt rasch bis das Volumen aus dem schmalen Kluftstück verdrängt ist. Der Knick erscheint (entsprechend der kürzeren Verweilzeit im schmalen Abschnitt) früher. Nach dem Knick steigt die Temperatur kurz unter dem Einfluß des ersten Abschnittes an.

Während der Transitionszeit t_t wird die räumliche Anordnung der Kluftöffnung in der Durchbruchskurve sichtbar.

Eine Transitionszeit und die entsprechende Information über die räumliche Anordnung der Kluftgeometrie wird auch durch eine Erhöhung des Volumenstroms hervorgerufen. In Abb. 1-11 werden die gleichen Klüfte wie in Abb. 1-10 durchströmt. Der Volumenstrom ist anfangs gering und steigt bei $t_1+x/v=7 \cdot 10^4$ (Abb. 1-11).

Genau wie in Abb. 1-10 spalten sich die Durchbruchskurven auf. Auch hier dauert die Transitionszeit t_t etwas länger als einer volle Verweilzeit x/v . Entsprechend des hohen Volumenstroms ist die Transitionszeit jedoch sehr kurz.

Die Parameter in Abb. 1-10 und Abb. 1-11 sind extrem gewählt, um die Prozesse möglichst deutlich zu machen. Eine Transitionszeit ist indessen auch bei weit weniger extremen

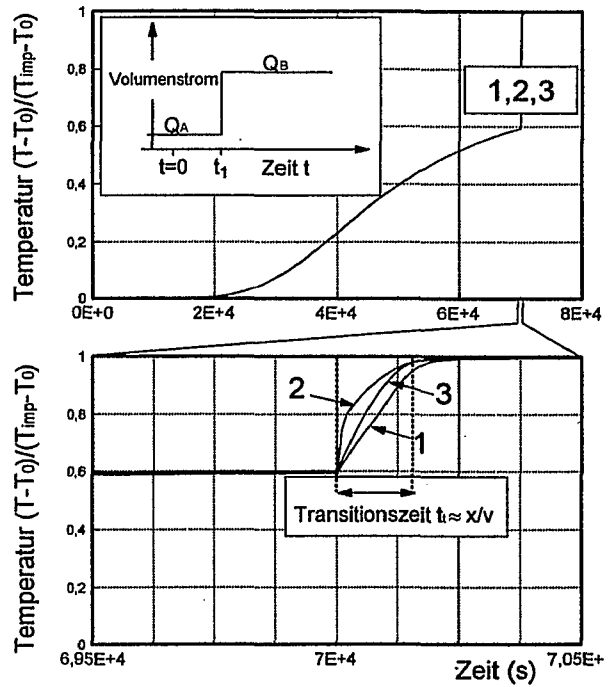


Abb. 1-11: Die Kluftparameter sind identisch mit jenen in Abb. 1-10. Lediglich die Stufen des Volumenstroms sind vertauscht. In dieser Abbildung wird Q zum Zeitpunkt t_1 erhöht. Die Unterschiede der Durchbruchkurven sind existent, aber geringer als bei der umgekehrten Abfolge der Volumenströme.

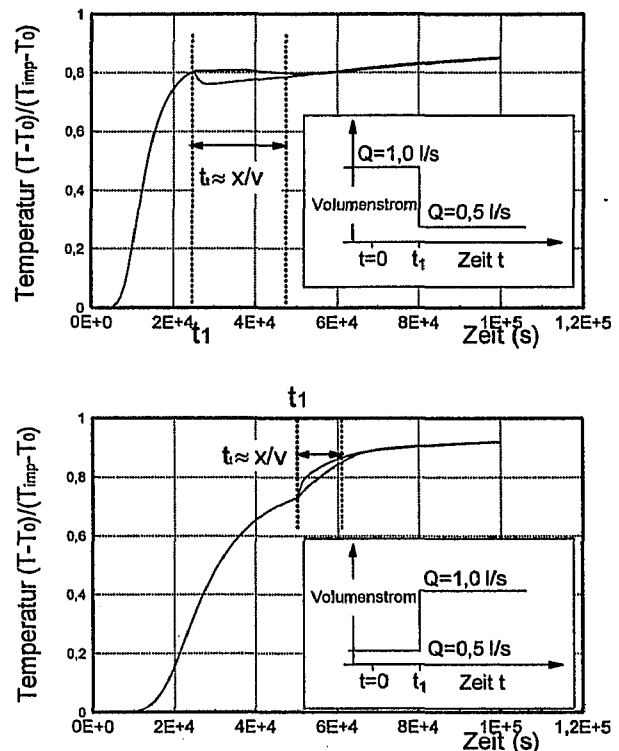


Abb. 1-12: In den Klüften aus Abb. 1-10 wurde der Volumenstrom lediglich um einen Faktor 2 geändert. Die Durchbruchkurven weisen immer noch deutliche Unterschiede auf.

Schwankungen des Volumenstroms deutlich feststellbar. In Abb. 1-12 wurde der Volumenstrom lediglich um den Faktor zwei geändert. Die Durchbruchkurven weisen immer noch erkennbare Unterschiede auf.

Variierende Schüttungsbeträge liefern also zusätzliche Information über die Beschaffenheit einer Kluft. Durch einen variierenden Volumenstrom läßt sich die räumliche Anordnung der Kluftparameter eindeutig bestimmen. Dies gilt selbstverständlich nicht nur für Wärme als Tracer, sondern für jeden beliebigen reaktiven Tracer. Der große Vorzug von Wärme liegt in der hohen thermischen Leitfähigkeit α des Gesteins gegenüber den Diffusionskoeffizienten beim Stofftransport.

Das Transportverhalten bei variierendem Volumenstrom könnte für die Durchführung von

Tracertests von Bedeutung sein. Die Wahl des Tracers muß auf den jeweiligen Versuch zugeschnitten werden. Durch die hohe thermische Leitfähigkeit erhält man sehr genaue Information über die Kluftbeschaffenheit. Gleichzeitig wird durch die hohe thermische Leitfähigkeit das Signal bereits nach einer vergleichsweise kurzen Fließstrecke stark reduziert. Wärme als Tracer ist daher insbesondere für kleinräumige Versuche und die Auswertung von massiven thermischen Impulsen auf einen Aquifer (z.B. durch einen Niederschlag) geeignet. Die NAGRA demonstrierte bereits die erfolgreiche Verwendung von Wärme als Tracer in kleinräumigen Versuchen, jedoch ohne den Einsatz variierender Volumenströme (NAGRA Technischer Bericht (NTB) 93-47).

1.3.3. Zuflüsse entlang der Kluft

In die bisher betrachteten Klüfte erfolgte der konvektive Impuls stets am Klufteingang.

Eine andere Möglichkeit ist die Tracerzugabe über die gesamte Länge einer Kluft, die an einem Ende geschlossen ist und am anderen offen (Abb. 1-13). Diese Überlegung steht im Zusammenhang mit der Infiltration von Niederschlagswasser entlang einer Kluft. Es gilt wiederum die Annahme, die Temperaturvermischung in der Kluft quer zur Fließrichtung sei vollkommen.

Wenn die Kluftöffnung entlang der Strömungsrichtung konstant ist (Abb. 1-13, Kluft 3), ändert sich die Temperatur entlang der Strömungsrichtung gleichmäßig. Die Temperatur ist zu einem bestimmten Zeitpunkt an jeder Stelle der Kluft - folglich auch am Kluftausgang - gleich (Liedl et al., in Vorb.). Der Temperaturverlauf entspricht dem in einem Batch-Reaktor. Die Temperaturentwicklung in einem Batch-Reaktor und einer gleichförmigen, gleichmäßig infiltrierten Kluft läßt sich mittels einer analytischen Lösung (Liedl et al., in Vorb.) berechnen:

Die Randbedingungen sind:

$$T_{fl} = T_{imp} \quad \text{für } t > 0;$$

$$\begin{aligned} T_{fl} &= T_{sol} & \text{für } z=0 \text{ (Rand der Batch-Zelle);} \\ T_{sol} &= T_0 & \text{für } z=\infty \end{aligned}$$

Die Anfangsbedingung ist:

$$T_{fl}, T_{sol} = 0.$$

Die Lösung unterscheidet drei Fälle, deren physikalische Bedeutung derzeit noch ungeklärt ist. Sie lautet mit:

$$\gamma = \frac{\lambda_{sol} A}{c_{fl} \rho_{fl} V} \quad (1-31)$$

und

$$z_{\pm} = -\frac{\gamma}{2\sqrt{\alpha}} \pm \sqrt{\frac{\gamma^2}{4\alpha} - \beta} \quad (1-32)$$

und

$$\frac{Q}{V} = \beta \quad (1-33)$$

Fall 1:

$$\text{für } \beta < \frac{\gamma^2}{4\alpha} \quad (1-34)$$

ist die Temperatur in der Zelle:

$$\frac{T_n(t)}{T_{imp}} = 1 + \frac{z_-}{z_+ - z_-} e^{z_+^2 t} \operatorname{erfc}(-z_+ \sqrt{t}) - \frac{z_+}{z_+ - z_-} e^{z_-^2 t} \operatorname{erfc}(-z_- \sqrt{t}) \quad (1-35)$$

Fall 2:

für $\beta = \frac{\gamma^2}{4\alpha}$ (1-36)

ist die Temperatur in der Zelle:

$$\frac{T_n(t)}{T_{imp}} = 1 + (2\beta t - 1) e^{\beta t} \operatorname{erfc}\sqrt{\beta t} - 2\sqrt{\frac{\beta t}{\pi}} \quad (1-37)$$

Fall 3:

für $\beta > \frac{\gamma^2}{4\alpha}$ (1-38)

mit

$$v = \sqrt{\beta - \frac{\gamma^2}{4\alpha}} \quad (1-39)$$

ist die Lösung für die Temperatur in der Zelle:

$$\frac{T_n(t)}{T_{imp}} = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{\frac{\gamma^2 t}{4\alpha}} \int_{\frac{\gamma}{\sqrt{4\alpha}} \sqrt{t}}^{\infty} e^{-p^2} \left[\cos\left(2v\sqrt{tp} - \frac{vyt}{\sqrt{\alpha}}\right) + \frac{\gamma}{2\sqrt{\alpha}v} \sin\left(2v\sqrt{tp} - \frac{vyt}{\sqrt{\alpha}}\right) \right] dp \quad (1-40)$$

p ist die Integrationsvariable über die Zeit t .

Wenn die thermischen Stoffkonstanten bekannt sind, können Volumen, Fläche und Impulstemperatur T_{imp} der Batch-Zelle aus der Ausgangstemperatur und dem Volumenstrom eindeutig bestimmt werden.

Wenn die Klufft dagegen nicht gleichförmig ist, ist die Temperaturänderung entlang der Klufft auch nicht gleichmäßig (Abb. 1-13). In Abb. 1-13 wird an drei (an jeweils einer Seite geschlossene) Klufften entlang der Strömungsrichtung ein Gesamtzustrom von jeweils 5 l/s angelegt. Im Gegensatz zu Klufft 3 ändert sich die Klufftöffnung der Kluffte 1 und 2 in Strö-

mungsrichtung. In den schmaleren Abschnitten steigt die Temperatur aufgrund des vergleichsweise geringen Volumens rascher an als in den breiteren Klufftabsechnitten. Dies macht sich auch in der Durchbruchkurve bemerkbar. Die Durchbruchkurven sind im untersten Diagramm in Abb. 1-13 mit durchgezogenen Linien dargestellt. In Klufft 1 liegt das größere Volumen am Klufftausgang. Daher steigt die Temperatur am Klufftausgang zunächst langsamer - entsprechend der Klufftöffnung δ_A - als bei Klufft 3 an. Nach 5000 s erreicht das Wasser, das auch den schmalen Abschnitt durchlaufen hat, den Klufftausgang. Nun wird die Kurve steiler und weicht von der gestrichelten Kurve ab. Die gestrichelte Kurve (δ_A') ist die Kurve einer Klufft mit δ_A über die ganze Länge.

Die Temperatur von Kurve 2 verhält sich entsprechend umgekehrt: Erst steigt die Temperatur sehr rasch, nach 500 s erreicht das Wasser aus dem hinteren breiten Abschnitt den Klufftausgang und die Temperaturkurve verflacht. Zum Zeitpunkt, zu dem die Temperaturkurve von der gestrichelten Kurve abweicht, bricht das Wasser aus dem zweiten (hinten liegenden) Abschnitt durch (Abb. 1-13). Die obere gestrichelte Linie (δ_B') ist die Durchbruchkurve einer Klufft mit der gleichförmigen Klufftöffnung δ_B . Aus diesem Zeitraum - von $t=0$ bis zur Abweichung der durchgezogenen Kurve von der gestrichelten - läßt sich das Volumen des ersten (am Austritt gelegenen) Abschnitts ablesen.

Der zweite Abschnitt der Temperaturkurve ist das Ergebnis einer Überlagerung der Transportprozesse beider Abschnitte. Wenn - aus der Analyse des ersten Kurvenabschnittes - die Parameter des ersten Klufftabchnittes bekannt sind, kann wiederum eindeutig auf die überlagernden Parameter geschlossen werden.

Wenn das Klufftvolumen der einzelnen Abschnitte durch die Knicke in der Temperaturkurve bestimmt werden kann, kann entsprechend Abb. 1-13 auch die Eingangstemperatur bestimmt werden; bzw. die Eingangstemperatur kann ein Kalibrierparameter sein.

Der einzige notwendigermaßen bekannte Parameter ist dann der Volumenstrom. Die Durchbruchkurven erlauben eine eindeutige Bestimmung der Klufftflächen und Klufftvolumina der jeweiligen Abschnitte (und folglich auch

der Kluftöffnungen) und der Eingangstemperatur, wenn nur der Volumenstrom und die Ausgangstemperatur bekannt sind. Im Gegensatz zu den Beispielen in Abschnitt 1.3.2. ist hierfür keine Änderung des Volumenstroms notwendig.

Die Kurven in Abb. 1-13 zeigen ebenfalls eine Transitionszeit. Am Ende der Transitionszeit gleichen sich die Kurven an die Durchbruchskurve der Kluft mit der konstanten Öffnungsweite an.

Variation des Eingangssignals

In einer Kluft, deren Zustrom entlang der Fließrichtung erfolgt, und deren Öffnung entlang der Fließrichtung konstant ist, entspricht der Temperaturverlauf dem Temperaturverlauf in einer Batch-Zelle (Kluft 3, Abb. 1-13, Abb. 1-14). Für die Bestimmung von Kluftfläche, Kluftvolumen und Eingangstemperatur muß nur der Volumenstrom bekannt sein.

Bei einer Kluft mit variierenden Öffnungsweiten können die Eingangstemperatur, Kluftparameter - Kluftflächen und Volumen - und deren räumliche Verteilung ermittelt werden.

Eine Änderung des Eingangssignals (Volumenstroms / Temperatur) kann also keine zusätzliche Information erbringen (Abb. 1-14). Vielmehr wiederholt eine Änderung des Eingangssignals die Information, die am Kluftausgang bereits nach dem ersten Eingangssignal erhältlich ist. Jede Änderung des Eingangssignals fächert die Kurven wie beim ersten Signal auf.

1.3.4. Zusammenfassung

Variierende Kluftöffnungen in Strömungsrichtung können durch Variation des Volumenstroms in der Tracer-Durchbruchskurve sichtbar gemacht und quantifiziert werden. Dies gilt sowohl für die erste beschriebene Anordnung eines Tracertests durch eine Einzelkluft als auch für eine Kluft mit seitlich zutretendem Wasser.

In der zweiten Anordnung, eine Kluft mit seitlichem Zustrom, ändert sich die Temperatur in einer Kluft mit konstanter Öffnungsweite wie in einem Batch-Reaktor. Die Temperatur ist zu

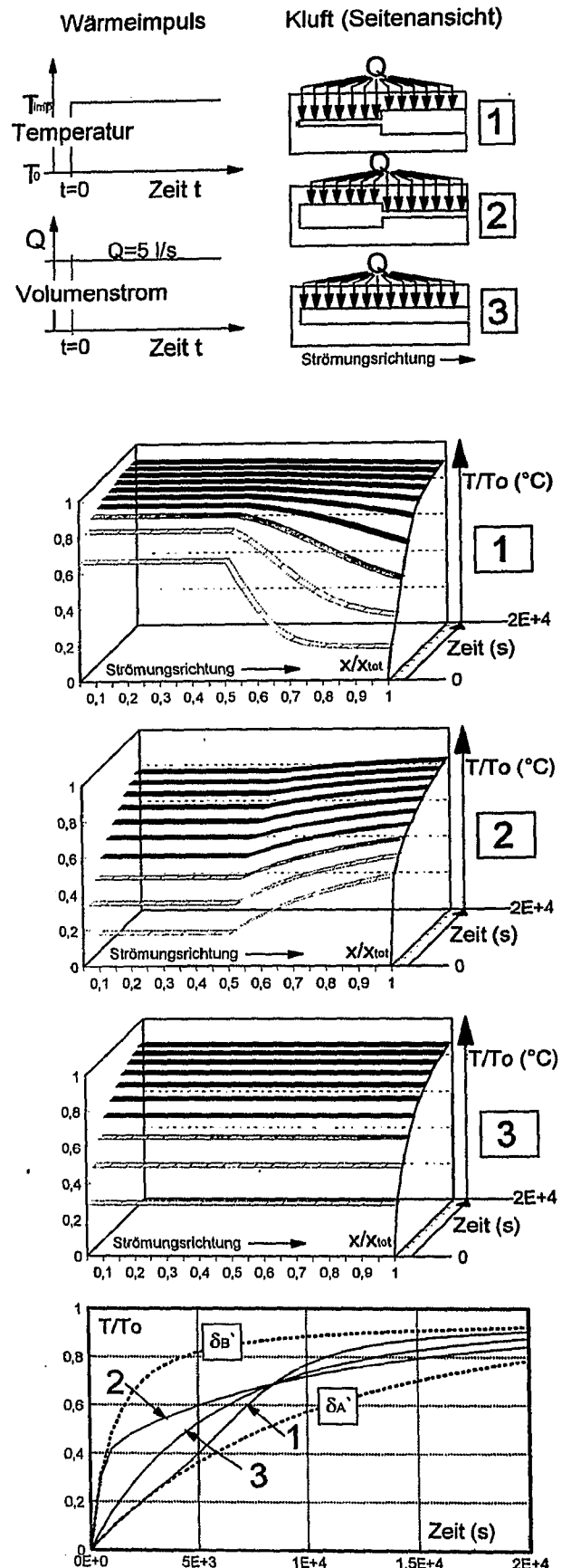


Abb. 1-13: Wenn der seitliche Zufluß vollständig gleichmäßig und die Kluft gleichförmig ist, entspricht die Kluft einem Batch-Reaktor (Kluft 3). Ungleichförmigkeiten in der Kluftgeometrie (Klüfte 1 und 2) führen zu einer ungleichmäßigen Temperaturänderung (s. Text).

jedem Zeitpunkt über die Kluftlänge konstant. Wenn die Kluftöffnung in Fließrichtung variiert, ändert sich die Temperatur entlang der Kluft in unterschiedlichem Maße. Für diesen Fall wurde gezeigt, daß aus der Durchbruchkurve eindeutig auf Volumen, Kluftweite, deren räumliche Verteilung und auf die Eingangstemperatur geschlossen werden kann, selbst ohne den Volumenstrom über die Zeit zu ändern. Die einzige Größe, die bekannt sein muß, ist der Volumenstrom.

Diese Beobachtungen können sowohl für die Traceranalyse in Einzelklüften als auch für die Analyse von Quelltemperaturen in einem natürlichen Aquifer genutzt werden.

In den folgenden Kapiteln soll versucht werden, aufgrund der in Kapitel 1 beschriebenen Beobachtungen, Information über Kluftparameter in einem natürlichen Aquifer (Kluftfläche, Kluftvolumen, Kluftöffnung) und deren Verteilung im Raum zu erlangen.

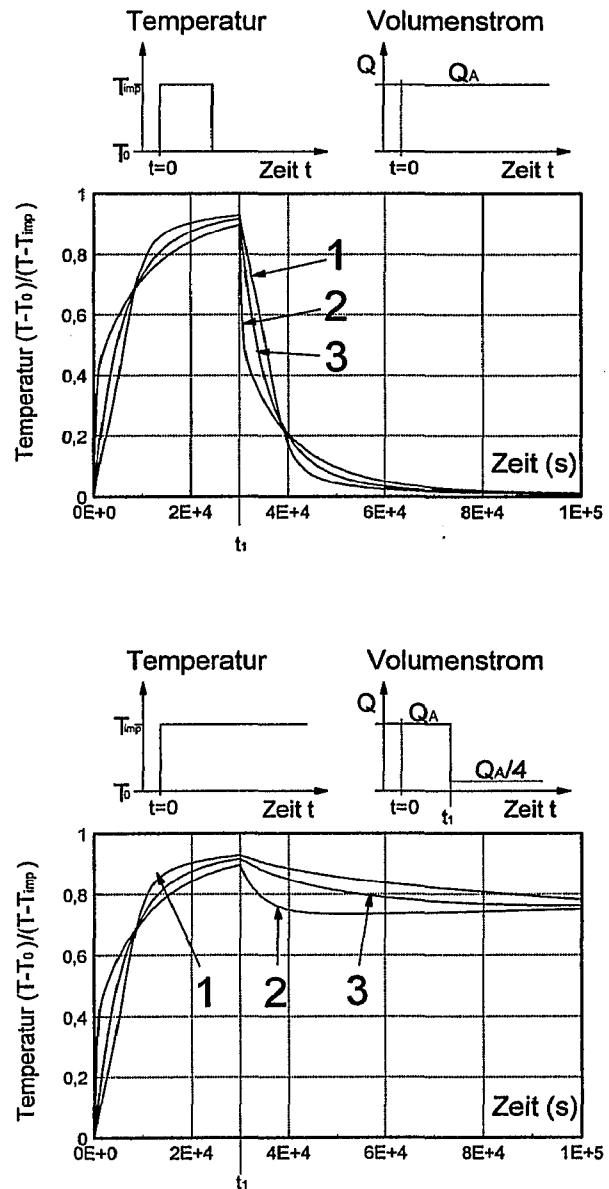


Abb. 1-14: Seitlich eingeströmte Klüfte: Die Änderung des Eingangsimpulses ergibt keine zusätzliche Information, sondern wiederholt die Information, die bereits aus dem ersten Impuls zu erhalten ist.

2. TRANSPORT IN EINEM MEHRKLUFTSYSTEM - ÄQUIVALENTER TRANSPORT IN EINER EINZELKLUF

2.1. Einleitung

In der Einleitung der Arbeit wurde angesprochen, daß sich in Kluftaquiferen ein großer Teil der Strömungs- und Transportprozesse in den Klüften vollzieht.

Folglich ist der Grad der Gefährdung in einem Kluftaquifer eine Funktion der Kluftparameter aller im Aquifer befindlichen Klüfte sowie der daraus resultierenden Strömungsgeschwindigkeit und Verweildauer.

Umfassende Information über die Kluftparameter kann i.a. nicht direkt (durch Bohrungen) erhoben werden.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode vorgestellt, die es erlaubt, statistische Daten des natürlichen Kluftnetzes (Kluftvolumenanteil am gesamten Aquifervolumen, Gesamtkluftfläche, mittlere Kluftöffnung) zu gewinnen und in Simulationsrechnungen zu verwenden.

Die Daten werden durch Kalibrierung eines numerischen Transportmodells berechnet. Das numerische Modell besteht aus nur *einer Äquivalentkluft*. Diesem Transportberechnungsverfahren liegt zugrunde, daß unter bestimmten Annahmen bezüglich der Vernetzung der Klüfte, der Transport durch ein Mehrkluftsystem (bei gleichem Gesamt-Volumenstrom) näherungsweise die gleiche Durchbruchskurve

hervorrufen wie eine einzelne „Äquivalentkluft“. Folglich kann ein Tracereintrag in ein Kluftnetz wie ein Tracerversuch in einer einzelnen Äquivalentkluft ausgewertet werden.

Die Äquivalentkluft hat stets die Summe aller Kluftflächen und die Summe aller Kluftvolumina (und damit die durchschnittliche Kluftöffnung) des Mehrkluftsystems. Diese Parameter können während eines Tracerdurchbruches an der Durchbruchskurve am Ausgang des Mehrkluftsystems kalibriert werden.

Im vorliegenden Kapitel wird das Konzept der Äquivalentkluft vorgestellt. Im Abschnitt Äquivalenzanalyse (2.3.) wird untersucht, inwieweit die Durchbruchskurven eines natürlichen Systems mit (in sich) unterschiedlichen Klüften und Strömungsgeschwindigkeiten mit der Durchbruchskurve einer Äquivalentkluft übereinstimmt.

In den Kapiteln 4 bis 6 wird die Kalibrierung der Äquivalentkluft eines Karstaquifers durchgeführt. Die Tracereinträge erfolgen durch den natürlichen Wärmeimpuls während Niederschlagsereignissen; die Kalibrierung der Äquivalentkluft wird am Temperaturverlauf in der Quelle vorgenommen.

2.2. Die Parameter der Äquivalentklufte

Konstanter Volumenstrom

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Begriff Äquivalentklufte eines Mehrklufteystems folgendermaßen verwendet: Die Äquivalentklufte ist jene Einzelklufte, deren Durchbruchskurve während eines Tracerdurchbruches (bei gleichem Eingangssignal) am besten mit der Durchbruchskurve des Mehrklufteystems übereinstimmt.

In Abb. 2-1 ist ein Mehrklufteystem (im folgenden reales System, RS genannt), bestehend aus zwei identischen Klüften dargestellt. In den folgenden Abschnitten wird zunächst angenommen, daß die Klüfte des realen Systems so weit voneinander entfernt liegen, daß gegenseitige thermische Beeinflussung keine Rolle spielt. Unter dem realen System ist in Abb. 2-1 eine einzelne, die Äquivalentklufte (EK) dargestellt. Alle Klüfte, sowohl im realen System als auch in der Äquivalentklufte, haben die gleiche Breite B (in y -Richtung) und dieselbe Klufteöffnung δ .

Für den Vergleich des Transportes durch das reale System und die Äquivalentklufte wird folgendes Szenario angenommen: Beide Systeme, das reale System und die Äquivalentklufte werden vom gleichen Gesamt-Volumenstrom durchströmt (Abb. 2-1). Beide Systeme haben im Gestein und in der Klufte zu Beginn die Temperatur T_0 .

Zum Zeitpunkt $t=t_0$ ändert sich die Temperatur an den Klufteingängen (sowohl der Äquivalentklufte als auch des realen Systems) von T_0 nach T_{imp} . Zum Zeitpunkt $t=t_0+x/v$ ändert sich die Temperatur an den jeweiligen Klufteausgängen (gleichzeitig, weil $x/v = 2x / 2v$). Wenn die Fließgeschwindigkeit konstant ist, und die hydrodynamische Dispersion vernachlässigt wird, beträgt die Temperaturänderung ΔT an den jeweiligen Klufteausgängen für $t \geq t_0+x/v$ (Carslaw und Jaeger, 1959; vgl. Gl. 1-12):

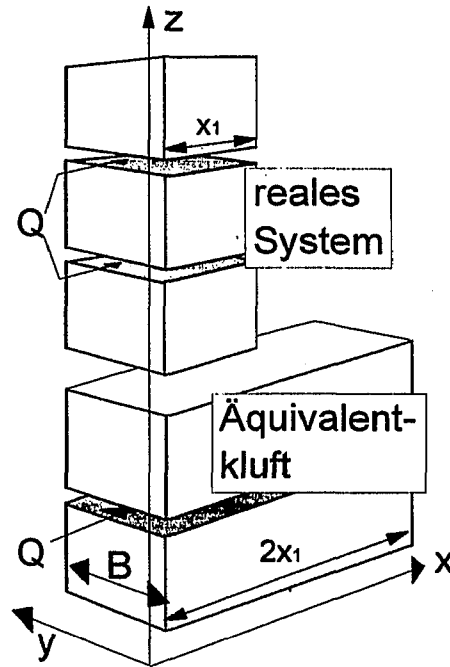


Abb. 2-1: Die zwei Klüfte des realen Systems (1) mit den Längen x weisen (bei gleichem gesamten Volumenstrom) dieselbe Durchbruchskurve auf wie eine Äquivalentklufte (2) mit der doppelten Länge $2x$.

$$\Delta T = (T_{imp} - T_0) \operatorname{erfc} \left(\frac{b_i \sqrt{\alpha} \frac{x/v}{\delta}}{\sqrt{t - t_0 - x/v}} \right) \tag{2-1}$$

Als Resultat der Temperaturänderung um ΔT ändert sich nach dem ersten Durchbruch der Wärmestrom an den Klufteausgängen. Die Differenz des Wärmestroms $\Delta \Phi$ gegenüber dem Ausgangswert Φ_0 (vor dem Durchbruch) ist:

$$\Delta \Phi = Q \rho_n c_n \Delta T \tag{2-2}$$

ΔT ist die Temperaturdifferenz bezogen auf den Ausgangswert T_0 , Q der Volumenstrom, c_n und ρ_n sind Wärmekapazität und Dichte des Wassers.

Die Differenz des Wärmestroms $\Delta \Phi$ zur Zeit t (bezogen auf den Ausgangswert Φ_0) folgt aus den Gleichungen (2-1) und (2-2) und ist:

$$\Delta\Phi = c_w \rho_f Q \left[(T_{Imp} - T_0) \operatorname{erfc} \left(\frac{b_i}{\delta} \frac{\sqrt{\alpha} \frac{x}{v}}{\sqrt{t - t_0 - \frac{x}{v}}} \right) \right] \quad (2-3)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit v ist proportional zur Klufflänge x . Mit anderen Worten, der Gesamt-Wärmestrom am Ende zweier Klüfte mit der jeweiligen Fließgeschwindigkeit v ist gleich dem Wärmestrom einer Kluff mit der doppelten Länge und der doppelten Fließgeschwindigkeit (Abb. 2-1). Daher haben Äquivalentkluff und reales System identische Durchbruchkurven. Es gilt:

$$\Delta\Phi_{EK} = \Delta\Phi_{RS} = \Delta\Phi_{RS, Kluff 1} + \Delta\Phi_{RS, Kluff 2} \quad (2-4)$$

dabei ist:

$$\Delta\Phi_{RS, Kluff 1} = \Delta\Phi_{RS, Kluff 2} \quad (2-5)$$

Anhand von Gl. (1-29) lassen sich die Parameter allgemeiner formulieren: Nach Gl. (1-29) und Gl. (2-2) ist der Wärmestrom der Äquivalentkluff Φ_E

$$\Delta\Phi_E = c_w \rho_f Q (T_{Imp} - T_0) \operatorname{erfc} \left(b_i \frac{\sqrt{\alpha} A/Q}{2\sqrt{t - t_0 - \frac{V}{Q}}} \right) \quad (2-6)$$

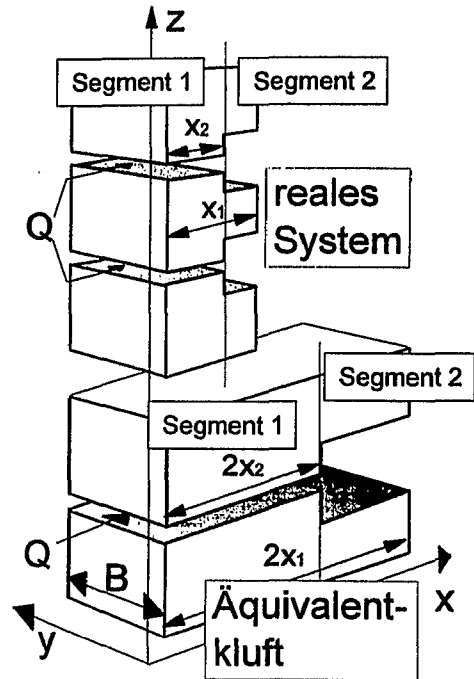


Abb. 2-3: Reales System und Äquivalentkluff können aus mehreren Segmenten bestehen. Die Segmente der Äquivalentkluff haben (bei gleicher Breite B) die Gesamtlänge der Klüfte im entsprechenden Segment des realen Systems.

bzw. für eine beliebige Zahl n von Klüften:

$$\Delta\Phi_E = c_w \rho_f \sum_1^n \left[\frac{1}{n} Q (T_{Imp} - T_0) \operatorname{erfc} \left(b_i \frac{\sqrt{\alpha} \frac{1}{n} A / \frac{1}{n} Q}{2\sqrt{t - t_0 - \frac{1}{n} V / \frac{1}{n} Q}} \right) \right] \quad (2-7)$$

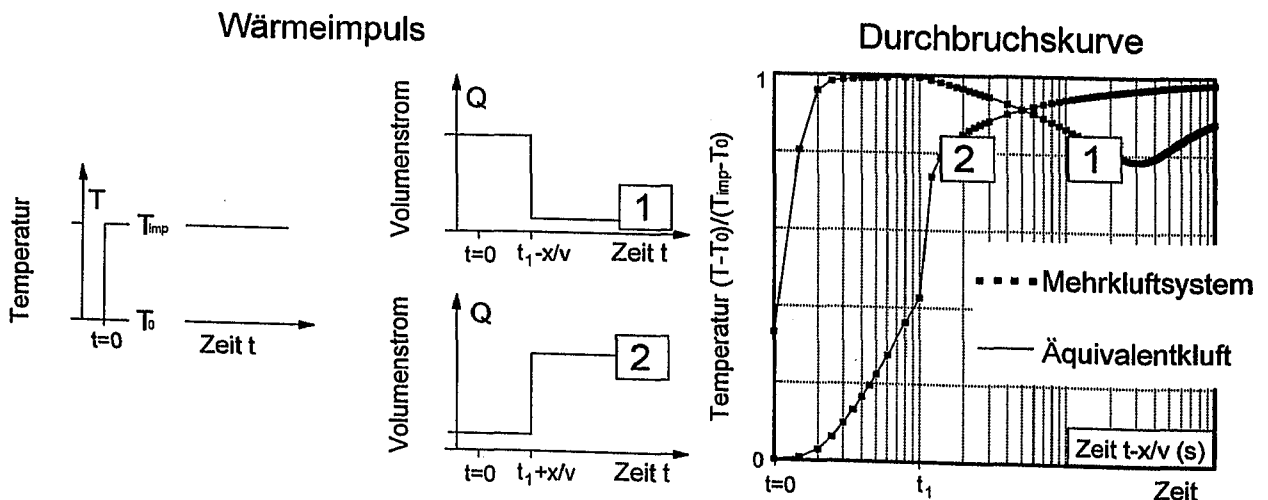


Abb. 2-2: Numerisch gerechnete Durchbruchkurven von Mehrkluffsystem und Äquivalentkluff unter variierendem Volumenstrom.

Die Gleichung besagt:

Ein Mehrklufsystem aus n Klüften mit einem Volumenstrom von jeweils $1/n Q$, einer Kluffläche von jeweils $1/n A$ und einem Volumen von jeweils $1/n V$ hat die gleiche Durchbruchskurve des Wärmestromes wie eine einzige Kluff mit dem Volumenstrom Q , der Kluffläche A und dem Kluffvolumen V .

Konstanter Volumenstrom, Klüfte mit mehreren Segmenten

Die Äquivalentkluff kann aus mehreren Segmenten bestehen (Abb. 2-3). Das Volumen der Äquivalentkluff in einem Segment ist die Summe aller Kluffvolumina innerhalb des entsprechenden Segmentes des realen Systems. Die Kluffläche eines Segmentes der Äquivalentkluff ist die Summe aller Klufflächen innerhalb des entsprechenden Segmentes des realen Systems (Abb. 2-3).

Weil das Ausgangssignal der zwei Klüfte in Abb. 2-1 mit dem Ausgangssignal der Äquivalentkluff übereinstimmt, haben das zweite Segment von realem System und Äquivalentkluff in Abb. 2-3 jeweils das gleiche Eingangssignal und folglich auch das gleiche Ausgangssignal. Daher können Mehrklufsystem und Äquivalentkluff aus einer beliebigen Zahl von Segmenten bestehen.

Variierender Volumenstrom

Ob die Durchbruchskurve am Ende der Äquivalentkluff in Abb. 2-1 mit der Durchbruchskurve der Klüfte im Mehrklufsystem auch dann übereinstimmt, wenn der Volumenstrom zeitlich variiert, geht nicht aus der analytischen Lösung hervor, kann jedoch anhand numerisch gerechneter Beispiele überprüft werden. In Abb. 2-2 sind einige numerisch gerechnete Durchbruchskurven eines Mehrklufsystems und der entsprechenden Äquivalentkluff dargestellt. Die Durchbruchskurven von Mehrklufsystem und Äquivalentkluff sind auch bei variierendem Volumenstrom identisch.

Da die Ausgangssignale von Äquivalentkluff und Mehrklufsystem in Abb. 2-1 identisch sind, ist das Eingangssignal in ein zweites Segment (in Abb. 2-3) von Mehrklufsystem und Äquivalentkluff ebenfalls identisch. Infolgedessen ist die Durchbruchskurve der am Ende der „segmentierten“ Äquivalentkluff in Abb. 2-3 identisch mit der Durchbruchskurve des segmentierten Mehrklufsystems.

Dies gilt für jede beliebige Funktion des Volumenstroms. Denn jede Funktion läßt sich als Überlagerung einfacher Treppenfunktionen darstellen.

2.3. Äquivalenzanalyse

Im obigen Abschnitt wurde das Konzept der Äquivalentkluff eingeführt. Der Transport durch mehrere identische, nebeneinander angeordnete Klüfte bzw. deren Durchbruchskurve kann mittels einer Äquivalentkluff berechnet werden. Die Kluffläche der Äquivalentkluff hat die Größe aller zusammengenommenen Klufflächen im realen Mehrklufsystem; das Äquivalent-Kluffvolumen hat die Größe aller zusammengenommenen Kluffvolumina des realen Mehrklufsystems. Folglich beträgt die

Klufföffnung der Äquivalentkluff das arithmetische Mittel aller Klufföffnungen im realen System.

Ein natürlicher Aquifer besteht jedoch *nicht* aus einer Zahl identischer, nebeneinander angeordneter Klüfte, sondern meist aus einem Kluffnetzwerk. Das Kluffnetzwerk setzt sich aus Klüften unterschiedlicher Länge und Klufföffnung zusammen (Abb. 2-4). Zusätzlich kann der Aquifer in Segmente gegliedert sein,

deren Kluftparameter (mittlere Kluftöffnung, Kluft-Volumenanteil am gesamten Aquifervolumen) sich unterscheiden.

Ungleich beschaffene Fließwege (unterschiedliche Kluftöffnungen, Kluftlängen) haben unterschiedliche Durchbruchskurven. Dadurch zeigt die Durchbruchskurve des realen Systems eine Art hydromechanischer Makrodispersion (Schwartz et al., 1983), die in der Äquivalentkluft nicht auftritt. Im folgenden wird diese hydromechanische Makrodispersion als *differenzielle Advektion* bezeichnet. Durch die differenzielle Advektion weicht die Durchbruchskurve des realen Systems von der Durchbruchskurve der Äquivalentkluft ab. Die differenzielle Advektion im realen System ist eine Funktion der Streubreite der Kluftparameter (Kluftöffnung und -länge) und der Anzahl der Kluftverknüpfungen im Kluftnetz. Je geringer die Anzahl der Kluftkreuzungen, desto stärker ist die differenzielle Advektion. Kluftverknüpfungen haben einen Mittelungseffekt (Schwartz et al., 1983).

Im Rahmen der Äquivalenzanalyse soll erörtert werden, inwieweit die oben definierte Äquivalentkluft - die keine differenzielle Advektion berücksichtigt - ein adäquates Mittel ist, um ein natürliches System mit variierenden Kluftlängen und Kluftöffnungen zu simulieren. Hierfür werden Durchbruchskurven von realen Systemen mit den Durchbruchskurven der jeweiligen Äquivalentkluft verglichen. Das reale System in den folgenden Beispielen besteht aus zwei Klüften, welche unterschiedliche Längen oder

Segmente (in Form konzentrischer Streifen) mit unterschiedlichen Kluftparametern

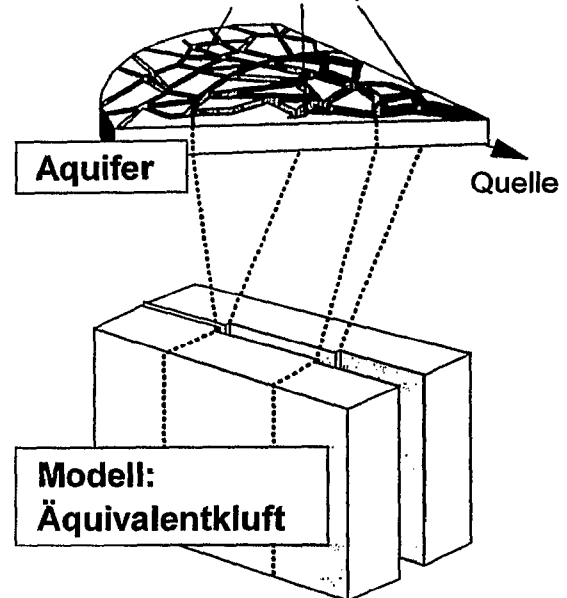


Abb. 2-4: Ein Segment in der Äquivalentkluft steht für ein Segment im natürlichen Kluftaquifer. Ein Segment im natürlichen Aquifer beinhaltet Klüfte unterschiedlicher Kluftparameter (Kluftlänge und Kluftöffnung), die miteinander vernetzt sein können.

unterschiedliche Kluftöffnungen aufweisen. (vgl. Abb. 2-5).

In den folgenden Abschnitten wird zunächst der Transport durch ein reales System mit *unterschiedlich langen* Klüften betrachtet. Danach wird die Auswirkung von Klüften *unterschiedlicher Kluftöffnung* innerhalb des realen Systems auf die Durchbruchskurve dargestellt. Im letzten Abschnitt wird die Auswirkung der Kluftvernetzung innerhalb des realen Systems auf den Transport diskutiert.

2.3.1. Äquivalente Kluftlänge

Ein Segment des realen Systems (Abb. 2-3) hatte bisher nur Klüfte gleicher Länge. Im natürlichen Kluftaquifer hingegen können die Fließwege (bzw. Kluftstrecken) innerhalb eines Segments unterschiedlich tortuos bzw. unterschiedlich lang sein (Abb. 2-4). Unter der Annahme, daß die Potentialdifferenz vom Eingang bis zum Ausgang des Segments auf der gesamten Breite des Segmentes gleich ist, ändert sich

mit der Tortuosität bzw. Länge von Fließstrecken im realen System auch der hydraulische Gradient und die Fließgeschwindigkeit innerhalb der Klüfte.

Für die Berechnung der Fließgeschwindigkeit wird in den folgenden Abschnitten das „cubic law“, das Fließgesetz für laminares Fließen, verwendet. Dies stellt zwar eine Inkonsistenz

dar, weil den übrigen Berechnungen stets turbulentes Fließen zugrundeliegt. Doch die Verwendung des cubic law führt zu einer höheren differentiellen Advektion als die Verwendung turbulenter Fließgesetze. Die Verwendung des cubic law ist damit eine „worst-case“ Annahme.

Das cubic law lautet (Romm, 1966):

$$v = \frac{\rho_{fl} g \delta^2 \Delta h}{12\mu x} \quad (2-8)$$

bzw.

$$Q = \frac{\rho_{fl} g \delta^2}{12\mu_{fl}} (\delta B) \frac{\Delta h}{x} \quad (2-9)$$

g ist die Erdbeschleunigung und B die Breite der Kluft.

Bei gleicher Öffnungsweite δ hat das Kluftwasser in einer längeren Kluft eine längere Verweilzeit. Zusätzlich wird die Verweilzeit durch den geringeren Gradienten, bzw. die geringere Strömungsgeschwindigkeit erhöht.

Daraus folgt, daß die Durchbruchkurven in den beiden Klüften des realen Systems eine deutliche differentielle Advektion aufweisen können.

Folglich unterscheiden sich die Durchbruchkurven von realem System und Äquivalentkluft. Die Durchbruchkurve der Äquivalentkluft kann in diesem Fall nur eine Näherung der Durchbruchkurve des realen Systems sein. Es soll überprüft werden, ob die Äquivalentkluft mit der Summe aller Kluftlängen (bzw. Summe aller Volumina und Summe aller Kluftflächen) des realen Systems die beste Näherung darstellt.

Es seien also der Gesamtvolumenstrom, die Gesamt-Kluftlänge, die Kluftbreite und die Kluftöffnung im realen System und in der Äquivalentkluft gleich (Abb. 2-5). Die Äquivalentkluft hat die Länge

$$x_E = x_{RSK1} + x_{RSK2} \quad (2-10)$$

RSK1 und RSK2 sind die Klüfte des realen Systems. Der Volumenstrom der Äquivalent-

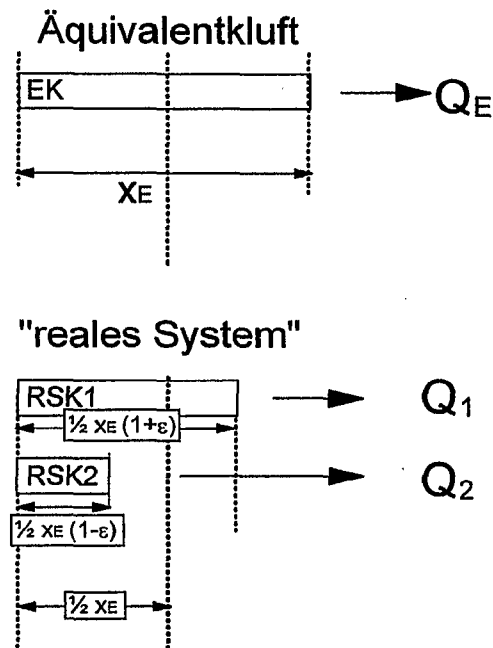


Abb. 2-5: In realen Systemen können die Kluftlängen innerhalb eines Segments variieren. Dadurch haben die Klüfte des realen Systems RSK1 und RSK2 unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten (vgl. Text).

kluft und der Gesamt-Volumenstrom des realen Systems ist Q_E .

Durchbruchkurve der Äquivalentkluft

Der Wärmestrom am Ende der Äquivalentkluft beträgt:

Für $t \leq t_0 + x_E/v_E$:

$$\Phi_E = \rho_{fl} c_{fl} Q_E T_0 \quad (2-11)$$

Für $t > t_0 + x_E/v_E$ (vgl. Gl. (2-3):

$$\Phi_E = \rho_{fl} c_{fl} Q_E T = \rho_{fl} c_{fl} Q_E \left[T_0 + (T_{imp} - T_0) \operatorname{erfc} \left(\frac{b_i \sqrt{\alpha} x_E / v_E}{\delta \sqrt{t - t_0 - x_E / v_E}} \right) \right] \quad (2-12)$$

Für kleine Argumente innerhalb der Fehlerfunktion gilt näherungsweise (Gautschi, 1965):

$$\operatorname{erfc}(x) \approx 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}(x) \quad (2-13)$$

Entsprechend kann Gl. (2-12) für große Zeiten t , folgendermaßen umgeschrieben werden:

$$\Phi_E = \rho_n c_n Q_E T \approx \rho_n c_n Q_E \left[T_0 + (T_{\text{imp}} - T_0) \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{b_i \sqrt{\alpha} x_E / v_E}{\delta \sqrt{t - t_0 - x_E / v_E}} \right) \right] \quad (2-14)$$

Für große Zeiten t kann der Term x_E/v_E in der Wurzel unter dem Bruchstrich gegenüber t vernachlässigt werden. Durch ausmultiplizieren der Summe von Gl. (2-14) und Vernachlässigung von x_E/v_E gegenüber t , lautet die Näherung für den Wärmestrom am Ende der Äquivalentkluft für große Zeiten t :

$$\Phi_E \approx \rho_n c_n Q_E \Delta T = \rho_n c_n Q_E \left[T_{\text{imp}} - (T_{\text{imp}} - T_0) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{b_i \sqrt{\alpha} x_E / v_E}{\delta \sqrt{t - t_0}} \right] \quad (2-15)$$

Durchbruchskurve des realen Systems

Der Volumenstrom des *realen Systems* verteilt sich auf zwei Klüfte. Die beiden Klüfte sind unterschiedlich lang, in der Summe jedoch gleich lang wie die Äquivalentkluft (Gl. (2-10)). Sie weichen jeweils um einen Faktor $(1+\varepsilon)$ bzw. $(1-\varepsilon)$ von $(x_E/2)$ ab (Abb. 2-5).

Die Längen der zwei „realen“ Klüfte RSK1 und RSK2 (Abb. 2-5) sind:

$$x_{\text{RSK1}} = \frac{1}{2}(1+\varepsilon) x_E \quad (2-16)$$

und

$$x_{\text{RSK2}} = \frac{1}{2}(1-\varepsilon) x_E \quad (2-17)$$

Der Volumenstrom ist nach Gl. (2-9) proportional zur Fließstrecke x . Mit

$$Q_E = Q_{\text{RSK1}} + Q_{\text{RSK2}} \quad (2-18)$$

ist:

$$Q_{\text{RSK1}} = \frac{1}{2}(1-\varepsilon) Q_E \quad (2-19)$$

und

$$Q_{\text{RSK2}} = \frac{1}{2}(1+\varepsilon) Q_E \quad (2-20)$$

Entsprechend wird die Geschwindigkeit:

$$v_{\text{RSK1}} = \frac{1}{2}(1-\varepsilon) v_E \quad (2-21)$$

und

$$v_{\text{RSK2}} = \frac{1}{2}(1+\varepsilon) v_E \quad (2-22)$$

Aus dem Wärmestrom der Äquivalentkluft (Gl. (2-12)) und den darin eingesetzten Gleichungen (2-16), (2-19) und (2-21) ergibt sich der Wärmestrom am Ende der längeren Klufte (RSK1) für $t > t_0 + x_{\text{RSK1}}/v_{\text{RSK1}}$:

$$\Phi_{\text{RSK1}} = \frac{1}{2}(1-\varepsilon) Q_E \rho_n c_n \left[T_0 + (T_{\text{imp}} - T_0) \operatorname{erfc} \left(\frac{b_i \sqrt{\alpha} \frac{x_E(1+\varepsilon)}{v_E(1-\varepsilon)}}{\delta \sqrt{t - t_0 - \frac{x_E(1+\varepsilon)}{v_E(1-\varepsilon)}}} \right) \right] \quad (2-23)$$

Einsetzen der Gleichungen (2-17), (2-20) und (2-22) in Gl. (2-12), ergibt den Wärmestrom am Ausgang der kürzeren Klufte (RSK2) für $t > t_0 + x_{\text{RSK2}}/v_{\text{RSK2}}$:

$$\Phi_{RSK2} = \frac{1}{2}(1+\varepsilon) Q_E \rho_n c [T_0 + (T_{imp} - T_0) \operatorname{erfc} \left(\frac{b_i \sqrt{\alpha}}{\delta} \frac{x_E (1-\varepsilon) / v_E (1+\varepsilon)}{\sqrt{t-t_0 - x_E (1-\varepsilon) / v_E (1+\varepsilon)}} \right)] \quad (2-24)$$

In Abb. 2-6 ist die Durchbruchskurve des Wärmestroms der Äquivalentkluft dargestellt (Parameter von Äquivalentkluft und realem System s. Bildunterschrift). Daneben erscheinen die Durchbrüche der beiden unterschiedlich langen Einzelklüfte des realen Systems und die Summe beider Wärmeströme, also der Gesamtwärmestrom des realen Systems. Auf der y-Achse ist der Wärmestrom Φ auf den Wärmestrom Φ_{imp} am Eingang von Äquivalentkluft und realem System normiert, mit:

$$\Phi_{imp} = Q_E \rho_n c_n T_{imp} \quad (2-25)$$

(vgl. Gl. (2-2)). Die Durchbruchkurven der beiden ungleichen Klüfte sind zeitlich stark gegeneinander versetzt. Die kürzere Klüft hat eine entsprechend geringere Fließstrecke und zusätzlich aufgrund des höheren hydraulischen Gradienten eine höhere Fließgeschwindigkeit. Dadurch ist die Verweilzeit in der kürzeren Klüft wesentlich geringer. Aufgrund der geringeren Kontaktfläche mit dem Gestein - und der

entsprechend geringeren thermischen Wechselwirkung mit dem Gestein - hat die Durchbruchkurve der kürzeren Klüft zusätzlich einen steileren Anstieg als die längere Klüft.

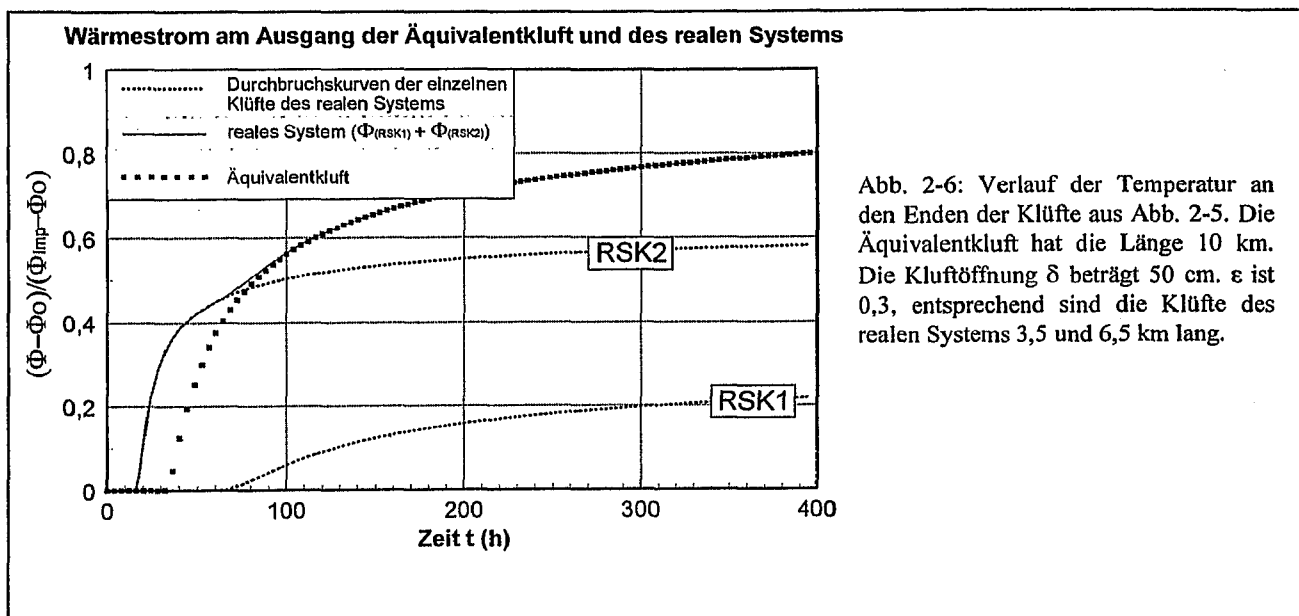
Doch die Durchbruchkurven von realem System und Äquivalentkluft stimmen, nach einer deutlichen Differenz zu kleinen Zeiten, während großer Zeiten sehr gut überein, wie aus dem Diagramm (Abb. 2-6) und aus den analytischen Lösungen ersehen werden kann: Aus den Gleichungen (2-23) und (2-24) geht hervor, daß für große Zeiten der Term

$$\frac{x_E (1 \pm \varepsilon)}{v_E (1 \mp \varepsilon)} \quad (2-26)$$

unter der Wurzel gegenüber $t-t_0$ vernachlässigt werden kann. Gleichzeitig wird das gesamte Argument in der Fehlerfunktion sehr klein. Für kleine Argumente ist die Fehlerfunktion annähernd linear und kann als Näherung so umgeschrieben werden, daß für den Wärmestrom von RSK1 gilt (Gautschi, 1965):

$$\Phi_{RSK1} \approx \frac{1}{2}(1-\varepsilon) \rho_n c_n Q_E [T_0 + (T_{imp} - T_0) \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{b_i \sqrt{\alpha}}{\delta} \frac{x_E (1+\varepsilon) / v_E (1-\varepsilon)}{\sqrt{t-t_0}} \right)] \quad (2-27)$$

Durch Ausmultiplizieren der Gleichung ergibt



sich:

$$\Phi_{RSK1} \approx \frac{1}{2} \rho_n c_n Q_E \left[(1-\varepsilon) T_{imp} - (1+\varepsilon) (T_{imp} - T_0) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{b_i \sqrt{\alpha}}{\delta} \frac{x_E/v_E}{\sqrt{t-t_0}} \right] \quad (2-28)$$

Entsprechend beträgt der Wärmestrom der Klufte RSK2 für große Zeiten:

$$\Phi_{RSK2} \approx \frac{1}{2} \rho_n c_n Q_E \left[(1+\varepsilon) T_{imp} - (1-\varepsilon) (T_{imp} - T_0) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{b_i \sqrt{\alpha}}{\delta} \frac{x_E/v_E}{\sqrt{t-t_0}} \right] \quad (2-29)$$

Die Summe der Wärmeströme der Klüfte RSK1 und RSK2 ergibt den Wärmestrom des realen Systems. Für große Zeiten gilt für den Wärmestrom die Summe der Näherungslösungen (Gleichungen (2-28) und (2-29)):

$$\Phi_{RS} = \Phi_{RSK1} + \Phi_{RSK2} \approx \rho_n c_n Q_E \left[T_0 - (T_{imp} - T_0) \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{b_i \sqrt{\alpha}}{\delta} \frac{x_E/v_E}{\sqrt{t-t_0}} \right) \right] \quad (2-30)$$

Die Gleichung ist identisch mit der Näherungslösung für den Wärmestrom der Äquivalentklufte (Gl.(2-15)). Damit stimmt der Wärmestrom des realen Systems und der Wärmestrom der Äquivalentklufte für große Zeiten überein. Entsprechend nähern sich in Abb. 2-6 die Kurven des realen Systems und der Äquivalentklufte für große Zeiten an. Die Approximation ist besser, je kleiner ε ist. Diese Näherung gilt für ein reales System mit zwei oder einer beliebigen Zahl von Klüften. Die entsprechende Äquivalentklufte hat die Summe aller Klufte-längen des realen Systems.

$$x_E = \sum n x_{(RS)} \quad (2-31)$$

Die Übereinstimmung der Durchbruchkurven von Äquivalentsystem und realem System ist nicht für alle Parametersätze gleich, sondern von der jeweiligen Parameterkombination abhängig.

Parameter, die die Übereinstimmung von realem System und Äquivalentklufte bestimmen

In den Diagrammen der Abb. 2-7, Abb. 2-8 und Abb. 2-9 sind die Kurven realer (Zweiklufte-) Systeme und der zugehörigen Äquivalentklufte normiert dargestellt. Auf der y-Achse ist der Wärmestrom wie in Abb. 2-6 normiert. Die Zeit auf der x-Achse ist ebenfalls normiert. Durch den Term

$$t - \left(\frac{x_E}{v_E} \right)$$

wird zunächst durch eine Verschiebung auf der Zeitachse erreicht, daß der Durchbruch der Äquivalentklufte auf der x-Achse immer bei 0 einsetzt. Dieser Term wird mit t_z normiert. Auf der x-Achse ist aufgetragen:

$$\frac{t - \left(\frac{x_E}{v_E} \right)}{t_z} \quad (2-32)$$

wobei:

$$t_z = b_i^2 \frac{\alpha \left(\frac{x_E}{v_E} \right)^2}{\delta_E^2} \quad (2-33)$$

Die Normierung auf t_z ist eine Normierung auf alle Parameter, die den Verlauf der Durchbruchkurve der Äquivalentklufte steuern. t_z entspricht daher dem Parametersatz innerhalb der Fehlerfunktion in Gl. (2-12). Dadurch ist die Durchbruchkurve der Äquivalentklufte in allen Diagrammen gleich und erlaubt eine Beurteilung der Abweichungen von realem System gegenüber der Äquivalentklufte. Die Zeit auf der x-Achse ist logarithmisch skaliert, um die Abweichungen zwischen den Durchbruchkurven von realem System und Äquivalentklufte auch zu kleinen Zeiten deutlich zu machen. Die Ab-

weichungen zwischen beiden Systemen sind zu kleinen Zeiten am größten, dadurch erscheinen die Abweichungen größer als in einer linearen Darstellung.

Die Durchbruchkurven unterschiedlicher realer Systeme stimmen in unterschiedlichem Maße mit jenen der Äquivalentkluft überein. Aus den Diagrammen (Abb. 2-7 bis Abb. 2-9) ist ersichtlich, daß die Übereinstimmung der Durchbruchkurven von zwei Faktoren bestimmt wird: Zum einen durch ϵ , dem Längenunterschied der Klüfte innerhalb des realen Systems. Je stärker die Längenunterschiede der Klüfte innerhalb des realen Systems sind, desto größer ist die differenzielle Advektion und desto stärker ist die Abweichung von der Durchbruchkurve der Äquivalentkluft. Wenn ϵ hoch ist, verfügt das reale System über eine sehr kurze und eine sehr lange Klucht. In der kurzen Klucht fließt (entsprechend dem hohen Gradienten) ein großer Teil des Wassers. Der erste Durchbruch geschieht vor dem ersten Durchbruch der Äquivalentkluft. Deshalb hat das reale System bei hohen ϵ -Werten bereits vor dem Durchbruch der Äquivalentkluft einen hohen Wärmestrom (Abb. 2-7).

Zum anderen wird die Übereinstimmung vom Gewicht des konduktiven Transport am Gesamt-Transport bestimmt. Wie groß der Anteil des konduktiven Transports am Gesamt-Transport ist, kann mit der charakteristischen Transport-Zahl ausgedrückt werden.

Die Charakteristische Transport-Zahl

Die Charakteristische Transport-Zahl ist folgendermaßen definiert:

$$CTZ = \frac{1}{b_1} \frac{\delta}{\sqrt{\frac{x}{v}} \alpha} \tag{2-34}$$

Äquivalentkluft und reales System: variierende Kluchtängen x

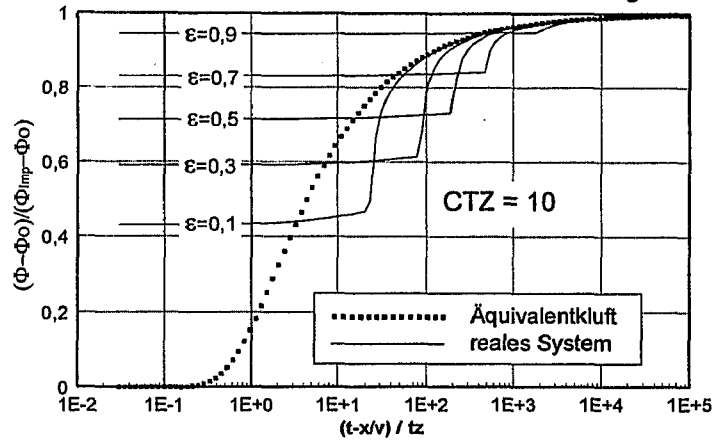


Abb. 2-7

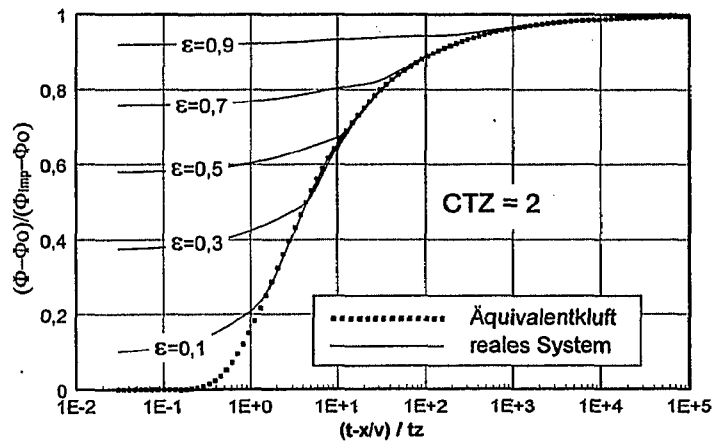


Abb. 2-8

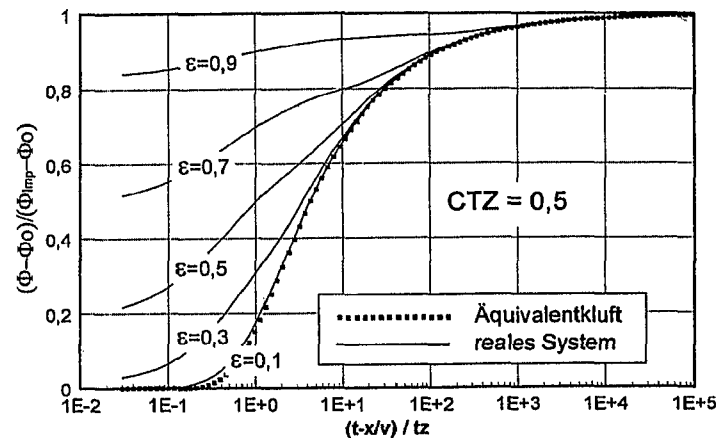


Abb. 2-9: Durchbruchkurve der Äquivalentkluft und einiger realer Systeme. Die Differenz des realen Systems gegenüber der Äquivalentkluft ist eine Funktion von ϵ und der CTZ (s. Text).

Die CTZ (2-34) ist ein vollständiger Parametersatz für die Transportberechnung der Äquivalentkluft anhand von Gl. (2-12). Sie umfaßt also alle Parameter innerhalb der Fehlerfunktion außer der Zeit t .

Die CTZ ist umgekehrt proportional zur Wurzel der thermischen Leitfähigkeit α . Die CTZ steigt also mit abnehmender Bedeutung des konduktiven Transports am gesamten Wärmetransport.

Wenn der Wärmetransport eine geringe konduktive Komponente hat (hohe CTZ, d.h. große Kluftöffnung δ , hohe Strömungsgeschwindigkeit v , geringe Kluftlänge x und geringe thermische Leitfähigkeit α), wird vergleichsweise wenig Wärme an den Feststoff abgegeben. Die Durchbruchkurven des realen Systems steigen steil an und die zeitlich versetzten Durchbrüche innerhalb des realen Systems sind deutlich zu erkennen (Abb. 2-7). Die Durchbruchkurven des realen Systems weichen in diesem Fall stark von der Äquivalentkluft ab.

Bei höherer konduktiver Komponente im Klufttransport (geringe CTZ, Abb. 2-8 und Abb. 2-9, d.h. große Kluftlängen, etc.) steigen die Durchbruchkurven flacher an und die Übereinstimmung der Kurven von realem System und Äquivalentkluft ist i.A. besser. Zwar rücken mit zunehmender Kluftlänge die Durchbruchkurven der unterschiedlichen Klüfte zeitlich weiter auseinander, andererseits bedeutet eine große Kluftlänge auch einen höheren konduktiven Wärme fluß und entsprechend eine starke Dispersion der Durchbruchkurve.

Im Hinblick auf die vorliegende Betrachtung hat die CTZ vor allem folgende Bedeutung: Wenn die CTZ hoch ist, ist die Übereinstimmung von realem System und Äquivalentkluft gering. Je kleiner der Wert der CTZ (lange Verweilzeit, geringe Kluftöffnung), desto besser die Übereinstimmung der Durchbruchkurven von realem System und Äquivalentkluft.

Größenordnung der CTZ in einem natürlichen Aquifer

Die CTZ ist ein Faktor, der das jeweilige Gewicht von konduktivem und advektivem Transport am gesamten Wärmetransport in einer Kluft beschreibt.

Anhand einer überschlägigen Rechnung läßt sich ermitteln, in welcher Größenordnung die CTZ der Klüfte eines Aquifers liegen können. In einem Karbonat-Aquifer von 10 km Länge, einer Kluftöffnung von 10 cm, und einer Strömungsgeschwindigkeit von 100 m/h liegt die CTZ des längsten Fließweges (10 km) mit $\alpha = 9,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ (die thermische Leitfähigkeit von Kalkstein, aus Mercer et al., 1982) bei $CTZ = 0,095$. Kürzere Fließwege haben entsprechend höhere Werte der CTZ. Bei einer Kluft der Länge von 100 m und ansonsten den gleichen Abmessungen liegt die CTZ bei 3. Eine Kluft mit einer Kluftöffnung von 1 m hat (mit den obigen Abmessungen) bei einer Länge von 10 km und 100m eine CTZ von jeweils 0,95 und 30.

2.3.2. Äquivalente Kluftöffnung δ_E

Der Aquifer in Abb. 2-4 ist in drei Segmente eingeteilt. Innerhalb eines Segmentes des Aquifers liegen (neben unterschiedlich langen Fließwegen) Klüfte unterschiedlicher Kluftöffnung.

Ebenso wie unterschiedlich lange Fließwege (bzw. Klüfte) innerhalb des realen Systems, bewirken auch Klüfte mit unterschiedlicher Kluftöffnung eine differenzielle Advektion. Die differenzielle Advektion ist umso stärker, je

höher die Varianz der Kluftöffnung innerhalb des realen Systems ist (Abelin et al., 1987). Dies führt zu einer Abweichung der Durchbruchkurve gegenüber einer (einzelnen) Äquivalentkluft, die keine differenzielle Advektion berücksichtigt.

Am Anfang des Kapitels wurde definiert: Die Äquivalentkluft ist jene Einzelkluft, deren Durchbruchkurve die beste Näherung der Durchbruchkurve eines Mehrkluftsystems

darstellt. Die bisherige Betrachtung realer Systeme hat gezeigt, daß die Summe aller Kluftflächen die Kluftfläche der Äquivalenzkluft, und die Summe aller Kluftvolumina das Volumen der Äquivalentkluft ist. Nun soll festgestellt werden, ob die Äquivalentkluft die gleichen Parameter hat, wenn im Mehrklufsystem die Kluftöffnung variiert.

Wie im vorangegangenen Abschnitt 2.3.1. wird dies zunächst anhand der analytischen Lösung überprüft. Anschließend werden die Durchbruchkurven unterschiedlicher realer Systeme mit den Durchbruchkurven der entsprechenden Äquivalentkluft verglichen.

Entsprechend Abschnitt 2.3.1., gelten für den Vergleich des Transportes durch ein reales System und die Äquivalentkluft anhand der analytischen Lösung folgende Annahmen: In einem Segment des realen Systems liegen zwei Klüfte unterschiedlicher Kluftöffnung (Abb. 2-10). Die Klüfte sind (zunächst) nicht vernetzt. Die Potentialdifferenz vom Eingang bis zum Ausgang des Segments ist für beide Klüfte gleich.

Die Klüfte des realen Systems und die Äquivalentkluft haben die gleiche Breite B (in y -Richtung, vgl. Abb. 2-1). Die Länge der Äquivalentkluft ist x_E . Die Länge der Klüfte im realen System ist (entsprechend Abschnitt 2.3.1.) jeweils $x_E/2$. Aufgrund des geringeren Reibungswiderstandes haben Klüfte mit größeren Kluftöffnungen meist einen höheren Volumenstrom und eine höhere Fließgeschwindigkeit. Dadurch kann sich der Volumenstrom durch ein reales System auf einige wenige Klüfte verlagern. Dies führt zu sehr weit auseinanderliegenden Durchbruchzeitpunkten und einer entsprechend hohen differentiellen Advektion im realen System. Hohe differentielle Advektion heißt starke Abweichung der Durchbruchkurve des realen Systems von der Durchbruchkurve der entsprechenden Äquivalentkluft.

Der Verteilung des Volumenstroms im realen System wird wieder das cubic law zugrundegelegt (Romm, 1966):

$$Q = \frac{\rho_w g \delta^2}{12\mu} (\delta B) \frac{\Delta h}{x} \tag{2-35}$$

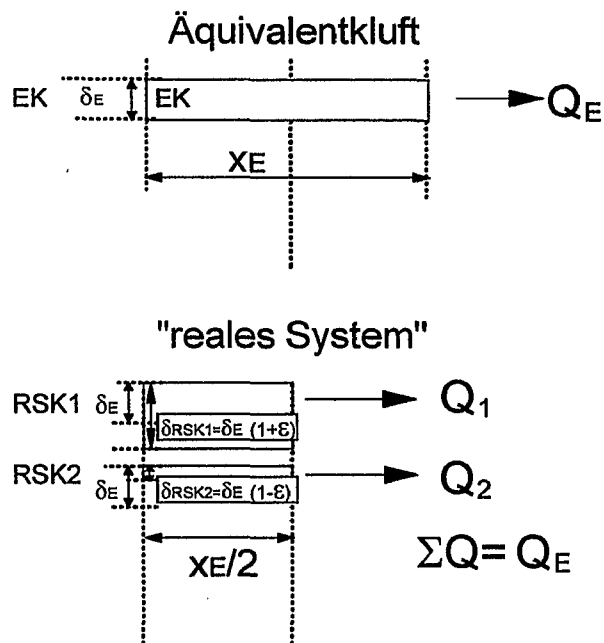


Abb. 2-10: In einem realen System können sich die Kluftöffnungen unterscheiden. Dadurch können die Volumenströme innerhalb des realen Systems stark unterschiedlich sein und zu starken Unterschieden in der Durchbruchkurve gegenüber der Äquivalentkluft führen.

Der Volumenstrom ändert sich mit der dritten Potenz der Kluftöffnung, die Fließgeschwindigkeit mit der zweiten Potenz (vgl. Gl. (2-8)).

Die Klüfte des realen Systems weichen jeweils um den gleichen Faktor $(1 \pm \epsilon)$ von der Kluftöffnung der Äquivalentkluft ab. Dadurch haben reales System und Äquivalentkluft das gleiche Gesamtvolumen und die gleiche Gesamtkluftfläche. Die Kluftöffnungen des realen Systems sind demnach:

$$\delta_{RSK1} = (1 + \epsilon) \delta_E \tag{2-36}$$

und:

$$\delta_{RSK2} = (1 - \epsilon) \delta_E \tag{2-37}$$

Unter der oben formulierten Annahme, das Potentialgefälle sei in beiden Klüften gleich, und die Strömung laminar, beträgt das Verhältnis der Volumenströme in den Klüften RSK1 und RSK2 (Abb. 2-10) zum Gesamtvolumenstrom Q_E nach Gl. (2-35):

$$\frac{Q_{RSK1}}{Q_E} = \frac{\delta_{RSK1}^3}{\delta_{RSK1}^3 + \delta_{RSK2}^3} \quad (2-38)$$

und

$$\frac{Q_{RSK2}}{Q_E} = \frac{\delta_{RSK2}^3}{\delta_{RSK1}^3 + \delta_{RSK2}^3} \quad (2-39)$$

Mit den Gleichungen (2-36) bis (2-39) kann die Verteilung des Gesamt-Volumenstroms auf beide Klüfte folgendermaßen formuliert werden:

$$Q_{RSK1} = \frac{(1+\epsilon)^3}{(1+\epsilon)^3 + (1-\epsilon)^3} Q_E \quad (2-40)$$

und

$$Q_{RSK2} = \frac{(1-\epsilon)^3}{(1+\epsilon)^3 + (1-\epsilon)^3} Q_E \quad (2-41)$$

Die Fließgeschwindigkeit in RSK1 und RSK2 ist eine Funktion des Volumenstroms und der durchströmten Querschnittsfläche A_q :

$$\frac{v_{RSK1}}{v_E} = \frac{Q_{RSK1} / A_{q,RSK1}}{Q_E / A_{q,E}} \quad (2-42)$$

bzw.

$$\frac{v_{RSK1}}{v_E} = \frac{Q_{RSK1} A_{q,E}}{Q_E A_{q,RSK1}} \quad (2-43)$$

Die durchströmte Querschnittsfläche A_q ist proportional zur Klüftöffnung δ . $A_{q,RSK1}$ im Verhältnis zur Querschnittsfläche der Äquivalentkluft ist daher:

$$\frac{A_{q,RSK1}}{A_{q,E}} = (1+\epsilon) \quad (2-44)$$

Aus den Gleichungen (2-40), (2-43) und (2-44) ergibt sich die Strömungsgeschwindigkeit:

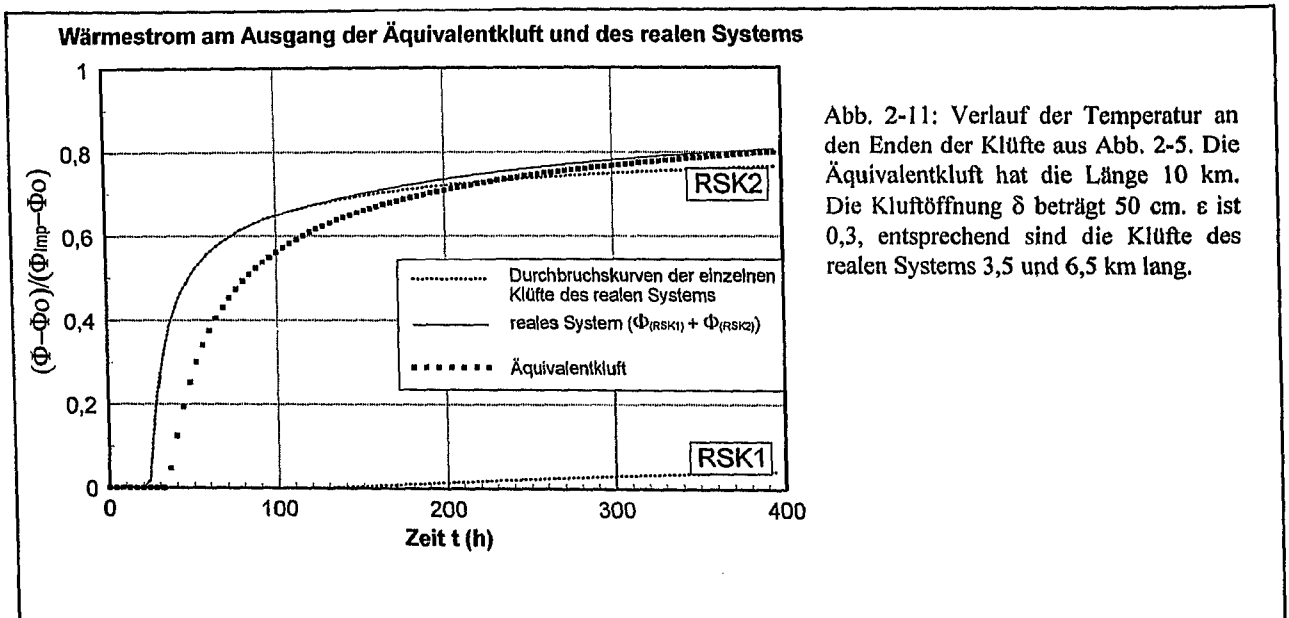
$$v_{RSK1} = v_E \frac{Q_{RSK1}}{(1+\epsilon) Q_E} \quad (2-45)$$

bzw.

$$v_{RSK2} = v_E \frac{Q_{RSK2}}{(1-\epsilon) Q_E} \quad (2-46)$$

Durch Einsetzen von Gl. (2-40) und (2-41) in (2-45) und (2-46) folgt:

$$v_{RSK1} = \frac{(1+\epsilon)^2}{(1+\epsilon)^3 + (1-\epsilon)^3} v_E \quad (2-47)$$



und:

$$v_{RSK2} = \frac{(1-\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^3 + (1-\varepsilon)^3} v_E \quad (2-48)$$

Mit dem Volumenstrom Q und der Strömungsgeschwindigkeit v lassen sich der Transport und die Durchbruchkurven von realem System und Äquivalentkluft berechnen und vergleichen. Am Kluftausgang von RSK1 ist der Wärmestrom nach Einsetzen der Gleichungen (2-36), (2-40) und (2-47) in Gl. (2-3) für $t > t_0 + (x/v)_{RSK1}$:

$$\Phi_{RSK1} = \rho_{fl} c_w Q_E \left(\frac{(1+\varepsilon)^3}{(1+\varepsilon)^3 + (1-\varepsilon)^3} \right) \left[T_0 + (T_{imp} - T_0) \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{1}{2} x_E / v_E \frac{(1+\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^3 + (1-\varepsilon)^3} \right)}{\delta_E (1+\varepsilon) \sqrt{t - t_0 - \left(\frac{1}{2} x_E / v_E \frac{(1+\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^3 + (1-\varepsilon)^3} \right)}} \right) \right] \quad (2-49)$$

und nach einsetzen der Gleichungen Gl.(2-37), Gl.(2-41) und Gl.(2-48) in Gl.(2-3) für $t > t_0 + (x/v)_{RSK2}$:

$$\Phi_{RSK2} = \rho_{fl} c_w Q_E \left(\frac{(1-\varepsilon)^3}{(1+\varepsilon)^3 + (1-\varepsilon)^3} \right) \left[T_0 + (T_{imp} - T_0) \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{1}{2} x_E / v_E \frac{(1-\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^3 + (1-\varepsilon)^3} \right)}{\delta_E (1-\varepsilon) \sqrt{t - t_0 - \left(\frac{1}{2} x_E / v_E \frac{(1-\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^3 + (1-\varepsilon)^3} \right)}} \right) \right] \quad (2-50)$$

Wenn die Klüfte des realen Systems gleich sind ($\varepsilon=0$), sind Q_{RSK1} und Q_{RSK2} jeweils $\frac{1}{2}Q_E$. Die Strömungsgeschwindigkeit bei ($\varepsilon=0$) wird $v_{RSK1}, v_{RSK2} = \frac{1}{2}v_E$, die Klüftöffnung wird $\delta_{RSK1}, \delta_{RSK2} = \delta_E$. Die Wärmeströme der beiden Klüfte RSK1 und RSK2 sind dann zu jeder Zeit identisch und betragen jeweils $0,5 \Phi_E$. Wenn die Klüfte im realen System unterschiedliche Klüftöffnungen aufweisen, unterscheiden sich die Durchbruchzeitpunkte der Klüfte, das Ausgangssignal des realen Systems zeigt differenzielle Advektion und die Durch-

bruchskurve weicht von der Durchbruchskurve der Äquivalentkluft ab.

Für große Zeiten t wird das Argument innerhalb der Fehlerfunktion klein. Es gilt die Näherungslösung (Gautschi, 1965; die vollständige Herleitung ist in Annex 1 abgedruckt):

$$\Phi_{RSK1} = \frac{1}{2} \rho_{fl} c_w Q_E \left[T_{imp} - (T_{imp} - T_0) \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{x_E}{v_E} \right)}{\delta_E \sqrt{t - t_0}} \right] \quad (2-51)$$

Entsprechend beträgt der Wärmestrom $\Phi_{(RSK2)}$

$$\Phi_{RSK2} = \frac{1}{2} \rho_{fl} c_w Q_E \left[T_{imp} - (T_{imp} - T_0) \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{x_E}{v_E} \right)}{\delta_E \sqrt{t - t_0}} \right] \quad (2-52)$$

Die Wärmeströme werden für große Zeiten näherungsweise gleich. Die Summe der beiden Wärmeströme RSK1 und RSK2 bilden den Gesamt-Wärmestrom des realen Systems:

$$\Phi_{RS} = \Phi_{RSK1} + \Phi_{RSK2} \approx \rho_{fl} c_w Q_E \left[T_{imp} - (T_{imp} - T_0) \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{x_E}{v_E} \right)}{\delta_E \sqrt{t - t_0}} \right] \quad (2-53)$$

Diese Näherungslösung ist identisch mit der Näherungslösung für den Wärmestrom der Äquivalentkluft für große Zeiten t (Gl. (2-15)). Damit sind die Wärmeströme von realem System und Äquivalentkluft für große Zeiten näherungsweise gleich.

Für große Zeiten entspricht damit die Durchbruchskurve des realen Systems der Durchbruchskurve einer Äquivalentkluft mit der mittleren Klüftöffnung δ_E . Gl. (2-12).

Da die Näherung streng genommen nur für einen kleinen Bereich (sehr große Zeiten) gültig ist, ist die Übereinstimmung der Durchbruchskurven von realem System und Äquivalentkluft über weite Bereiche schlecht.

In Abb. 2-11 ist der Verlauf der Temperaturen von Äquivalentkluft und realem System dargestellt. Die Kluffparameter entsprechen den Parametern in Abb. 2-6. Die Klufföffnung wurde um den gleichen Faktor ($1 \pm \epsilon$) variiert wie die Länge in Abb. 2-6. Doch die Abweichung der Durchbruchkurve des realen Systems gegenüber dem Äquivalentsystem ist stärker und hält länger an. Mit Q im Zähler vor der Fehlerfunktion und v im Nenner innerhalb der Fehlerfunktion wirkt sich eine Änderung der Klufföffnung einmal in der dritten und einmal in der zweiten Potenz auf den Verlauf der Durchbruchkurve aus. Entsprechend unterschiedlich sind die Durchbruchkurven der Klüfte innerhalb des realen Systems bereits bei geringen Unterschieden in der Klufföffnung.

In Abb. 2-12 bis Abb. 2-14 sind die Durchbruchkurven des Wärmestroms am Ende des realen Systems und der Äquivalentkluft normiert dargestellt. Auf der x-Achse ist die Zeit wieder auf t_z normiert (vgl. Gl.(2-33)), der Wärmestrom (y-Achse) auf den Wärmestrom am Kluffeingang.

Grundsätzlich kann wieder festgestellt werden, daß die Abweichungen eines realen Systems, mit in sich variierenden Klüften, vom Transportverhalten der Äquivalentkluft sehr deutlich sind.

In einem natürlichen Aquifer sind weite Streuungen der Parameter vorstellbar. Doch bereits bei einer Abweichung der Klufföffnung des Zweikluftsystems um den Faktor 0,5 (eine Kluft hat die dreifache Klufföffnung der anderen), ist keine Übereinstimmung zwischen dem Transport im realen System und der Äquivalentkluft erkennbar (Abb. 2-12 bis Abb. 2-14). Dies liegt daran, daß der Transport im realen System schon bei geringen Unterschieden der Klufföffnung von der größeren Kluft dominiert wird, was in Abb. 2-14 besonders deutlich zu sehen ist. Im Diagramm in Abb. 2-14 liegen die Kurven des realen Systems mit $\epsilon=0,5, 0,7$ und $0,9$ sehr eng beieinander,

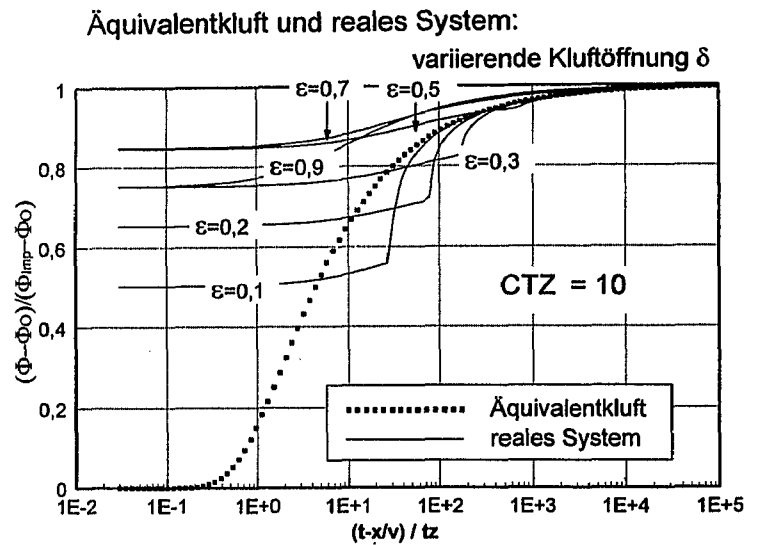


Abb. 2-12

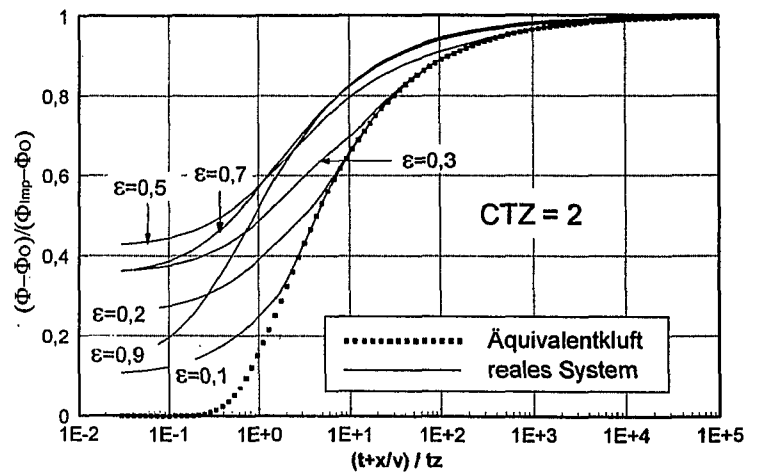


Abb. 2-13

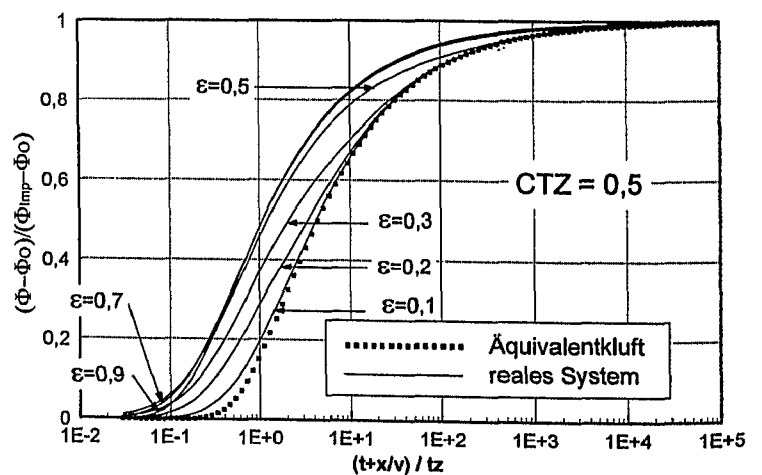


Abb. 2-14: Abweichung der Durchbruchkurven realer Systeme von der Äquivalentkluft. Die Klufföffnung der Äquivalentkluft ist das arithmetische Mittel der Klufföffnungen im realen System.

und entsprechen im wesentlichen der Durchbruchkurve der ersten, breiteren Kluft. Ein interessantes Detail dabei ist, daß der Zeitpunkt des Durchbruches der Systeme mit $\varepsilon=0,5$, $0,7$ und $0,9$ zunehmend später liegt, obwohl das System mit $\varepsilon=0,9$ die Kluft mit der größten Öffnungsweite aufweist. Das liegt daran, daß bereits bei $\varepsilon=0,5$ annähernd der gesamte Volumenstrom des realen Systems durch die Kluft mit der größeren Kluftöffnung geführt wird, und daß eine zunehmende Kluftöffnung daher (unter Erhaltung der Masse) nur eine Verringerung der Fließgeschwindigkeit bewirkt.

Parameter, die die Übereinstimmung von realem System und Äquivalentkluft bestimmen

Wie bei variierenden Kluftlängen (Abb. 2-7 bis Abb. 2-9), ist die Übereinstimmung von realem System (mit variierenden Kluftöffnungen) und Äquivalentkluft (Abb. 2-12 bis Abb. 2-14) abhängig von der CTZ (Gl. (2-34)) und der Streuung der Kluftöffnungen (mit dem Faktor ε) im realen System.

Es ist durchaus wahrscheinlich, daß die Kluftparameter (Kluftlänge und Kluftöffnung) in ei-

nem natürlichen System (wie in den normierten Diagrammen) mit den Faktoren $0,1$ bis $0,9$ variieren. Unter dieser Prämisse sind die Abweichungen zwischen Äquivalentkluft und realem System so hoch (Abb. 2-7 bis Abb. 2-9, Abb. 2-12 bis Abb. 2-14), daß eine Äquivalentkluft für die Simulation eines natürlichen Systems nicht geeignet erscheint.

Doch der Stand der Äquivalenzanalyse, der an dieser Stelle erreicht ist, hat eine wesentliche Eigenschaft natürlicher Kluftsysteme noch nicht berücksichtigt. Aller Wahrscheinlichkeit nach bestehen die meisten natürlichen Kluftsysteme nicht aus Klüften, die getrennt voneinander zur Quelle laufen. Vielmehr dürften die Klüfte an Kluftkreuzungen und -gabelungen zu einem dendritischen oder netzarigen Kluftwerk zusammengeschlossen sein. In einem Kluftnetz vermischen sich die Kluftwässer - jeweils an den Kluftknotenpunkten - vor dem Austritt an der Quelle. Dadurch sind Kluftkreuzungen ein Schlüsselfaktor für die differenzielle Advektion des Gesamtsystems. Welcher Art die Auswirkung ist, soll im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

2.3.3. Kluftnetz und Äquivalentkluft

Bisher wurden Mehrkluftsysteme betrachtet, in denen sich die Einzelklüfte thermisch gegenseitig nicht beeinflussen. In einem natürlichen Aquifer dagegen sind die Klüfte meist in einem Kluftnetz miteinander verbunden. Die Verknüpfung der Klüfte an Kluftkreuzungen bewirkt zum einen, daß die Klüfte durch Gesteinsbereiche verlaufen, die thermisch (konduktiv) von einer anderen Kluft beeinflusst sind (Abb. 2-15). Zum zweiten findet in der Kluftkreuzung eine konvektive Wechselwirkung durch die Durchmischung der Kluftwässer statt. Zunächst wird die Auswirkung des konduktiven Wärmetransports an Kluftkreuzungen betrachtet, anschließend die Bedeutung der Durchmischung in Kluftkreuzungen.

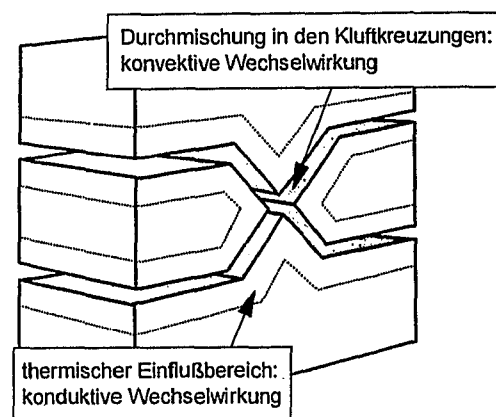


Abb. 2-15: An Kluftkreuzungen treten die thermischen Prozesse zweier Klüfte in Wechselwirkung: Sie treten in den thermischen Einflußbereich einer anderen Kluft (konduktive Wechselwirkung), in der Kluftkreuzung vermischen sich die Kluftwässer (konvektive Wechselwirkung).

Auswirkung konduktiver Transportprozesse an Klufftkreuzungen

In Bereichen, wo sich Klüfte annähern und kreuzen, verlaufen sie durch einen Bereich, der (durch konduktiven Transport im Gestein) von der jeweils anderen Kluft thermisch beeinflusst ist (Abb. 2-15).

Grundsätzlich erstreckt sich der thermische Einflußbereich durch Konduktion senkrecht zur Kluft (in z-Richtung) in der Entfernung x vom Klufteingang für $t > t_0 + x/v$ unendlich weit (Gleichungen 1-14 und 1-16). Eine signifikante gegenseitige Beeinflussung zweier Klüfte tritt jedoch nur innerhalb eines Einflußbereiches in unmittelbarer Nähe der Klüfte ein (Abb. 2-15). Für eine überschlägige Berechnung wird der Einflußbereich als jener Bereich definiert, in dem die Temperaturänderung (im Gestein) T_{sol} mehr als 1% der Änderung der Klufttemperatur T_{fl} (gegenüber der Ausgangstemperatur T_0) beträgt ($(T_{sol}-T_0)/(T_{fl}-T_0) \geq 0,01$). Für einen (andauernden) thermischen Rechteckimpuls am Klufteingang ist T_{sol}/T_{fl} :

$$\frac{T_{sol}}{T_{fl}} = \frac{\operatorname{erfc} \frac{z + 2b_1 \frac{\alpha}{\delta} \frac{x}{v}}{\sqrt{4\alpha(t-t_0 - \frac{x}{v})}}}{\operatorname{erfc} \frac{b_1 \sqrt{\alpha} \frac{x}{v}}{\delta \sqrt{(t-t_0 - \frac{x}{v})}}} \quad (2-54)$$

T_{sol}/T_{fl} ist das Verhältnis der Temperaturänderung im Gestein (Gl. 1-12) zur Temperaturänderung in der Kluft (Gl. 1-14).

Die Breite des Einflußbereiches um die Kluft hängt von der Fließgeschwindigkeit, der Klufföffnung, der Zeit und den thermischen Stoffkonstanten ab. In Abb. 2-16 ist die Breite des Einflußbereiches nach Gleichung (2-54) für verschieden lange Zeiten nach dem ersten Durchbruch des Wärmesignals an der Stelle x berechnet (zum Zeitpunkt $t_0 + x/v$). Das Diagramm zeigt die Abmessung des Einflußbereiches um eine Kluft in einem Kalkstein ($\alpha = 1 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$) mit folgenden Abmessungen: Klufföffnung: 0,5 m, Klufflänge: 1000 m, Fließgeschwindigkeit 100 m/h. Mit zunehmender Zeit nimmt die Breite des Einflußbereiches zu. Nach 100 h beträgt sie ca. 2 m, nach 400 Stunden ca. 4 m.

Im Vergleich mit der gesamten Abmessung eines Aquifers ist der thermische Einflußbereich gering. Unter der Annahme, daß in einem natürlichen Aquifer nur ein vernachlässigbar geringer Anteil der Kluffstrecken im Einflußbereich anderer Klüfte liegt, können Auswirkungen gegenseitiger thermischer Beeinflussung durch Konduktion vernachlässigt werden.

Auswirkung konvektiver Transportprozesse an Klufftkreuzungen

An Klufftknoten tritt Wasser aus zwei Klufftausträgen in die Klufftkreuzung ein, vermischt sich und strömt anschließend (je nach Gradient und Klufföffnung) zu gleichen oder ungleichen Anteilen aus der Klufftkreuzung in die Kluffteingänge.

Die Anteile, die in die jeweiligen Kluffteingänge gelangen, werden hier wie im vorigen Kapitel nach dem cubic law bemessen.

Bei der Mischung der Kluffwässer zweier Klüfte in Klufftkreuzungen muß zwischen laminarem und turbulentem Fließen unterschieden werden. Unter laminaren Strömungsverhältnissen findet Vermischung an den Klufftkreuzungen nur durch Diffusion bzw. Konduktion statt (vgl. Abb. 2-17). Es geschieht zwar ein fast vollständiger Austausch der Volumenströme zwischen den Klüften (Abb. 2-17), der

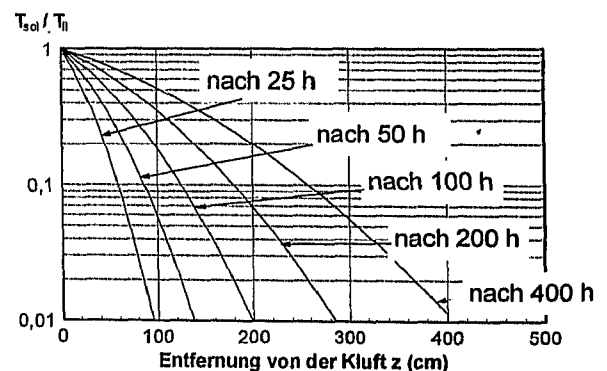


Abb. 2-16: Die Grenze des (konduktiven) thermischen Einflußbereiches einer Kluft wurde festgelegt, wo $T_{sol}/T_{fl} \geq 0,01$. Im Diagramm ist die Breite des Saumes für eine Kluft mit der Klufföffnung 0,5 m und der Klufflänge 1000 m dargestellt. Die Fließgeschwindigkeit beträgt 100 m/h. Die Breite des Saumes nimmt mit der Zeit zu und erreicht nach 400 h ca. 4 m. Die Berechnung erfolgt anhand von Gl. (2-54).

Wärmeausgleich in der Kluftekreuzung selbst ist indessen vergleichsweise gering. Das Maß der Vermischung an der Kluftekreuzung ist eine Funktion der Peclet-Zahl P (Berkowitz et al. 1994):

$$P = \frac{v r}{D^*}$$

(2-55)

r ist ein charakteristischer Radius der Kluftekreuzung, D^* der molekulare Diffusionskoeffizient; er entspricht α , der thermische Leitfähigkeit im Wärmetransport.

An der Kluftekreuzung wird die Vermischung geringer ausfallen je höher die Fließgeschwindigkeit v ist (Gl. (2-55), Smith & Schwartz, 1993). Bei hohen Fließgeschwindigkeiten ist die Vermischung vollständig vernachlässigbar (Robinson & Gale, 1990). Das Wasser einer in die Kreuzung führenden Klufte strömt vollständig und unvermischt in die andere Klufte und umgekehrt (Abb. 2-17). Eine Vermischung tritt allenfalls im Anschluß an die Kluftekreuzung ein, wo sich ungleich verteilte Volumenströme mischen (Berkowitz et al. 1994, vgl. Abb. 2-17).

In diesen Ansätzen haben Klufte netze gegenüber Einzelklüften eine maximale mittelnde Wirkung im Hinblick auf die Klufteparameter: Wenn sich eine breite und eine schmale Klufte mit jeweils gleichem Volumenstrom kreuzen, ist ein Fall wie in Abb. 1-8 (Kapitel 1, Transport in einer Einzelklufte) gegeben. Das Wasser aus der schmaleren Klufte tritt nach der Kluftekreuzung in die breitere Klufte und umgekehrt. Am Ende des Zweiklufte systems hätte die schmale Klufte das gleiche Ausgangssignal wie die breite und beide das gleiche Signal wie eine Klufte mit der mittleren Klufteöffnung.

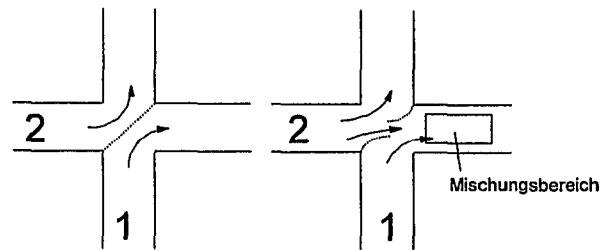


Abb. 2-17: Unter laminarem Fließen geschieht die Vermischung am Kluftekreuz ausschließlich durch Diffusion. Mischung durch unterschiedliche Volumenströme geschieht im Anschluß an das Kluftekreuz (Berkowitz et al. 1994).

Doch diese Ansätze gelten für laminares Fließen, wogegen das Fließen in einem Karstsystem vorwiegend turbulent ist. Turbulenzen an der Kluftekreuzung führen zu einer konvektiven Vermischung, wodurch sich der Mischungsbereich in das Kluftekreuz verlagert. Dadurch wird der Austausch zwischen den Klüften geringer

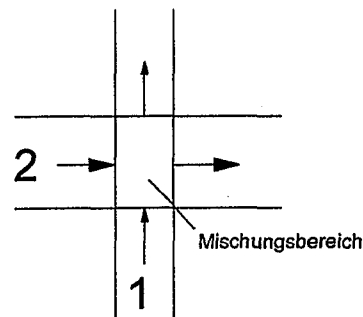


Abb. 2-18: Bei turbulenter Strömung vermischt sich das Wasser an der Kluftekreuzung durch Konvektion.

und die Klufte-Parametermittlung weniger wirksam.

Die thermische Wechselwirkung an einer Kluftekreuzung kann näherungsweise unter Annahme einer vollständigen Vermischung in der Kluftekreuzung beschrieben werden (vgl. Abb. 2-18).

2.3.4. Numerische Beispiele

Der Transport in einem Klufte netz unter turbulenten Strömungsverhältnissen wurde mit einem numerischen Modell berechnet. Das Programm erlaubt die Definition von zwei Klüften

mit jeweils unterschiedlichen Eigenschaften (Klufte Länge und Klufteöffnung), die jeweils entlang der Fließrichtung variieren können.

Zur Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit in den jeweiligen Klüften wird der Gesamt-Volumenstrom vorgegeben und - entsprechend den jeweiligen Klufteigenschaften - auf die einzelnen Klüfte des realen Systems verteilt. Die Verteilung erfolgt nach dem cubic law, also entsprechend den Gleichungen (2-19) bzw. (2-20) und (2-40) bzw. (2-41). Das Programm rechnet konvektiven Wärmetransport in der Kluft und - ausschließlich senkrecht dazu - konduktiven Transport in das Gestein. Die Berechnung wird numerisch explizit durchgeführt.

An Kluftkreuzungen sind Mischzellen platziert, in die das Wasser aus beiden Klüften entsprechend dem cubic law und den Kluftöffnungen anteilig einströmt. In den Mischzellen wird das Wasser vermischt und strömt im nächsten Zeitschritt entsprechend dem jeweiligen Volumenstrom in die Klüfte weiter (Abb. 2-18). Die Mischzelle hat keine Kluftoberfläche. Das komplexe konduktive Warmefeld um die Kluftkreuzung wurde also nicht berücksichtigt.

Die Beispiele wurden für ein reales System gerechnet, das über zwei Klüfte verfügt. Die CTZ der entsprechenden Äquivalentkluft beträgt 2 (vgl. Abb. 2-12). Die zwei Klüfte des realen Systems unterscheiden sich um den Faktor $\varepsilon=0,3$. Eine Kluft hat damit etwa die doppelte Kluftlänge bzw. Kluftöffnung gegenüber der anderen. Vor allem beim realen System mit unterschiedlichen Kluftweiten ist die Verteilung des Volumenstroms sehr ungleich. Nach den Gleichungen (2-40) und (2-41) gelangen 86,5 % des gesamten Volumenstroms in die breitere Kluft.

Der Effekt von Kluftkreuzungen auf den Transport eines Kluftsystems soll anhand eines Beispiels dargestellt werden. In Abb. 2-19 und Abb. 2-20 kann der Effekt, ausgehend von zwei völlig voneinander getrennt laufenden Klüften, die mit einer zunehmenden Zahl von Kluftknoten miteinander verknüpft werden, beobachtet werden.

Kluftkreuzungen bewirken zum einen die Vermischung beider Kluftwässer und zum anderen die Verringerung des zeitlichen Versatzes beider Durchbruchkurven. Je öfter sich die Klüfte kreuzen, desto geringer ist der Abstand von der letzten Kreuzung zum Ausgang des

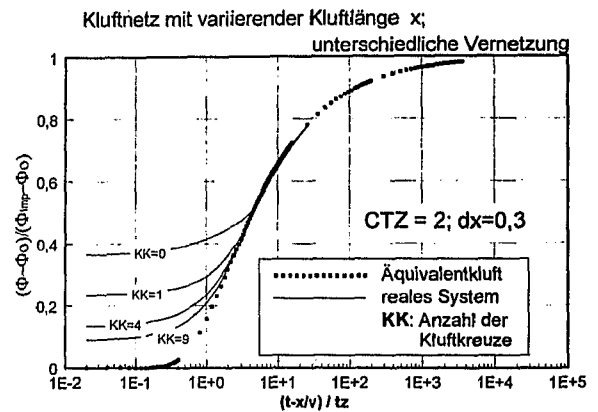


Abb. 2-19

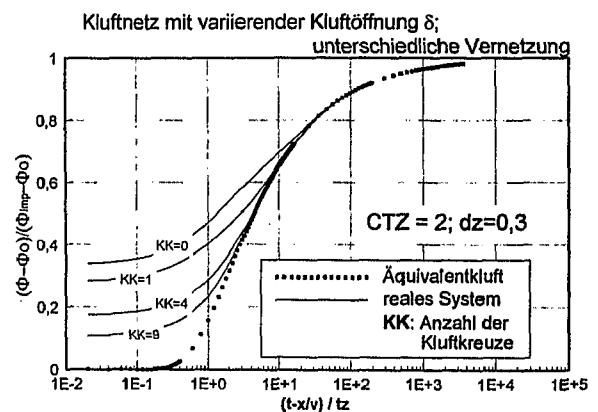


Abb. 2-20: An Kluftkreuzungen vermischen sich die Wässer unterschiedlicher Klüfte. Dies führt zu einer Mittelung der Parameter; je mehr Kluftkreuzungen vorhanden sind, desto besser stimmen die mittleren Kluftparameter mit der Äquivalentkluft überein.

Mehrklufsysteme. Zwei Klüfte mit einer sehr hohen Zahl von Kluftkreuzungen entsprechen näherungsweise zwei Klüften, deren Wässer entlang der Kluftlängen permanent vermischt werden, was wiederum gleich einer einzelnen Kluft mit der Summe der Kluftflächen und Volumen, d.h. der Äquivalentkluft selbst ist. Daher stimmen die Durchbruchkurven von realem System und Äquivalentkluft besser überein, je mehr Kluftknoten das Kluftnetz aufweist (Abb. 2-19 und Abb. 2-20). Bereits eine geringe Zahl von Kluftkreuzungen führt jedoch zu einer weitgehenden Übereinstimmung der Durchbruchkurve von realem System mit der Äquivalentkluft.

3. ARBEITSGEBIET

Die Datenaufnahme wurde im Einzugsgebiet der Gallusquelle durchgeführt (Abb. 3-1). Das Gebiet befindet sich auf der mittleren Schwäbischen Alb. Die Schwäbische Alb ist aufgebaut aus einer Folge von marinen jurassischen Sedimenten, die in einem tethydischen Randmeer

abgelagert worden sind. Es handelt sich fast ausnahmslos um tonige, sandige, mergelige und kalkige Cephalopodenfazies. Im oberen Jura treten Sedimente in Verzahnung mit Schwamm- und Korallenfazies auf. Der Aquifer liegt im Oberen (Weißen) Jura.

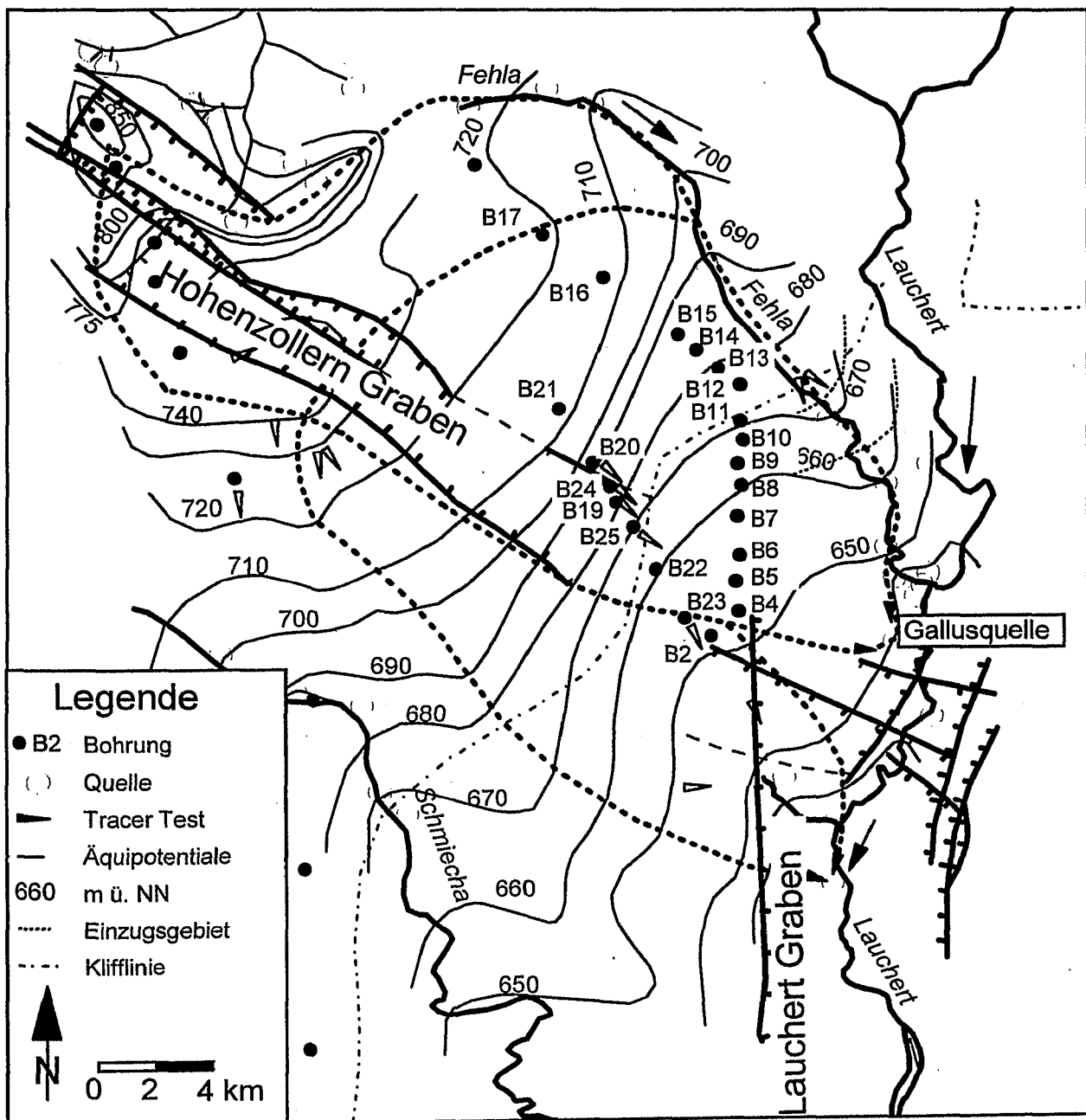


Abb. 3-1: Arbeitsgebiet ist das Einzugsgebiet der Gallusquelle auf der mittleren Schwäbischen Alb (Sauter, 1994)

3.1. Geologie und Hydrogeologie

3.1.1. Stratigraphie des Weißen Jura

Der Weiße Jura ist in erster Linie eine Folge von gebankten Kalk- und Mergelkomplexen. Im Mittleren und Oberen Weißjura findet eine massig ausgebildete Schwammkalkfazies große Verbreitung. Daneben treten große Korallenriffe, Kalkoolite und Dolomite auf.

Die unterste Stufe des Weißjura ist der Malm α . Er besteht aus grauen Mergeln und Kalkmergeln. Seine Mächtigkeit erreicht auf der Mittleren Alb 115 m (Geyer und Gwinner, 1984). Diese Schicht bildet vor allem auf der Ostalb die Aquiferbasis. Doch auch im Arbeitsgebiet reicht der Aquifer an seinem westlichen Ende bis in die Tiefe des Weißjura α (Sauter, 1991, Abb. 3-2).

Der Malm α wird von den Schichten des Weißjura β überlagert. Der Weißjura β besteht aus wohlgebankten Kalken, eine gleichmäßige Folge von Kalkbänken. Die Mächtigkeit beträgt im Arbeitsgebiet ca. 30 m.

Darüber lagern die Mittleren Weißjura-Mergel (Weißjura γ), eine Folge von Mergeln mit einem geringen Teil eingeschalteter Kalkkomplexe. Die Mächtigkeit reicht von 30 bis 60 m (Geyer und Gwinner, 1984). Die Schichten des Weißjura γ sind in der mittleren Schwäbischen Alb über weite Teile verkarstet (Strayle, 1970).

Mit dem Einsatz des Kimmeridge (Weißjura δ bis ζ) drängt die Schwammkalkfazies die Bankkalkfazies immer mehr zurück. Die Schichtenfolge des Weißjura δ bis ζ ist zwischen 60 und 150 m mächtig. Im Arbeitsgebiet beträgt die Mächtigkeit 100 bis 150 m.

Für eine eingehendere Beschreibung der regionalen Geologie sei auf die Arbeiten von Geyer und Gwinner (1984, 1986), Geyer (1980), Gwinner (1962) und Etzold (1975) verwiesen.

3.1.2. Tektonik

Das Einzugsgebiet der Gallusquelle ist tektonisch von zwei bedeutenden Grabensystemen geprägt: Dem rheinisch angelegten Lauchertgraben und dem herzynisch verlaufenden Hohenzollerngraben (vgl. Abb. 3-1). Der Lauchertgraben besitzt eine Breite von 4 bis 5 km und eine Länge von etwa 20 km. Die Sprunghöhen erreichen 100 m (Geyer und Gwinner,

1984). Der Hohenzollerngraben hat eine ähnliche Sprunghöhe, ist ca. 30 km lang und 1,5 km breit. Die Schichten fallen nach SE ein (im Arbeitsgebiet mit ca. 1.2°, Sauter, 1991).

Ausführliche Arbeiten über die Tektonik im Arbeitsgebiet liegen von Golwer (1959, 1978), Kriele (1969) und Roll (1931) vor.

3.1.3. Landschaft

Der vielfältige Wechsel in der Gesteinsfolge des Jura und die Neigung der Schichten tragen zur Entstehung der Schichtstufenlandschaft bei. Auf der Westalb bilden die Schichten des Malm β die Stirn der Albhochfläche. Nach Osten schließen sich weite Verebnungsflächen

an. Über den Mergeln des Malm γ ist die Schichtstufe der Felsenkalke (Malm δ und ϵ) entwickelt. Die Felsenkalke bilden die Stirn der Mittleren Alb und Ost-Alb. Die Riff-Fazies der Felsenkalke erzeugt auf der Hochfläche ein meist flach-kuppiges Gelände - die Kuppenalb.

In weiter Erstreckung ist auf der Albhochfläche die Klifflinie des miozänen Molassemeers zu verfolgen (Abb. 3-1). Südlich der Klifflinie können weite Verebnungen infolge der Ab-

rasion durch das Molassemeer auftreten. Nördlich der Klifflinie ist die alte Oberfläche der Kuppenalb erhalten.

3.1.4. Hydrogeologie und Hydrologie

Die Karstaquifere der Schwäbischen Alb werden in zwei Typen eingeteilt, den Seichten und den Tiefen Karst (Villinger, 1972). Der Tiefe Karst, zu dem auch das Einzugsgebiet der Gallusquelle gehört, ist dadurch gekennzeichnet, daß die Aquiferbasis unterhalb der Vorflut verläuft.

Die Aquiferbasis und die laterale Ausdehnung des Aquifers wurde von Sauter (1991, 1995) und Villinger (1977) vor allem anhand zahlreicher Bohrungen ermittelt. Die Bohrungen wurden in den 60'er Jahren im Rahmen der Konstruktion des Albstollens der Bodenseewasserversorgung abgeteuft (Abb. 3-1).

Die laterale Abgrenzung erfolgte anhand von Grundwassergleichen, die vertikale Abgrenzung anhand der Verkarstungsspuren, die in den Bohraufnahmen vermerkt worden waren.

Die Aquiferbasis schneidet von SE nach NW drei Schichtstufen des Malm: Im SE liegt der Aquifer in den Massenkalken des Malm δ , im mittleren Abschnitt verläuft er durch die mergeligen Kalke des Malm γ und im NW schließlich durch die wohlgebankten Kalke des Malm β (vgl. Abb. 3-2). Der Aquifer ist frei, d.h. nach

oben durch den Grundwasserspiegel begrenzt. Die mittlere Mächtigkeit des Aquifers beträgt etwa 20 m. Lateral beläuft sich die Ausdehnung auf ca. 45 km².

Im NW grenzt der Aquifer an die Wasserscheide zum Einzugsgebiet der Fehlaquellen und im S an jene der Bütttau und Ahlenbergquelle (Abb. 3-1). Villinger (1977) zufolge ändern sich die Grenzen des Einzugsgebietes mit dem Grundwasserstand nicht erkennbar.

Die Grundwasserneubildung erfolgt durch Niederschlag. Der mittlere Jahresniederschlag beträgt ca. 900 mm. Oberflächenabfluß tritt nur während Bodenfrostperioden in Erscheinung.

Die Schüttung der Gallusquelle bewegt sich in der Meßreihe von Sauter (1987 bis 1991) und jenen, die für die vorliegende Arbeit erhoben wurden (1993 und 1994), zwischen 0,1 und annähernd 3 m³/s.

Der Aquifer liegt im Tiefen Karst, d.h. die Aquiferbasis verläuft unterhalb der Vorflut. Ein Teil des Wassers wird daher unter der Quelle vorbei direkt in die Lauchert gespeist. Sauter (1991) nimmt an, daß dieser Teil nicht mehr als 50 l/s beträgt.

3.1.5. Verkarstung

Die erste Verkarstung der Schwäbischen Alb setzte mit dem Aufstieg der Karbonatplattform über den Meeresspiegel am Ende des Jura ein. Villinger (1986) ist der Auffassung, daß der Massenkalk des Malm δ , welcher den heutigen Karstaquifer darstellt, bis ins Oligozän jedoch keine nennenswerte Verkarstung erfahren hat. Denn die Hebung der Plattform über den Meeresspiegel war nur gering. Folglich war auch

der hydraulische Gradient nur gering. Der Gradient stellt - neben der Verkarstungsfähigkeit des Gesteins - die erste Voraussetzung für eine Verkarstung dar (Bögli, 1987). Diese Voraussetzung war bis ins Oligozän im Massenkalk der Schwäbischen Alb nicht erfüllt.

Darüberhinaus war der Malm δ von dem 200 bis 300 m mächtigen auflagernden Schichtpaket der mergeligen und gebankten, wenig zur Ver-

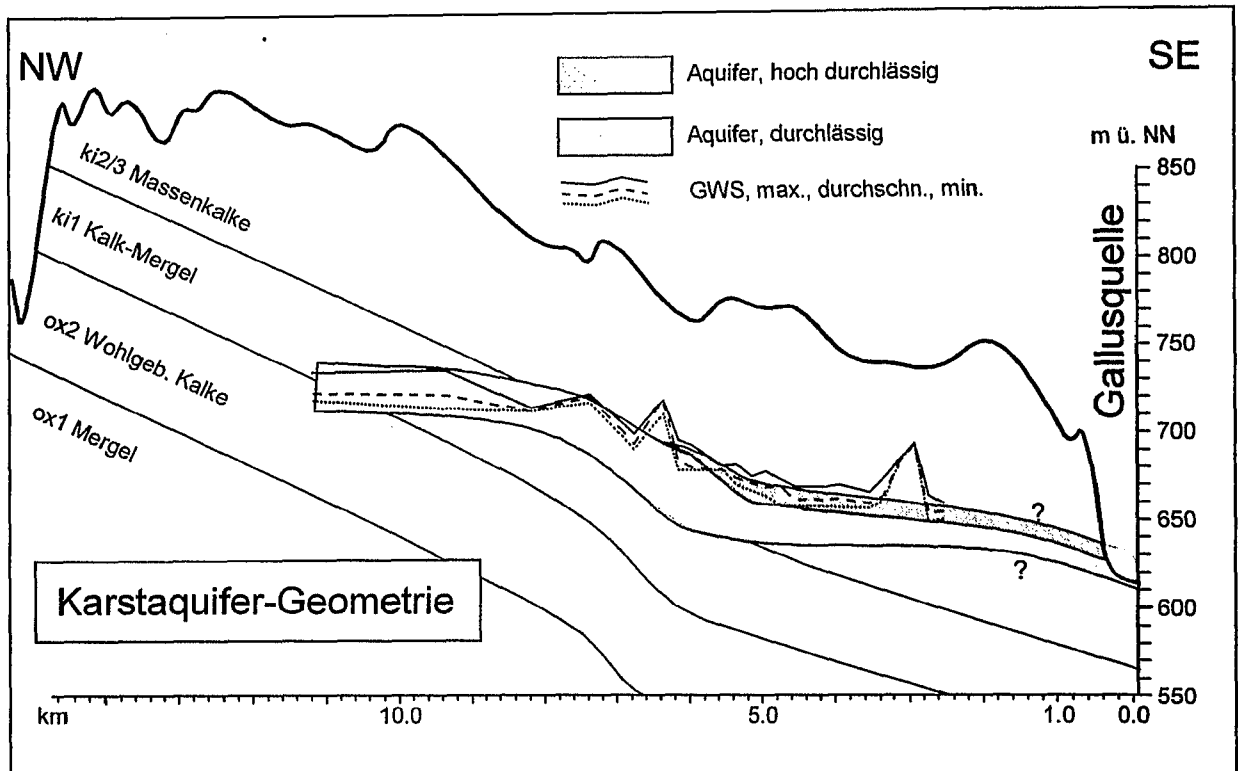


Abb. 3-2: Schnitt durch das Einzugsgebiet (Sauter, 1995).

karstung neigenden Schichten des Tithon bedeckt. Villinger (1986) zufolge blieb, durch das subtropische Klima der Unterkreide und des Alttertiär, die Erosion auf die oberflächennahen Bereiche der humosen Bodenzone beschränkt. Zwischen Unterkreide und Alttertiär hemmte das aride Klima die Verkarstung.

Ab dem Oligozän waren Teile des Tithon abgetragen, wodurch der Massenkalk des Malm δ der Erosion ausgesetzt war. Doch gleichzeitig transgredierte das tertiäre Molassemeer bis an die - heute noch sichtbare - Klifflinie, die quer durch das Einzugsgebiet verläuft (Abb. 3-1). Die Höhe der Vorflut (das Molassemeer) verhinderte daher auch im Oligozän eine tiefgreifende Verkarstung des Malm δ . Sauter (1991, 1995) hält dagegen, daß eine tiefgreifende Erosion durch Mischungskorrosion an der Salzwasser-Süßwassergrenze nördlich der Klifflinie eingetreten sein könnte. Er sieht darin eine mögliche Ursache für die starke Verkarstung im südlichen Bereich des Einzugsgebietes, die sich in vergleichsweise flachen hydraulischen Gradienten des heutigen Aquifers manifestiert (Abb. 3-2). Andere mögliche Gründe für die erhöhte Verkarstung im südlichen Bereich des Einzugsgebietes werden ebenfalls von

Sauter genannt: Rezente Erosion in quellnahen Bereichen durch die fokussierte Strömung auf die Quelle und vor allem der Verlauf des Aquifers im verkarstungsfähigen Malm δ .

Nach Villinger (1986, 1987) setzte im oberen Miozän die eigentliche, tiefgreifende Verkarstung des Malm δ ein. Ab diesem Zeitpunkt wurde das Verkarstungsniveau von der Eintiefung der Donau und deren Zuflüssen, einschließlich der Lauchert, bestimmt. Die Donau tiefte sich vom oberen Miozän bis zum Ende des Pleistozäns ca. 150 m ein, wodurch die Verkarstung weit unter das Niveau des tertiären Karsts gelangte (Villinger, 1987). Ein Vorflutniveau bewirkt i.A. auch ein bestimmtes Verkarstungsniveau im Aquifer, denn die Verkarstung geschieht vorzugsweise im hochphreatischen Bereich - dem Schwankungsbereich des Grundwasserspiegels (Bögli, 1978).

Mit der Eintiefung der Vorfluter verschwand das Drainagenetz von der Oberfläche. Die heutigen Trockentäler auf der Albhochfläche sind Reststrukturen eines miozänen bis altpleistozänen Flußnetzes. Golwer (1959) zufolge entspricht die Struktur des heutigen Klufnetzes weitgehend dem ursprünglichen Oberflächen-

Drainagenetz. Darüberhinaus spielen für die Entstehung und Struktur von Karstkluftnetzen,

wie der folgende Abschnitt zeigt, tektonische, klimatische und fazielle Aspekte eine Rolle.

3.2. Struktur von Karst-Kluftnetzen

Bei der Entwicklung eines Kluftnetzes spielen tektonische Strukturen eine bedeutende Rolle: Entsprechend den Hauptstörungszonen sind im Einzugsgebiet der Gallusquelle die rheinische und die herzynische Kluft Richtung vorherrschend. Die rheinische ist gegenüber der herzynischen stärker ausgebildet (Krielle (1969), Golwer (1978)). Doch für die Ausrichtung der Strömung im Aquifer ist die Lage des nächstliegenden Vorfluters entscheidender als die Hauptkluft Richtung. Entsprechend sind die auf die Vorflut gerichteten, herzynisch orientierten Klüfte stärker durchströmt und auch stärker korrosiv geweitet (Strayle, 1970).

Das entstehende Kluftnetz kann vielerlei Formen aufweisen. Die Muster von Höhlennetzen reichen von komplexen, dreidimensionalen dendritischen Netzen zu zweidimensionalen Maschennetzen hin, mit allen möglichen Kombinationen beider Extreme (Dreybrodt, 1988). Neben tektonischen Randbedingungen (Art der Klüftung, z.B. in Synklinalen oder Antiklinalen), entscheidet vor allem die Art der Grundwasserneubildung bzw. Infiltration über

das Muster des Kluftnetzes (Palmer, 1988). Palmer (1988) setzte typische Kluftnetze in Beziehung zur Art der Grundwasserneubildung: Grundwasserneubildung in einem Gebirge, das ausschließlich aus Karbonatgestein aufgebaut ist, weist punktuelle Infiltrationspunkte auf (z.B. Dolinen). An diesen diskreten Infiltrationspunkten erwächst ein dendritisches Kluftnetz. Ewers und Quinlan (1981) und Ewers (1982) konnten die rückschreitende Entwicklung eines dendritischen Netzes anhand eines Analogmodells mit diskreten Infiltrationspunkten simulieren.

Ist der Aquifer dagegen von einer permeablen, nicht karbonatischen Schicht überlagert und die Infiltration dadurch gleichmäßig, wird die Entstehung eines gleichmäßigen Maschennetzes gefördert (Abb. 3-3). In Ermangelung an tektonisch vorgegebenen Primär-Klüften können sich auch „anastomotische“ Muster bilden (Palmer, 1975).

Information über die Struktur von Karst-Kluftnetzen ist nur schwer zugänglich. Es gibt zahlreiche Ansätze, Kluft- oder Höhlenmuster anhand von Quellparametern zu bestimmen. Bonacci (1995) ermittelt die grobe Lage der Großklüfte, deren Verbindungen und deren Gesamtvolumen mittels der Schüttungskurven mehrerer Quellen (darunter Überlaufquellen) eines Aquifers. Smart (1988) konnte durch die Auswertung von Tracerversuchen im alpinen Karst der Kanadischen Rocky Mountains (Castleguard) auf die Struktur des Karst-Kluftsystems schließen. Er rekonstruierte anhand der Durchbruchkurven an verschiedenen Quellen ein Netzwerk von Großklüften (Abb. 3-4). Die Verkarstung ist dort ausgesprochen stark, in Senken wurde ein Schluckvermögen von $2 \text{ m}^3/\text{s}$ beobachtet. Das außerordentliche Maß der Verkarstung der Castleguard-Region wird von Ford u. Williams (1989) auf den ho-

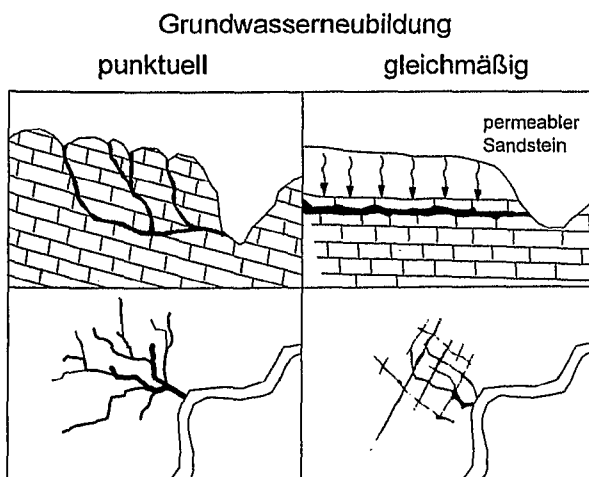


Abb. 3-3: Typische Kluftnetze und deren Entstehung im Zusammenhang mit der Grundwasserneubildung (nach Palmer, 1984)

hen hydraulischen Gradienten während der Verkarstung zurückgeführt. Der daraus folgende starke physikalischen Abrieb ließ im Castle-guard-Karst ein Kluftnetz entstehen das von wenigen, großen „Hauptklüften“ durchsetzt ist.

Demgegenüber war der hydraulische Gradient während der Verkarstung der Schwäbischen Alb wesentlich geringer. Es ist sehr wahrscheinlich, daß das Kluftnetz im Arbeitsgebiet dichter und feiner ist und eine stärkere Vernetzung aufweist.

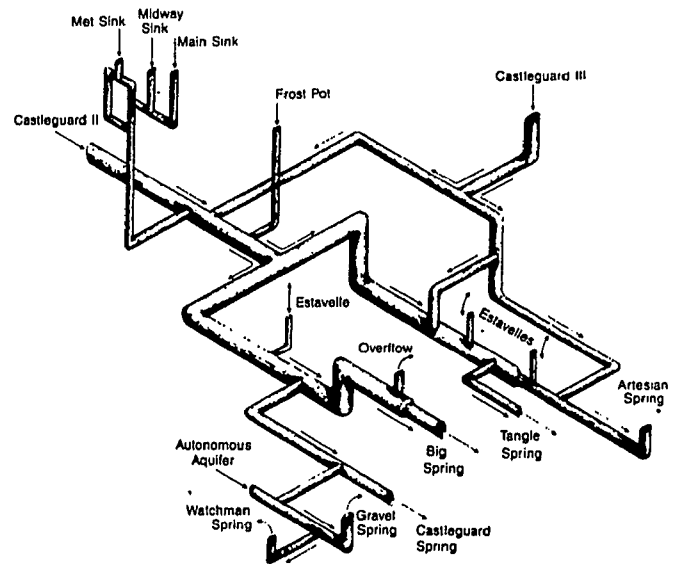


Abb. 3-4: Strukturelles Modell des Großkluft-Netzwerkes im Castleguard Aquifer (Rocky Mountains), rekonstruiert anhand von Tracer-Durchbruchskurven (aus Smart, 1988).

4. WÄRMETRANSPORT IN EINEM KARSTAQUIFER

4.1. Transportprozesse

Die Aquifer- und Quelltemperatur wird von konduktiven und konvektiven Transportprozessen bestimmt, die sich gegenseitig überlagern.

Die wesentlichen Prozesse sind im folgenden Abschnitt aufgeführt.

4.1.1. Konduktive Prozesse

Geothermischer Wärmestrom

Der geothermische Wärmestrom ist in Richtung des geothermischen Gradienten vom Erdmittelpunkt zur Oberfläche gerichtet. Der Gradient beträgt im Arbeitsgebiet durchschnittlich $i=3 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C/cm}$ (Renner, 1991). Mit der Wärmeleitfähigkeit von Kalk $\lambda=5,21 \cdot 10^{-3} \text{ (cal/(s } ^\circ\text{C))}$, (Mercer et al., 1982) ergibt sich nach

$$\Phi = \lambda i \quad (4-1)$$

für den geothermischen Wärmestrom $\Phi=1,56 \cdot 10^{-6} \text{ cal/(s } ^\circ\text{C)}$. Dies liegt im mitteleuropäischen Rahmen von $7,18 \cdot 10^{-7}$ bis $3,35 \cdot 10^{-6} \text{ cal/(s } ^\circ\text{C)}$ (Hänel, 1979, Birch, 1955).

Oberflächen-Temperaturschwankungen

Nahe unter der Geländeoberfläche schwankt die Gesteinstemperatur aufgrund atmosphärischer Temperaturschwankungen. Doch der Einflußbereich atmosphärischer Jahrestempera-

turschwankungen reicht i.a. nicht weiter als 20 m unter die Oberfläche (Ludewig, 1981). Unter der Annahme, daß der Jahrestemperaturverlauf näherungsweise eine Sinuskurve beschreibt, ist die Temperatur im Gestein in einer Tiefe s zur Zeit t (Ingersoll et al., 1954):

$$T_x = T_m + \frac{i_w}{\beta} \left(1 + \frac{\beta s}{\lambda}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} T_a e^{-x\sqrt{n\pi/P\alpha}} \sin\left(nt \frac{2\pi}{P} - x\sqrt{\frac{n\pi}{P\alpha}}\right) \quad (4-2)$$

Die Parameter sind im Symbolverzeichnis erläutert. β ist eine Wärmeübertragungszahl, die sich auf die Grenzfläche Luft-Erdoberfläche bezieht. Nach Gl. (4-2) beträgt der Jahrestemperaturgang in einem reinen Kalkstein (thermische Leitfähigkeit $\alpha=9,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ (Mercer et al., 1982)) in 15,3 m Tiefe noch 1 % der Oberflächen-Temperaturschwankung. Darunter sind die Wärme-Strömungsverhältnisse annähernd stationär.

4.1.2. Konvektive Prozesse

Konvektiver Wärmetransport im Aquifer erfolgt, sobald das strömende Grundwasser einen Temperaturgradienten aufweist. In Kar-

staquiferen wird konvektiver Transport insbesondere durch Niederschlagsereignisse hervorgerufen. Durch ein Ereignis gelangen große

Mengen frischen Ereigniswassers in den Aquifer. Das Ereigniswasser hat oft eine Temperaturdifferenz gegenüber dem Aquifer. Es wird z.T. mit Vorereigniswasser vermischt und

strömt durch die Klüfte zur Quelle. Dadurch werden schließlich an der Quelle z.T. beträchtliche Temperaturabweichungen hervorgerufen.

4.2. Geländebeobachtungen

4.2.1. Einleitung

In Karstgebieten bewirken Niederschlagsereignisse vergleichsweise starke Schwankungen der Quellschüttung und der physiko-chemischen Parameter im Quellwasser. Die physiko-chemischen Parameter im Quellwasser von Karstaquiferen waren bereits Gegenstand zahlreicher Arbeiten (Aley, 1970; Hess et al. 1988; Davies, 1992, u.a.). Die Schwankungen von elektrischer Leitfähigkeit und Temperatur im Quellwasser können auf die Durchmischung von Niederschlagswasser mit (im Aquifer befindlichen) Vorereigniswasser zurückgeführt werden. Das Niederschlagswasser weist i.a. eine initiale Temperatur- und Leitfähigkeitsdifferenz gegenüber dem Vorereigniswasser auf.

Dies führt i.a. zu einer Absenkung der elektrischen Leitfähigkeit und, je nach Niederschlagstemperatur, zu positiven oder negativen Temperaturschwankungen an der Quelle, wie sie von Benderitter et al. (1993) und Hess et al. (1988) beschrieben wurden. Während des Transportes zur Quelle wird die Temperaturdifferenz zwar reduziert, aber die Temperatur nicht vollständig an das Gestein angeglichen.

Das Maß der Temperaturschwankung an der Quelle wird von der Impulstemperatur (Eingangstemperatur des Niederschlagswassers) und vom Wärmetransport auf dem Fließweg zur Quelle bestimmt. Der Wärmetransport wiederum ist eine Funktion der thermischen Parameter von Gestein und Wasser, der Fließgeschwindigkeit und den geometrischen Parametern der Klüfte. Die Klüfte in einem natürlichen System haben unterschiedliche Parameter, d.h. unterschiedliche Kluftlängen und Kluftöffnungen. Entsprechend gibt es unter den Karstquel-

len in bezug auf die Quellreaktion deutliche Unterschiede je nach Art und Reife der Verkarstung.

Die Reaktion der physiko-chemischen Quellparameter ist in vielen Karstquellen deutlich und sehr diskret. Sie bietet sich daher für qualitative und quantitative Interpretationen an. Schuster et al. (1971) erreichten anhand der Charakterisierung der Quellreaktion eine vergleichende Einordnung unterschiedlich beschaffener Karsteinzugsgebiete zwischen den Kategorien „diffuse flow“ und „conduit flow“. Das „Conduit-System“ besteht aus großvolumigen Karstklüften, während das „Diffuse System“ aus fein verteilten, tektonischen Klüften mit geringer Öffnungsweite besteht. Die Quelle eines Aquifers mit einem stark ausgebildeten „Conduit-System“ reagiert sehr schnell auf ein Niederschlagsereignis mit einem starken Anstieg der Quellschüttung, die nach dem Niederschlag ebenso schnell wieder abfällt. Die Quellreaktion eines eher vom „Diffusen System“ bestimmten Aquifers reagiert dagegen langsamer und in der Amplitude gedämpfter.

Quantitative Ansätze zur Bestimmung von Kluftweiten und Fließgeschwindigkeiten liegen ebenfalls vor. Seit den 60'er Jahren befassen sich Arbeiten mit der quantitativen Analyse der Reaktion der physiko-chemischen Parameter im Quellwasser von Karstaquiferen. Am Anfang stehen die Arbeiten von Ashton (1966) und Wilcock (1968). Grundlage für deren Analysen waren Zeitreihen der Quellschüttung und der physiko-chemischen Parameter im Quellwasser. Die von Ashton (1966) beschriebene Schüttungskurve nach einem Niederschlag weist

mehrere einzelne, unmittelbar aufeinanderfolgende Spitzen auf, die er auf einzelne unterschiedliche Fließwege zurückführt. Ferner konstatiert Ashton (1966), daß die physiko-chemischen Parameter gegenüber der Quellschüttung ähnlich, aber verzögert reagieren. Die Folgerung ist, daß erst das Vorereigniswasser aus den Klüften verdrängt wird, bevor das Niederschlagswasser aus der Quelle austritt. Die erste Änderung der physiko-chemischen Parameter kennzeichnet den ersten Durchbruch des frischen Niederschlagswassers. Anhand des zeitlichen Versatzes von Schüttungsspitze und der entsprechenden Spitze der physiko-chemischen Parameter lassen sich die Volumina der einzelnen Wegsamkeiten bestimmen.

Dieser Art der Abflusstrennung liegt die Vorstellung zugrunde, das Kluftnetz ließe sich näherungsweise als einige wenige Zylinder beschreiben, aus dem erst das Vorereigniswasser verdrängt wird, bevor frisches Wasser austritt.

Dieser Ansatz ist in Aquiferen, deren Drainage von ein oder zwei Klüften dominiert ist, angebracht. In komplexeren Systemen, insbesondere in reiferen Karstaquiferen, ändern sich die physiko-chemischen Parameter durch eine vielfache Überlagerung der Ausgangssignale einzelner Kluftwegsamkeiten. Die erste Änderung der Parameter im Quellwasser kennzeichnet lediglich den ersten Durchbruch des Niederschlagswassers entlang der kürzesten bzw. schnellsten Kluft. Dieses Signal wird anschließend durch andere Klüfte überlagert und verstärkt. Die Änderung der physiko-chemischen Parameter im Quellwasser tritt ein, lange bevor das gesamte Wasservolumen des Kluftsystems verdrängt worden ist. Die Verzögerung der physiko-chemischen Parameter gegenüber der Quellschüttung spiegelt daher in komplexeren Systemen bei weitem nicht das gesamte Kluftvolumen - oder gar ein zu großes Volumen, wie dies von Atkinson (1973) befürchtet wird -, sondern

nur einen geringen Teil davon.

In diesem Sinne sind auch hoch oszillierende Parameterschwankungen während und unmittelbar nach einem Niederschlag zu verstehen, wie sie von Dreiss (1989), Hess et al. (1974) und Bakalovicz et al. (1980) beschrieben wurden (Abb. 4-1). Diese Schwankungen liegen vor dem eigentlichen Rückgang der Ionenkonzentration bzw. der elektrischen Leitfähigkeit. Es handelt sich gemäß Dreiss (1989) um quellnahe Wegsamkeiten, durch welche das Niederschlagswasser sehr schnell zur Quelle gelangt. Dreiss (1989) fand dieses Charakteristikum nur an kleineren Quellen. An Quellen mit höherer Schüttung ist zwar qualitativ das gleiche zu erwarten, denn quellnahe Wegsamkeiten sind in einem größeren Aquifer ebenso vorhanden, doch der Anteil der Volumenströme einzelner Klüfte an der gesamten Quellschüttung ist vergleichsweise gering und die Durchbruchkurven einzelner Wegsamkeiten sind daher nicht erkennbar.

Diese Überlegungen lassen darauf schließen, daß die Zeitspanne zwischen der Reaktion der physiko-chemischen Parameter und der Quellschüttung theoretisch sehr klein ist. Es ist die Zeitspanne die das Niederschlagswasser durch die schnellste (quellnahe) Wegsamkeit bis zur Quelle benötigt. Folglich erlaubt diese Zeitspanne allein keine quantitativen Aussagen.

Williams (1983) analysiert die physiko-chemischen Parameter in Karstquellen und gelangt dadurch zur Identifikation von „subkutanem Wasser“ das temporär nahe der

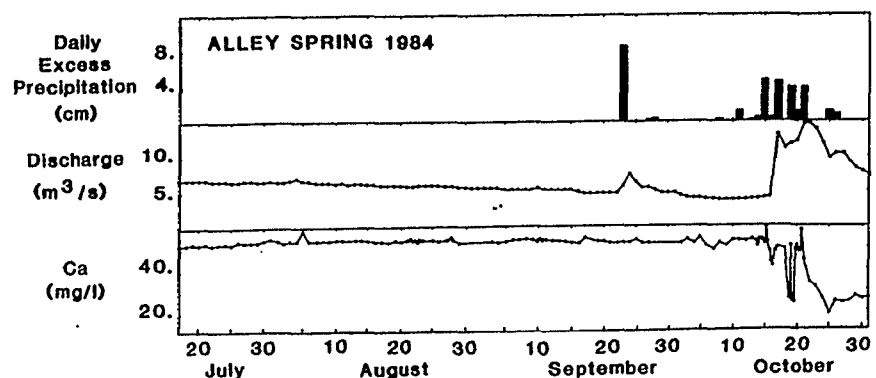


Abb. 4-1: (aus Dreiss, 1989 (a)) Reaktion der Konzentration von Ca-Ionen im Quellwasser auf ein Niederschlagsereignis. Vor dem eigentlichen Rückgang der Konzentration zeigt die Ca-Kurve kurzfristige starke Ausschläge. Sie werden von der Autorin als Durchbrüche einzelner Klüfte gedeutet. Dieses Charakteristikum findet sich auch in der Gallusquelle.

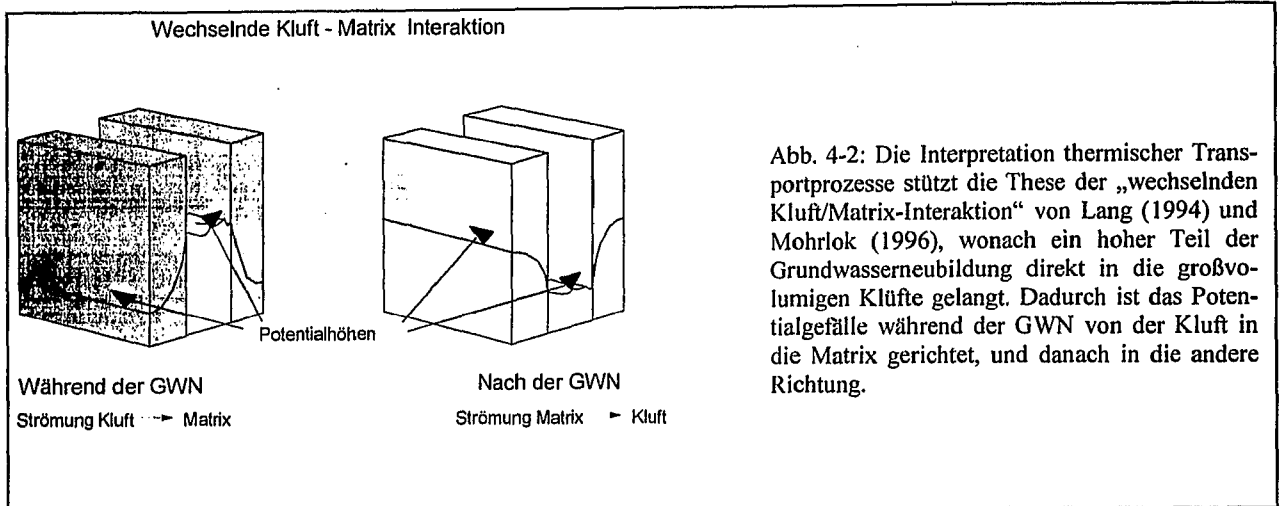


Abb. 4-2: Die Interpretation thermischer Transportprozesse stützt die These der „wechselnden Kluft/Matrix-Interaktion“ von Lang (1994) und Mohrlök (1996), wonach ein hoher Teil der Grundwasserneubildung direkt in die großvolumigen Klüfte gelangt. Dadurch ist das Potentialgefälle während der GWN von der Kluft in die Matrix gerichtet, und danach in die andere Richtung.

Geländeoberfläche gespeichert wird. Auch diesem Ansatz liegt jedoch die Vorstellung eines einzelnen Zylinders zugrunde.

Sauter (1992) beschreibt mehrere Methoden der Abflusstrengung, um zur Quantifizierung von „schnellem“ und „langsamem“ (entsprechend dem „Conduit-System“ und dem „Diffusen System“, s.o.) Wasser in einer Karstquelle zu gelangen. Als schnelles Wasser wird die Abfluskomponente bezeichnet, die von der Geländeoberfläche entlang von Großklüften mehr oder weniger unverzögert ins Grundwasser gelangt. Langsames Wasser ist dagegen durch eine gewisse Zwischenspeicherung in der Subkutanen Zone und langsamere Strömungsgeschwindigkeit in feinen Klüften des Aquifers verzögert. Der Anteil an schnellem Wasser erreicht sein Maximum, wenn die Abweichung der Quellparameter am höchsten ist.

Doch auch dieser Ansatz berücksichtigt entscheidende Prozesse nicht, wie das vorliegende Konzept zeigt: Im vorliegenden Konzept ist die Temperaturganglinie eine Funktion des konduktiven Wärmetransports im Gestein. Die Ganglinie der elektrischen Leitfähigkeit ist eine Funktion von Karbonatlösungsprozessen. Und beide Ganglinien sind bestimmt von den Kluftparametern, deren räumlichen Anordnung und dem wechselnden Zusammenspiel von Kluft und Matrix.

Der Begriff Kluft steht für durch Verkarstung aufgeweitete Fließwege und Matrix steht für tektonische Feinklüfte.

Im vorliegenden Ansatz spielt die „Kluft-Matrix-Interaktion“ wie sie von Lang (1994)

und Mohrlök (1996) beschrieben wird, eine Rolle. Beide Arbeiten weisen darauf, daß der typische Verlauf der Schüttungsganglinie einer Karstquelle - ausgeprägte Schüttungsspitzen und anschließend rascher Rückgang der Schüttung - dadurch zustandekommt, daß ein großer Teil der Grundwasserneubildung direkt in die Klüfte des Aquifers erfolgt. Laut Lang (1994) beträgt dieser Teil mindestens 40%. Mohrlök (1996) reproduziert die Merkmale einer Schüttungsganglinie einer Karstquelle mit einem Anteil von 90% Grundwasserneubildung in die Kluft und nur 10% in die Matrix.

Dadurch entsteht während der Grundwasserneubildung ein Potentialgefälle von der Kluft in die Matrix (Abb. 4-2). Die Klüfte sind hydraulisch hoch wirksam und drainieren entsprechend schnell, und das Potentialgefälle kehrt sich nach dem Niederschlag um (Abb. 4-1). Ab diesem Zeitpunkt drainiert die Matrix in die Klüfte.

Mit dem Potentialgefälle von der Kluft in die Matrix während der Grundwasserneubildung wird der Zustrom von der Matrix in die Kluft blockiert. Dadurch tritt eine nur geringe Vermischung von frischem Niederschlagswasser und Vorereigniswasser in der Kluft ein. Das Niederschlagswasser kommt weitgehend unvermischt an der Quelle an. Die Änderung der physiko-chemischen Parameter in der Quelle kann daher sehr schnell und hoch sein (Dreiss, 1989, s.o.). In größeren Aquiferen geschieht die Änderung der Parameter im Quellwasser nur allmählich, weil sie eine vielfache Überlagerung unterschiedlich langer Wegsamkeiten darstellt. Der Zeitpunkt, zu dem die Spitze die-

ser Abweichung eintritt, hängt von mehreren Variablen ab:

1. Fließgeschwindigkeit, Form und Größe des Aquifers: Ein Dirac-Impuls, gleichmäßig über den Aquifer verteilt, wird dann ein Maximum in der Quelle hervorrufen, wenn die Klüfte mit der häufigsten Transportzeit durchbrechen. Die Verteilung der Transportzeit ist daher beispielsweise für ein kreisförmiges Einzugsgebiet anders als für ein Kreis-Ausschnittförmiges.
2. Dauer des Niederschlags
3. Wie die folgende Überlegung zeigt, muß auch die Kluftbeschaffenheit berücksichtigt werden: Ein Kluftaquifer sei so beschaffen, daß in Quellnähe vorwiegend Klüfte mit großer Kluftöffnung und in quellfernen Bereichen wenige feine Klüfte angeordnet sind. Durch das geringe Kluftvolumen in quellfernen Bereichen hat dort das infiltrierende Niederschlagswasser einen wesentlich stärkeren Effekt auf die physiko-chemischen Parameter des Kluftwassers als in Quellnähe. Dadurch wird ein Gradient von quellfernen zu quellnahen Bereichen erzeugt (vgl. Abb. 1-13). Nach dem Niederschlagsende kann die Abweichung der Quellparameter durch den Transport des quellfernen Wassers zur Quelle zunächst immer noch zunehmen. Dadurch kann die Spitze der physiko-chemischen Parameter gegenüber der Schüttungsspitze verzögert sein. Die Verzögerung ist wiederum von der Niederschlagsstärke und folglich von der Fließgeschwindigkeit bestimmt. Dies wurde von Sauter (1992) am Aquifer der Gallusquelle aufgezeigt und ist in den Zeitreihen im Anhang zu sehen.
4. Schließlich spielt noch die Wechselwirkung des Kluftwassers mit dem Gestein eine große Rolle. Wärme beispielsweise, ist ein hochreaktiver Tracer. Wenn Wasser mit einer Temperaturdifferenz gegenüber dem Gestein in die Klüfte tritt, entsteht eine starke konduktive Wechselwirkung zwischen Kluft und Gestein. Das Gestein wirkt als Puffer, und die Durchbruchkurve zeigt das

typische Tailing eines reaktiven Tracers, das anhalten kann, obwohl das frische Niederschlagswasser bereits aus den Klüften verdrängt worden ist. Die Wechselwirkung mit dem Gestein ist wiederum eine Funktion des Diffusionskoeffizienten (Stofftransport) bzw. der thermischen Leitfähigkeit (Wärmetransport) und der Kluftfläche. Wärme ist ein extrem reaktiver Tracer. Die Temperaturganglinie an der Quelle ist daher auf die Größe der Kluftflächen sehr sensitiv.

Die elektrische Leitfähigkeit, die in einer Karstquelle im wesentlichen von der Konzentration der HCO_3^- -Ionen bestimmt wird, verhält sich anders. Eine diffusive oder konduktive Wechselwirkung mit dem Gestein findet nicht statt. Das Gestein hat keine Pufferwirkung, das Signal ist spätestens dann vorbei, wenn das frische Niederschlagswasser aus den Klüften gespült ist. Die Angleichung an den Vorereigniswert wird durch die Karbonatlösung im Gestein noch beschleunigt. So erklärt sich der vergleichsweise steile Anstieg und Abfall der Leitfähigkeit, während die Temperatur sich am Anfang i.A. stark ändert und anschließend nur sehr langsam wieder auf den Vorereigniswert zurückgeht, eine Beobachtung die in mehreren Arbeiten beschrieben wurde (Schuster et al., 1971, Hess et al., 1988). Aufgrund der Reaktivität von Wärme als Tracer ist die Temperaturganglinie gegenüber der Ganglinie der elektrischen Leitfähigkeit verzögert. Diese Folgerung bestätigt sich in allen Niederschlagsereignissen im Gelände (s. Annex 3).

Eine detaillierte Analyse der Zeitreihen muß den Punkten 1 bis 4 Rechnung tragen. Da weder die Kluftverteilung im Raum, noch die Geschwindigkeitsverteilung in der Zeit konstant ist, kann die Analyse nur anhand einer numerischen Simulation geschehen.

Im folgenden Teil der Arbeit werden Transportprozesse identifiziert, ein konzeptuelles Modell erstellt und schließlich die mathematische Umsetzung in einem numerischen Simulationsmodell beschrieben.

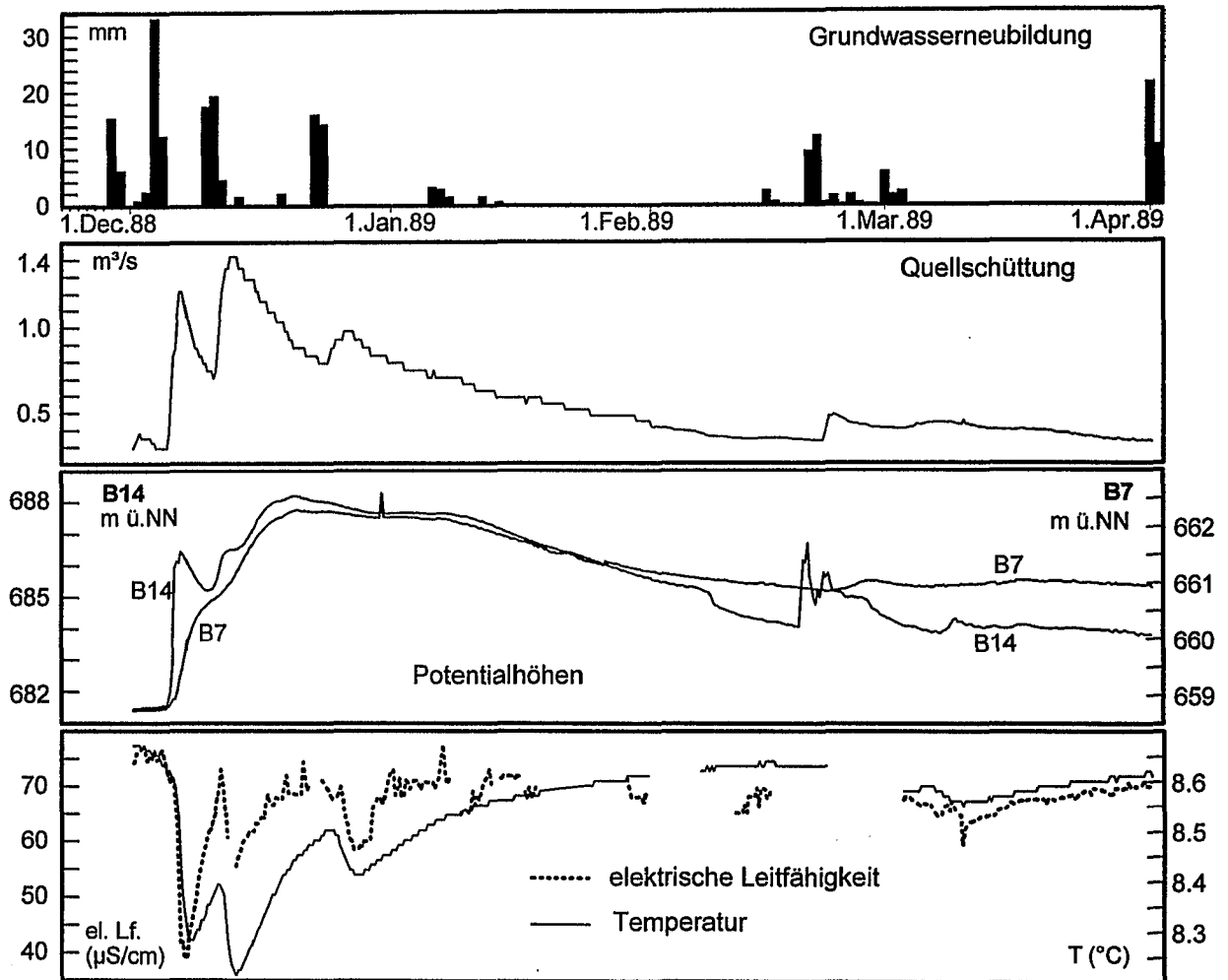


Abb. 4-3: Zeitreihen hydraulischer und physikalischer Parameter im Einzugsgebiet und der Gallusquelle (Sauter, 1992).

4.2.2. Parameter im Wasser der Gallusquelle

In Abb. 4-3 sind die Daten aus dem Einzugsgebiet der Gallusquelle während einer Niederschlagsserie dargestellt. Die Daten sind der Arbeit von Sauter (1992) entnommen.

Im Dezember 1988 führt eine Serie von Niederschlagsereignissen zu signifikanter Grundwasserneubildung. Mit einer Verzögerung von einigen Tagen steigen in den Bohrungen B7 und B14 (vgl. Abb. 2-1) die Piezometerhöhen. Die Ganglinien der zwei Bohrungen unterscheiden sich in Form und Amplitude. Während B14 etwa zeitgleich mit der Quelle ansteigt, ist der Verlauf in B7 wesentlich gedämpfter. Auch der Gesamtanstieg ist in B14 mit 5 m wesentlich stärker gegenüber ca. 3 m in der B7. Sauter (1992) erklärte die empfindlichere Reaktion von B14 mit einer hydraulischen Verbindung zu größeren Karstklüften und konnte dies anhand von hydraulischen Tests belegen.

Beide Kurven erreichen ihr Maximum erst ca. acht Tage nach der stärksten Grundwasserneubildung. Die Verzögerung kann mehrere Ursachen haben: Ein Teil des Niederschlagswassers, der entlang langsamerer Fließwege durch die ungesättigte Zone ins Grundwasser gelangt, könnte ebenso der Grund sein, wie eine Zwischenspeicherung in einer epikarstischen Verwitterungszone. Eine dritte Möglichkeit hängt mit der wechselnden Kluft-Matrix Interaktion zusammen. Im Inneren eines Matrixblockes vollziehen sich die Piezometerschwankungen der Klüfte gedämpft und mit einer Phasenverschiebung (Lang, 1994, Mohrlök, 1996). Nach dem ersten schnellen Anstieg ist die Änderung der Piezometerhöhen nur noch gering.

Etwa zeitgleich mit dem Potential in B14 steigt die Quellschüttung. Der Anstieg setzt sehr abrupt ein. Ebenfalls zeitgleich ändern sich die

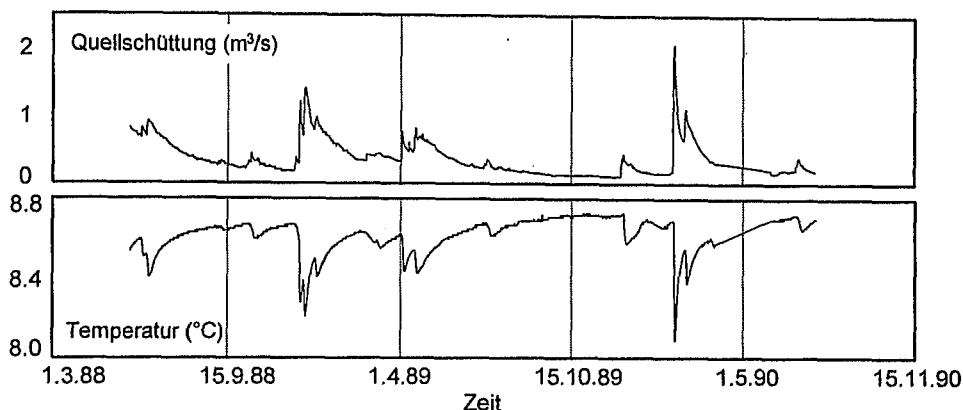


Abb. 4-4: Temperatur und Schüttung in der Gallusquelle (Daten Sauter, 1992).

Quellparameter elektrische Leitfähigkeit und Temperatur. Kurz vor der eigentlichen Absenkung der elektrischen Leitfähigkeit sind auch an der Gallusquelle die zackartige Schwankungen erkennbar, die von Dreiss (1989) beschrieben und als Durchbrüche vereinzelter Klüfte gedeutet worden sind. Die Temperaturänderung setzt etwas weicher ein. Die Kurve der elektrischen Leitfähigkeit hat einen ebenso steilen Anstieg wie Abfall. Demgegenüber ist die Spitze der Temperaturkurve - wie oben bereits angedeutet wurde - infolge der hohen thermischen Wechselwirkung zwischen Kluftwasser und Gestein verzögert und durch ein langes Tailing gekennzeichnet.

Ein weiteres charakteristisches Merkmal der Quelltemperatur zeigt die langfristige Betrachtung der Temperaturganglinie (Abb. 4-4). Zum einen weist die Temperatur in der Gallusquelle keine erkennbaren jahreszeitlichen Temperaturschwankungen auf. Der Grund hierfür liegt im Flurabstand des Aquifers. Der mittlere Flurabstand von ca. 100 m liegt unterhalb des Einflusses von jahreszeitlichen Temperaturschwankungen. Die Hintergrundtemperatur liegt zwischen 8,65 und 8,7 °C. Von diesem Wert weicht die Quelltemperatur nur gebunden an Niederschlagsereignisse ab.

Zum anderen fällt auf, daß die Temperaturabweichungen ausschließlich negativ sind.

4.3. Konzeptuelles Modell

Auch Jeannin (1990) beobachtete nach Niederschlägen in tiefen Karsthöhlen im ungesättigten Bereich ausschließlich negative Temperaturabweichungen. Gemäß Jeannin (1990) bedeutet eine Infiltration aus höheren Bereichen der ungesättigten Zone in tiefere Bereiche, infolge des geothermischen Gradienten i.a., eine Zufuhr von kaltem Wasser in wärmere Bereiche. Dies bewirkt eine Abkühlung des Aquifers bzw. eine Absenkung der Quelltemperatur. Die Temperatur des Wassers, das durch die Großklüfte ins Grundwasser gelangt, ist dann nicht nur von der atmosphärischen Temperatur bestimmt, sondern auch vom geothermischen Gradienten. Der geothermische Gradient allein reicht nicht aus,

um die ausschließlich negativen Temperaturabweichungen zu erklären. Hierzu sind weitere typische Eigenschaften notwendig:

- Die Mächtigkeit der ungesättigten Zone muß ausreichend groß sein, um in sich (zwischen der Oberfläche und dem Grundwasserspiegel) eine ausreichende Temperaturdifferenz zu beinhalten.
- Das Sickerwasser muß in einem oberen, relativ kalten Bereich der ungesättigten Zone zumindest teilweise an die Gesteinstemperatur angeglichen werden.

Niederschlagsereignis: Wärmetransport durch die Ungesättigte Zone

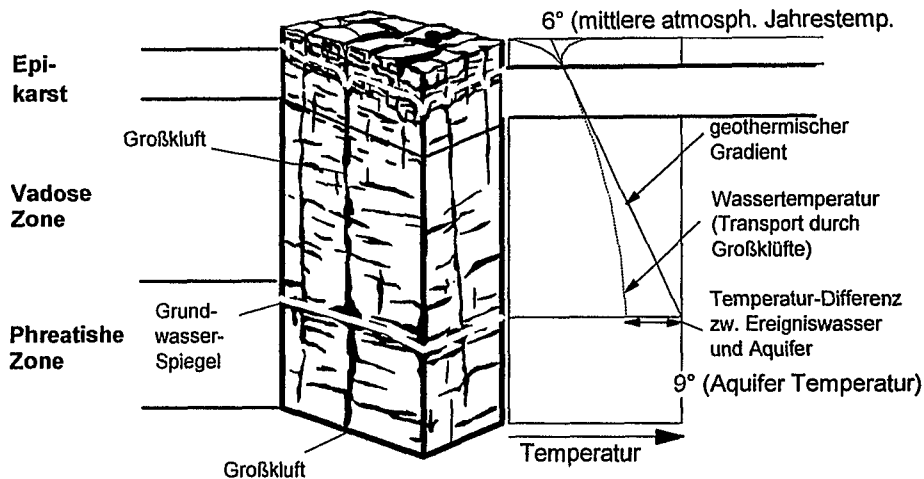


Abb. 4-5: Niederschlagsereignisse bewirken Temperaturabweichungen in der Quelle. Die Temperaturabweichungen im Arbeitsgebiet sind ausschließlich negativ. Dies hängt mit dem Aufbau und den hydraulischen Eigenschaften der Ungesättigten Zone zusammen (gering durchlässiger Epikarst, hochdurchlässige Klüfte in der vadosen Zone) und mit dem geothermischen Gradienten (vgl. Text).

- Anschließend gelangt das Sickerwasser ins Grundwasser. Dies geschieht durch hydraulisch hochwirksame Klüfte, wodurch das Sickerwasser in das Grundwasser gelangt, ohne sich vollkommen an die Gesteinstemperatur anzugleichen. Auch der Transport zur Quelle muß sich entlang von Großklüften vollziehen. Andernfalls hätte ein Niederschlagsereignis - ähnlich einem porösen Aquifer - keinen thermischen Effekt an der Quelle in der vorliegenden Größenordnung.

Voraussetzung für diese punktuelle „Injektion“ des Niederschlagswassers in den Aquifer ist eine Fokussierung des Niederschlagswassers in dolinenartigen Strukturen in der epikarstischen Zone. Die hierfür notwendigen trichterartigen

Strukturen wurden von Gunn (1981, 1983), Williams (1982, 1983), Klimchouk (1995) und anderen beschrieben.

Im folgenden Abschnitt wird am Beispiel eines Niederschlagsereignisses und der Reaktion im Aquifer, ein konzeptuelles Modell umrissen. Aufgrund der wechselnden Kluft-Matrix-Interaktion, bzw. der wechselnden Strömungsprozesse während und nach einem Niederschlagsereignis, wechseln auch die Wärmetransportprozesse. Es werden zwei Phasen unterschieden:

- (1) Wärme-Impuls- und
- (2) Erholung (Abb. 4-7).

4.3.1. Transportprozesse während des Wärme-Impulses

Während der Temperaturabsenkung sind im wesentlichen drei Transportprozesse wirksam (Abb. 4-6):

- (1) **Konvektiver Wärmetransport durch Grundwasserneubildung:** Ein Teil des Niederschlagswassers gelangt aus dem Epikarst über Großklüfte in den Aquifer (Abb. 4-5) und

bewirkt einen konvektiven Wärmestrom Φ_{konv} in das Kluftsystem des Aquifers (Abb. 4-6).

- (2) **Konduktiver Wärmetransport im Gestein:** Aufgrund der Temperaturdifferenz des (aus der vadosen Zone) zuströmenden Wassers ändert sich die Temperatur in den Klüften des Aquifers. Es entsteht ein Gradient im Gestein

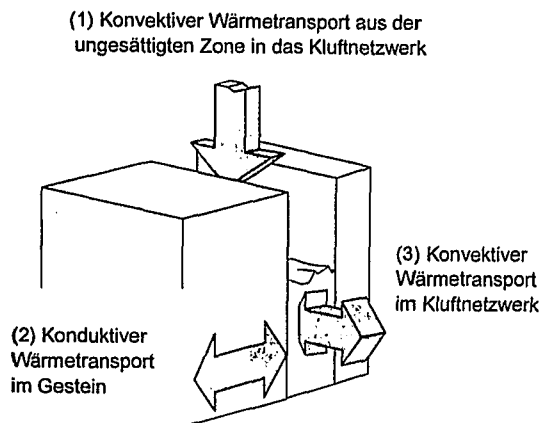


Abb. 4-6: Während der Temperaturabsenkung sind im wesentlichen drei Wärme-Transportprozesse wirksam (vgl. Text).

und damit ein konduktiver Wärmestrom Φ_{kond} im Gestein (Abb. 4-6).

(3) Konvektiver Wärmetransport im Kluftnetz: Das Wasser im Kluftsystem des Aquifers strömt zur Quelle. Wenn die Temperatur in der Kluft nicht vollkommen gleichmäßig ist, erfolgt dadurch ein konvektiver Transport im Kluftsystem. Dieser Prozeß bewirkt einen Temperaturanstieg im Quellwasser, wenn der thermische Gradient entlang der Kluft in Fließrichtung negativ ist, und ein Temperaturrückgang, wenn der Gradient positiv ist.

Die Prozesse (1) und (2) haben umgekehrte Vorzeichen: Wenn die Kluft durch zuströmendes Wasser aus der ungesättigten Zone (Prozeß 1) abgekühlt wird, d.h. der Kluft Wärme entzo-

gen wird, ruft dies eine Zufuhr von Wärme durch konduktiven Wärmetransport aus dem Gestein hervor (Prozeß 3) und umgekehrt.

Die Temperaturabsenkung in der Kluft dauert so lange an, wie die Abkühlung durch konvektiven Transport (Prozeß 1) gegenüber der Erwärmung durch Konduktion (Prozeß 2) überwiegt. Mit anderen Worten, die Abkühlung dauert so lange, wie ausreichend kaltes Wasser in der ausreichenden Menge aus dem Epikarst in die Kluft gelangt. Wenn der Zustrom oder die Temperaturdifferenz des Epikarst-Wassers gegenüber dem Aquifer so weit zurückgeht, daß der konduktive Wärmestrom aus dem Gestein überwiegt, endet die Temperaturabsenkung in der Kluft und die Erholung beginnt.

Die Dauer des (konvektiven) thermischen Impulses (Prozeß 1) auf die Klüfte entspricht der Zeitspanne, in der Wasser aus der ungesättigten Zone in signifikanter Menge in die Klüfte einströmt. Gleichzeitig entspricht dies der ersten Phase der Kluft-Matrix-Interaktion (Abb. 4-2), in der das hydraulische Potential in den Klüften über dem hydraulischen Potential der Matrix liegt.

Die Quellschüttung steigt, solange das Potential in den Klüften steigt. Damit entspricht die Periode, in der die Quellschüttung ansteigt, näherungsweise der Zeitspanne der Grundwasserneubildung in die Klüfte.

4.3.2. Transportprozesse während der Erholung

Am Ende des Wärmeimpulses ist der konvektive Wärmestrom - der Zustrom von kaltem Wasser aus der ungesättigten Zone - so weit zurückgegangen, daß der konduktive Wärmestrom aus dem Gestein in die Kluft überwiegt.

Das Wasser, das nun in die Klüfte strömt, kann zweierlei Ursprünge haben:

Zum einen kann es Vorereignis-Wasser aus der Matrix sein. Dieses Wasser hat „Aquifertemperatur“ bzw. Vorereignistemperatur.

Zum anderen kann es Wasser aus der ungesättigten Zone sein, das nicht durch die hydraulisch hochwirksamen Wege, sondern durch feinere Klüfte und daher verzögert in den Aquifer gelangt. Die zeitliche Verzögerung gegenüber dem Niederschlagsereignis impliziert eine langsamere Strömungsgeschwindigkeit durch die ungesättigte Zone (durch feinere Klüfte) und infolgedessen eine kontinuierliche Anpassung der Wassertemperatur an das Gestein. Dieses Wasser gelangt daher ebenfalls mit Aquifer-

bzw. Vorereignistemperatur in die Klüfte. Während der Erholung sind also folgende Transportprozesse wirksam (Abb. 4-7):

(1) **Konvektiver Wärmetransport** durch den Grundwasser-Zustrom aus der Matrix in das Kluftnetz. Dieses Wasser hat Vorereignis-Temperatur (s.o.).

Lang (1995) berücksichtigt in seinen Berechnungen einen weiteren Strömungsprozeß: Durch die wechselnde Kluft-Matrix-Interaktion wird während der Grundwasserneubildung Wasser aus der Kluft in die Matrix gedrängt (Abb. 4-1). Dadurch gelangt frisches Niederschlagswasser (mit einer geringeren Temperatur) in die Matrix und strömt in der zweiten Phase der Kluft-Matrix-Interaktion wieder in die Kluft (Abb. 4-1). Doch aufgrund der Strö-

mung durch die feinklüftige Matrix hat auch dieses Wasser Vorereignistemperatur.

(2) **Konduktiver Wärmetransport im Gestein** und an der Grenze Kluft/Gestein, entsprechend Prozeß (2) während des Wärme-Impulses.

(3) **Konvektiver Wärmetransport im Kluftnetz.** Dieser Prozess entspricht Prozess (3) während des Wärme-Impulses.

Nun haben die Prozesse (1) und (2) gleiches Vorzeichen: Sowohl der Zustrom aus der Matrix als auch der konduktive Wärmestrom aus dem Gestein führen zu einer Erholung der Kluftwassertemperatur. Die Temperatur in der Kluft und in der Quelle steigt an, bis der Vorereigniswert wieder erreicht ist.

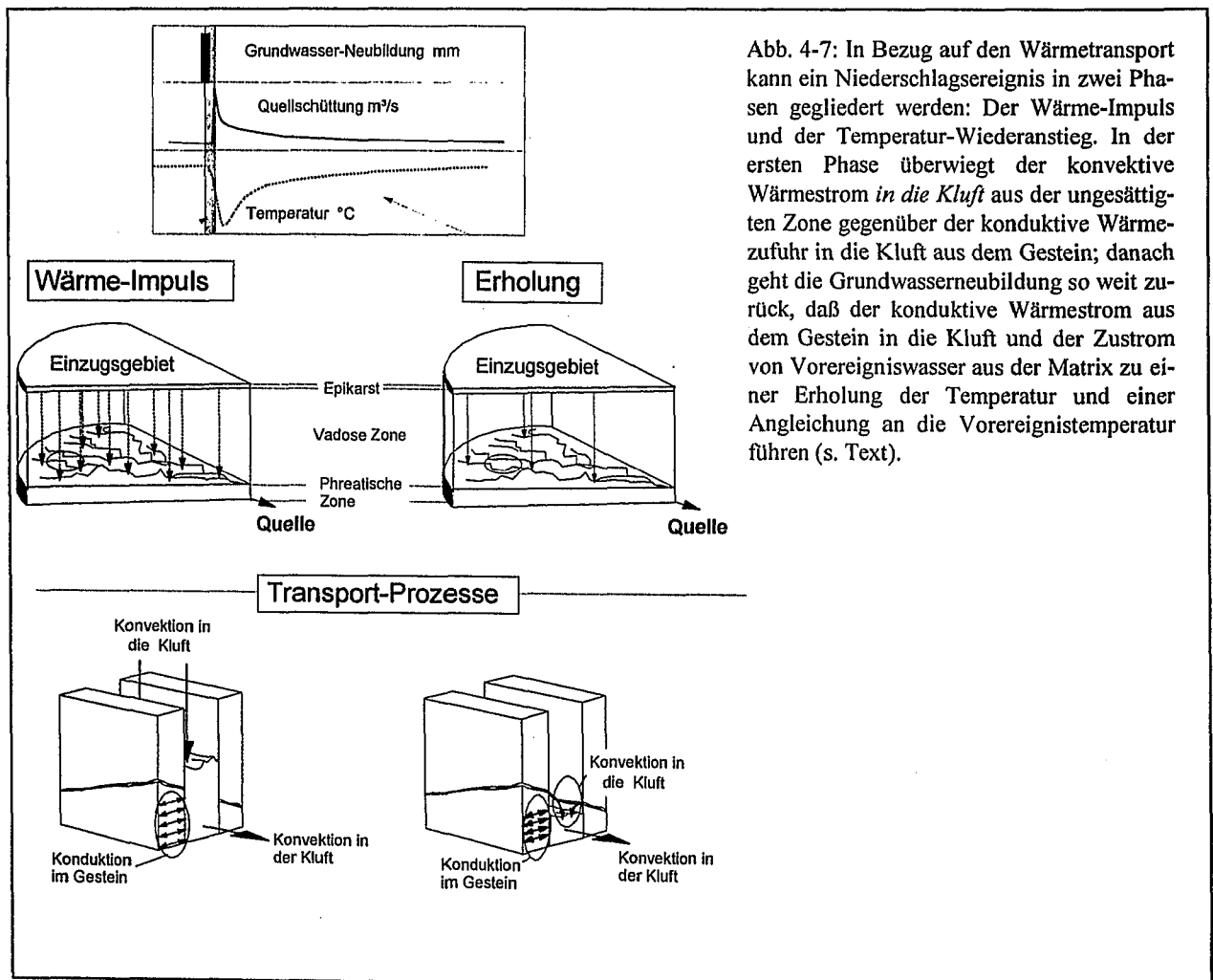


Abb. 4-7: In Bezug auf den Wärmetransport kann ein Niederschlagsereignis in zwei Phasen gegliedert werden: Der Wärme-Impuls und der Temperatur-Wiederanstieg. In der ersten Phase überwiegt der konvektive Wärmestrom *in die Kluft* aus der ungesättigten Zone gegenüber der konduktive Wärmezufuhr in die Kluft aus dem Gestein; danach geht die Grundwasserneubildung so weit zurück, daß der konduktive Wärmestrom aus dem Gestein in die Kluft und der Zustrom von Vorereigniswasser aus der Matrix zu einer Erholung der Temperatur und einer Angleichung an die Vorereignistemperatur führen (s. Text).

5. MATHEMATISCHES MODELL

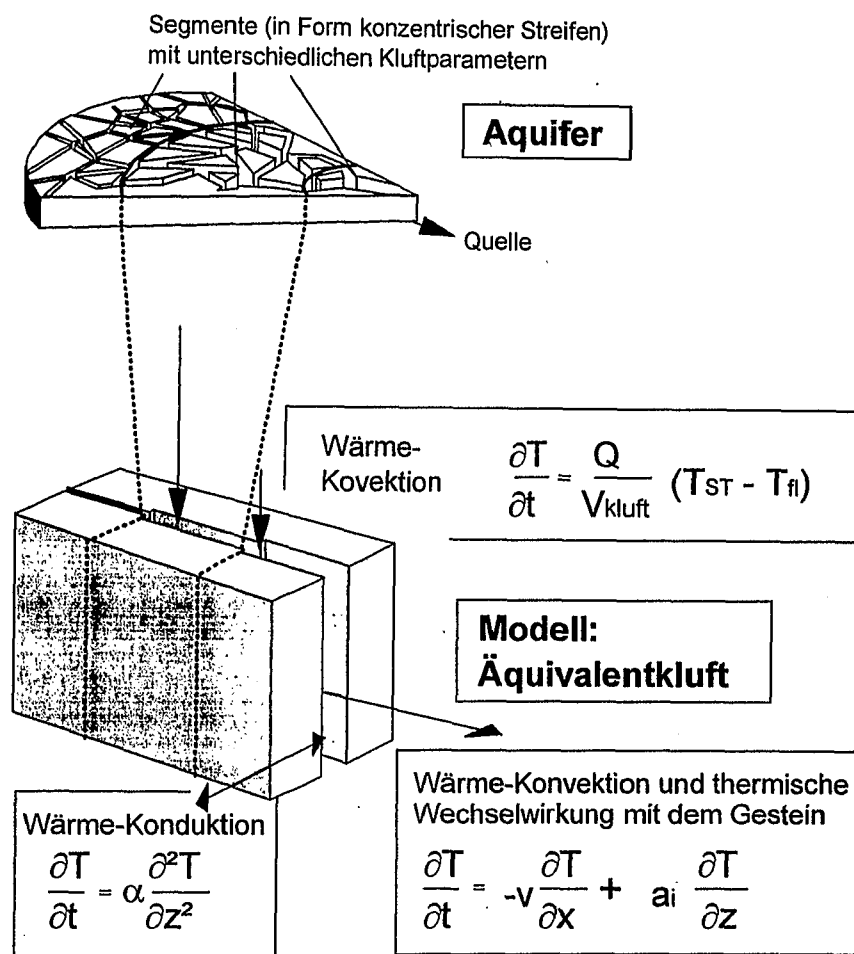


Abb. 5-1: Der Wärmetransport im natürlichen Kluftnetzwerk wird mittels einer Äquivalentkluft simuliert.

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Prozesse beschrieben, die, gemäß dem konzeptuellen Modell, den Wärmetransport im Karst-Aquifer und die Quelltemperatur steuern. In diesem Abschnitt folgt nun die Berechnung der Prozesse in einem numerischen Modell.

Numerische Wärme-Transportmodelle wurden in den letzten Jahren vor allem im Hinblick auf die Simulation der Prozesse bei der Endlagerung radioaktiver Abfälle entwickelt. Darüberhinaus besteht ein zunehmendes Interesse an der Nutzung geothermischer Energie. Entsprechend den unterschiedlichen Anforderungen werden unterschiedliche Modellansätze verwendet. Für die Simulation von Transportprozessen in kleinräumigen Modellfeldern mit be-

kannter Anordnung aller relevanten Klüfte können numerische Modelle mit diskreten Klüften verwendet werden. Simulationsprogramme dieser Art sind beschrieben u.a. von Noorishad et al. (1980 a,b), Narasimhan (1975, 1980 a,b) und Mangold et al. (1979, 1980).

Für großskalige Transport-Simulationen in Kluftaquiferen hingegen, ist die hierfür notwendige Datengrundlage meist nicht vorhanden. In diesem Fall werden vorzugsweise Simulationsprogramme gewählt, in denen - unter der Annahme einer statistischen Kluftverteilung - die Klüfte als Kontinuum definiert werden. Dieser Ansatz stellt eine Erweiterung des von Barenblatt et al. (1960), Warren und Root (1963) und Odeh (1965) dargestellten Ansatzes

des „Doppel-Kontinuum“ dar. Er liegt den Modellen zugrunde, die von Duguid et al. (1973, 1974, 1977), O'Neill (1977, 1978) und Pruess et al. (1985) beschrieben werden.

Das Simulationsmodell, das in dieser Arbeit vorgelegt wird, unterscheidet sich von den genannten Kategorien. Dem vorgelegten Simulationsmodell liegt die Annahme zugrunde, daß ein natürliches Kluftnetz wie ein thermisches Kontinuum gerechnet werden kann ohne ein hydraulisches Kontinuum zu sein. Die Berechnungen im Kapitel „Äquivalenzanalyse“ haben gezeigt: Ein Kluftnetz aus Klüften mit unterschiedlichen Kluftparametern (Kluftlänge und Kluftöffnung) kann sehr ungleich verteilte Volumenströme aufweisen, gleichzeitig aber näherungsweise eine Durchbruchkurve wie ein Kluftnetz aus lauter gleichen Klüften zeigen.

Das vorliegende Modell integriert zwei Merkmale des Klufttransports, die im ersten und zweiten Kapitel beschrieben worden sind:

1) Die räumliche Struktur (die Segmente) einer Kluft, wie sie in Abb. 5-1 dargestellt ist, kann

identifiziert werden, wenn der Volumenstrom - wie dies in einem natürlichen System der Fall sein kann - variiert.

2) Der Transport durch ein Mehrkluftsystem (das Einzugsgebiet in Abb. 5-1) läßt sich - unter Berücksichtigung der CTZ und der Vernetzung der Klüfte - anhand einer Äquivalentkluft berechnen. Das Volumen (eines Segments) der Äquivalentkluft umfaßt die Summe aller Volumina (eines Segments) des Mehrkluftsystems, die Kluftfläche (eines Segments) ist die Summe aller Kluftflächen (eines Segments) des Mehrkluftsystems und folglich ist die Kluftöffnung der Äquivalentkluft stets das arithmetische Mittel der Kluftöffnungen innerhalb eines Segments des Mehrkluftsystems (vgl. Kapitel 2). Die Äquivalentkluft hat näherungsweise die gleiche Durchbruchkurve wie das Mehrkluftsystem. Wenn also ein natürliches Kluftnetz eine räumliche Gliederung der Kluftparameter in Fließrichtung aufweist - wie dies in Karstsystemen durchaus möglich ist - kann dies mit einer räumlich in Segmente gegliederten Äquivalentkluft simuliert werden (Abb. 5-1).

5.1. Das Programm EFT

Für die Durchführung der Modell-Rechnungen wurde das Programm EFT (Equivalent Fracture Transport) entwickelt. Das Programm berechnet die Transportprozesse in einer Äquivalentkluft numerisch nach dem expliziten Verfahren (Diskette im Anhang).

Modellfeld: Wie in den Rechenbeispielen in Kapitel 1 besteht das Simulationsnetz aus einer Reihe hintereinander angeordneter Kluftzellen, in denen der Transport ausschließlich konvektiv ist. An die Kluftzellen grenzt ein Block von Gesteinszellen, in denen der Transport rein konduktiv ist. Der konduktive Transport erfolgt ausschließlich senkrecht zur Kluft. Das Modell stellt also eine Kopplung von senkrecht aufeinander stehenden eindimensionalen Transportgleichungen dar.

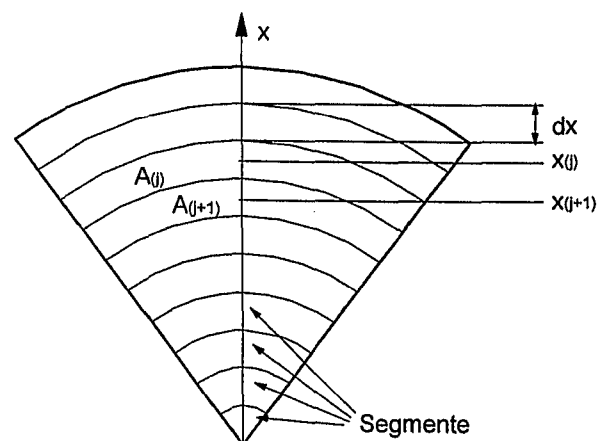


Abb. 5-2: Kreisausschnittförmiges Einzugsgebiet. Das Einzugsgebiet wird in eine beliebige Zahl von - konzentrisch um die Quelle angeordneten - Segmenten mit jeweils anderen Kluftparametern (Kluftfläche, und Kluftvolumen) geteilt. Jedes Segment wird durch eine oder mehrere Zellen repräsentiert.

Diskretisierung: Das Modellfeld besteht aus einer beliebigen Zahl von hintereinander angeordneten Kluftzellen. Jede Kluftzelle kann bezüglich Volumen und Kluftfläche einzeln dimensioniert werden und somit ein Segment des Aquifers repräsentieren (vgl. Abb. 5-1). Wahlweise können auch Zellgruppen mit jeweils einheitlichen Parametern zu Segmenten zusammengefaßt werden (vgl. Abb. 5-1 und Abb. 5-2). Jedes Segment der Äquivalentkluft steht für eine große Zahl von Klüften in einem Segment des Aquifers.

Es wird angenommen, daß die Fließrichtung im Aquifer konzentrisch auf die Quelle gerichtet ist. Folglich haben die Segmente im Aquifer die Form konzentrischer Streifen um die Quelle. (vgl. Abb. 5-1).

An jede Kluftzelle grenzt eine beliebige Zahl von Gesteinszellen.

Die Diskretisierung des Modellfeldes erfolgt über eine Parameter-Eingabedatei. Auf der Diskette im Anhang ist diese Datei INPP.EFT benannt.

5.1.1. Strömungsberechnung

Entsprechend dem konzeptuellen Modell sind es im wesentlichen drei Wärmetransportprozesse, welche die Temperatur im Kluftnetz und in der Quelle steuern (vgl. Abschnitt 4.3.1.):

1. Konvektiver Transport in die Kluft (Zustrom in die Kluft),
2. konduktiver Transport im Gestein und vom Gestein in die Kluft und
3. konvektiver Transport in der Kluft.

Für die Berechnung muß die Strömung bekannt sein. Die Strömungsgeschwindigkeit in einer Kluftzelle wird vom Volumenstrom bestimmt. Der Volumenstrom ist die Summe des Zustromes aus der stromaufwärts gelegenen Kluftzelle und aus der ungesättigten Zone (Grundwasserneubildung), bzw. aus der Matrix.

Die genaue zeitliche Verteilung des Zuflusses in die Klüfte ist unbekannt. Den Berechnungen wird die Annahme zugrundegelegt, daß der Zufluß identisch der Quellschüttung ist. Damit entspricht der Volumenstrom der Quelle dem gesamten Zustrom in die Klüfte. Dadurch wird eine Änderung des Grundwasserspiegels in den Klüften, bzw. des Speichervolumens vernachlässigt. Dies ist insbesondere im ersten Abschnitt eines Niederschlagsereignisses, in welchem sich der Grundwasserspiegel z.T. stark ändert, eine nur schlechte Näherung. Die Annahme impliziert also erhebliche Abweichun-

gen des Rechenmodells gegenüber dem natürlichen System während der Anfangsphase des Niederschlagsereignisses. Die Grundwasserspiegelschwankung ist unmittelbar nach dem Niederschlagsereignis am stärksten. Der anschließende Fall des Grundwasserspiegels vollzieht sich dagegen vergleichsweise langsam (vgl. Annex 3). Die Auswirkung von Grundwasserspiegelschwankungen auf die jeweiligen Modellrechnungen wird in Abschnitt 6.2. für jedes gerechnete Niederschlagsereignis einzeln diskutiert.

Der Wasser-Zustrom in die Kluft kann aus zwei unterschiedlichen Quellen herrühren: aus der ungesättigten Zone (frisches Niederschlagswasser) oder aus der Matrix (Grundwasser). Gemäß der von Lang (1995) postulierten wechselnden Kluft-Matrix-Interaktion erfolgt der Wasser-Zustrom in die Klüfte (während und nach einem Niederschlagsereignis) zunächst aus der ungesättigten Zone und nach der Umkehr der Kluft-Matrix-Interaktion (Abb. 4-2) aus der Matrix. Die Temperatur des Wasserzustromes aus der ungesättigten Zone ist unbekannt. Die Temperatur des Grundwasserzustromes aus der Matrix hingegen ist bekannt und hat Aquifer-temperatur bzw. Vorereignistemperatur.

Der Umschlag vom Wasser-Zustrom aus der ungesättigten Zone zum Grundwasserzustrom vollzieht sich mit dem Wechsel der Matrix-Interaktion. Der Zeitpunkt des Umschlages

stimmt mit dem Zeitpunkt der Schüttungsspitze überein (vgl. Abschnitt 4.3.1.).

Dimensionierung des Volumenstroms in die Kluftzellen: Der Gesamtzustrom in die Kluft entspricht, wie bereits erläutert, der Quellschüttung. Unter der Annahme eines gleichmäßig verteilten Niederschlages ist der Anteil, der in die jeweiligen Kluftzellen strömt, proportional der Fläche des Aquifers, welche in die jeweiligen Klüfte bzw. Äquivalentkluft drainiert. Im Programm ist definiert, daß dx (vgl. Abb. 5-2) für alle Zellen gleich ist. Damit wird die - von einer Zelle repräsentierte - Aquiferfläche nach hinten (in x -Richtung) größer.

Die Verteilung des Zustroms in die Kluftzellen ist eine Funktion der Aquifergeometrie. Das Programm EFT bietet die Option zwischen einem kreisförmigen und einem kreisausschnittförmigen Aquifer.

a) Kreisförmiger Aquifer

Die gesamte Grundwasserneubildung wird auf die Kluftzellen verteilt. Eine Zelle der Äquivalentkluft repräsentiert ein konzentrisches Segment im Aquifer (Abb. 5-2). Die Grundwasserneubildung in einer Zelle der Äquivalentkluft entspricht der Grundwasserneubildung im repräsentierten Segment des Aquifers. Die Verteilung der Grundwasserneubildung erfolgt daher gemäß dem Flächenanteil des Segments an der Gesamtfläche des Aquifers.

Die Fläche des Aquifers / Einzugsgebietes sei A_{EG} . In einem Kreis ist der Flächenanteil eines konzentrischen Segmentes bei gleicher Länge dx der Segmente (Liedl, unveröff., s. Annex 2):

$$\frac{A_{(j)}}{A_{EG}} = \frac{dQ}{Q_{tot}} = \frac{2x_{(j)} \arccos\left(\frac{x_{(j)}}{2R}\right)}{2\pi R^2} dx \quad (5-1)$$

b) Kreisausschnittförmiger Aquifer:

Die Quelle befindet sich an der Spitze des Kreisausschnittes (Abb. 5-2). Der Flächenanteil $A_{(j)}/A_{EG}$, bzw. der Anteil des Volumenstroms dQ/Q_{tot} beträgt bei gleicher Länge dx der Segmente (in Strömungsrichtung):

$$\begin{aligned} \frac{A_{(j)}}{A_{EG}} = \frac{dQ}{Q_{tot}} &= \frac{\pi x_{(j)}^2 - \pi x_{(j+1)}^2}{\pi R^2} = \frac{x_{(j)}^2 - x_{(j+1)}^2}{R^2} \\ &= \frac{(n-j)^2 - (n-j+1)^2}{n^2} \end{aligned} \quad (5-2)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit in einer Kluftzelle errechnet sich nach

$$v_{(i=1)} = \frac{Q_{(x)}}{A_q} \quad (5-3)$$

für die erste (quellfernste) Zelle. In der zweiten Zelle x_{2i} (und allen folgenden Zellen) ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit wenn ein Zustrom $Q_{(x,i)}$ hinzukommt und wenn sich der Strömungsquerschnitt gegenüber der ersten Zelle ändert. Die Strömungsgeschwindigkeit ergibt sich aus:

$$v_{(x,i)} = v_{(x,i-1)} \frac{A_{q,(x,i-1)}}{A_{q,(x,i)}} + \frac{Q_{(x,i)}}{A_{q,(x,i)}} \quad (5-4)$$

5.1.2. Transportberechnung

Zustrom in die Kluft

Die Temperaturänderung in einer Kluft infolge des Zustroms ist entsprechend Gl. 1-4:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T}{\Delta t} &= \frac{\Phi_{ST}}{V_n c_n \rho_n} \\ &= \frac{Q_{ST}}{V_n} (T_{ST} - T_n) \end{aligned} \quad (5-5)$$

V_n ist das Volumen der Kluftzelle, Q_{ST} ist der Volumenstrom und T_{ST} die Temperatur des Zustroms in die Zelle. Der Zustrom geschieht im Programm durch einen „source-term“.

Die Quellschüttung und damit der Gesamtzustrom in die Kluft variieren mit der Zeit. Die im Gelände gemessene Quellschüttung steht in der zweiten Eingabedatei. Ein Beispiel für eine solche Schüttungsdatei ist unter dem Namen INPQ.EFT auf der Diskette beigefügt. Die Schüttungsdatei enthält drei Spalten mit jeweils der Zeit, der Zustrom-Temperatur und der Schüttung. Sobald die Modell-Rechnung einen, in die Eingabedatei geschriebenen Zeitpunkt erreicht, wird die entsprechende Schüttung eingelesen. Die Modellrechnung wird mit diesem Wert so lange fortgesetzt bis der nächste Zeitpunkt (mit einem neuen Schüttungsbeitrag) in der Eingabedatei erreicht ist, etc.. Die Zeitpunkte der jeweiligen Schüttungsangaben können beliebig gewählt werden.

Zu jedem Zeitpunkt einer neuen Schüttungsangabe wird die jeweils momentane (gerechnete) Quelltemperatur in eine Ausgabedatei geschrieben. Auf diese Weise wird die zeitliche Übereinstimmung von Eingabe- und Ausgabewerten erreicht.

Advektiver Transport in der Kluft: Die Temperaturänderung in einer Kluftzelle durch

konvektiven Wärmetransport wird anhand der Differenzgleichung der Differentialgleichung gelöst (vgl. Kapitel 1):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -v \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5-6)$$

Sie ist eine Funktion des Temperaturgradienten in Fließrichtung und der Fließgeschwindigkeit. Die Fließgeschwindigkeit ist abhängig von der Kluftöffnung und vom Volumenstrom in der jeweiligen Zelle. Die Fließgeschwindigkeit in jeder Zelle muß daher bei jeder Änderung des Volumenstroms (der Schüttung) neu berechnet werden.

Konduktiver Transport im Gestein: Senkrecht zur Fließrichtung sind auf jeder Kluftzelle Gesteinszellen angeordnet (vgl. Abb. 1-5), in denen der konduktive Transport senkrecht zur Kluft anhand der Differenzgleichung des Wärmetransports (Gl. 1-18) gerechnet wird.

Wechselwirkung Kluft-Gestein: Die Wechselwirkung zwischen Kluft und Gestein wird anhand des Temperaturgradienten in der ersten Gesteinszelle berechnet. Danach ist der Wärmestrom:

$$\Phi = \lambda A i_{sol} \quad (5-7)$$

Die Temperaturänderung in einer Zelle ist entsprechend Gleichung 1-5:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{\lambda_{sol} A}{m_n c_n} i_{sol} \quad (5-8)$$

5.1.3. Anfangsbedingungen

In Abb. 4-4 ist zwar zu sehen, daß sich die Temperatur nach einem Niederschlagsereignis asymptotisch an einen Hintergrundwert annä-

hert, im gemessenen Zeitraum gibt es indessen nur eine Periode (ab ca. 15.10.89), in der über einen längeren Zeitraum eine konstante Tempe-

ratur gemessen wurde. Ansonsten ist die Temperatur beim Einsetzen der jeweils folgenden Niederschläge noch im Anstieg begriffen, d.h. das System ist noch nicht im Gleichgewicht. Dieses Ungleichgewicht heißt, daß die Temperatur im Kluft-Gestein-System nicht überall gleich ist, sondern daß in Kluft und Gestein Temperaturgradienten vorhanden sind. Dies kann bei der Spezifizierung der Anfangsbedingungen auf zweierlei Arten berücksichtigt werden.

Methode 1: Sofern der vorangegangene Niederschlag bereits einige Zeit zurückliegt, und die Temperatur der Quelle nur noch um einen geringen Temperaturbetrag vom Hintergrundwert abweicht, kann die Temperaturverteilung im Gestein zu Beginn des Niederschlagsereignisses mittels der analytischen Lösung näherungsweise ausgerechnet werden (Carslaw & Jaeger, 1959):

$$T = T_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \quad (5-9)$$

t ist die Dauer des vorhergehenden Ereignisses. Bei dieser Methode werden Temperaturgradienten in der Kluft vernachlässigt. Dies stellt zwar eine grobe Näherung dar, doch das Ergebnis der Simulation ist auf die geringen Temperaturunterschiede, bzw. auf die geringen Abweichung vom thermischen Gleichgewicht ohnehin nicht sehr sensitiv.

Methode 2: Wenn dagegen auf einen Niederschlag nach kurzer Zeit ein zweiter folgt, ist das thermische Ungleichgewicht im Aquifer groß und die oben beschriebene Näherung zu ungenau. In einem solchen Fall muß auch das erste Ereignis numerisch gerechnet werden. Das Temperaturfeld zu Ende des ersten Ereignisses wird dann als Anfangsbedingung für das zweite Ereignis verwendet.

Das Programm EFT bietet beide Optionen. Nach jeder Simulation wird eine binäre Ausgabedatei erstellt, in der das Simulationsnetz mit den jeweiligen Temperaturen zum Berechnungsende binär abgelegt wird. Diese Ausgabedatei kann optional als Anfangsbelegung für die nächste Simulation herangezogen werden. Voraussetzung für die Verwendung dieser Option ist selbstverständlich die Verwendung von identischen Modellnetzen und Parametern in der ersten und zweiten Simulation.

Automatische Zeitschrittsteuerung: Das explizite Verfahren verlangt die Einhaltung einiger Stabilitätskriterien. Die Kriterien beruhen auf Zellgrößen, der thermischen Leitfähigkeit, der Fließgeschwindigkeit und der Zeitschrittdauer (vgl. Abschnitt 1.2.2.). Um die Rechenzeit zu optimieren, erfolgt die Regelung der Zeitschrittdauer automatisch. Der Zeitschritt wird immer am Anfang der Simulation, und wenn ein neuer Volumenstrom in die Rechnung eingeht berechnet.

5.1.4. Berechnung - Verwendete Parameter

Das Modellfeld wurde (in x-Richtung) in 20 Kluft- und Gesteinszellen diskretisiert (vgl. Abb. 1-5). Die Gesteinsmatrix wurde in z-Richtung durch 150 Zellen diskretisiert. Die Länge der Gesteinszellen betrug 2 cm.

Die thermischen Parameter betragen bei der Modellrechnung:

- Thermische Leitfähigkeit Kalk:
 $\alpha = 9,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$
- Wärmeleitfähigkeit Kalk:
 $\lambda = 5,13 \cdot 10^{-3} \text{ cal}/(\text{s } ^\circ\text{C})$
- Wärmekapazität Wasser:
 $c = 1 \text{ cal}/(\text{g } ^\circ\text{C})$

(aus Mercer et al., 1982).

6. ERGEBNISSE

6.1. Kalibrierte Parameter

Die Modellrechnung wird an einer einzelnen Äquivalentkluft durchgeführt. Bekannt ist nur der Volumenstrom (die Quellschüttung). Die Quellschüttung variiert mit der Zeit.

In Kapitel 1 wurde gezeigt, daß allein aufgrund des Volumenstroms die Parameter einer Kluft (Kluftvolumen, Kluftflächen), deren Verteilung in Strömungsrichtung und die Eingangstemperatur eindeutig kalibriert werden können. Entsprechend können bei bekannter Quellschüttung die Parameter einer Äquivalentkluft und die Temperatur des Niederschlagswassers beim Eintritt ins Grundwasser kalibriert werden.

Die Parameter werden so lange geändert, bis der Verlauf der Ausgangstemperatur so weit wie möglich mit den gemessenen Werten der Quelltemperatur übereinstimmt.

Aus dem gemessenen Zeitraum wurden 10 Ereignisse ausgewählt, die sich in unterschiedlichem Maß für eine Kalibrierung eignen. In Annex 3 sind die Ereignisse über die Zeiträume dargestellt, die jeweils simuliert wurden. Die Eignung eines Ereignisses für die Kalibrierung

des Modells kann anhand zweier Kriterien beschrieben werden:

1. Die besten Voraussetzungen für eine Kalibrierung bietet ein Ereignis mit einem einzelnen, durchgehenden Niederschlags- bzw. Grundwasserneubildungs-Zeitraum und einer anschließend möglichst langen, neubildungsfreien Periode.
2. Das zweite Kriterium betrifft die Grundwasserspiegelschwankungen. Die Rechnung postuliert ein über die Zeit konstantes Kluftvolumen. Schwankungen des Kluftvolumens durch Grundwasserspiegelschwankungen sind im Modell nicht berücksichtigt. Am besten eignen sich daher für die Simulation Zeiträume mit nur geringen Grundwasserspiegelschwankungen.

Zur Überprüfung dieser Kriterien für jedes Ereignis sind in den Zeitreihen in Annex 3 die Grundwasserneubildung und die Grundwasserspiegelschwankungen dargestellt.

Der Grundwasserspiegel in der Bohrung B14 (die nach Sauter (1992) eine hydraulische

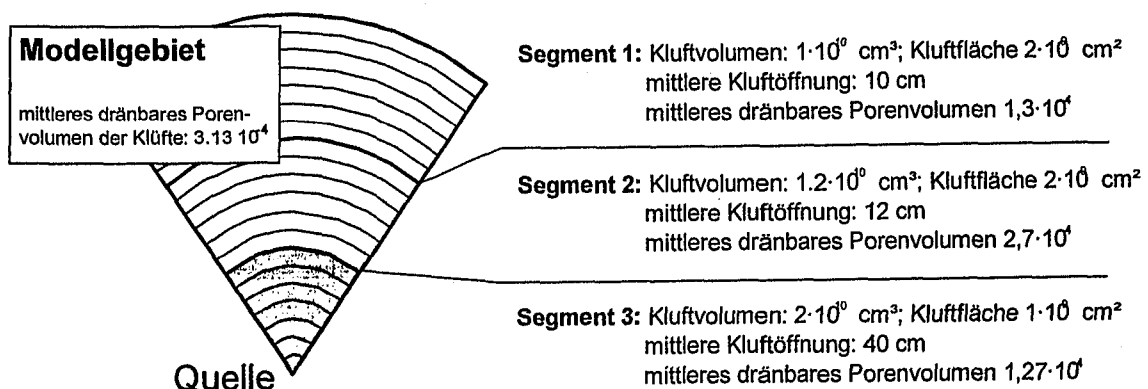


Abb. 6-1: Kalibriertes Einzugsgebiet. Kluftweite und dränbares Porenvolumen nehmen von den hinteren Bereichen (Segment 1) zur Quelle hin zu.

Verbindung zu einer Kluft aufweist) schwankt innerhalb eines Berechnungszeitraumes bis zu 7 m (Ereignis Dez 88/2, Annex 3). Bei der Gesamtmächtigkeit des Aquifers von durchschnittlich 20 m ist dies ein erheblicher Anteil. Allerdings sind die starken Schwankungen auf den Anstieg am Anfang des Ereignisses beschränkt. Folglich ist die Anfangsphase des Ereignisses für die Auswertung bzw. Kalibrierung weniger geeignet als die Erholung (vgl. Abb. 4-7).

Abgesehen von Grundwasserspiegelschwankungen am Anfang eines Ereignisses ändert sich der Grundwasserstand in den Bohrungen innerhalb des jeweiligen Berechnungszeitraumes nur ein bis zwei Meter, entsprechend 5% bis 10% der Gesamtmächtigkeit des Aquifers

(vgl. Annex 3). Sie liegen nach den meisten dargestellten Ereignissen in B14 zwischen 685 und 688 m ü. NN, in B7 zwischen 661 und 663 m ü. NN. Die Änderung des Kluftvolumens innerhalb des Berechnungszeitraumes um 10% ist tolerierbar, diese Ungenauigkeit liegt ohnehin etwa im Bereich des Auflösungsvermögens des Modells und macht sich in der Kalibrierung kaum bemerkbar (vgl. Kap. 6.3.). Eine Ausnahme stellt das Ereignis „Juni 88“ dar (vgl. Annex 3). Die Erholung hält derartig lange an, daß der Grundwasserspiegel in B14 im betrachteten Zeitraum um ca. 4 m fällt.

Wegen der ansonsten vergleichsweise geringen Schwankungen können die Ereignisse mit guter Näherung mit einem einheitlichen Parametersatz simuliert werden.

Tabelle 1: Ergebnisse aus Tracertests, die im Einzugsgebiet der Gallusquelle durchgeführt worden sind (aus Sauter, 1992).

Test	Quelle	Datum	Eingabe-Modus	Q.-Entfernung [m]	Schüttung [m ³ /s]	Gesätt. Mächt. [m]	Fließgeschw. [m/h]	dränbares Porenvol.
521	GLA	10/24/58	sh*	3026	0,490	20,0	96,1	0,00023
522	GLA	01/09/59	sh	3026	0,690	25,0	144,1	0,00017
523	GLA	01/09/59	sh	3026	0,690	25,0	131,6	0,00019
746	LfU	06/08/88	sh	9820	0,760	27,0	123,5	0,00021
782	GLA	01/12/63	sh	8730	0,120	15,0	30,8	0,00023
sw Bitz	Strayle (1970)	08/10/65	sh	11100	0,700	25,0	113,3	0,00022
B25	GLA	08/01/67	bh**	5300	0,460	20,0	73,6	0,00028
B22	GLA	08/29/67	bh	4500	0,340	18,0	37,8	0,00045
B19	GLA	10/20/67	bh	5200	0,270	17,0	49,1	0,00029
B24	GLA	11/21/67	bh	5900	0,220	16,0	48,0	0,00026
FV1	Merkel (1991)	04/26/89	bh	4100	0,663	25,0	37,3	0,00064
FV2	Merkel (1991)	07/11/89	bh	5300	0,351	18,0	68,4	0,00026
FV3	Merkel (1991)	02/07/90	bh	6700	0,159	15,0	59,8	0,00016

**bh: Bohrung; *sh: Schluckloch

GLA: Geologisches Landesamt Baden-Württemberg

LfU: Landesanstalt für Umweltschutz, Karlsruhe

Der Parametersatz, mit dem die beste Übereinstimmung der gerechneten Werte an die gemessenen Daten erreicht werden konnte, ist in Abb. 6-1 dargestellt.

Zunächst fällt auf, daß das Einzugsgebiet eine deutlich ungleiche Verteilung der Klufthohlräume aufweist (Abb. 6-1). Das Modell besteht aus 20 Kluftezellen. Diese sind auf drei Segmente mit jeweils eigenen Kluftparametern verteilt.

Die jeweiligen Kluftvolumina, Kluftflächen, Kluftöffnungen und durchschnittliche dränbare Porenvolumina sind in Abb. 6-1 dargestellt. Das gesamte Kluftvolumen des Aquifers beträgt $2,82 \cdot 10^{11} \text{ cm}^3$. Mit einem Aquifervolumen¹⁾ von $9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^3$ ergibt sich für den mittlere-

¹⁾ Das Aquifervolumen wurde aus der Fläche des Einzugsgebietes (45 km^2) und der mittleren Aquifermächtigkeit (20 m) errechnet (vgl. Kapitel 3).

ren Kluft-Volumenanteil $3,13 \cdot 10^{-4}$.

Zum Vergleich sind in Tab.1 die Ergebnisse verschiedener Tracertests aufgelistet, die im selben Einzugsgebiet durchgeführt worden sind. Die Tabelle ist der Arbeit von Sauter (1992) entnommen. Die Tracer-Tests ergaben Kluft-Volumenanteile zwischen $1,6 \cdot 10^{-4}$ und $6,4 \cdot 10^{-4}$. Der Mittelwert beträgt $2,76 \cdot 10^{-4}$.

Das Ergebnis der Transportsimulation stellt etwa einen Mittelwert der Ergebnisse aus den Tracer-Tests dar, die Übereinstimmung der Ergebnisse beider Methoden ist damit sehr gut.

Die errechneten mittleren Kluftöffnungen liegen zwischen 40 cm (in Quellnähe) und 10 cm (in Quellferne). Die Werte liegen in einem realistischen Rahmen.

Der gefundene Parametersatz paßt nicht auf jedes Ereignis im gleichen Maße. Im folgenden wird jedes Ereignis im einzelnen kurz besprochen.

6.2. Modellierte Ereignisse - Vergleich der Meßwerte mit den Simulationsergebnissen

In den Diagrammen auf den folgenden Seiten sind die gemessene und die errechnete Quelltemperatur gegen die Zeit dargestellt. Die Temperatur (auf der y-Achse) ist als Differenz gegenüber dem Hintergrundwert des Aquifers aufgetragen. Die verwendeten Daten stammen z.T. von Sauter (Zeitraum 1988 bis 1990). Die Daten aus dem Zeitraum 1993 bis 1994 wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit erhoben.

Die Simulation wurde für alle Niederschlagsereignisse mit einer einheitlichen Äquivalentkluft vorgenommen, d.h. die Äquivalentkluft hatte in allen Berechnungen die gleichen Parameter. Der einzige Kalibrierparameter, der sich bei den Ereignissen jeweils unterscheidet, ist

die Eingangstemperatur, bzw. die Differenz der Eingangstemperatur gegenüber der Aquifer-temperatur. Wie die Simulationsergebnisse zeigen, ist diese Differenz abhängig von

- der Jahreszeit und eventuellen Schneeschmelzen (die Eingangstemperatur ist im Winter i.A. geringer),
- und von der Stärke des Niederschlagsereignisses (je mehr Wasser durch die ungesättigte Zone strömt, desto geringer ist die Angleichung an die dortige Klufttemperatur, und desto geringer ist die Eingangstemperatur, vgl. Abschnitt 4.3.).

Ereignis Juni 88: Dieses Ereignis diente zur Kalibrierung des Modells. Der Zeitraum vom Ereignis bis zum Ausklingen der Temperaturabweichung wird von keinem zweiten Ereignis unterbrochen und dauert annähernd 90 Tage. In den Zeitreihen im Anhang ist zu sehen, daß der Wasserspiegel im ersten Abschnitt des Ereignisses praktisch konstant ist. In dieser Periode wird eine sehr gute Anpassung erreicht. Danach fällt der Grundwasserspiegel um ca. 4 m. Der Fall des Grundwasserspiegels und die hohe Sensitivität der Parameter könnten die Ursache für die weniger gute Übereinstimmung im späteren Teil der Kurve sein: In der Spätphase fällt der Grundwasserspiegel im Einzugsgebiet, d.h. das Speichervolumen des Aquifers nimmt ab, weil weniger Wasser in die Klüfte nachströmt, als aus der Quelle herausfließt.

Dem Modell hingegen liegt die Annahme zugrunde, daß für jede Volumeneinheit, die aus der Quelle strömt, Aquiferwasser mit Voreignistemperatur in das Kluftnetz nachströmt. Dadurch kommt im Modell ein rascherer Anstieg an die Ausgangstemperatur zustande als in den Meßwerten.

Die Temperaturdifferenz, mit der das Niederschlagswasser in den Aquifer gelangt, wurde mit $1,7^{\circ}\text{C}$ bestimmt. Im Vergleich zu anderen Ereignissen ist dies ein verhältnismäßig geringer Wert, d.h. die Eingangstemperatur war vergleichsweise hoch. Zum einen kann dies daran liegen, daß das Ereignis im Sommer stattfand, zum anderen war die Niederschlagsmenge relativ gering.

Ereignis Dezember 88/1: Dieses Ereignis ist das erste aus einer Serie von drei dicht aufeinanderfolgenden. Zu Beginn liegt die Temperatur sehr nahe am Hintergrundwert. Der Aquifer ist thermisch annähernd im Gleichgewicht. Trotzdem ist die Übereinstimmung der gerechneten Werte mit den gemessenen nicht ideal. Grund dafür dürften die heftigen Schwankungen der Grundwasserstände während dieses ersten Ereignisses sein (vgl. Abb. 6-2). Die Differenz der Eingangstemperatur wurde auf 6°C bestimmt. Bei einer Grundwassertemperatur von ca. 9°C bedeutet dies, daß die Temperatur des infiltrierenden Wassers 3°C beträgt. Die geringe Temperatur des infiltrierenden Wassers

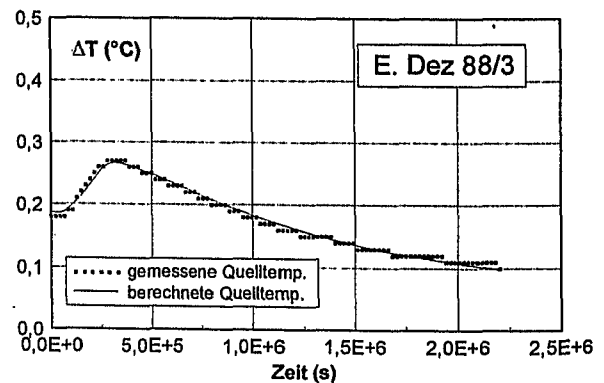
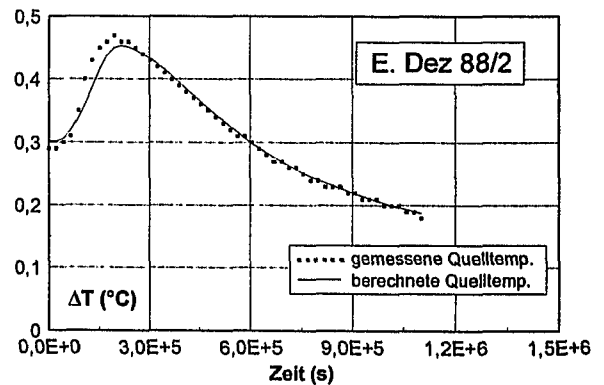
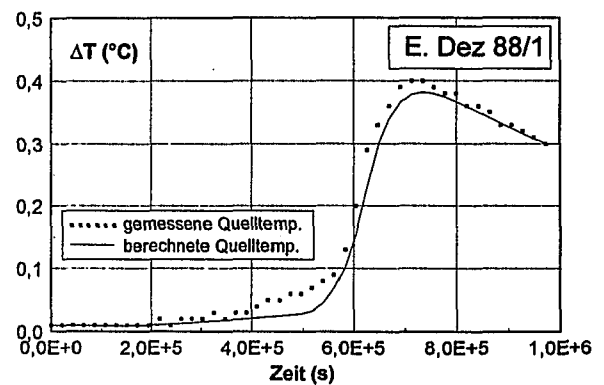
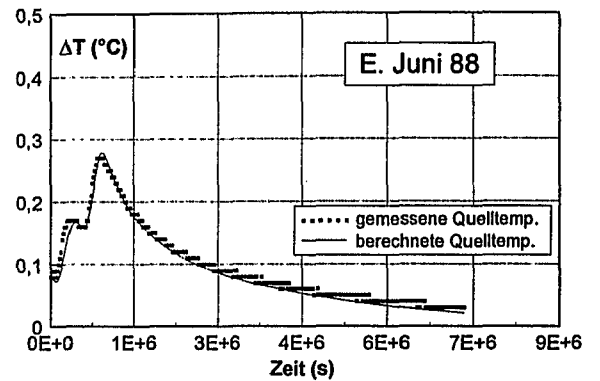


Abb. 6-2: Gemessene und gerechnete Quelltemperaturen verschiedener Ereignisse.

ist vermutlich durch eine starke Schneeschmelze verursacht.

Ereignis Dezember 88/2: Dieses Ereignis schließt direkt an das vorherige an. Das Temperaturfeld zu Ende des vorigen Ereignisses wurde als Startbedingung für die Simulation dieses Ereignisses verwendet. Die Übereinstimmung der gerechneten Kurve mit den gemessenen Werten ist während des Anstiegs der Temperaturdifferenz nicht vollkommen, während des Rückgangs hingegen sehr gut. Die Differenz der Eingangstemperatur gegenüber der Aquifertemperatur beträgt $2,0^{\circ}\text{C}$. Im Vergleich zum vorhergehenden Wert ist dies recht wenig. Vorstellbar ist, daß der erste Niederschlag, dem eine lange Trockenperiode vorausging, den Boden und die subkutane Zone aufgesättigt hat. Durch den zweiten Niederschlag wird nun dieses Wasser aus der subkutanen Zone verdrängt und gelangt in den Aquifer. Dieses Wasser hat sich bereits über eine längere Periode in der subkutanen Zone aufgehalten und an dessen Temperatur angeglichen. Deshalb ist es wärmer als das Ereigniswasser von Dez 88/1.

Ereignis Dezember 88/3: Wie beim Ereignis Dezember 88/2 wurde das Temperaturfeld des vorherigen Ereignisses als Startbedingung verwendet. Die Anpassung ist über weite Bereiche sehr gut. Die Temperaturdifferenz von Grundwasserneubildung gegenüber Aquifer ist entsprechend dem relativ schwachen Ereignis mit $1,3^{\circ}\text{C}$ nicht hoch.

Ereignis April 89/1: Eine gute Anpassung dieses Ereignisses ist praktisch nicht möglich. Die Meßwerte fallen sehr schnell auf den Ausgangswert zurück. Demgegenüber hält sich die Temperaturdifferenz im Modell länger aufrecht. Die Temperaturdifferenz von Niederschlagswasser gegenüber dem Aquifer liegt mit 4°C sehr hoch, vor allem angesichts des vergleichsweise schwachen Niederschlags und der etwa jahresdurchschnittlichen Oberflächentemperatur (vgl. Annex 3). Eine denkbare Interpretation ist, daß es sich um ein zwar intensives, aber lokal begrenztes, in Quellnähe niedergelanges Ereignis handelt. Ein intensives lokales Ereignis kann eine hohe Impulstemperatur - bei vergleichsweise geringer Schüttungs- und Temperaturänderung in der Quelle - haben. Für

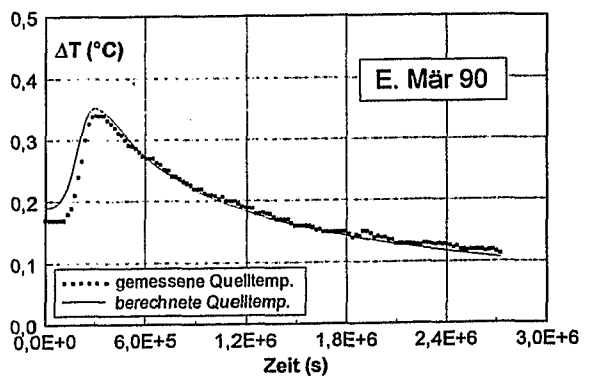
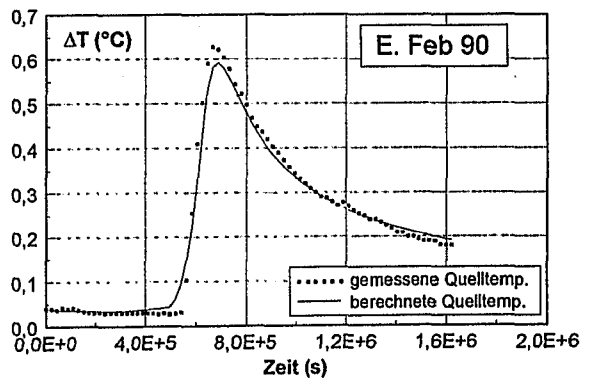
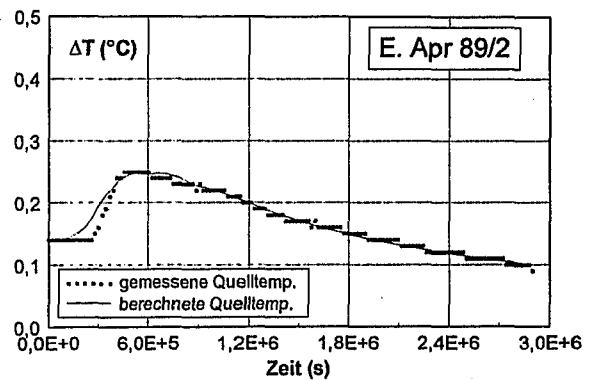
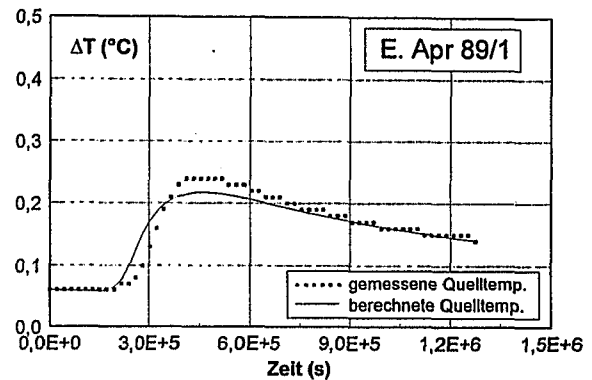


Abb. 6-3: Gemessene und gerechnete Quelltemperaturen verschiedener Ereignisse.

diese Deutung spricht auch der schnelle Rückgang der Temperaturdifferenz nach dem Niederschlag.

Ereignis April 89/2: Dieses Ereignis folgt direkt im Anschluß auf das voranstehende. Die Anpassung ist gut, die Eingangstemperatur-Differenz scheint mit $1,85^{\circ}\text{C}$ realistisch. Das Ereignis selbst ist jedoch eine Summe von Einzelereignissen, die sich zu einem komplexen Signal zusammensetzen. Ein derart komplexes Signal ist mit einer Summe einzelner Rechteckimpulse, wie dies im Modell geschieht, nicht ausreichend beschrieben. Die gute Anpassung ist daher nicht so hoch zu werten wie beispielsweise jene der folgenden vier Ereignisse.

Ereignis Februar 90: Dieses Ereignis bewirkt einen idealen, das heißt kurzen und starken thermischen Impuls auf die Aquifer- bzw. Quelltemperatur. Trotzdem ist eine exakte Anpassung nicht möglich. Im Bereich der Spitze und des Ausläufers weichen die gemessene und die gerechnete Kurve voneinander ab. Der Grund liegt vermutlich wieder in der vergleichsweise starken Grundwasserspiegelschwankung. Die Temperaturdifferenz des zuströmenden Wassers ist entsprechend der Jahreszeit und der Stärke des Niederschlagsereignisses sehr hoch und beträgt $3,5^{\circ}\text{C}$.

Ereignis März 90: Die Anpassung ist gut, die Temperaturdifferenz des zuströmenden Wassers beträgt $2,23^{\circ}\text{C}$.

Ereignis März 93: An diesem Ereignis wiederholt sich in schwächerer Form, was bereits im April-Ereignis 89/1 beobachtet wurde. Die gemessenen Werte fallen etwas schneller als die gerechneten, ohne daß dies auf Grundwasserspiegelschwankungen zurückführbar wäre. Gleichzeitig ist die Impulstemperatur von $2,4^{\circ}\text{C}$, gemessen an der Schwäche des Niederschlags, sehr hoch. Wahrscheinlich handelt es sich auch hier - wenn auch weniger ausgeprägt - um ein lokal begrenztes Ereignis.

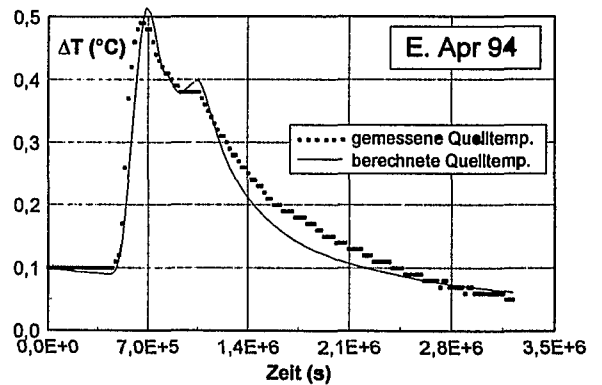
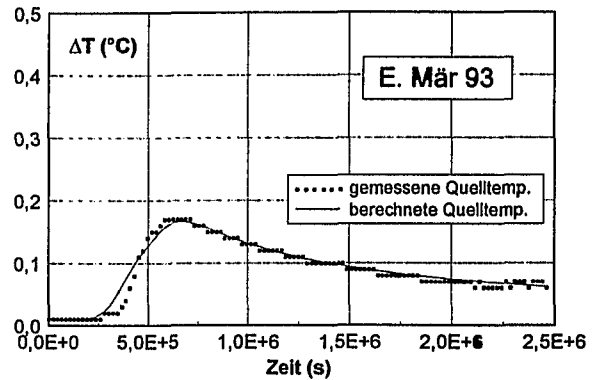


Abb. 6-4: Gemessene und gerechnete Quellwassertemperaturen verschiedener Ereignisse.

Ereignis April 94: Dieses Ereignis ist für eine Kalibrierung ungeeignet. Das Ereignis setzt sich aus einer großen Zahl einzelner Niederschläge zusammen, die über den gesamten simulierten Zeitraum verteilt sind. Der Rechnung liegt ein einfacher Doppelimpuls zugrunde. Dadurch hält sich die Differenz der Quelltemperatur länger aufrecht als in der Rechnung.

Zusammenfassend kann jedoch gesagt werden, daß die Übereinstimmung der Simulationsergebnisse (die alle mit einem einheitlichen Parametersatz der Äquivalentkluft gerechnet wurden) mit den Meßwerten sehr gut ist, vor allem angesichts der hohen Parameter-Sensitivität des Systems, wie das folgende Kapitel zeigt.

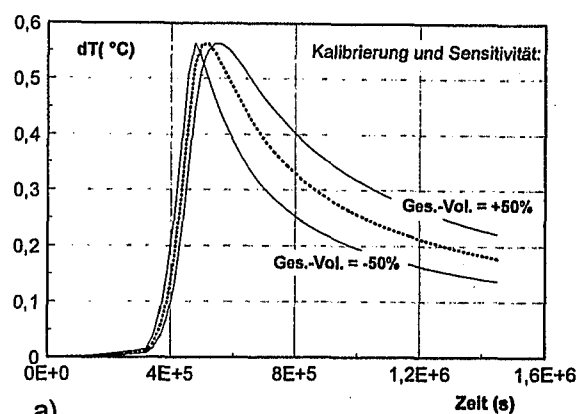
6.3. Kalibrierung und Sensitivität

Um die Sensitivität der Quelltemperatur auf die Kluftparameter zu beschreiben, wird ein natürliches, gemessenes Ereignis (Feb. 90) herangezogen. Als Referenz dient der in der Gallsquelle kalibrierte Kluftparametersatz (Abb. 6-1). Die Kluftparameter (Kluftvolumen und Kluftfläche) wurden dann - insgesamt oder in einzelnen Segmenten - gegenüber dem Referenz-Parametersatz um jeweils 50% variiert. Im folgenden werden die resultierenden Kurven mit der Referenzkurve verglichen.

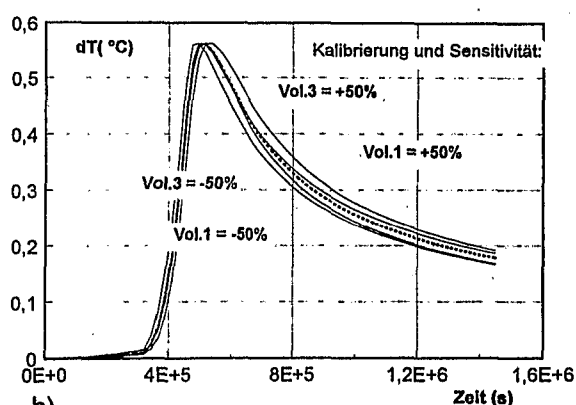
Änderung des Gesamtvolumens um 50% (Abb. 6-5 a): Die Verringerung des Volumens in allen Zellen bewirkt eine schnellere thermische Reaktion der Temperatur in der Quelle, weil das Kluftwasser schneller ausgetauscht wird. Dies betrifft den Anstieg der Temperaturdifferenz wie auch den Abfall (Abb. 6-5a). Erwartungsgemäß hat die Erhöhung des gesamten Volumens den gegenteiligen Effekt; der Anstieg und die Absenkung der Temperaturdifferenz sind langsamer.

Änderung des Volumens in einzelnen Segmenten um 50% (Abb. 6-5 b): Es werden die Volumina der jeweiligen Segmente der Äquivalentkluft getrennt geändert. In Abb. 6-5 b ist Segment 1 das quellfernste und Segment 3 das quellnächste der drei Segmente (Abb. 6-1). Auch in einzelnen Segmenten führt die Erhöhung des Volumens zu einer trägeren Reaktion der Quelltemperatur, d.h. zu einer zeitlich versetzten Temperaturkurve. Die Änderung des Volumens im quellnahen Segment macht sich in einem zeitlichen Versatz von Anfang an bemerkbar, wogegen die Änderung im quellfernen Segment 1 sich durch einen zeitlichen Versatz erst im hinteren Bereich der Kurve manifestiert.

Änderung der Gesamtkluftfläche um 50% (Abb. 6-6 a): Die Änderung der Kluftflächen um 50% hat in diesem spezifischen Fall eine nur geringe Auswirkung auf den Zeitpunkt der Reaktion in der Quelle. In einer Äquivalentkluft mit anderen Parametern kann eine Änderung der Kluftflächen einen stärkeren Effekt haben: geringe Kluftflächen in Quellferne und große



a)



b)

Abb. 6-5 a und b: In Abbildung a wurde das Volumen aller Zellen jeweils um 50% verändert, in Abbildung b wurde das Volumen der Zellen im quellfernen Segment 1 und im quellnahen Segment 3 getrennt variiert. Die Diagramme zeigen die dadurch entstehenden Abweichungen (feine Linien) von der Referenzkurve (starke, gestrichelte Linie).

Flächen in Quellnähe (also der umgekehrte Fall) bewirken allgemein eine Verzögerung der Reaktion. In diesem Fall ist der Temperaturimpuls in Quellferne weniger gedämpft also stärker. Aufgrund der Quellferne manifestiert sich der Impuls dann verzögert in der Quelle.

Abb. 6-6 a zeigt, daß die Erhöhung der Kluftfläche eine größere Dämpfung, bzw. (aufgrund der stärkeren Wechselwirkung zwischen Wasser und Gestein) ein längeres „Tailing“ in der Quelltemperatur bewirkt. Die Verringerung der Fläche dagegen beschleunigt die Erholung. Im Gegensatz zur Änderung des Volumens vergrößert sich die Abweichung der Kurven zunehmend. Die Abweichung bei der Volumenänderung ist zunächst groß und verringert sich dann

schnell. Dies wird insbesondere bei einer halb-logarithmischen Darstellung deutlich (Abb. 6-7).

Der Grund hierfür liegt darin, daß eine Volumenänderung (ein geringerer Wärmeinhalt in der Kluft) durch die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit fast vollständig kompensiert wird. Dagegen bewirkt die Änderung der Fläche eine Erhöhung oder Verringerung des Wärmeverlustes der Kluft ins Gestein, die sich mit der Zeit immer stärker auswirkt.

Änderung der Kluftflächen einzelner Kluftsegmente um 50% (Abb. 6-6 b): Eine Änderung der Fläche im quellnahen Segment (Segment 3) hat eine ähnliche Auswirkung wie die Änderung der gesamten Fläche.

Die Änderung der Kluftoberfläche im quellfernen Segment 1 auf die Quelltemperatur hat folgende Auswirkung: Bei der Verringerung der Fläche gibt das Kluftwasser in den quellfernen Bereichen weniger von seinem Wärmeinhalt an das Gestein ab. Wegen der geringeren thermischen Wechselwirkung mit dem Gestein konserviert dieses Wasser seine Impulstempertur weitgehend. Nach dem Niederschlag strömt dieses Wasser zur Quelle und bewirkt aufgrund seiner „konservierten“ Wärme eine Verzögerung der Temperaturspitze. Anschließend fällt die Temperaturdifferenz jedoch stärker als bei der Referenzkurve, denn durch die geringere Fläche kann das System den Temperaturimpuls weniger puffern. Die Erhöhung der Fläche in Segment 1 bewirkt zunächst einen schnelleren Rückgang der Temperaturdifferenz, weil mehr Wärme an das Gestein abgegeben wird und anschließend eine stärkere Pufferung, d.h. ein stärkeres Tailing.

Vor allem durch die räumliche Gliederung der Kluftparameter ist die Kalibrierung komplex. Das System ist jedoch sehr sensitiv und wie die Berechnungen in Kapitel 1 gezeigt haben, im Ergebnis eindeutig.

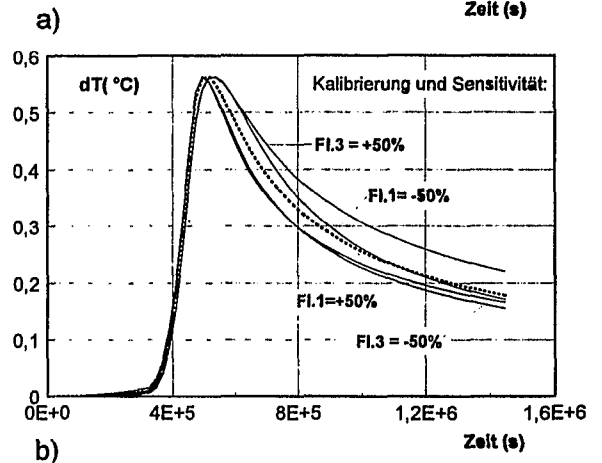
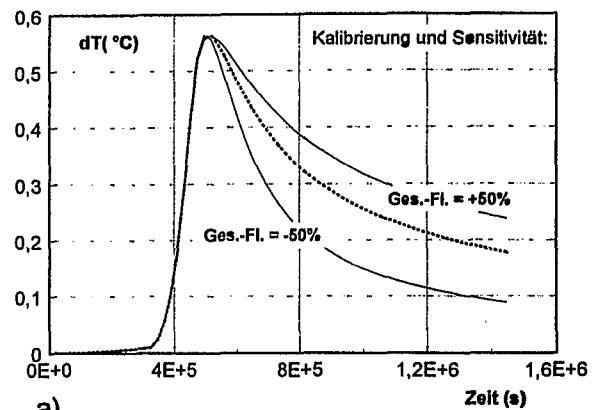


Abb. 6-6 a und b: In Abbildung a wurde die Fläche aller Zellen jeweils um 50% verändert, in Abbildung b wurde wieder die Fläche der Segmente getrennt variiert. Die Diagramme zeigen die dadurch entstehenden Abweichungen (feine Linien) von der Referenzkurve (starke Linie).

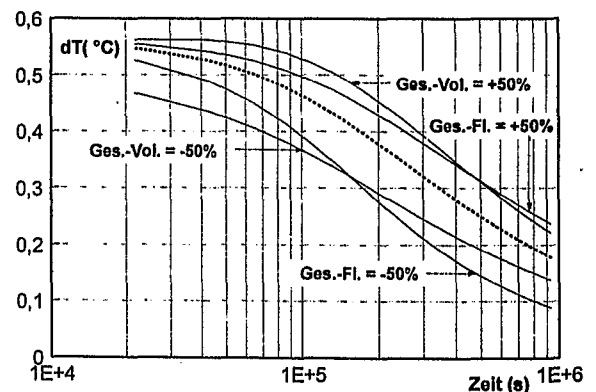


Abb. 6-7: Logarithmische Darstellung der Abb. 6-5 a und Abb. 6-6 a. In der logarithmischen Darstellung unterscheidet sich die Auswirkung von Kluftvolumen- und Kluftflächenänderungen deutlicher.

7. ANWENDUNGEN

7.1. Abflußtrennung

Ein Niederschlagsereignis bewirkt einen thermischen Impuls im Aquifer, weil ein Teil des Wassers so schnell über hydraulisch hochwirksame Klüfte in den Aquifer strömt, daß es beim Transport durch die ungesättigte Zone nicht ins thermische Gleichgewicht mit dem Gestein kommt. Von dort strömt es wiederum durch vergleichsweise große Klüfte zur Quelle und ruft eine Temperaturabweichung im Quellwasser hervor. Dieses Wasser entspricht im Konzept von Shuster und White (1971) dem „conduit-Wasser“ oder schnellen Wasser.

Mit dem kalibrierten Modell kann eine Trennung dieses Anteils leicht vorgenommen werden, wenn das kalibrierte Ereignis nicht mit der Wärme, sondern einem konservativen Tracer gerechnet wird. Der konservative Tracer wird simuliert, indem die thermische Leitfähigkeit $\alpha=0$ gesetzt wird.

Das Niederschlagswasser wird mit der Eingangskonzentration $C=1$ in das System gegeben. Es mischt sich mit dem Aquiferwasser, tritt aber nicht in Wechselwirkung mit dem Gestein. Die Durchbruchkurve an der Quelle gibt den Volumenanteil des schnellen Wassers an der gesamten Quellschüttung wieder.

Die Durchbruchkurve unterscheidet sich insofern vom Konzept von Shuster und White, als mit dem vorliegenden Modell nur das Wasser erfaßt wird, das sowohl in der ungesättigten als auch in der gesättigten Zone durch großvolumige Klüfte transportiert wird. Deshalb unterscheiden sich die Kurven auch von Abflußtrennungen, die anhand von Ionenkonzentrationen, elektrischer Leitfähigkeit (Dreiss, 1989) und Iso-

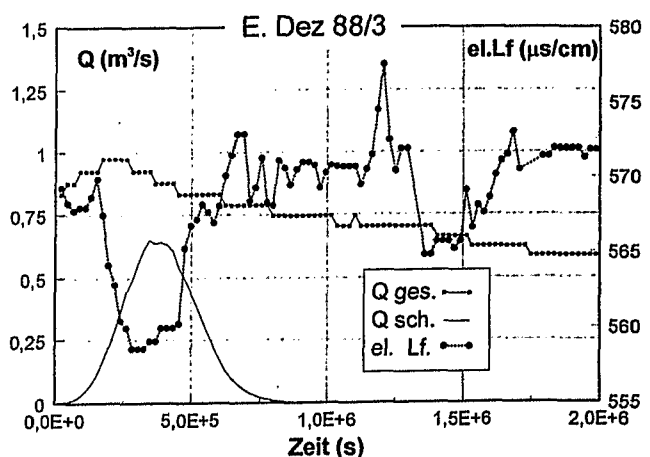
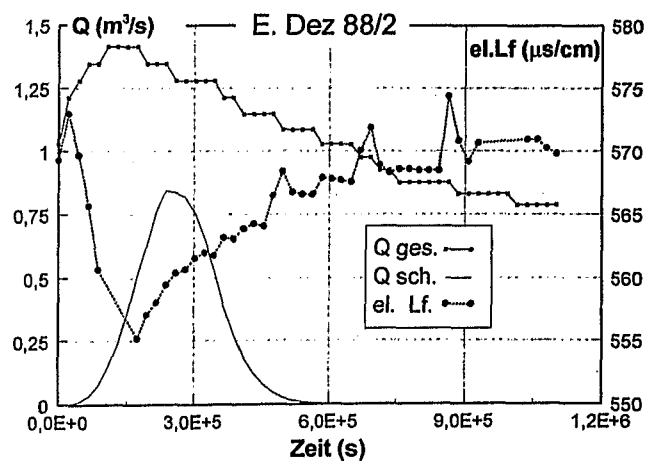
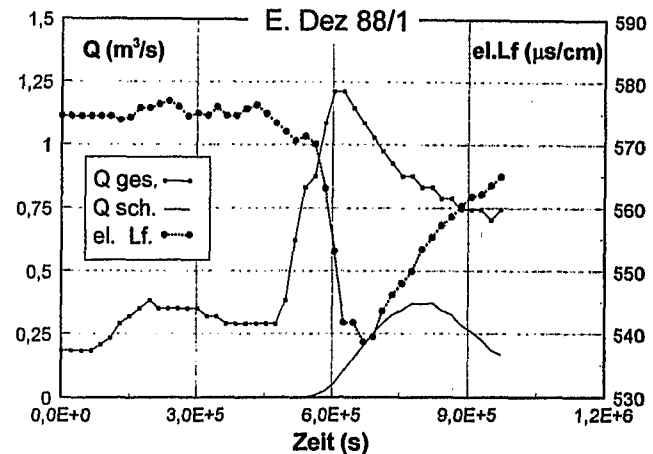


Abb. 7-1: Abflußtrennung der Ereignisfolge im Dezember 1988.

topenmessungen (Sklash und Farvolden, 1979) durchgeführt werden. Denn die genannten Methoden erfassen auch jenes Wasser, das verzögert über geringdurchlässige Feinklüfte in den Aquifer gelangt. Sie zeigen aufgrund dessen auch ein Tailing, das im vorliegenden Ansatz wegfällt.

In Abb. 7-1 und Abb. 7-2 sind die gerechneten Abflusstrennungen einiger Niederschläge samt dem Verlauf der elektrischen Leitfähigkeit dargestellt. Q ges. ist die Gesamtschüttung, Q sch. das schnelle Wasser.

Der Volumenanteil des schnellen Wassers in der Quellschüttung erreicht in den unterschiedlichen Ereignissen einen unterschiedlich hohen Anteil an der gesamten Quellschüttung. Der Anteil erreicht zum jeweiligen Zeitpunkt der Spitze der Durchbruchkurve zwischen 40% (Dez 88/1) und 85% (Feb 90). Der Anteil hängt von der Intensität und der Länge des Ereignisses ab. Ereignis Feb 90 ist kurz und intensiv, Ereignis Dez 88/3 ist weniger intensiv, dafür länger. Beide erreichen einen hohen Anteil an schnellem Wasser in der Quellschüttung. Ereignis Dez 88/3 ist kurz und schwach; der Anteil ist infolgedessen vergleichsweise gering.

In allen Beispielen ist zu erkennen, daß die gerechnete erste Ankunft des Ereigniswassers genau mit der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit übereinstimmt, was die Richtigkeit des gerechneten ersten Durchbruches bestätigt. Doch die höchste Abweichung der elektrischen Leitfähigkeit liegt in allen Beispielen (Abb. 7-1 und Abb. 7-2) vor dem höchsten Anteil an frischem Niederschlagswasser (schnellem Wasser) an der Gesamtschüttung.

Die elektrische Leitfähigkeit ist nicht nur vom Ereigniswasseranteil bestimmt, sondern auch von Karbonatlösungsprozessen, bzw. von der Verweildauer des Niederschlagswassers. Frisches Niederschlagswasser aus den quellfernen Bereichen des Aquifers hat zum Zeitpunkt seiner Ankunft an der Quelle

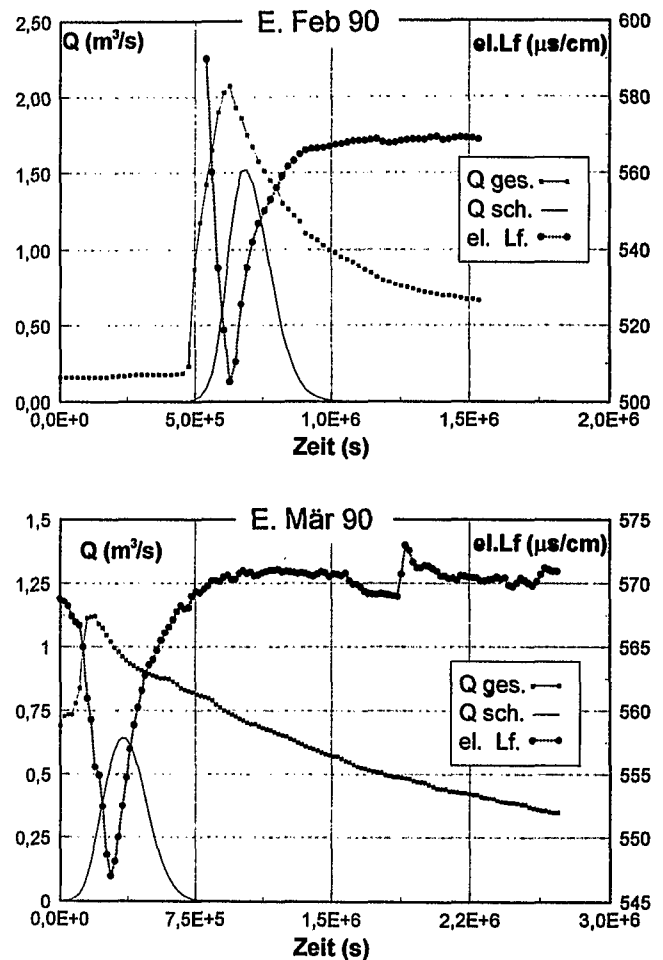


Abb. 7-2: Abflusstrennung der Ereignisfolge im Januar und Februar 1990.

bereits eine hohe Verweilzeit im Aquifer, ist daher weitgehend karbonatgesättigt und hat eine entsprechend hohe elektrische Leitfähigkeit. Die elektrische Leitfähigkeit des frischen Niederschlagswassers ändert sich mit der Zeit und ist folglich keine geeignete Datengrundlage für die Abflusstrennung und führt in der Arbeit von Sauter (1991) im gleichen Einzugsgebiet zu anderen Ergebnissen.

Die Durchführung der Abflusstrennung mit diesem Ansatz ist einfach und nicht angewiesen auf die Deutung der komplexen Prozesse, die den Verlauf von Ionenkonzentrationen und der elektrischen Leitfähigkeit kontrollieren und deshalb quantitative Aussagen sehr schwer machen.

7.2. Prognostische Transportberechnung

So effektiv wie die Abflusstrennung läßt sich auch eine prognostische Transportberechnung durchführen. Die Eingabe des transportierten Stoffes ins Modell erfolgt in die Äquivalentkluft und entspricht damit einer Eingabe in die Klüfte des Aquifers. Die Eingabe kann über ganze Flächen oder punktuell erfolgen. Im folgenden sind einige Beispiele einer punktuellen Stoffzugabe in die Klluft beschrieben. Es handelt sich um einen nicht reaktiven Stoff, es tritt keine Matrixdiffusion auf. Die Zugabe erfolgt in der Form eines Rechteckimpulses.

Die Zugabe erfolgt an zwei unterschiedlichen Stellen im Aquifer, quellfern und quellnah (Abb. 7-3). An beiden Stellen erfolgt die Eingabe jeweils bei Hochwasser ($Q=2000$ l/s) und Niedrigwasser ($Q=200$ l/s).

Impulsdauer: 2 Tage

Abb. 7-4 und Abb. 7-5 zeigen die Durchbruchkurven des Stoffes an der Quelle. Auf den y-Achsen sind die Konzentration der eingegebenen Substanz und die Summenkurve dargestellt. Auf der x-Achse ist die Zeit in Sekunden aufgetragen. Die gesamte Zeitspanne auf der x-Achse beträgt $2 \cdot 10^6$ s, das sind etwa 23 Tage.

Erwartungsgemäß ist die Durchbruchkurve bei hoher Quellschüttung steiler und höher als bei geringer Schüttung.

Die Durchbruchkurve des quellfern injizierten Stoffes ist stärker dispergiert als die Durchbruchkurve der quellnahen Injektion, weil die Vermischung mit, aus der Matrix zutretendem Wasser auf der längeren Fließstrecke größer ist.

Bei der quellnahen Injektion bei hoher Schüttung (Abb. 7-5) ist die Dispersion so

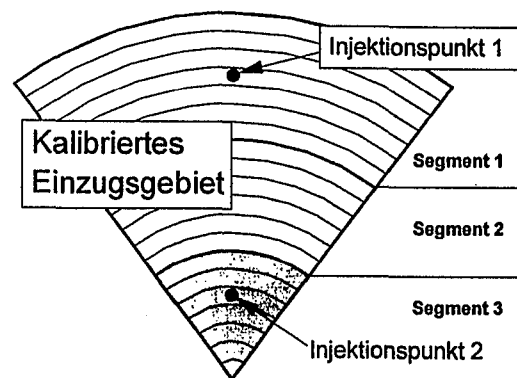


Abb. 7-3: An zwei Stellen des Einzugsgebietes wurde die Injektion eines Stoffes in das Kluftsystem simuliert.

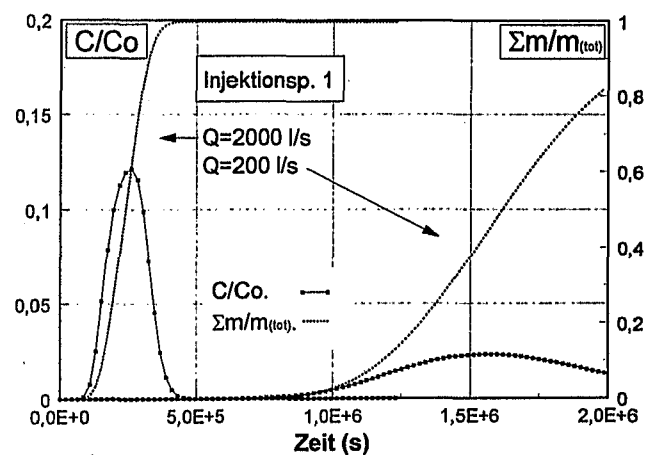


Abb. 7-4: Durchbruch- und Summenkurve des im Injektionspunkt 1 eingegebenen Stoffes.

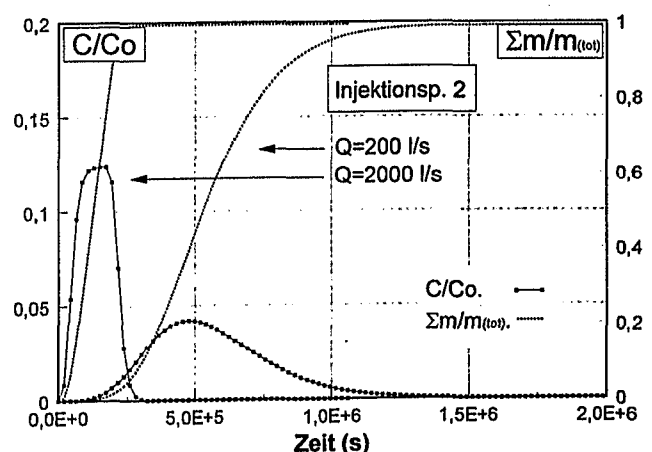


Abb. 7-5: Durchbruch- und Summenkurve des im Injektionspunkt 2 eingegebenen Stoffes.

gering, daß die Form des Rechteckimpulses noch deutlich zu erkennen ist.

Impulsdauer: 1 Stunde

An den gleichen Injektionspunkten wurden für die gleichen Strömungsverhältnisse zwei Tracerversuche mit einem kurzzeitigen (einstündigen) Impuls simuliert. Die Ergebnisse sind in Abb. 7-6 und Abb. 7-7 dargestellt.

Ergebnisse

Die mittleren Abstandsgeschwindigkeiten (Zeit bis zum Durchbruch des Masse Schwerpunktes) betragen beim Injektionspunkt 1:

19,6 m/h bei $Q=200$ l/s und

196 m/h bei $Q=2000$ l/s.

und beim Injektionspunkt 2:

23,8 m/h bei $Q=200$ l/s und

238 m/h bei $Q=2000$ l/s.

Diese Werte liegen in der Größenordnung der im Einzugsgebiet der Gallusquelle durchgeführten Tracer-Tests (Strayle (1970), Merkel (1991), Sauter (1992), vgl. Tab. 1). Die errechneten niedrigen Werte bei geringer Quellschüttung wurden in den Feld-Tracer-Versuchen zwar nie erreicht, es liegen indessen auch nur zwei Versuche bei geringer Schüttung (ca. 200 l/s) vor. Darüberhinaus ist nicht auszuschließen, daß gerade bei Niedrigwasser das Nachspülen des Injektionspunktes im Gelände eine erhebliche Beschleunigung des Tracerdurchbruches bewirkt.

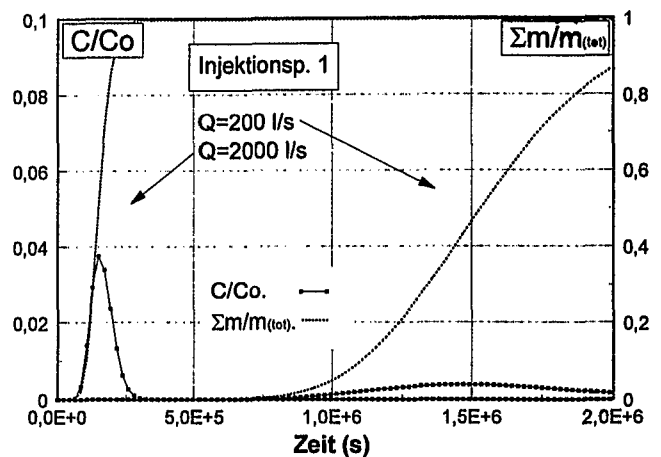


Abb. 7-6: Durchbruch- und Summenkurve des simulierten Tracer-Versuchs im Injektionspunkt 1.

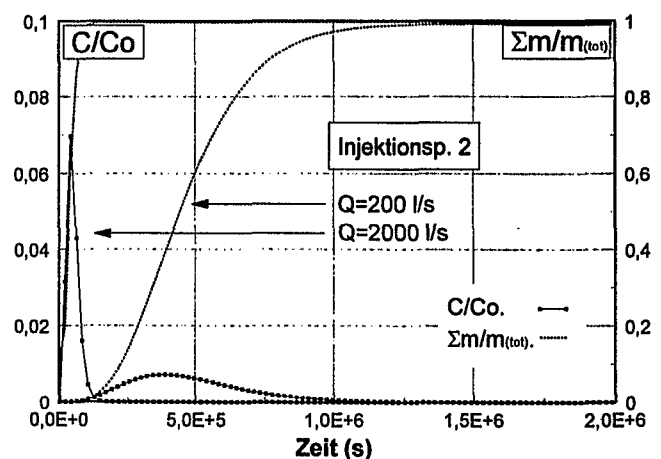


Abb. 7-7: Durchbruch- und Summenkurve des simulierten Tracer-Versuchs im Injektionspunkt 2.

Auch die hohen Geschwindigkeiten der Rechnung werden in den Geländeuntersuchungen nicht erreicht, weil Versuche unter vergleichbaren hydrologischen Bedingungen nicht dokumentiert sind. Dennoch liegen die simulierten Markierungsversuche in der Größenordnung der bisher durchgeführten Tracer-Tests (Tab. 1).

8. DISKUSSION UND AUSBLICK

Die vorliegende Arbeit stellt ein Konzept für die Gefährdungsabschätzung in Kluftaquifern vor. Die Gefährdung einer Wasserfassung wird von der Fließgeschwindigkeit und der Konzentration bestimmt, mit der ein Stoff vom Eintragungspunkt zur Wasserfassung gelangen kann. In den Klüften eines Aquifers kann die Fließgeschwindigkeit und somit Transportgeschwindigkeit sehr hoch sein. Es sind daher die Transportprozesse in den Klüften, die die Gefährdung des Aquifers bestimmen.

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst der Transport durch eine einzelne reale Kluft (variierende Kluftöffnung) unter realen Bedingungen (variierender Volumenstrom) betrachtet.

Über den Transport in realen Einzelklüften und die Auswertung von Durchbruchkurven wurden in den letzten Jahren zahlreiche Arbeiten veröffentlicht. Die Ermittlung von hydraulischen Prozessen und von Transportprozessen in Klüften steht im Mittelpunkt der Erkundung von Standorten für die Endlagerung radioaktiver Abfälle. Anhand der Durchbruchkurve konnte bisher jedoch nicht mehr als das gesamte durchströmte Kluftvolumen und das arithmetische Mittel der Kluftöffnung ermittelt werden. Dadurch bleiben unter Umständen wichtige Informationen verborgen, beispielsweise ein Strömungskanal (mit erhöhter Kluftöffnung), der quer zur Kluftströmung liegt.

Die vorliegende Arbeit zeigt anhand von simulierten Tracerversuchen, daß bei variierendem Volumenstrom, die genaue Struktur einer Kluft in Fließrichtung - Öffnungsweiten und deren räumliche Anordnung - bestimmt werden kann. Dies bedeutet eine deutliche Erweiterung gegenüber bisherigen Auswerteverfahren von Tracerversuchen.

Im Anschluß an die Betrachtung von Einzelklüften wird der Tracer-Transport in einem aus realen Klüften bestehenden *Mehrkluftsystem* betrachtet. Der Transport und der Durchbruch eines Tracers am Ausgang des Mehrkluftsys-

tems geschieht durch eine vielfache Überlagerung der Transportprozesse und Durchbruchkurven in allen hydraulisch wirksamen Einzelklüften.

Anhand von berechneten Beispielen wird in der vorliegenden Arbeit gezeigt, daß der Transport und die Durchbruchkurve eines Tracers in einem realen System (bestehend aus unterschiedlich langen und unterschiedlich offenen Klüften), mit guter Näherung mittels einer einzigen Kluft, simuliert werden kann. In der Äquivalentkluft vollzieht sich die Summe aller Transportprozesse des Aquifers.

Die Parameter der Äquivalentkluft sind jeweils die Summe der Parameter des Mehrkluftsystems: Das Kluftvolumen ist die Summe aller Volumina der Klüfte im Mehrkluftsystem, die Kluftfläche ist die Summe aller Flächen, etc.. Diese Parameter können anhand einer Durchbruchkurve an der Quelle des Mehrkluftsystems eindeutig kalibriert werden. Analog zur Einzelkluft, kann bei variierender Schüttung im Mehrkluftsystem die räumliche Verteilung der Kluftparameter in Fließrichtung ermittelt werden.

Der dritte Schritt in der vorliegenden Arbeit ist die Kalibrierung des Modells auf der Basis von natürlichen Quelldaten.

Als Tracer wird der Wärmeimpuls verwendet, der mit einem Niederschlagsereignis auf den Aquifer ausgeübt wird. Die Äquivalentkluft wird anhand von Quelltemperaturen der Gallusquelle kalibriert. Nach jedem Niederschlag zeigt die Gallusquelle, wie die meisten in der Literatur beschriebenen Karstquellen, eine deutliche Reaktion der Quelltemperatur, die sich wie ein Tracerdurchbruch auswerten läßt.

Wärme erweist sich als ein hervorragend geeigneter Tracer. Er ist hochreaktiv, d.h. er reagiert sehr empfindlich auf Änderungen der Kluftvolumina und Kluftflächen, und die Messung kann mit nur geringem Aufwand sehr genau vorgenommen werden.

Die Kalibrierung der Äquivalentkluft wird an mehreren Ereignissen durchgeführt. In vielen Fällen weicht die Modellrechnung im Anfangsbereich eines Niederschlags von den Quellmessungen ab. In der Simulation des Anfangsbereiches eines Niederschlages liegt der deutlichste Mangel des Konzepts. Die Berechnung berücksichtigt keine Grundwasserspiegelschwankungen. Während der meisten Niederschläge sind die Grundwasserspiegelschwankungen im Verhältnis zur Aquifermächtigkeit vernachlässigbar gering, und die gerechneten Werte stimmen mit den gemessenen gut überein. Bei starken Niederschlägen mit starken Grundwasserspiegelschwankungen führt diese Näherung und die hohe Sensitivität der Quelltemperatur auf die Kluffparameter jedoch zu Abweichungen.

Mit Ausnahme des Anfangsbereiches eines Niederschlages ist die Übereinstimmung der gerechneten Temperaturkurve mit den gemessenen Daten bei annähernd jedem simulierten Ereignis sehr gut. Obwohl die simulierten Ereignisse sehr unterschiedlich sind (unterschiedlich starke Ereignisse zu unterschiedlichen Jahreszeiten) ist die kalibrierte Äquivalentkluft stets annähernd gleich.

Dies ist ein Hinweis, daß in der Modellrechnung die physikalischen Prozesse richtig beschrieben werden, ohne daß hierfür ein diskretes Kluffnetz verwendet werden muß. Dadurch ist der Rechenaufwand gegenüber einem diskreten Modell bedeutend geringer.

Die Kalibrierung der Äquivalentkluft an der Gallusquelle erbringt folgende Ergebnisse:

- Der Anteil des Kluffvolumens am Gesamtvolumen des Aquifers - das dränbare Hohlraumvolumen der Karst-Klüfte - nimmt zur Quelle hin zu. In den quellfernen Bereichen beträgt das dränbare Hohlraumvolumen $1,3 \cdot 10^{-4}$, in Quellnähe $1,27 \cdot 10^{-3}$. Der Durchschnittswert des Aquifers beträgt $3,13 \cdot 10^{-4}$. Dieser Wert liegt sehr nahe am Durchschnittswert aus zahlreichen Markierungsversuchen im gleichen Aquifer ($2,76 \cdot 10^{-4}$).
- Die durchschnittliche Öffnungsweite der Klüfte nimmt von 10 cm im quellfernen Bereich auf 40 cm in Quellnähe zu. Beides, die Zunahme des Kluffvolumens und die Zu-

nahme der Klufföffnung, ist vermutlich eine Folge des höheren physikalischen Abriebes (durch die fokussierte Strömung) in Quellnähe.

Aufgrund der hohen thermischen Leitfähigkeit des Gesteins ist das Modell sehr sensitiv. Änderungen der Kluffparameter in der Größenordnung von 20% führen bereits zu erheblichen Abweichungen der Durchbruchkurven. Die Genauigkeit, mit der die Kluffparameter des Aquifers bestimmt werden können, liegt daher deutlich unter 20 %.

Durch die Kenntnis der Kluffvolumina und deren räumliche Verteilung öffnet sich die Möglichkeit einiger sehr praxisrelevanter Anwendungen. Zunächst kann eine sehr genaue Abflusstrennung vorgenommen, bzw. die Verweildauer des Niederschlagswassers (in den Großklüften) im Aquifer errechnet werden. Der Aufwand der Probenahme und der Analytik ist gering im Vergleich zu den sonst üblichen Isotopen-Verfahren.

Unter den praktischen Anwendungen ist die vermutlich interessanteste jedoch die prognostische Transportberechnung. Die prognostische Transportberechnung ist möglich, weil das Modell die tatsächlichen physikalischen Prozesse berechnet und nicht wie viele andere Modelle mit Transferfunktionen arbeitet. Auf der Basis der kalibrierten Äquivalentkluft können beliebige Szenarien durchgerechnet werden: Der Eintrag kann punktuell oder flächig sein, impulsartig oder zeitlich dauerhaft, und unter verschiedenen hydrologischen Bedingungen (Hochwasser oder Niedrigwasser) simuliert werden. Der eingetragene Stoff kann reaktiv oder nicht-reaktiv sein. Die Berechnungen ergeben die Quellreaktion auf den Eintrag in eine durchschnittlich beschaffene Kluff, d.h. eine Kluff mit der durchschnittlichen Öffnungsweite und der durchschnittlichen Tortuosität.

In Kapitel 7 wurden Markierungsversuche an unterschiedlichen Punkten im Einzugsgebiet bei Hochwasser und Niedrigwasser simuliert. Die erhaltenen Abstandsgeschwindigkeiten liegen sehr nahe an den Versuchsergebnissen tatsächlicher Markierungsversuche im Einzugsgebiet.

Die Klüfte, auf die das Modell kalibriert wird, und die dann die Grundlage für prognostische Transportberechnungen darstellen, sind nur jene Klüfte, die nach einem Niederschlagsereignis ein meßbares Signal im Quellwasser hervorrufen. Es werden dadurch immer nur die Großklüfte erfaßt. Mit dieser Technik werden die Klüfte ermittelt und charakterisiert, die zwar nur einen geringen Teil des Speichervolumens des Karst-Aquifers ausmachen, aber die höchsten Kluftöffnungen und Strömungsgeschwindigkeiten aufweisen. Sie sind damit ausschlaggebend für die Gefährdung einer Trinkwasserfassung.

Das Verfahren ist prinzipiell in jedem Kluftaquifer einsetzbar, die Voraussetzung ist lediglich, daß ein Niederschlag ein meßbares Temperatursignal an der Quelle hervorruft, und daß an der Quelle die Temperatur und die Quellschüttung mit ausreichender Genauigkeit aufgezeichnet werden.

Die Kalibrierung ist zwar eindeutig, aber aufgrund der zahlreichen Möglichkeiten einer räumlichen Anordnung der Kluftparameter im Aquifer oft langwierig.

Wesentlich einfacher ist ein System mit gleichmäßig oder zumindest statistisch verteilten Kluftparametern zu kalibrieren. Dies könnten beispielsweise Aquifere im Kristallgestein sein, in denen das Kluftnetz nicht durch chemische, sondern ausschließlich durch tektonische Prozesse entstanden ist. Wenn die Infiltration des Niederschlages gleichmäßig über die Aquiferfläche geschieht, hat ein solches Kluftnetz die Transporteigenschaften eines Batch-Reaktors. Die Berechnung der Kluft-

parameter anhand der Quelltemperatur kann in einem solchen System mit einem Null-Dimensionalen Ein-Zellen-Modell durchgeführt werden.

Mit dieser Arbeit wurden Möglichkeiten der Verwendung von Wärme als Tracer in Einzelklüften und Aquiferen vorgelegt. Der Ausblick auf die weitere Bearbeitung dieses vielversprechenden Feldes richtet sich aus Sicht des Verfassers auf zwei Schwerpunkte:

- Die praktische Erprobung der bisher nur theoretisch entwickelten Tracer-Technik der variierenden Volumenströme in Feldversuchen. Durch diese Technik kann das durchströmte Hohlraumvolumen und die Kontaktfläche zum Gestein entlang des Fließweges errechnet werden. Die Anwendung ist prinzipiell nicht auf den Klufttransport beschränkt. Die Weiterentwicklung für die Anwendung in Lockergesteinsaquiferen ist unter Berücksichtigung der sphärischen Kontaktflächen zwischen Grundwasser und Gestein durchaus denkbar.
- Eine Erprobung des Konzeptes der Äquivalentkluft als regionales Transportmodell. Durch die Kalibrierung unterschiedlicher Aquifere können die Kluftparameter unterschiedlicher Karsttypen, beispielsweise Tiefem und Seichtem Karst, verglichen werden. Es ist zu erwarten, daß sich ein Zusammenhang zwischen den sehr unterschiedlichen hydraulischen Eigenschaften der Karsttypen und deren Kluftparameter erkennen läßt.

LITERATUR

- Abelin, H., I. Neretnieks, S. Tunbrant & L. Moreno, Migration in a single Fracture: Experimental Results and Evaluation, Final Report, Stripa Project, Tech. Rep. 85-03 Swed. Nucl. Fuel and Waste Manage. Co. (SKB) Stockholm, 1985.
- Abelin, H., L. Birgersson, J. Gidlund, L. Moreno, I. Neretnieks, S. Tunbrant. Results from some Tracer Experiments in Crystalline Rocks in Sweden. In: C.F. Tsang (Hrsg.), Coupled Processes Associated with Nuclear Waste Repositories. Academic Press, San Diego, Cal., USA, 1987.
- Aley, T.J., Temperature Fluctuations of a Small Ozark Spring. *Caves and Karst*, Vol. 12, No. 4, 1970.
- Ashton, K., The Analysis of Flow Data from Karst Drainage Systems. *Trans. Cave Res. Group Gr. B.*, 7: 163-203, 1966.
- Atkinson, T.C., D.I. Smith, J.J. Lavis & R.J. Whitaker, Experiments in Tracing Underground Waters in Limestones. *Journ. Hydrol.*, Vol. 19, pp. 323 - 349, 1973.
- Atkinson, T.C., Diffuse Flow and Conduit Flow in Limestone Terrain in the Mendip Hills, Somerset (Great Britain). *Journ. Hydrol.*, Vol. 35, pp. 93 - 100, 1977.
- Bakalowicz, M. & A. Mangin, L'aquifère karstique. Sa définition, ses caractéristiques et son identification. *Mem. H. Ser. Soc. Géol. France*, 11, 71-79, 1980.
- Barenblatt, G.I., I.P. Zheltov & I.N. Kochina, Basic Concepts in the Theory of Seepage of Homogeneous Liquids in fissured Rocks (Strata). Englische Übersetzung (aus dem Russischen) in: *Applied Mathematics and Mechanics*, V. 24, S. 1286 - 1235, 1960.
- Bear, J., *Dynamics of Fluids in Porous Media*, Elsevier, New York, 1972.
- Benderitter, Y., B. Roy & A. Tabbagh, Flow Characterization Through Heat Transfer Evidence in a Carbonate Fractured Medium: First Approach. *Water Resources Research*, Vol. 29, No. 11, 1993.
- Berkowitz, B., C. Naumann & L. Smith, Mass Transfer at Fracture Intersections: An Evaluation of Mixing Models. *WRR*, Vol. 30, No. 6, pp. 1765-1773, 1994.
- Birch, F., *Physics of the Crust*. *Geol. Soc. Am. Spec. Paper* 62, pp. 101-118, 1955.
- Bögli, A., Kalklösung und Karrenbildung. *Z. Geomorph. Supplementband* 2, *Int. Beitr. zur Karstmorphologie*, S. 4-21, 1960.
- Bögli, A., *Karsthydrographie und physische Speläologie*, Springer Verlag., Berlin / Heidelberg / New York, 1978.
- Bourke, P.J., Channeling of Flow through Fractures in Rock, *Proceedings of GEOVAL - 87 International Symposium*, Stockholm, Sweden., April, 7-9, 1987.
- Bonacci, O., Ground Water behaviour in Karst: Example of the Ombla Spring (Croatia). *Journ. Hydrol.*, v. 165, pp. 113 - 134, 1995.
- Brown, M.C., *Karst Hydrology of the Lower Alberta Basin*, Jasper, Alberta. *Cave Studies*, Vol. 13.
- Brown, S.R., Fluid Flow Through Joints: The Effect of Surface Roughness. *Water Res. Res.* Vol. 92 No. (B2), pp. 1337-1347.
- Carslaw, H.S. and J.C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, 2. Ausg. 1959.
- Crank, J., *The Mathematics of Diffusion*. Oxford University Press, 2. Ausg. 1975.
- Davies, G.J., Water Temperature Variation at Springs in the Knox Group near Oak Ridge, Tennessee. *Proceedings of the Third Conference on Hydrogeology, Ecology, Monitoring, and Management of Ground Water in Karst Terranes*, 1992.

- Domenico, P.A. and F.W. Schwartz, Physical and Chemical Hydrogeology, John Wiley & Sons, New York, 1990.
- Dreiss, S.J., Regional Scale Transport in a Karst Aquifer. 1. Component Separation of Spring Flow Hydrographs. *Water Res. Res.*, Vol. 25, No.1, pp. 117-125, 1989 a).
- Dreiss, S.J., Regional Scale Transport in a Karst Aquifer. 2. Linear Systems and Time Moment Analysis. *Water Res. Res.*, Vol. 25, No.1, pp. 126-134, 1989 b).
- Dreybrodt, W., Mixing Corrosion in CaCO_3 - CO_2 - H_2O Systems and its Role in Karstification of Limestone areas. *Chem Geol.*, 32, pp. 221-236, 1981.
- Dreybrodt, W., Processes in Karst Systems - Physics, Chemistry and Geology. Springer Verlag, Berlin, 1988.
- Duguid, J.O. & P.C.Y. Lee, Flow in Fractured Porous media, Dept. Civil and Geol. Eng., Research Rept. 73-WR-1, Princeton University, Princeton, New Jersey, 1973.
- Duguid, J.O. & J.F. Abel, Finite Element Galerkin method for Analysis of Flow in Fractured Porous Media, in: Oden, J.T., O.C. Zienkiewicz, R.H. Gallagher & C. Taylor (Hrsg.), Finite Element Methods in Flow Problems, University of Alabama, UAH Press, S. 599-615, 1974.
- Duguid, J.O. & P.C.Y. Lee, Flow in Fractured Porous media, *Water Res. Res.*, Vol. 13, no.3, S. 558-566, 1977.
- Etzold, A., Hahn, W. & U. Körner, Keuper, Jura und Tertiär in Bohrungen der Planungskemeinschaft Bodensee-Neckar-Stollen zwischen Bodensee und Neckar, *Jh. Geol. Landesamt Baden-Württemberg*, 17, S. 89-255, 1975.
- Ewers, R.O. & Quinlan, J.F., Cavern Porosity Development in Limestone: A Low Dip Model from Mammoth Cave, Ky. Proc. 8th Spelepl. Congr., Bowling Green, USA, pp.721-731, 1981.
- Ewers, R.O., Cavern Development in in the Dimensions of Length and Breadth. Ph D Diss., Mc Master Univ., Hamilton, Ontario, 1982.
- Frind, E.O., The Principal Direction Technique: A New Approach to Groundwater Contaminant Transport Modelling. In: Finite Elements in Water Ressources, Proceedings of the 4th International Conference, Hannover, Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1982.
- Gautschi, W., Error Function and Fresnel Integrals, In: Abramowitz, M. & I.A. Stegun (Hrsg.), Handbook of Mathematical Functions, Dover Publications Inc., New York, 1965.
- Geyer, O.F., Über stratigraphische Grenzen im Schwäbischen Jura. *Jber. Mitt. oberrh. geol. Ver.*, N. 62, Stuttgart, 1980.
- Geyer, O.F. & M.P. Gwinner, Die Schwäbische Alb und ihr Vorland. 3. Aufl. Sammlung Geologischer Führer, 67, Gebr. Bornträger, Berlin - Stuttgart, 1984.
- Geyer, O.F. & M.P. Gwinner, Geologie von Baden-Württemberg. E. Schweizerbartsche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 1986.
- Golwer, A., Stratigraphie und Tektonik im südlichen Lauchertgebiet (Schwäbische Alb). *Arb. Geol. Paläont. Inst. Stuttgart, N.F.*, 22, Stuttgart, 1959.
- Golwer, A., Erläuterungen zu Blatt 7821 Veringenstadt, Landesvermessungsamt Bad.-Württ., Stuttgart, 1978.
- Gwinner, M.P., Geologie des Weißen Jura der Albhochfläche (Württemberg). *N. Jb. Geol. Paläont., Abh.* 115, Stuttgart, 1962.
- Goode, D.J. & A.M. Shapiro, Comment on „Flow and Tracer Transport in a single Fracture: A Stochastic Model and its Relation to some Field Observations“ by L. Moreno et al.. *Water Res. Res.*, Vol. 27, No.1, pp. 129-131, 1991.

- Grisak, G.E. und J.F. Pickens, Solute Transport through Fractured Media, 1. The effect of Matrix Diffusion. *Water Res. Res.*, Vol. 16, No.4, pp. 719-730, 1980 a).
- Grisak, G.E., J.F. Pickens & J.A. Cherry, Solute Transport through Fractured Media, 2. Column Study of Fractured Till. *Water Res. Res.*, Vol. 16, No.4, S. 731-739, 1980 b).
- Grisak, G.E. & J.F. Pickens, An analytical Solution for Solute Transport through Fractured Media with Matrix Diffusion. *Journ. Hydrol.*, v. 52, S. 47-57, 1981.
- Gunn, J., Hydrogeological Processes in Karst Systems. *Z. Geomorph. N.F.*, 25, S. 313-331, Berlin-Stuttgart, 1981.
- Gunn, J., Point Recharge of Limestone Aquifers - A Model from New Zealand Karst, *Journ. Hydrol.*, v. 61, pp. 19-29, 1983
- Ford, D.C. & Williams, P.W., *Karst Geomorphology and Hydrology*, Chapman & Hall, London, 1989.
- Häfner, F., D. Sames und H.D. Voigt, *Wärme- und Stofftransport - Mathematische Methoden*, Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1992.
- Hänel, R., The Present Activities in the Field of Geothermal Energy in the Federal Republic of Germany, *Geol. Jahrbuch*, Hannover, 1979.
- Hess, J.W. & W.B. White, Storm Response of the Karstic Carbonate Aquifer of Southcentral Kentucky. *Journ. Hydrol.*, v. 99, pp. 235 - 252, 1988.
- Hull, L.C., Mechanisms controlling the Inorganic and Isotopic Geochemistry of Springs in a Carbonate Terrane. Ph.D. Dissertation, Penn. State Univ., University Park, 1980.
- Ingersoll, L.R., O.J. Zobel & A.C. Ingersoll, *Heat conduction with engineering, geological and other Applications*. Univ. Wisconsin Press, Madison, 1954.
- Jeannin, P.-Y., *Température dans la Zone Vadose du Karst*. Bulletin du Centre d'Hydrologie de L'Université de Neuchâtel, No. 9, 1990.
- Kinzelbach, W., *Groundwater Modelling*, Elsevier, Amsterdam, 1986.
- Klimtchouk, A., Karst Morphogenesis in the Epikarstic Zone. *Cave and Karst Science*, Vol. 21, No. 2, 1995.
- Kriele, W., *Tektonische Untersuchungen auf der Zollernalb*. Diplomarbeit am Geol. Inst. Tübingen, 1969.
- Lang, U., *Simulation Regionaler Strömungs- und Transportvorgänge in Karstaquiferen mit Hilfe des Doppelkontinuum-Ansatzes: Methodenentwicklung und Parameteridentifikation*. Dissertation am Institut für Wasserbau, TU Stuttgart, 1994.
- Ludwig, H., Zur Auswertung von Temperaturmessungen im Tiefen Grundwasser, *Z. dt. geol. Ges.* 132, S.799-809, Hannover, 1981.
- Mangin, A., Contribution à L'étude Hydrodynamique des Aquifères Karstiques. *Ann. Spéléol.*, 29 (3/4): pp. 283-601; 30 (1): pp. 21-124, 1975.
- Mangold, D.C., C.F. Tsang, M.J. Lippmann & P.A. Witherspoon, A study of thermal effects in Well Analysis, 54th Annual Fall Technical Conference SPE-AIME, Las Vegas, Nevada, Lawrence Berkley Laboratory Rept. LBL-9769, SPE-8232, Berkley, Calif., 1979.
- Mangold, D.C., M.J. Lippmann & G.S. Bodvarsson, CCC Users manual - Version II, Lawrence Berkley Laboratory Rept. LBL-10909, Berkley, Calif., 1980.
- Meiman, J., R.O. Ewers & J.F. Quinlan, Investigation of Flood Pulse Movement Through a Maturely Karstified Aquifer at Mammoth Cave National Park: A New Approach. *Proceedings of the Environmental Problems in Karst Terranes and their Solution Conference (2nd, Nashville, Tenn.)*. Water Well Journal Publishing Company, Dublin, OH, US, 1988.

- Mercer, J.W., S.D. Thomas & B. Ross, Parameters and Variables Appearing in Repository Siting Models. NUREG / CR 3066, U.S. Nuclear Regulatory Commission, Washington, D.C, 1982.
- Merkel, P., Karsthydrologische Untersuchungen im Lauchertgebiet (westl. Schwäbische Alb). Diplom-Arbeit, Geologisches Institut, Universität Tübingen, 1991.
- Mohrlok, U., Parameter-Identifikation in Doppel-Kontinuum-Modellen am Beispiel von Karst-Aquiferen, Dissertation an der Eberhar-Karls-Universität Tübingen, in Vorbereitung.
- Moreno, L., I. Neretnieks & T. Eriksen, Analysis of some Laboratory Tracer Runs in Natural Fissures. Water Res. Res., 21, No.7, pp. 951-958, 1988.
- Moreno, L., C.F. Tsang, Y.W. Tsang, F. Hale & I. Neretnieks, Flow and Tracer Transport in a single Fracture: A Stochastic Model and its Relation to some Field Observations. Water Res. Res., 24, S. 2033-2048, 1988.
- Moreno, L., C.F. Tsang, Y.W. Tsang & I. Neretnieks, Some Anomalous Features of Flow and Solute Transport Arising from Fracture Aperture Variability. Water Res. Res., 26, pp. 2377-2391, 1990.
- NAGRA Technischer Bericht (NTB) 93-47, Grimsel Test Site; Developments Hydrotesting Fluid Logging and Combined Salt Heat Tracer Experiments in the BK-Site (Phase III) P. Marschall und S. Vomvoris (Hrsg.), im Druck.
- Narasimhan, T.N., A Unified Numerical Model for Saturated - Unsaturated Groundwater Flow. Ph.D.-thesis, Dept. of Civil Engineering, Univ. of California, Berkley, Calif., 244 S., 1975.
- Narasimhan, T.N., Program TERZAGI Users Manual. Lawrence Berkley Laboratory Rept. LBL-10908, Berkley, Calif., 1980 a).
- Narasimhan, T.N., Multidimensional Numerical Simulation of Fluid Flow in Fractured Porous Media, Proc. Workshop on Numerical Modeling of Thermohydrological Flow in Fractured Rock Masses, Lawrence Berkley Laboratory Rept. LBL-11566, Berkley, Calif., 1980 b).
- Neretnieks, I., Transport in Fractured Rocks, Proceedings, Memoires of the 17th. International Congress of International Association of Hydrologists, Vol. XVII, 301318, International Association of Hydrologists, Tucson, Arizona, 1985.
- Noorishad, J., M-S. Ayatollahi & P.A. Witherspoon, A Finite-Element for Stress and Flow Analysis in Fractured Rock Masses, Lawrence Berkley Laboratory Rept. LBL-12730, Berkley, Calif., 1980 a).
- Noorishad, J., P.A. Witherspoon & T.L. Brekke, A Method for Coupled Stress and Flow Analysis of Fractured Rock Masses, Geotech. Engineering Publ. no. 71-6. University of California, Berkley, Calif., 1980 b).
- Novakovski, K.S., G.V. Evans, D.A. Lever & K.G. Raven, A Field Example of Measuring Hydrodynamic Dispersion in a Single Fracture. Water Res. Res., 21, S. 1165-1174, 1985.
- Odeh, A.S., Unsteady State behavior of Naturally Fractured Reservoirs, Soc. Pet. Eng. J., Sept. 1965, S. 60-65, 1963.
- O'Neill, K., Calculation of the Flow of Liquid and Heat in Fractured Porous Media (Computer Code Documentation). Water Res. Prog. Rept. 77-WR-15, Princeton University, Princeton, New Jersey, 1977.
- O'Neill, K., The Transient Three-Dimensional Transport of Liquid and heat in fractured Porous Media, Ph.D. thesis, Dept. of Civil Engineering, Princeton University, Princeton, New Jersey, 1978.
- Padilla, A., A. Pulido-Bosch & A. Mangin, Relative Importance of Baseflow and Quickflow from Hydrographs of Karst Spring. Ground Water, Vol. 32, No. 2, 1994.
- Palmer, A.N., The Origin of Maze Caves, Natl. Speleol. Soc. Bull. 37, S. 56-76, 1975

- Palmer, A.N., Geomorphic interpretation of Karst Features. In: La Fleur, R.G. (Hrsg.) *Groundwater as a Geomorphic Agent*. Allen and Unwin, Boston, S. 174-209.
- Pruess, K. & T.N. Narasimhan, A Practical Method for Modeling Fluid and Heat Flow in Fractured Porous Media, *Soc. Pet. Eng. J.*, Feb. 1985, S.14-26, 1985.
- Renner, S., *Temperaturuntersuchungen im Karstaquifer der westlichen Schwäbischen Alb*. Diplom-Arbeit, Geologisches Institut, Universität Tübingen, 1991.
- Redell, D.L. & D.K. Suanda, Numerical Simulation of Dispersion in Groundwater Aquifers, *Hydrology Paper No. 41*, Colorado State University, June, 1970.
- Richtmyer, R.D. & K.W. Morton, *Difference Methods for Initial-Value Problems*. Interscience Tracts in Pure Applied Mathematics, No. 4, Interscience Publishers, 2nd Ed. 1967.
- Robinson, J.W. & J.E. Gale, A Laboratory and Numerical Investigation of Solute Transport in discontinuous Fracture Systems, *Ground water*, 28, pp. 25-36.
- Roll, A., *Die Stratigraphie des Oberen Malm (Schwäbische Alb) im Lauchertgebiet als Unterlage für tektonische Untersuchungen*. Abh. preuß. geol. L.A., N.F., 135, Berlin, 1931.
- Roy, B. & Y. Benderitter, Transferts Thermiques naturels dans un Système Aquifère carbonaté fissuré peu profond. *Bull. Soc. géol. France*, 1986, (8), t. II, n° 4, 1986.
- Sauter, M., Quantification and Forecasting of Regional Groundwater Flow in a Karst Aquifer (Gallusquelle, Malm, SW. Germany). *Tüb. Geowiss. Arb., Reihe C*, Nr 13, 1992.
- Sauter, M., Areal-Source Transport in a Karst System, *Water Down Under '94*, Adelaide, Australia, 21-25 November 1994.
- Sauter, M., Delineation of a Karst Aquifer using Geological and Hydrogeological data and Information on Landscape development. *Carbonates and Evaporites*, 10(2), 1995 (im Druck).
- Schuster, E.T. & W.B. White, Seasonal Fluctuations in the Chemistry of Limestone Springs: A possible Means of Characterising Carbonate Aquifers, *Journ. Hydrol.* v 14, pp. 93-128, 1971.
- Schwartz, F.W., L. Smith & A.S. Crowe, A Stochastic Analysis of Macroscopic Dispersion in Fractured Media. *Water Res. Res.* Vol. 19 No. (5), pp. 1253-1265.
- Sillman, S.E., An Interpretation of the Difference Between Aperture Estimates Derived From Hydraulic and Tracer Tests in a Single Fracture. *Water Res. Res.* Vol. 25 No. (10), pp. 2275-2283.
- Sklash, M.G., & R.N. Farvolden, The Role of Groundwater in Storm Runoff. *Journ. Hydrol.* v 43, pp. 45-65, 1979.
- Smart, C.C., Artificial Tracer Techniques for the Determination of the Structure of Conduit Aquifers. *Ground Water*, Vol. 26, No. 4, 1988.
- Smart, P.L. & S.L. Hobbs, Characterisation of Carbonate Aquifers: A Conceptual Base. *Proceedings of the Environmental Problems in Karst Terranes and their Solution Conference*. Water Well Journal Publishing Company, Dublin, OH, US, 1986.
- Smith, D.I., T.C. Atkinson, *Process, Landforms and Climate in Limestone Regions*. E. Derbyshire (Hrsg.): *Geomorphology and Climate*, Wiley, London, S. 367-409, 1976.
- Smith, L. & F.W. Schwartz, Solute Transport through Fracture Networks, in: *Flow and Contaminant Transport in Fractured Rock*, Academic Press, San Diego, 1993.
- Snow, D.T., Anisotropic Permeability of Fractured Media. *Water Res. Res.*, Vol. 5, No. 6, pp. 1273 - 1289, 1969.
- Strayle, G., *Karsthydrologische Untersuchungen auf der Ebinger Alb (Schwäbischer Jura)*. Jh. geol. Landesamt Baden-Württemberg, Nr. 12, Freiburg im Breisgau, 1970.
- Tang, D.H., E.O. Frind & E.A. Sudicky, Contaminant Transport in Fractured Porous Media: Analytical Solution for a Single Fracture. *Water Res. Res.*, Vol. 17, No. 3, pp. 555 - 564, 1991.

- Tsang, Y.W., C.F. Tsang, I. Neretnieks & L. Moreno, Flow and Tracer Transport in Fractured Media: A Variable Aperture Model and its Properties. *Water Res. Res.*, Vol. 24, No. 12, pp. 2049 - 2060, 1988.
- Tsang, Y.W., Usage of „Equivalent Apertures“ for Rock Fractures as Derived from Hydraulic and Tracer Tests. *Water Res. Res.*, 28, pp. 1451-1455, 1992.
- Tsang, C.F., Tracer Transport in Fractured Systems. Bear, J., C.F. Tsang, & G.d. Marsily (Hrsg.): *Flow and Contaminant Transport in Fractured Media*, Academic Press, San Diego, Cal., USA, 1993.
- Villinger, E., Die Blautopfhöhle bei Blaubeuren als Beispiel für die Entwicklung des Karstsystems im Schwäbischen Malm. *Geol. Jb. C49*, S. 71-103, Hannover 1987.
- Villinger, E., Seichter Karst und Tiefer Karst in der Schwäbischen Alb, *Geol. Jb. C2*, 153 - 188, Hannover, 1972.
- Villinger, E., Über Potentialverteilung und Strömungssysteme im Karstwasser der Schwäbischen Alb (Ob. Jura, SW-Deutschland). *Geol. Jb. C18*, 92 S., Hannover, 1977.
- Villinger, E., Untersuchungen zur Flußgeschichte Aare-Donau / Alpenrhein und zur Entwicklung des Malm - Karsts in Südwestdeutschland. *Jh. geol. Landesamt Baden Württemberg*, 28, S. 297-363, 1986.
- Warren, J.E. & P.J. Root, The Behaviour of Naturally Fractured Reservoirs, *Soc Pet. Eng. J. V. 3*, S. 245-255, 1963.
- Wilcock, J.D., Some Developements in Pulse-Train Analysis: *Trans. Cave Res. Group Gr. B. Vol. 10*, pp. 73-98.
- Williams, P.W., Karst in New Zealand. In: J. Soons & M.J. Selby (Hrsg.), *Landforms of New Zealand*. Longman-Paul, Auckland, 1982.
- Williams, P.W., The Role of the Subcutaneous Zone in Karst Hydrology. *Journ. Hydrol. v 61*, pp. 45-67, 1983.
- Wilson, C.R., An Investigation of laminar flow in Fractured Porous Rocks, Ph.D. thesis, Univ. of California, Berkley, 1970.
- Younger, P.L. & T. Elliot, Chalk Fracture System Characteristics; Implications for Flow and Solute Transport, *The Quart. Journ. of Engen. Geol.* 28, Suppl. 1, S. 39-50, Scottish Academic Press, Geologic Soc. London, Edinburgh, U.K. 1995.

ANNEX 1

NÄHERUNGSLÖSUNG FÜR DEN TRANSPORT DURCH EIN SYSTEM BESTEHEND AUS ZWEI KLÜFTEN MIT UNTERSCHIEDLICHER ÖFFNUNGSWEITE.

Der Wärmestrom am Ausgang der Kluft RSK1 des realen Systems ist:

$$\Phi_{RSK1} = \rho_{fl} c_w Q_E \left(\frac{(1+\varepsilon)^j}{(1+\varepsilon)^j + (1-\varepsilon)^j} \right) \left[T_0 + (T_{Imp} - T_0) \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{1}{2} X_E / v_E \frac{(1+\varepsilon)^j}{(1+\varepsilon)^j + (1-\varepsilon)^j} \right)}{\delta_E (1+\varepsilon) \sqrt{t - t_0 - \left(\frac{1}{2} X_E / v_E \frac{(1+\varepsilon)^j}{(1+\varepsilon)^j + (1-\varepsilon)^j} \right)}} \right) \right] \quad (A1-1)$$

Für große Zeiten t , kann die Gleichung folgendermaßen modifiziert werden:

(1) Für große Zeiten wird der Term in der Wurzel

$$\frac{1}{2} X_E / v_E \frac{(1+\varepsilon)^j}{(1+\varepsilon)^j + (1-\varepsilon)^j} \quad (A1-2)$$

gegenüber der Zeit $t-t_0$ vernachlässigbar klein. Damit wird Gl. (A1-1):

$$\Phi_{RSK1} = \rho_{fl} c_w Q_E \left(\frac{(1+\varepsilon)^j}{(1+\varepsilon)^j + (1-\varepsilon)^j} \right) \left[T_0 + (T_{Imp} - T_0) \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{1}{2} X_E / v_E \frac{(1+\varepsilon)^j}{(1+\varepsilon)^j + (1-\varepsilon)^j} \right)}{\delta_E (1+\varepsilon) \sqrt{t - t_0}} \right) \right] \quad (A1-3)$$

(2) Für kleine Argumente innerhalb der Fehlerfunktion gilt die Näherungslösung (Gautschi (1965):

$$\operatorname{erfc}(x) \approx 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} (x) \quad (A1-4)$$

Für große Zeiten wird das Argument innerhalb der Fehlerfunktion in Gl. (A1-3) klein. Für große Zeiten gilt daher die Näherungslösung:

$$\Phi_{RSK1} = \rho_{fl} c_w Q_E \left(\frac{(1+\varepsilon)^j}{(1+\varepsilon)^j + (1-\varepsilon)^j} \right) \left[T_0 + (T_{Imp} - T_0) \cdot \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{1}{2} X_E / v_E \frac{(1+\varepsilon)^j}{(1+\varepsilon)^j + (1-\varepsilon)^j} \right)}{\delta_E (1+\varepsilon) \sqrt{t - t_0}} \right) \right] \quad (A1-5)$$

Durch Kürzen ergibt sich:

$$\Phi_{RSK1} = \frac{1}{2} \rho_{fl} c_w Q_E \left[T_0 + (T_{Imp} - T_0) \cdot \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{X_E}{v_E} \right)}{\delta_E \sqrt{t - t_0}} \right) \right] \quad (A1-6)$$

Ausmultiplizieren der Klammer ergibt:

$$\Phi_{RSK1} = \frac{1}{2} \rho_{fl} c_w Q_E \left[T_{Imp} - (T_{Imp} - T_0) \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{X_E}{v_E} \right)}{\delta_E \sqrt{t - t_0}} \right] \quad (A1-7)$$

Entsprechend beträgt der Wärmestrom am Ausgang von RSK2:

$$\Phi_{RSK2} = \frac{1}{2} \rho_{fl} c_w Q_E \left[T_{imp} - (T_{imp} - T_0) \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{x_E}{v_E} \right)}{\delta_E \sqrt{t - t_0}} \right]$$

(A1-8)

Der Wärmestrom des realen Systems ist die Summe der beiden Wärmeströme Φ_{RSK1} und Φ_{RSK2}

$$\Phi_{RS} = \rho_{fl} c_w Q_E \left[T_{imp} - (T_{imp} - T_0) \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{x_E}{v_E} \right)}{\delta_E \sqrt{t - t_0}} \right] = \rho_{fl} c_w Q_E \left[T_0 + (T_{imp} - T_0) \cdot \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha} \left(\frac{x_E}{v_E} \right)}{\delta_E \sqrt{t - t_0}} \right) \right]$$

(A1-9)

ANNEX 2

BERECHNUNG DER FLÄCHENANTEILE DER MODELLZELLEN AN DER GESAMTEN EINZUGSFLÄCHE - FÜR EIN KREISFÖRMIGES EINZUGSGEBIET

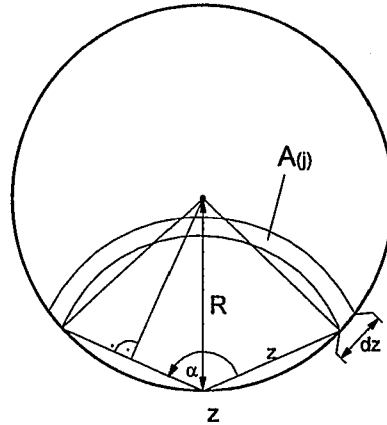


Abb. 1: Bestimmung des Anteils der Bogenfläche an der gesamten Kreisfläche.

Für $0 \leq z \leq 2R$ (s. Abb.) gilt:

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \frac{z/2}{R}$$

(Gl. A2-1)

und folglich:

$$\alpha = 2 \arccos \frac{z}{2R}$$

(Gl. A2-2)

Die Bogenlänge beträgt:

$$\alpha = 2 \arccos \frac{z}{2R}$$

(Gl. A2-3)

Die Bogenfläche ist:

$$dA = A_{(j)} = z \alpha dz = 2 z \arccos \frac{z}{2R} dz$$

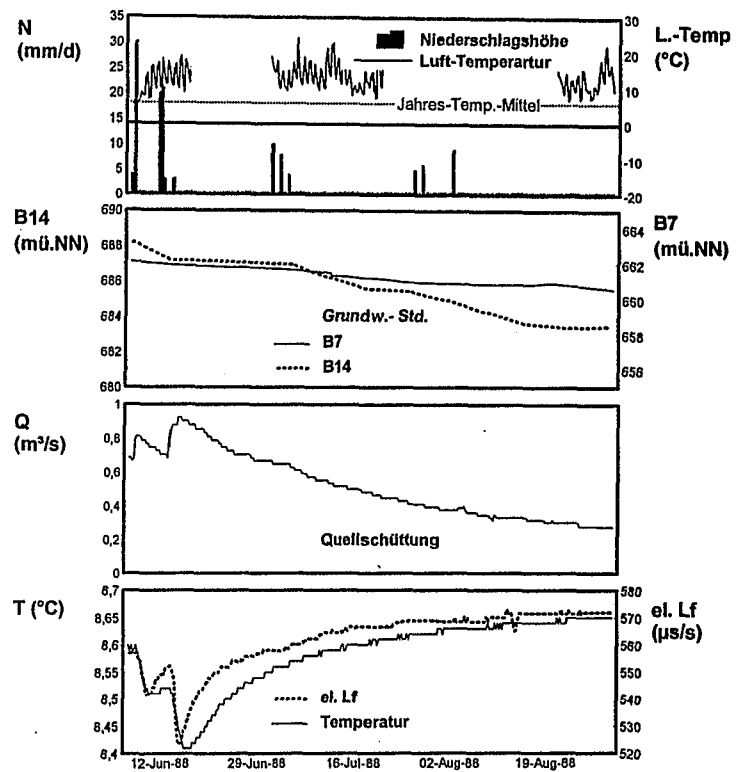
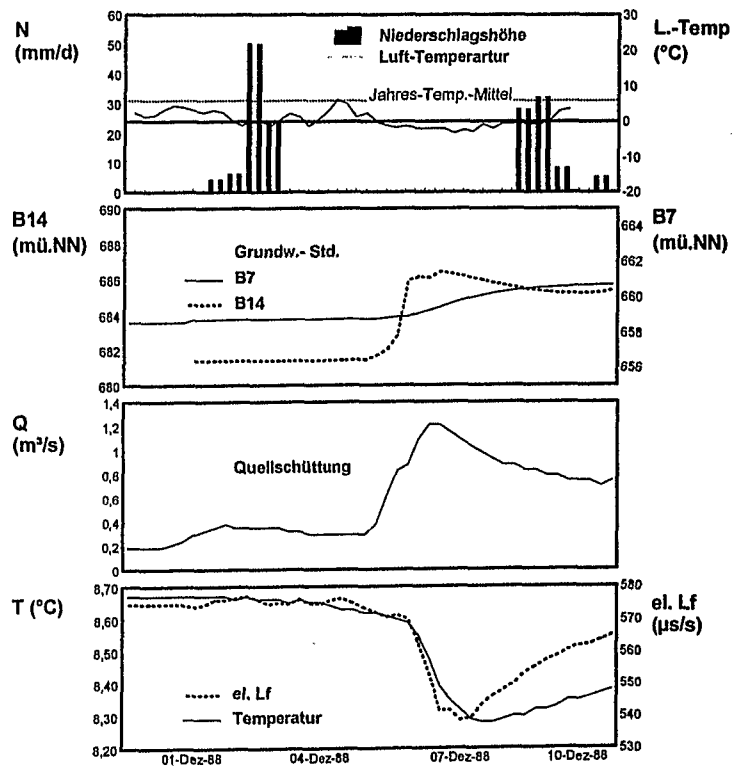
(Gl. A2-4)

Der Anteil der Bogenfläche an der gesamten Kreisfläche ist dann:

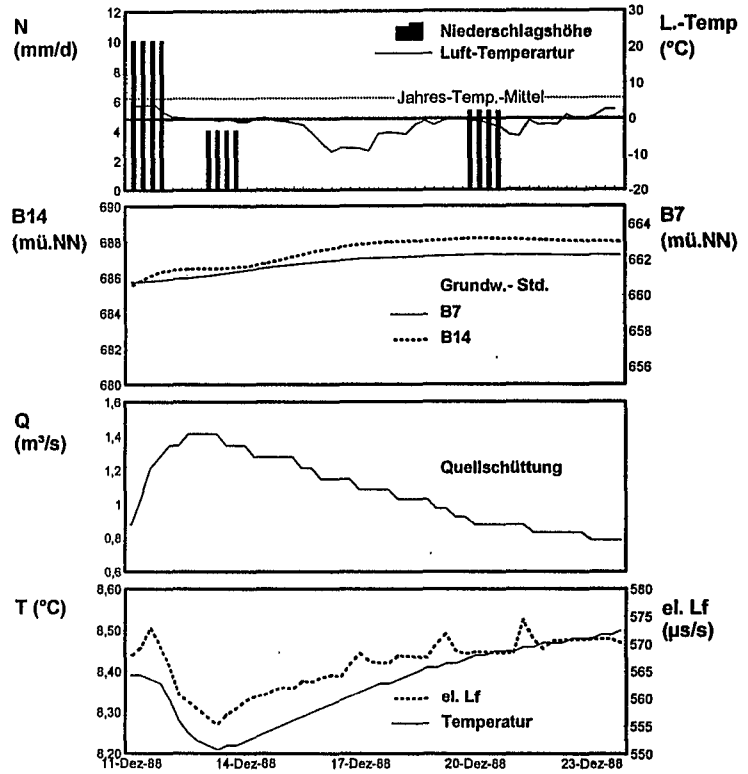
$$\frac{A_{(j)}}{A_{(tot)}} = \frac{2 z}{\pi R^2} \arccos \frac{z}{2R} dz$$

(Gl. A2-5)

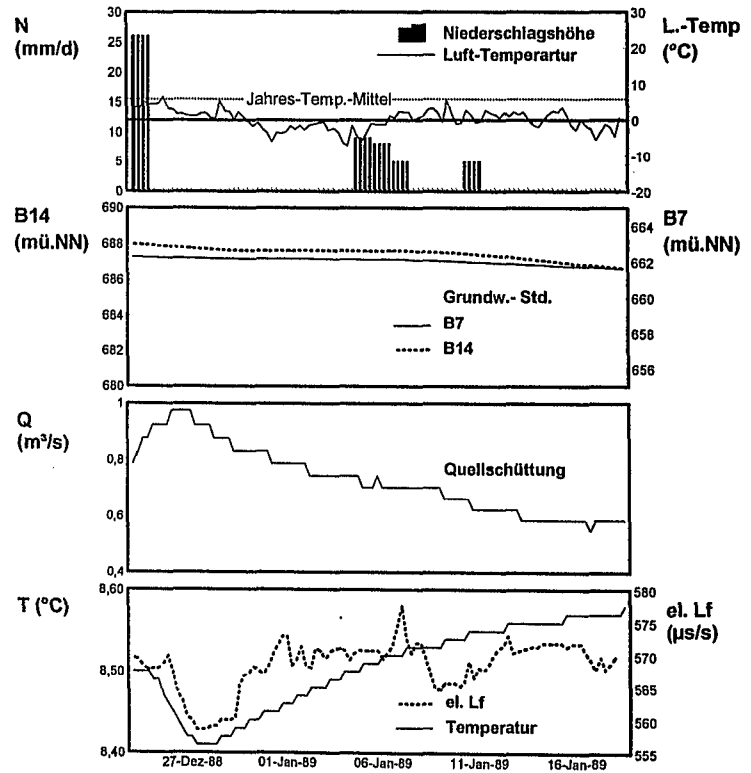
ANNEX 3 GERECHNETE EREIGNISSE

Ereignis
Juni 88Ereignis
Dez. 88/1

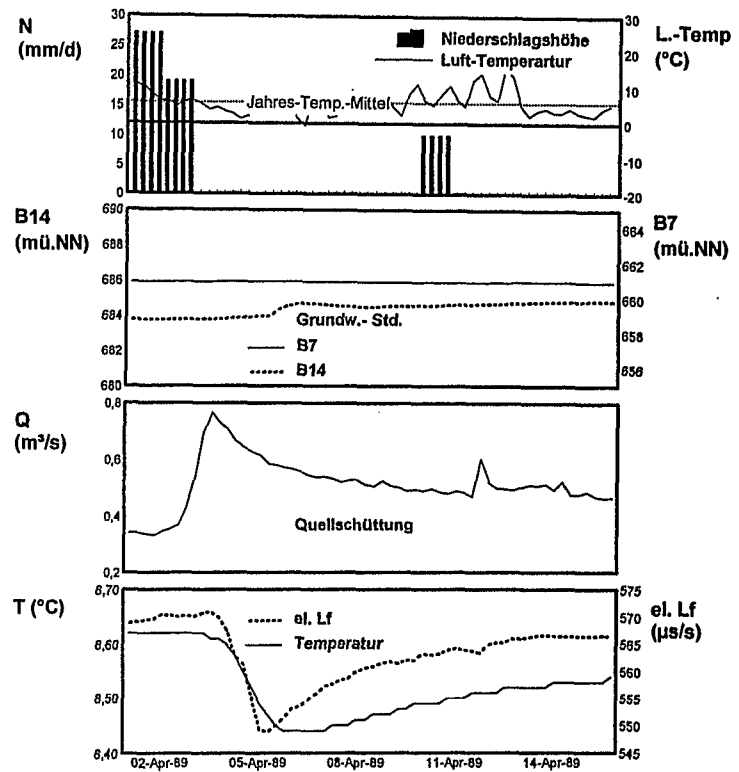
**Ereignis
Dez. 88/2**



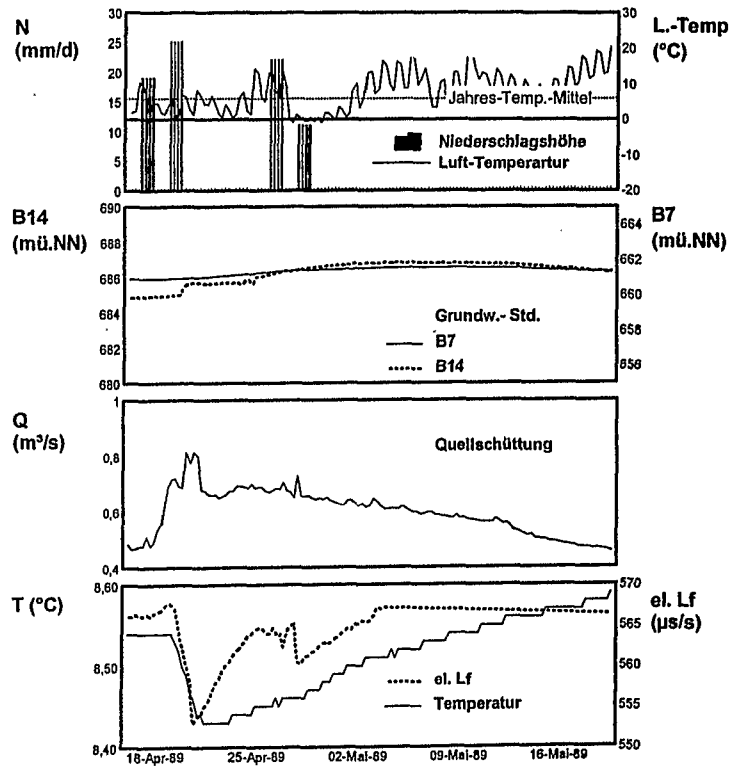
**Ereignis
Dez. 88/3**



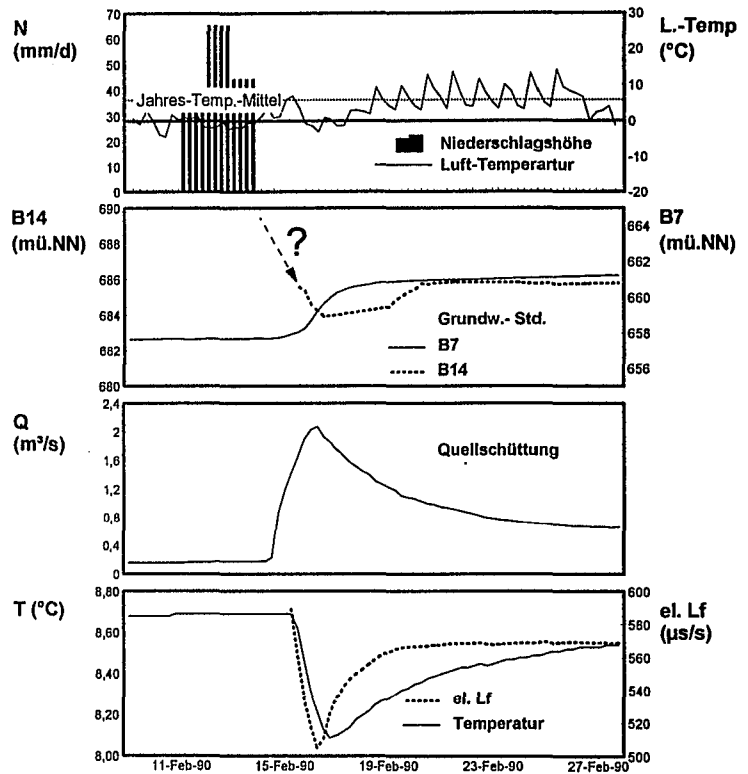
**Ereignis
Apr. 89/1**



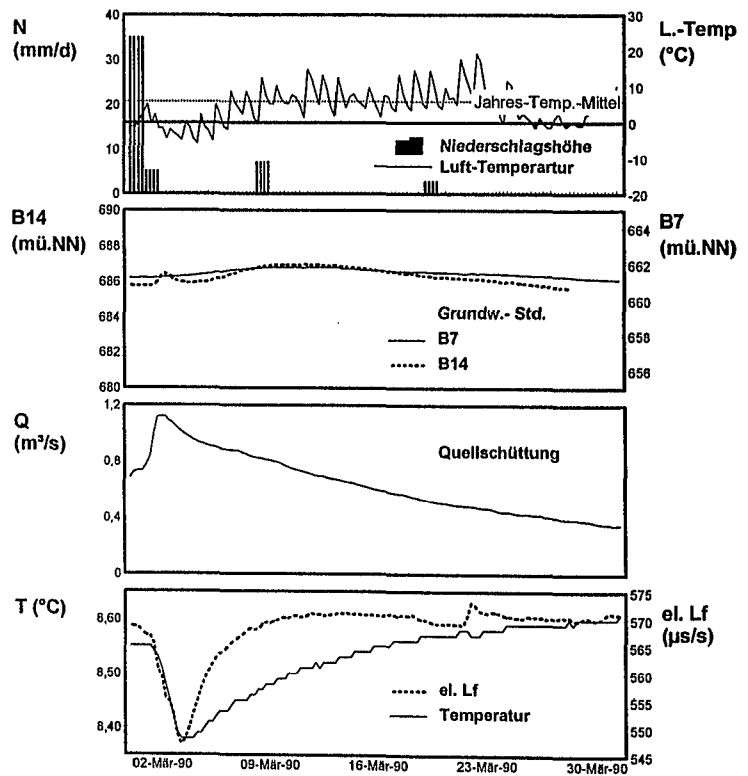
**Ereignis
Apr. 89/2**



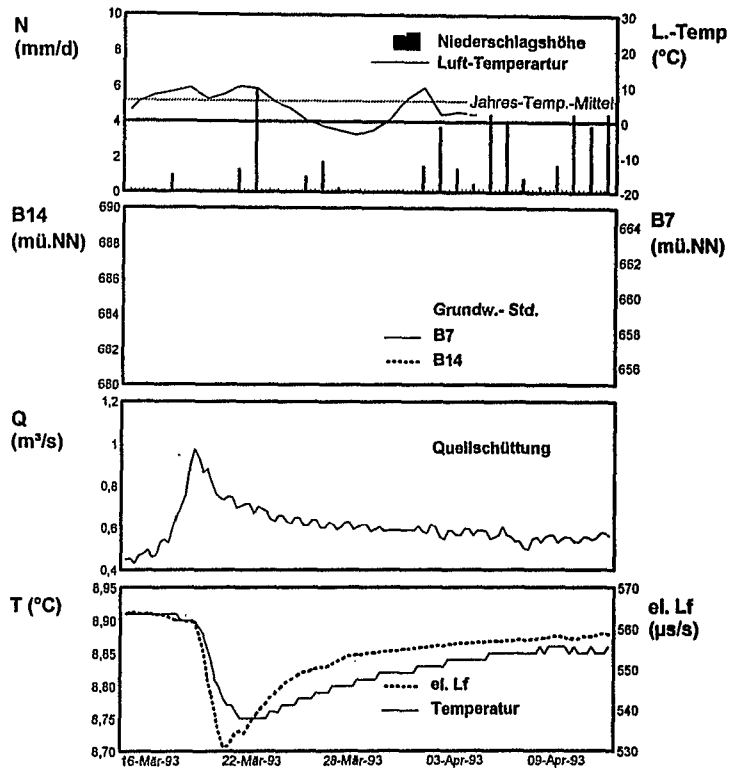
**Ereignis
Feb. 90**



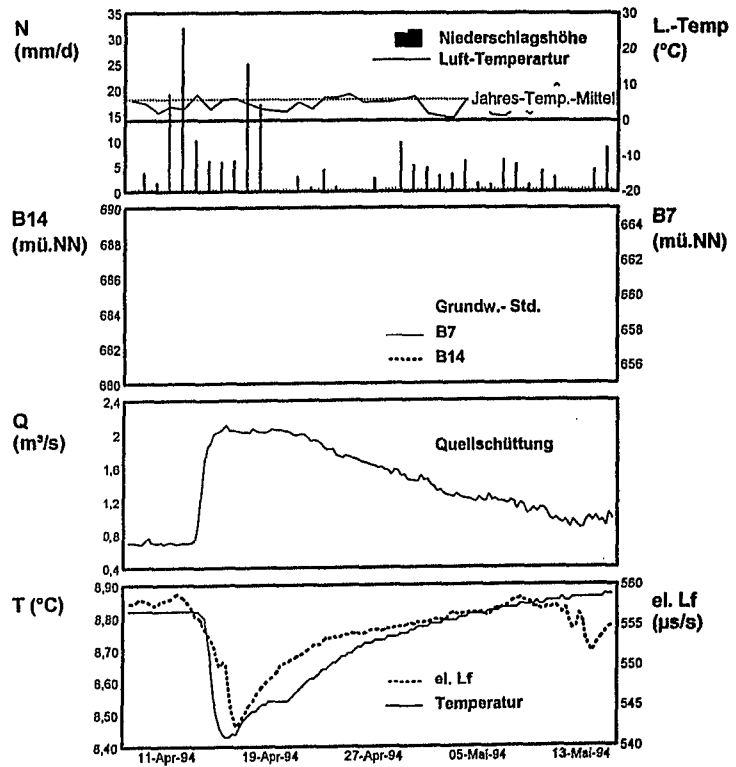
**Ereignis
März 90**



**Ereignis
März 93**



**Ereignis
Apr. 94**



In der Reihe C der Tübinger Geowissenschaftlichen Arbeiten (TGA) sind bisher erschienen:

- Nr. 1: Grathwohl, Peter (1989): Verteilung unpolarer organischer Verbindungen in der wasserungesättigten Bodenzone am Beispiel der leichtflüchtigen aliphatischen Chlorkohlenwasserstoffe. 102 S.
- Nr. 2: Eisele, Gerhard (1989): Labor- und Felduntersuchungen zur Ausbreitung und Verteilung leichtflüchtiger chlorierter Kohlenwasserstoffe (LCKW) im Übergangsbereich wasserungesättigte/wassergesättigte Zone. 84 S.
- Nr. 3: Ehmann, Michael (1989): Auswirkungen atmosphärischer Stoffeinträge auf Boden- und Grundwasser sowie Stoffbilanzierungen in drei bewaldeten Einzugsgebieten im Oberen Buntsandstein (Nordschwarzwald). 134 S.
- Nr. 4: Irouschek, Thomas (1990): Hydrogeologie und Stoffumsatz im Buntsandstein des Nordschwarzwaldes. 144 S.
- Nr. 5: Sanns, Matthias (1990): Experimentelle Untersuchungen zum Ausbreitungsverhalten von leichtflüchtigen Chlorkohlenwasserstoffen (LCKW) in der wassergesättigten Zone. 122 S.
- Nr. 6: Seeger, Thomas (1990): Abfluß- und Stofffrachtseparation im Buntsandstein des Nordschwarzwaldes. 154 S.
- Nr. 7: Einsele, Gerhard & Pfeffer, Karl-Heinz (Hrsg.) (1990): Untersuchungen über die Auswirkungen des Reaktorunfalls von Tschernobyl auf Böden, Klärschlamm und Sickerwasser im Raum von Oberschwaben und Tübingen. 151 S.
- Nr. 8: Douveas, Nikon G. (1990): Verwitterungstiefe und Untergrundabdichtung beim Tal-sperrenbau in dem verkarsteten Nord-Pindos-Flysch (Projekt Pigai-Aoos, NW-Griechenland). 165 S.
- Nr. 9: Schlöser, Heike (1991): Quantifizierung der Silikatverwitterung in karbonatfreien Deck-schichten des Mittleren Buntsandsteins im Nordschwarzwald. 93 S.
- Nr. 10: Köhler, Wulf-Rainer (1992): Beschaffenheit ausgewählter, nicht direkt anthropogen beeinflusster oberflächennaher und tiefer Grundwasservorkommen in Baden-Württemberg. 144 S.
- Nr. 11: Bundschuh, Jochen (1991): Der Aquifer als thermodynamisch offenes System. - Untersuchungen zum Wärmetransport in oberflächennahen Grundwasserleitern unter besonderer Berücksichtigung von Quellwassertemperaturen (Modellversuche und Geländebeispiele). 100 S.
- Nr. 12: Herbert, Mike (1992): Sorptions- und Desorptionsverhalten von ausgewählten polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffen (PAK) im Grundwasserbereich. 111 S.
- Nr. 13: Sauter, Martin (1993): Quantification and forecasting of regional groundwater flow and transport in a karst aquifer (Gallusquelle, Malm, SW-Germany). 150 S.
- Nr. 14: Bauer, Michael (1993): Wasserhaushalt, aktueller und holozäner Lösungsabtrag im Wutachgebiet (Südschwarzwald). 130 S.
- Nr. 15: Einsele, Gerhard & Ricken, Werner (Hrsg.) (1993): Eintiefungsgeschichte und Stoffaustrag im Wutachgebiet (SW-Deutschland). 215 S.

- Nr. 16: Jordan, Ulrich (1993): Die holozänen Massenverlagerungen des Wutachgebietes (Südschwarzwald). 132 S.
- Nr. 17: Krejci, Dieter (1994): Grundwasserchemismus im Umfeld der Sonderabfalldeponie Billigheim und Strategie zur Erkennung eines Deponiesickerwassereinflusses. 121 S.
- Nr. 18: Hekel, Uwe (1994): Hydrogeologische Erkundung toniger Festgesteine am Beispiel des Opalinustons (Unteres Aalenium). 170 S.
- Nr. 19: Schüth, Christoph (1994): Sorptionskinetik und Transportverhalten von polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffen (PAK) im Grundwasser - Laborversuche. 80 S.
- Nr. 20: Schlöser, Helmut (1994): Lösungsgleichgewichte im Mineralwasser des überdeckten Muschelkalks in Mittel-Württemberg. 76 S.
- Nr. 21: Pyka, Wilhelm (1994): Freisetzung von Teerinhaltstoffen aus residualer Teerphase in das Grundwasser: Laboruntersuchungen zur Lösungsrate und Lösungsvermittlung. 76 S.
- Nr. 22: Biehler, Daniel (1995): Kluftgrundwasser im kristallinen Grundgebirge des Schwarzwaldes - Ergebnisse von Untersuchungen in Stollen. 103 S.
- Nr. 23: Schmid, Thomas (1995): Wasserhaushalt und Stoffumsatz in Grünlandgebieten im württembergischen Allgäu. 145+ 92 S.
- Nr. 24: Kretschmar, Thomas (1995): Hydrochemische, petrographische und thermodynamische Untersuchungen zur Genese tiefer Buntsandsteinwässer in Baden-Württemberg. 142 S.
- Nr. 25: Hebestreit, Christoph (1995): Zur jungpleistozänen und holozänen Entwicklung der Wutach (SW-Deutschland). 88 S.
- Nr. 26: Hinderer, Matthias (1995): Simulation langfristiger Trends der Boden- und Grundwasserver-sauerung im Buntsandstein-Schwarzwald auf der Grundlage langjähriger Stoffbilanzen. 175 S.
- Nr. 27: Körner, Johannes (1996): Abflußbildung, Interflow und Stoffbilanz im Schönbuch Wald-gebiet. 206 S.
- Nr. 28: Gewalt, Thomas (1996): Der Einfluß der Desorptionskinetik bei der Freisetzung von Tri-chlorethen (TCE) aus verschiedenen Aquifersanden. 67 S.
- Nr. 29: Schanz, Ulrich (1996): Geophysikalische Untersuchungen im Nahbereich eines Karstsystems (westliche Schwäbische Alb). 114 S.



ATTEMPTO SERVICE GmbH
Wilhelmstraße 7 · 72074 Tübingen
Telefon: 0 70 71 / 29 7 59 95 / 29 7 35 58