HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	自然電位と地殻活動
Author(s)	西田, 泰典
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 76, 15-86
Issue Date	2013-03-19
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.76.15
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/52302
Type	departmental bulletin paper
File Information	76-P15-86.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学地球物理学研究報告
Geophysical Bulletin of Hokkaido University, Sapporo, Japan
No. 76, March 2013, pp. 15－86

総説

自然電位と地殻活動

西田　泰典
北海道大学名誉教授

(2013 年 1 月 31 日受理)

Self-potential Study related to Tectonic Activities

Yasunori NISHIDA
Hokkaido University

(Received January 31, 2013)

The self-potential (SP) method is based on measuring the natural electric potential differences, which generally exist between any two points on the ground. The SP fields have their origins in different mechanisms which can be used to identify ore deposits, geological features, ground water flow, and hydrothermal systems. The amplitude has a very wide spectrum, from a few mV/km to a few V/km, and their spatial distribution is correlated with the size of sources that lie at a depth within several hundred meters depth.

Despite the fact that SP studies have been carried out by many researchers in the past, especially in field of mine prospecting, the use of the method had been restricted because the sources of SP anomalies were not fully identified and the development of other geophysical methods, such as seismic, electromagnetic and gravimetric methods, was very fast. However, since 1970, the SP method has again risen as a modern prospecting method for delineating the thermal state of geothermal fields. These studies have encouraged the application of the SP method to volcanological, geothermal, hydrological, seismological studies and so on. Spatial and temporal measurements of the SP field may prove to have the advantage of sensing dynamic aspects of the tectonic activities.

This article will focus on fundamentals of theoretical and experimental SP studies and will show many field examples to guid for beginners.

目　次

Ⅰ．はじめに……18
Ⅱ．地球およびその周辺の電場環境……19
1．大気の電場 ……19
2．地球の電場 ……21
Ⅲ．自然電位……22
1．自然電位とは ……22

2. 自然電位の測定 ……22
3. 電極の種類と安定性 ……24
3.1. 電極の種類
3.2. 電極の安定性
Ⅳ. 自然電位の発生メカニズム……25
1. はじめに ……25
2. 電気運動学的現象（界面動電効果）……26
2.1. 電気泳動
2.2. 電気浸透
2.3. 流動電位
2.4. Dorn 効果
3. 熱起電力 ……27
3.1. ゼーベック効果
3.2. ペルティエ効果
3.3. トムスン効果
4. 化学起電力 ……29
4.1. 化学的拡散過程
4.2. 酸化還元過程
Ⅴ. 自然電位の現象論的表現……30
1. 流れの熱力学的方程式 ……30
2. 界面動電効果（流動電位）……31
2.1. 界面動電カップリング
2.2. ζ－電位の室内および野外現位置測定
3. 熱電効果 ……37
3.1. 熱電カップリング
3.2. 室内および野外での熱電効果測定
4. 電気化学的効果 ……38
4.1. 濃度拡散過程
4.2. 酸化ー還元反応
5. その他の原因 ……38
Ⅵ. 自然電位異常のモデル化……39
1. 点電流源分布による自然電位異常 ……39
1.1. Curve-matching 法
1.2. Tomographic imaging 法
2. 流動電位による自然電位異常のモデル化 ……41
2.1. 簡単な系のモデル計算例

2.2. 熱水対流系を仮定したモデル計算例
2.3. EKP ポストプロセッサーを用いた数値シミュレーション
2.4. 自然電位の地形効果
2.5. 断層にかかる圧力変化に伴う自然電位／地球磁場変化
2.6. 圧力伝搬にともなう自然電位場の時間変動
3. 熱電効果のモデル計算 ……51
3.1. 球状モデル
3.2. 断層モデル
Ⅶ. 火山活動にともなう自然電位……51
1. 火山の自然電位マッピング ……51
1.1. 正異常型
1.2. 負異常型
1.3. ‘W’字異常型
1.4. 無異常型
2. 火山活動と自然電位の時間変化 ……60
2.1. 連続／繰り返し測定
2.2. 短周期（ULF 帯）変動
Ⅷ. 地震活動にともなう自然電位変化……61
1. 地震活動にともなう自然電位変化の報告例 ……61
1.1. 古典的報告
1.2. 近年の報告
2. 松代地震における地磁気変化と地電流 ……64
3. 最近の研究 ……67
3.1. VAN 法
3.2. 地震ダイナモ効果
Ⅸ. 地熱探査法としての自然電位法……69
1. 1970 年代の地熱探査研究例 ……69
2. 断層モデルによる熱源推定例 ……71
3. EKP ポストプロセッサーを用いた解析例 ……72
Ⅹ. 自然電位測定の水理（エ）学への応用 ……74
Ⅺ. まとめ……76
付録 1. コンデンサーの自然放電 ……77
付録 2. 双極子と二重層 ……78
付録 3. ベクトル解析 ……80
文献……82

I．は　じ　め　に

本稿は地表付近に自然に分布する「自然電位」または「地電流」という，一般にはあまり聞き慣れない現象を扱った研究の解説を行うものである．現象の具体的な解説や野外での観測・解析例などの話の前に，まず筆者が何故この研究に手を染めたかを述べよう．発端は火山の熱学的研究にある．火山活動は，ガスを含む地下深部の物質が地表へ移動・放出されることや，それに伴って高い熱エネルギーが地球外へ放出されることにより様々な事象を引き起こす．例えば，地震，地殻変動，噴煙，岩塊放出，溶岩流その他が考えられる．いくつかの火山で，それらの活動によるエネルギー配分が見積もられている．例えば 1950～1951 年の伊豆大島噴火の場合，マグマの上昇や山体の上下運動に伴う位置エネルギー，地震波の放出エネルギーなどと比べて，噴出溶岩の放熱エネルギーは 1 桁以上大きいことが示されている（Yokoyama，1957）．また非噴火時でも活動的火山では，噴気孔から高く立ち上る噴煙柱や，明確な孔からではなく全体的に地表面から噴気がもやもやと立ち上る噴気から数 MW～数 100 MW（メガワット）もの熱が放出されているという見積もりがされている（Kagiyama，1983）．従って，熱エネルギーの放出は火山現象の本質的側面をもつ．

我々は 1977 年の有珠火山の噴火後，学部生や大学院生とともに，噴気孔や噴気地からの放熱量の経年変化を測定した．その結果，噴火後には最大約 700 MW（メガワット）に急増した噴煙柱からの放熱は数年後には数 10 MW までに急速減衰したのに比べ，噴気地からの放熱は噴火後 300 MW 程度まで上昇し，その後徐々に減衰するものの，10 年後で 200 MW，30 年後でも 36 MW 程度の放熱量を維持している（松島，1992; Matsushima，2003; 松島ら，2012）．このような調査は火山の熱的ダイナミクスを知る上で重要であるが，それでは火山体の下で何がそのような放熱過程をコントロールしているのかが次のテーマとなる．おそらく高温マグマから直接空中に放出されるガスの他，マグマやガスに熱せられた地下水が熱水対流を起こしながら地表から外へ熱を放出しているのであろうから，その熱水対流系の温度，規模，流速などを知らねばならない．しかし，山頂火口原などに地下水観測井戸などはなかなか望めない現実では，他の手だてを考えねばならない．その時 Zablocki（1976）によるハワイのキラウエア火山における地表の自然電位分布測定が参考になった（本稿 Fig. 25）．噴火割れ目を中心に，1,300 mV にのぼる正の自然電位異常が観測され，その原因を熱水対流の上昇に伴う界面動電効果または流動電位（本稿 IV 章の 2; V 章の 2）に求めていたからである．そこで我々も手始めに有珠火山での測定を開始した．その結果は VII 章 1.1 で示す通り，1977 年噴火で形成された高地温の断層帯に約 400 mV の正の異常が測定され，自然電位観測が地下の流体運動の把握に対して有効であるとの認識を得た．以上が，自然電位観測を行ってきた我々のモチベーションである．

1819 年エールステッド（Oersted）により電流の磁気作用が発見されて以来，地磁気を地球の中に流れる電流によって説明しようという考えが起こってきた．そこで 19 世紀中頃，電信線を使って地面に流れる地電流の実測が世界の数カ所でなされ，地磁気の時間変化と地電流のそれが

酷似していることや，周期の短い変化ほど地電流が大きく現れることなどが気付かれてきた．我が国でも 1886 年に長崎から釜山に至る電信線を使って地電流を観測し，明瞭な日変化を見出している．1932-33 年の第 2 回国際極年（The 2nd International Polar Year）には，その事業の一環として茨城県柿岡地磁気観測所，サハリンの豊原地磁気観測所で地電流の自記観測が行われた．その後も我が国を含む各国で地電流の観測が行われ，地磁気との関連から電磁誘導理論をもとに地球内部の電気伝導度分布などが議論されてきた．しかし，本著が目的とする，電磁誘導と無関係に発生する地電流がもたらす地殻の情報を研究することは，比較的近年になってから発達した．

大地に自然に発現した電位を測定する自然電位法と呼ばれる物理探査法は，その測定方法が簡便なことやかかる費用が安価なことなどから，鉱床探査などに用いられてきた（物理探査学会誌 10 周年記念号，第 3 章，1958, 161-195）．しかし，自然電位の原因が多岐にわたること，理論的根拠が必ずしもはっきりしないことに加え，地震，重力，電磁気探査法など他の探査法が著しく進歩したこともあって，その利用は衰退していった．しかし近年になって理論的，実験的研究が蓄積され，有力な地熱探査法として復活を遂げると同時に，火山の熱的活動，地震活動や地下の水理環境理解のための有力な手段として認知されるに至っている．本稿は観測，実験，理論を通じて自然電位の本質を考察すると同時に，地殻活動や地下の水理環境理解の一助とするべく，大学学部程度の知識で理解できるように纏めたものである．そのためかなり古めかしい実験例なども幾つか示したが，かえってその方が初習者が理解しやすいのではないかと慮ったためである．しかし，自然電位を定量的に解析する場合，しばしばその数学的取り扱いが学部程度の知識を超える場合がある．そのために，なるべく多くの参考論文等を紹介しているので，今後の勉学に資して頂きたい．なお本稿では「電気伝導度」とその逆数である「比抵抗」がどちらかに統一されず，混在して使用されているおことわりしておく．

II．地球およびその周辺の電場環境

1．大気の電場

本稿の主目的である地殻活動に関連した自然電位と直接の関係は薄いが，地球周辺の電気現象として大気電気についても記述することにする．地球の大気中には，雷放電など電気に関係した現象が見られる．また電気的な現象は雲の中だけではなく，晴天時でも大気中には恒常的に上下方向に電場（電位勾配：1 m 当たりの電位差，V/m）が存在する．これらを大気電場とか大気電気とか呼んでいる．地球表面は負の電荷を帯びている一方，上空の電離圏（ionosphere）の底部 60 km 付近は正の電荷で帯電しており，地球表面との間には約 300 kV（キロボルト）の電位差が保持されている．これは地球表面が（−）極，電離圏底部が（＋）極で，両電極の間に大気（誘電体；静電気作用を伝える絶縁体）を挟んだ巨大なコンデンサーとなっているためである．

しかし大気は完全な絶縁体ではなく，わずかながら有限の電気伝導度をもっている．それは主としてラドンなどの地球の自然放射能や宇宙線による大気のイオン化，大気を汚染する

エアロゾル（浮遊微粒子）などによる．大気の電気伝導度 σ は空間変化 , 日変化 , 季節変化などをするが，平均すると，地表付近で 10^{-14} S/m 程度であり , 高度と共に急速に増大して，高度 20km 付近で 10^{-12} S/m, 高度 30 km 付近で 10^{-11} S/m 程度になる（S/m：ジーメンス / メートル）．地球の電気伝導度は海水で約 4S/m，岩石でも 10^{-4} S/m 程度であるので，地表付近では大気に比べて 10 桁以上も良導的であり，ほぼ等電位面を作る導体と近似される．一方，大気電場 E も場所，時間により高さとともに変化するが, 平均すると晴天時には地表付近で 100 V/m, 高度 5 km で 10 V/m, 高度 20 km で 1 V/m，高度 50 km 以上で 0 V/m 程度になる．従って，大気電場によって地表面に誘導される電荷密度 ν は， ε_0 を誘電率（F/m ＝ファラッド／メートル）とすると，ガウスの法則より，

$$\nu = \varepsilon_0 E \sim -(9\times10^{-12})(10^2) = -9\times10^{-10}\,(\mathrm{C/m^2})$$

となる．C はクーロン（Coulomb）．この非常に小さい電荷密度も地球の表面全体を足し合わせた全電荷 Q_E は , 地球の半径を R_E として地球表面積が $4\pi R_E^2$ なので，

$$Q_E = 4\pi R_E^2 \nu \sim -4.5\times10^5 \quad (\mathrm{C})$$

となり莫大な量となる．このように，地表付近では垂直方向に 1 m あたり約 100 V もの電圧がかかっているのに，なぜ我々は感電しないのか？それは人体が大気と比べて極めて良導体であるのでほぼ等電位となり，その電位差が感じられないためである．上述のように，大気電場 E は高さとともに減少するが電気伝導度 σ は増大する．そのためオームの法則から，大気電場によって地表に向かって流れ込む $1\mathrm{m}^2$ 当たりの流電密度 $\boldsymbol{J}$（$= \sigma\ \boldsymbol{E}$）は大略高度によらずほぼ一定で，

$$\boldsymbol{J} \sim 2\times10^{-12} \quad (\mathrm{A/m^2})$$

程度の小さな量と見積られている（北川，1996；図４－９参照）．A はアンペア．それでも，地球全体に流れ込む電流 I は，

$$\boldsymbol{I} = \boldsymbol{J}\,(4\pi R_E^2) \sim 10^3 \quad (\mathrm{A})$$

にもなる．

ところで，前述のように電離圏底部と地表の間の電位差を $V = 300$ kV とすると，コンデンサーの容量 C は $Q_E/V = 4.5\times10^5\mathrm{C}/3.0\times10^5\mathrm{V} = 1.5$ F．一方，両者の間の電気抵抗 R（$= V/I$）は $3.0\times10^5\mathrm{V}/1.0\times10^3\mathrm{A} \sim 300\,\Omega$ となる．そのため，放っておくと地球の全電荷は時定数（time constant）$t_C = RC = 300\,\Omega\times1.5\mathrm{F} = 4.5\times10^2\mathrm{sec} \sim 7$ 分程度で放電してしまい，電離圏と地表間の電位差は消失するはずである（コンデンサーの自然放電：付録 1 参照）．しかし実際にはこの両極間の電位差はずっと維持されている．そのメカニズムは簡略化した Fig. 1 のように，全地球上の雷活動による発電作用によって，電離圏と地球表面とを結ぶ地球規模の電流回路（グローバルサーキット：global circuit）を形成して電位差を維持するためと考えられている．雷活動は雷

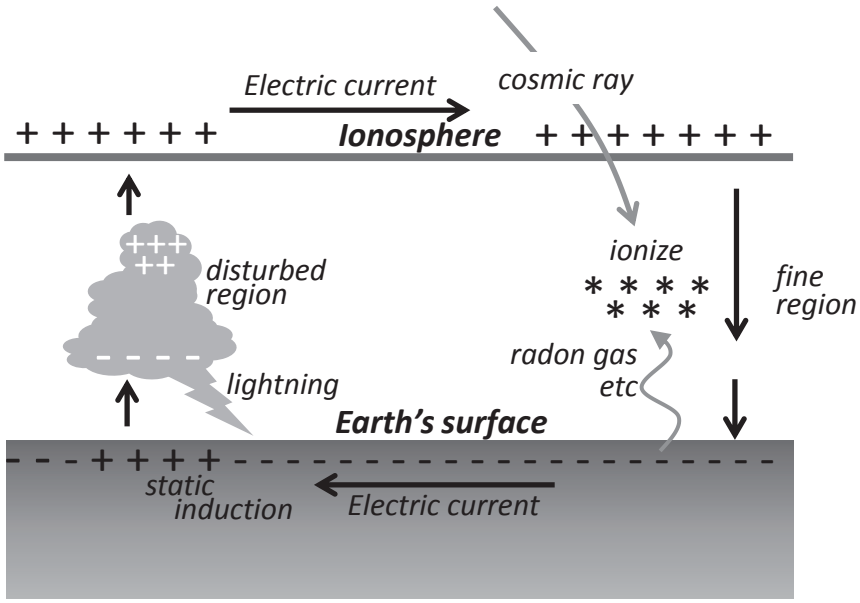

Fig. 1. A simplified diagram showing the global electric circuit.

雲中の激しい対流などにより小さい水滴や氷の破片が帯電することにより発生するが，雷雲中の電荷分布は場合により異なり，地対空，空対地，雲対雲など様々な雷放電が発生する．しかし平均的にみると雷雲の下部に負の電荷が，そして上部に正の電荷が分布すると考えられている．雲底の負の電荷は誘導電気により地面を正に帯電させ，その結果，地面から雲底に向かって上向きの電流が流れる．また雲頂部からは電離圏に向けて正の電荷が移動する．電離圏は電気伝導度が極めて高いので，その正の電荷は短時間に電離圏内で遠方へ拡散し，結果的に Fig. 1 のような電流回路が形成されるというものである（例えば，高橋，2009）．このような考えはすでに，1930 年代から提唱されている．近年，人工衛星などによる観測から，大気の対流圏のみならず成層圏でも雷活動があることが発見された（赤系統や青系統などの色調，形，発生高度などからスプライト sprite，ブルージェット blue jet，エルヴス elves などに分類されている）．このような背景から，大気圏－電離圏のつながりを具体的に議論するために，全球での雷活動による電流値を定量的に評価するとともに，晴天域を含む全球での電流値の分布を明らかにして，グローバルサーキットモデルを確立しようとする機運が生じている．

2. 地球の電場

上述のように，地表付近の大気の電気伝導度は 10^{-14}（S/m）程度と極めて小さく，ほぼ絶縁体と見なされる．これに対し，地殻の電気伝導度は 10^{0} ～ 10^{-4}（S/m）程度であり，大気と比べて 10 桁またはそれ以上に良導的である．そのため大気電気をあつかう場合，地球は通常完全導体（等電位体＝等ポテンシアル）と近似される．そのため，電気製品，電話線など日常接する機器，電

気装置などの電位の基準として，いわゆるアースをとることがある．しかし，地球を構成する岩石などの電気伝導度は金属のような導体ではなく，半導体と見なされる範囲にあって，厳密には等電位体ではない．実際に地面の電場を測定すれば，場所により，時間によって様々な値を持つ．また以下に述べるようにその原因も人工的なものや自然現象によるものなど様々である．

Ⅲ．自　然　電　位

1．自然電位とは

地表の２点に電極（アース；electrode）を設置し，リード線を通じて両電極間の電圧を計ると，あまり大きい値ではないが有意な電圧が測定される（電場にして数 mV/km から数 V/km）．地球は上述のように有限の電気伝導度を持つから，電流が流れていることになる．電流は大別して２種類の原因によって生ずる．一つは，(a) 電車のレールや工場などから人工的な電流が地面に漏れだした漏洩電流（leakage current），(b) 太陽活動による磁気嵐などの地磁気時間変化によって地下や海に誘導される電流，(c) 地球磁場の中で良導体である海水が海流や海洋潮汐などによって移動する場合にローレンツ力が働いて海に誘導される電流，(d) 電荷を持った雨滴や雪が地中に浸透した際の電流，などである．もう一つは，本稿で対象とする地球そのものが自発的に発生させている地電流（earth current）と呼ばれているものである．実際には，わずかな量である地電流を直接測定するのはむつかしいので，比較的測定しやすい電位を測定するのが通常である．それは地電位（差）とか自然電位（self-potential; 以下略して SP）と呼ばれ，地電流の語と併用されている．

2．自然電位の測定

かつては，古典的な検流計を用いて地面に流れる電流値を直接測定していたこともあったが，電流量が微弱なので正しい値を得ることが出来にくかった．それに比べて電位測定の方が精度が高いので，電流ではなく電位測定が主流となった．現在では，入力インピーダンスが極めて高い（100～1000MΩ）ディジタルボルトメーターが容易かつ安価に入手できるようになったため，主にそれを用いて電位を測定する．

電位の絶対値は無限遠点の値を基準（0 V）に定義されるが，無限遠点からリード線を引いてきて，地球のある点との間の電位を測定することは不可能であるから，実際は人為的に設定した基準点からの電位差をもって電位とする．例えば火山活動などの自然現象を対象にする場合は，その対象の影響が無視できると思われる（十分離れた）点を基準とし，そこからの電位差として電位分布を調べる．

実測の前に複数の電極をすぐ隣に接地し，お互いの電位差を測定して電極固有の分極状態を確かめ，分極が少ない電極ペア（数 mV 以下）を選ぶことが大切である．その分極値は，実測値を補正するのに用いる．

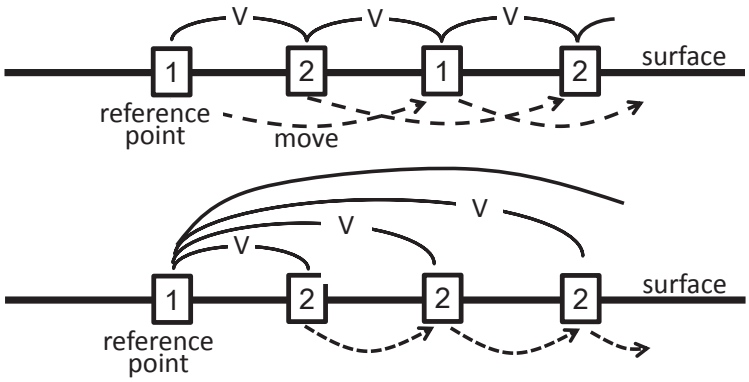

Fig. 2. Two methods of successive measurements of SP field using electrodes 1 and 2. Upper diagram: leapflog technique. Lower diagram: total field technique.

SP の分布を地図上にマッピングやプロファイリングするには 2 通りの方法がある．1 つは Fig. 2（上図）のように , まず基準点に電極 1 を設置し，他点の電極 2 との間の電位差を測る．次に電極 2 は動かさないで電極 1 を次の点に移動させ，電極 2 を仮の基準として両電極間の電位差を測る．さらに電極 1 を動かさないで電極 2 を移動し，電極 1 を仮基準として両電極間の電位差を測る，といった具合に順次測定し，最終的にある 1 点を基準点として，そこと他のすべての測点の間の電位差をマッピングする（尺取り法または蛙飛び法；leapfrog technique）．この方法は一番簡便な測定法であり，時間効率も良いが，基準点が絶えず移動するため，1 カ所でも不具合な測定点があると，そこでの測定誤差が後々まで残ってしまい，測定者が気付かないままデータとなってしまう危険性がある．また，基準点が絶えず移動するため，誤差が蓄積してゆく恐れがある．この問題点を解消するためには，Fig. 2（下図）のような 2 つめの方法が推奨される．これは出来るだけ基準点の移動を少なくする方法であり，理想的には，固定した基準点と他のすべての測点の間の電位差を直接測定するものである（total field technique）．そのためには測定範囲内の最遠点に届く長い電線を用意する必要がある．しかしこの方法は，対象範囲が広大な場合や，現場の地形，行路によっては必ずしも現実的でない．そのため，数多くある移動点のうちの何点かを，1 つめの方法と同じように仮の基準点とし，そこから更に先へ測線を延ばすことになるが，基準点移動の回数が圧倒的に減り，全点蛙飛び法を採用するよりはるかに安全である．測点間隔は，目的によって 10～100m 程度が多いようである．どちらの方法でも，往復測定をしたり，なるべく多くの閉合ループを作って何点かの交点測定を行い，閉合誤差を見積もって測定精度を確かめる必要がある．通常数 km のループで閉合誤差は 10～20mV であり，それをかなり超える場合は閉合を構成する測線のいずれかの測定に問題があったと思われるので，再測定を行うなどの対策をとる必要がある．

測定には電極と土壌とが十分に接触していなければならない．そのため，測定点の土壌が湿っている必要がある．湿り気が不十分な場合は測定点に水を含ませたり（あまり多くの水をまくと

水の流れが生じ，後で述べる流動電位が発生する可能性があるので含ませる程度にする），電極の下に湿った粘土などを敷くなどで対応する．また測定値の代表性を確保するために，測定点の数 10 cm 程度の範囲内で数点の測定を行い，著しく離れた値を外しその他の値の平均値をもってその点の測定値とするなどの工夫をする．

近年では上述の空間マッピングに加え，時間をおいたマッピングの繰り返し測定や電位の連続観測を行って，地震，火山，地熱など地殻のダイナミックな活動をモニターする研究が盛んになってきている．

3. 電極の種類と安定性

3.1. 電極の種類

かつては銅板，銅棒，炭素棒，渦巻き状にした鉛管などを地中に埋設して電極としていたが，接地抵抗の変化や分極作用などにより長期の安定性に難があるため，現在では以下の電極が使われている．

(1) 液体型電極：Fig. 3 に示すような，わずかに液漏れする材質の容器に硫酸銅の飽和電解液を入れて漏れた電解液が地面に接触するようにし，電解液に浸した銅線か銅板を通して電位を測定する（銅／硫酸銅電極：$Cu/CuSO_4$）．古くは容器として素焼きの壷を用いていたが，特に焼き物である必要はなく，底部からわずかに液漏れするような材質を選べばよい．この非分極型液体電極は漏出により液が次第に減少してゆく欠点があるが，電極としての安定性が良く，比較的短時間（1 日程度）で測定の区切りがつく空間的 SP 分布サーベイなどに適しているため，現在でも広く用いられている．しかし長期にわたり電極を地面に設置したまま SP の経時，経年変化を測定する場合，定期的に硫酸銅液を補給する必要がある．最近は環境汚染の問題が厳しく問われており，かつて農薬などにかなり一般的に用いられてきた硫酸銅溶液（ワイン用ブドウ栽培で有名なフランスのボルドー地方の名から日本ではボルドー液などと通称されていた）も規制の対象になりつつある．そのため，少量の使用ながら SP 測定においても，気を付けねばならない時代になってきた．

(2) 固体型電極：近年，電解液を化学的相性の良いプラスター，ポリマー（重合体），粘土などの固体媒質にしみ込ませた電極が開発されている．例えば鉛／塩化鉛（$Pb/PbCl_2$）電極，NaCl か KCl を加えた $Pb/PbCl_2$ 電極，NaCl か KCl を加えた銀／塩化銀（Ag/AgCl）電極などが挙げられる（Petiau and Dupis, 1980; Massenet and

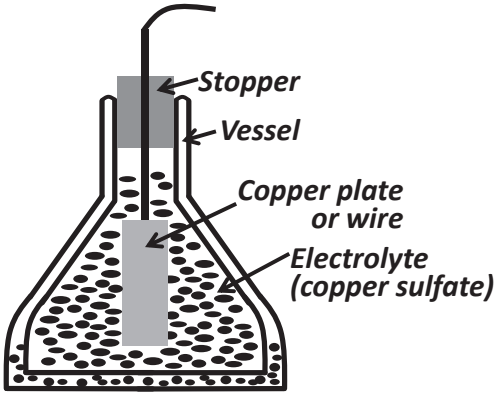

Fig. 3. Non-poralizing $Cu/CuSO^4$ electrode. The solution leaks slowly to contact with the ground.

Pham, 1985)．また硫酸銅電極の安定性も捨てがたいため，それをゲル状にして液漏れしないようにした電極の試作も行われている（村上，2010)．

3.2．電極の安定性

1995 年から 1996 年にかけ，各国の研究者が各々の電極をフランスのガルシー（Garchy）地方に持ち寄り，各種電極の特徴を比較する野外実験が行われた．その結果，SP のプロファイリングやマッピングのような比較的短時間の測定にたいしては，NaCl か KCl を加えた $Pb/PbCl_2$ 電極が良好であることがわかった．一方，長期間 SP を安定してモニターするには，その間の温度依存性やドリフトが少なく，またノイズも小さいことから，NaCl を加えた $Pb/PbCl_2$ 電極や NaCl か KCl を加えた Ag/AgCl 電極が推奨されている（Perrier et al., 1997; Petiau, 2000)．いずれにしても，すべての面でオールラウンドの電極というものは無いので，メリット／デメリットを考えて，目的に合った電極を選択する必要がある．

Ⅳ．自然電位の発生メカニズム

1．はじめに

一般的に電流の駆動力を起電力と云い，電池における化学起電力（chemical electromotive force)，熱起電力（thermo electromotive force)，誘導起電力（induced electromotive force)，物質にかけられた圧起電力（piezo electromotive force)，光起電力（photo electromotive force）などの要因がある．これらのうち，誘導起電力はⅢ章の 1 で記述した(b)，(c)に相当し，本稿の対象からはずれる．また，誘電体にある方向から力を加えると定まった方向に誘電分極を起こし（圧電効果)，逆に結晶に電場を加えると歪みを起こす（逆圧電効果）ような圧起電力とその逆効果は電気石や水晶などの結晶で顕著である．しかしそれらは室内実験の結晶サンプルで有効であり，複合物質で構成される地殻内で有意なシグナルは期待できそうもない．ただし，電気石花崗岩体（tourmaline granitic rock body）などでは検出可能かも知れないが，今のところ報告されておらず今後の問題である．光起電力はある種の半導体や導体に光を当てると，当たった部分と当たらない部分との間に電位差が生ずる効果を云う（Dember 効果とも云う)．この効果は物性物理学や工学の研究対象としては重要であるが，地球物理学的観点からの研究はなされていないので，本稿からはずすことにする．

化学起電力，熱起電力などでは，接触電位（contact potential difference）が重要な役割を果たす．接触電位は，2 つの物質が接触するとき，接触面で非常に近接した距離に相対した正負の電荷が分布する，電気二重層（electric double layer; 付録 2）に起因する．この現象は，絶縁体－絶縁体，絶縁体－導体，導体－導体，液体－液体，液体－固体，固体－固体，はたまた気体－固体間のいずれでも発生する．例えば液体－固体間の場合，次に述べる電気運動学的現象（electrokinetic phenomena）と云われる現象が発生するので，SP の測定から地下水流動に関連した様々な情報を得ることが期待される．高温マグマや高温岩体が存在する火山・地熱地帯では熱起電力の存在も

期待されるので，SP 測定から火山・地熱学への貢献も期待される．また地下水が含む各種イオンの拡散や，鉱体と地下水との酸化還元反応による化学起電力も地下探査に資する．

2. 電気運動学的現象（界面動電効果）

固体と水などの液体が接触している場合，水に濡れないパラフィンなどでは誘電率の大きい物質（この場合は水）が正に，パラフィンが負に帯電する．一方，液体に濡れる固体と液体の接触によって生ずる電気二重層の存在は，以下に説明する電気泳動（electro-phoresis），電気浸透（electro-osmosis），流動電位（streaming potential），Dorn 効果など一連の電気運動学的現象をもたらす．この電気運動学的現象（または界面動電効果）は電気化学の一分野として，また繊維，洗浄，選鉱，塗料・インキ，生体現象などの応用分野で古くから研究されてきた．北原・渡辺（1976）はそれらを包括的に解説して，初習者の理解を助けている．

2.1. 電気泳動

Fig.4 のように固体（斜線で影をつけた球形粒子；サイズは極めて誇張して描かれている）が非常に小さい微粒子として水中に分散しているコロイド溶液に電極を通して電圧を加えると，コロイド粒子が一方の極に矢印のように移動する現象をいう．帯電した粒子とこれに接する水中のイオンとの間に二重層が形成されるが，もしイオンが全て固く粒子に引きつけられているのであれば，泳動は起こらない．しかし実際は⊕印のなかではイオン濃度が固体から遠ざかるにつれて小さくなるという拡散的分布をしているので，コロイド粒子が一方の極に引きつけられる．この現象を利用してタンパク質の分子量解析などに用いられる．

2.2. 電気浸透

Fig. 5 の実験のように，液体を多孔質媒質で仕切って 2 つの部分に分け，その両側に電極をひたして電圧をかけると，液体は一方から他方に流れ

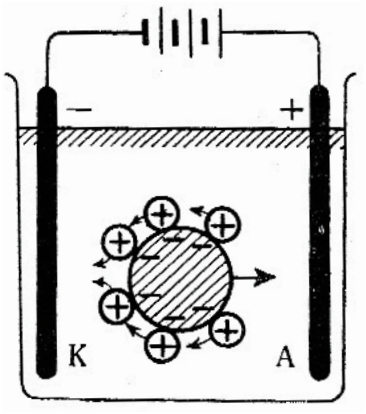

Fig. 4. A schematic picture indicating the electro-phoresis phenomenon. A fine grain and electric charges are extremely exaggerated in size. (modified from Hori and Ohno,1954)

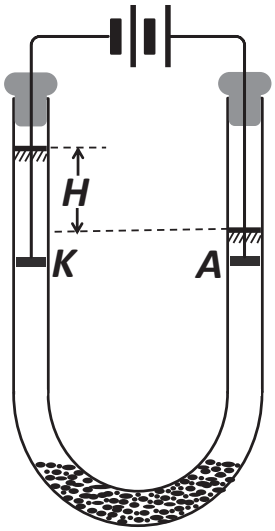

Fig. 5. A simple experiment to detect the electro-osmosis phenomenon. By applying a voltage difference on electrodes, the liquid moves left, consequently liquid level difference *H* is caused. A: anion, K: kation or cation. (modified from Hori and Ohno, 1954)

水位差 H が生ずるような現象をいう．

2.3. 流動電位

水の中に多孔質媒質を置き，水に圧力をかけて流れを生じさせると，多孔質媒質の両端に電位差が発生する．電気浸透の逆の現象だと考えればよい．この流動電位についてはⅤ章の 2 および Fig. 11, 12 で細述する．

2.4. Dorn 効果

液体内の微粒子が落下することによって電流を生ずる現象を云う．電気泳動の逆であり，流動電位の逆でもある．

3. 熱起電力

3.1. ゼーベック効果

ある金属や半導体であるセラミックスに温度差を与えると電位差が形成されるが，この電位差は熱起電力と呼ばれている．これは加熱により励起された電荷キャリア（負電荷をもつ電子であれ正電荷をもつ正孔であれ）が低温側に拡散することにより電荷密度に勾配が生じるためである．この現象をゼーベック（Seebeck）効果と呼ぶ．例えば金属内の正イオンは , 結晶格子内の特定の位置に結びつけられることのない，自由電子によって結合されている（金属結合）．そして Fig. 6 のように A, B 2 つの異なった金属でつくられた閉じた回路の 2 つの接合部に温度差があると，その回路に電流（熱電流）が流れる．金属の種類が異なると，自由電子の密度が異なるので，接合部で電子が一方から他方へのり移って電気二重層が発生する．接合部の一方を熱してやると，そこでは他方より電子の移動が盛んになるため，接触電位差が増加して回路に電流が流れるようになるからである．この熱起電力（V）は温度差に正比例し，温度差を ΔT (℃)，ゼーベック係数を α として，$V = \alpha \Delta T$ で与えられる．この効果を温度測定に利用したものが熱電対である．

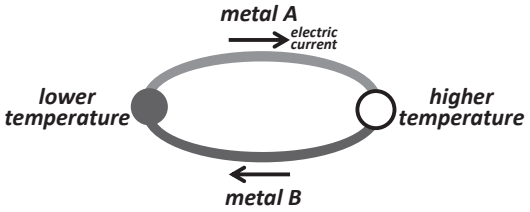

Fig. 6. A schematic picture to indicate the Seebeck effect. When the different kind of conductors (or semi-conductors) A and B are in contact at two points to form a circuit, temperature difference between two points of contact arises the thermo electromotive force.

3.2. ペルティエ効果

ゼーベック効果の逆にあたる効果はペルティエ（Peltier）効果とよばれる．Fig. 7 のような装置で，例えば鉄（Fe）と銅（Cu）の 2 つの異なる金属で作った回路に電流を流すと，一方の接合部 A' 熱を放出し，他方の結合部 A で熱の吸収が起きる．このことは，両接合部を囲む容器をつないだ管に封入しておいた油滴（D）が，熱膨張した A' 側の空気圧に押されて A の方向へ移

動することで確かめられる．電流を逆に流すと，発熱，吸熱は逆になり，完全に可逆的である．また単位時間に放出される熱量は電流に比例する．この現象は，ジュール熱（Joule heat）が電流の２乗に比例し，完全に不可逆的である（電流の方向に無関係である）のと本質的に違っている．

3.3. トムスン効果

もし接触電位差だけが熱起電力の原因としたら，上述のように熱起電力は温度差に正比例しなければならない．しかし Fig. 8 の Cu-Fe の例のように，実際の熱起電力は温度とともに増加するが，極大点を越えると減少しはじめ，その曲線は上に凸の放物線の形をとる．そこでウィリアム・トムスン（William Thomson; 後の Kelvin 卿）は熱起電力にはペルティエ効果の他にも源があると予測し，各々の金属の内部に温度勾配があるとそれによっても起電力が生ずることを結論づけた（トムスン効果）．このことは，Fig. 9 のような実験

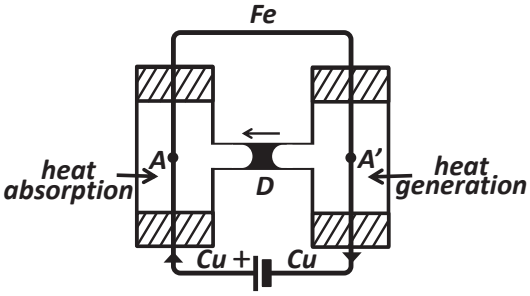

Fig. 7. A simple experiment to detect the Peltier effect. The air around points of contact A' and A expands and contracts due to heat generation and cooling, respectively. Consequently, an oil drop D moves left. (modified from Hori and Ohno, 1954)

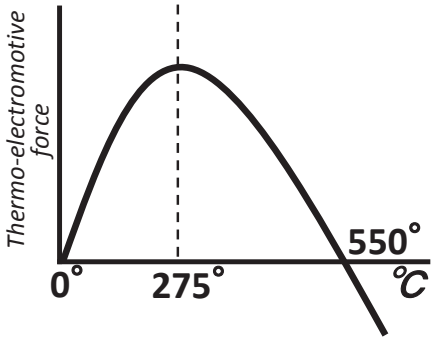

Fig. 8. Temperature dependence of the thermo electromotive force. (modeified from Hori and Ohno, 1954)

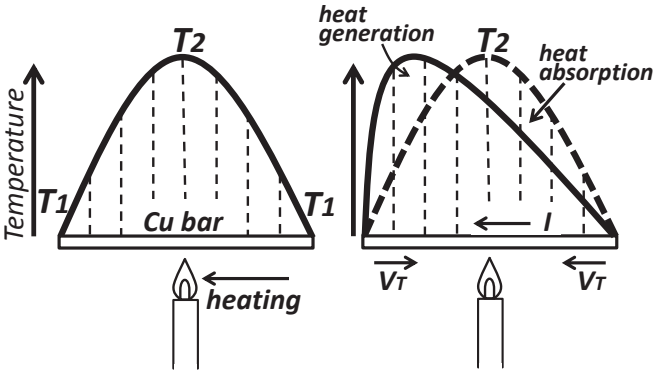

Fig. 9. A simple experiment to detect the Thomson effect. (a) Temperature distribution of a Cu bar becomes symmetric (Left diagram), while (b) that becomes nonsymmetric when the electric current flows along the bar (Right diagram). (modified from Hori and Ohno, 1954)

で確かめられる．(a)は銅の棒の中央部を熱したときの棒の温度分布であり，熱源を挟んで左右対称となる．キャリアが負の電荷を持つ自由電子である時，その中心を加熱すると電子が加熱されていない両端に移動し，加熱されている中心部分は正の電荷を持つ状態になる．そしてある程度の電子が両端にたまると，それ以上の電子の移動が出来なくなる．すると矢印に示した通り，中心から両端に向かって内部電場 V_T が生ずる．この状態で(b)の様に右から左へ電流 I が流れるように棒に電圧をかけてやると（右から左に向かう外部電場），左端から右端に向かって電子が移動する．この時，左端から中心に向かう電子の流れは，外部電場に加えて余分に内部電場の助けも借りて運動するため余剰のエネルギーを放出し，放熱が起こる．一方，中心を過ぎて右端に向かう場合には外部電場と内部電場の向きが反対であるため，内部電場の分だけ運動エネルギーを損することになる．これを補い，右端まで電子が流れるために，周囲から熱エネルギーを吸収する吸熱が起こり，左右非対称な温度分布となる．このトムスン効果によって電流 I が流れるとき，単位体積あたりの発生熱量 q は，$q = RI^2 - \mu I\dfrac{dT}{dx}$ のようになる．ここで x は棒に沿った距離，R は電気抵抗，μ はトムスン係数である．右辺第 1 項はジュール発熱を表しており，$\boldsymbol{I}$ の 2 乗に比例することから，電流の向きに依存しないことがわかる．一方，右辺第 2 項がトムスン効果による放熱，吸熱を示しており，$\boldsymbol{I}$ の向きによって変わる．棒のキャリアが正の電荷をもつ材料の場合には，内部電場の向きが逆になり，また，吸熱，放熱も逆になる．このトムスン効果は，温度勾配の方向に連続したペルティエ効果と云うことも出来る．

一般に原子を結晶格子内に保持する力は，上述の金属結合のほかに，イオン結合や共有結合がある．完全で理想的な結晶の場合，正負のイオン間の静電引力によって結合されたイオン結合状態では電気伝導度は極めて小さい．またスピンが反対向きになった 2 個の電子が 2 つの原子に共有された共有結合状態では，電子はすべて原子にかたく結ばれていて自由電子は存在しないから，電気的には絶縁体となる．しかし実際の結晶は格子欠陥や不純物などを含んでおり，大なり小なり原子配列の規則性が所々で破れた状態にある．このような場合には，絶縁体や半導体にもイオン伝導，電子伝導そして熱起電力のような性質が現れる．岩石のほとんどは結晶鉱物で構成された半導体であるため，熱起電力による SP が発生しうる．

4. 化学起電力

4.1. 化学的拡散過程

イオン濃度の異なる媒質中，イオン濃度を均質にするためにイオンが拡散してゆく過程では，イオンの移動それ自身が電流源となる．

4.2. 酸化還元過程

硫化物鉱床のような金属鉱床の中心付近で，しばしば数 100 mV におよぶ負の SP 異常が観測される．このタイプの異常は化学的拡散過程で説明することはむつかしい．理論的，室内実験的研究にもとづき Sato and Mooney（1960）は以下のように説明した（Fig. 10）．鉱体の地下水

位面より上部では溶解物質にとって還元過程（陰極），下部では酸化過程（陽極）が同時に起こる．電気的中性を保つために，周辺の地下水面下の溶液中のイオンとの電気的バランスをとらなければならない．そのため鉱体それ自身が電子を移動させる導体として働き，鉱体の周りの溶液中の正（負）のイオンの鉱体上部（下部）への移動と良導的鉱体内の電子の移動による閉じた電流回路が形成されて，地表での負の SP 異常を生じさせる，と云うものである．

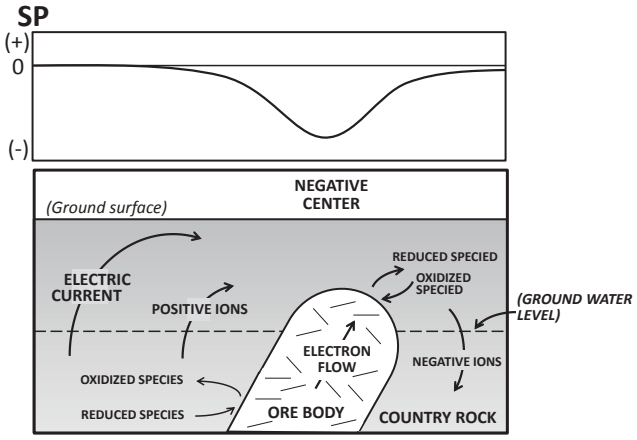

Fig. 10. Flow directions implied by a negative charge center over the apex of an sulphide ore body.（modified from Sato and Mooney, 1960）.

V．自然電位の現象論的表現

1．流れの熱力学的方程式

ふつう電流は，電池などで電気回路に電圧をかけると，オームの法則に従って回路の抵抗に逆比例して流れる，というイメージが一般的であろう．しかし，電流はそれだけでなく，上に述べたように流体の流れによる電気運動学的効果によっても駆動されるし，熱起電力効果によっても駆動される．またイオンの拡散効果によっても駆動される．例えば活動的火山をイメージしてみよう．地下には数 100 ～ 1000℃にもなっている高温マグマが存在する．またそのマグマに熱せられた地下水は熱水対流として循環しており，その一部は温泉として地表に流出しているであろう．さらにマグマから出た高温の火山ガスが地下水に触れ，イオンの拡散や様々な化学反応を起こしているであろう．その結果，火山地帯には熱起電力効果，電気運動学的効果，イオン拡散効果など様々な電流源が同時に存在している場所であることは容易に理解される．

一般的に，電流に限らず流体，熱などの種々の流れ（flow）$\boldsymbol{J}_i$ が，電位勾配，圧力勾配，温度勾配などの複数の駆動力（driving force）X_j とカップルして同時に発生するとき，比例係数 L_{ij} を媒介して以下のような線形結合で表現される（構成方程式とよばれる経験則）．ここで i, j は各々，流れや駆動力の種類を表す：

$$J_i = \sum L_{ij} X_{ij} \,. \tag{1}$$

比例係数 L_{ij} は，電気伝導度，熱伝導度，透水係数などを一般化した伝導度（generalized

conductivity）と呼ばれ，i ≠ j の時，クロスカップリング（cross coupling）係数と呼ばれる．この関係式は不可逆過程の熱力学を基礎にしたもので，phenomenological relations または thermodynamic equations of motion と呼ばれている．各流れを個別に書き下すと，

$$\boldsymbol{J}_E\text{（電流密度）} = L_{11}\nabla\phi + L_{12}\nabla P + L_{13}\nabla T + L_{14}\nabla C + \ldots \quad (2)$$

（オーム則）（流動電流）（ゼーベック効果）（化学拡散効果）

$$\boldsymbol{J}_F\text{（流体流量）} = L_{21}\nabla\phi + L_{22}\nabla P + L_{23}\nabla T + L_{24}\nabla C + \ldots \quad (3)$$

（電気浸透）（ダルシー則）

$$\boldsymbol{J}_H\text{（熱流量）} = L_{31}\nabla\phi + L_{32}\nabla P + L_{33}\nabla T + L_{34}\nabla C + \ldots \quad (4)$$

（ペルティエ効果）　（熱伝導）

$$\boldsymbol{J}_C\text{（拡散流量）} = L_{41}\nabla\phi + L_{42}\nabla P + L_{43}\nabla T + L_{44}\nabla C + \ldots \quad (5)$$

（電気泳動）　（フィック則）

$\boldsymbol{J}$（他の流れ）＝ .....

となる．$\nabla\phi$ は電位勾配，∇P は圧力勾配，∇T は温度勾配，∇C はイオン濃度勾配などの駆動力を表している（記号∇については付録 3: A3. 1 式参照）．

以上の自然電位の基本的課題について，理論的かつ室内／野外実験的に包括的な研究をおこない，その後の発展の基礎となった Nourbehecht（1963）の論文は必読の書である．

2. 界面動電効果（流動電位）

2.1. 界面動電カップリング効果

多孔質媒質中を流体が流れる場合，流れの経路に沿って電位勾配が生ずることが知られている（地球内部に適応する場合，固体である土壌粒子の粒間や同じく固体である岩石中の割れ目などのごく狭い隙間を満たす地下水が移動する状態を想定）．この現象を界面動電効果と云い，発生する電位は流動電位と呼ばれる．液体を含む多孔質媒質の一部分をぐっと拡大した Fig. 11 に示すように，媒質の固体側表面と媒質に含まれる流体

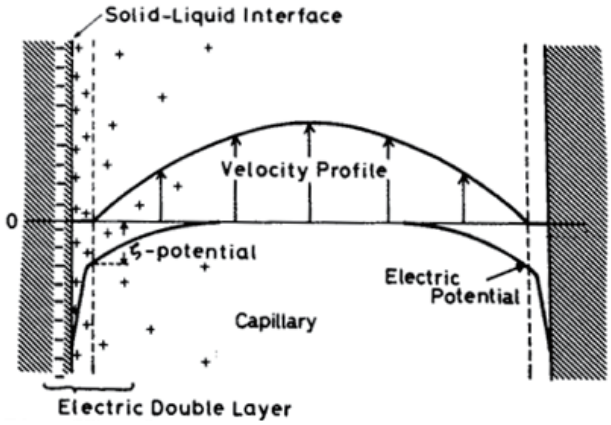

Fig. 11. A schematic diagram of electric double layer, potential and velocity profiles in a capillary. + and − represent positive and negative electric charges, respectively. Dashes are the slipping planes with a corresponding ζ-potential. (after Mizutani et al., 1976)

との界面に電気二重層が形成されるが，固体側の電荷は移動出来ずに固定されている一方，流体側の電荷は流体中に拡散して分布しており，圧力勾配∇Pによって滑り面（slipping plane：固体に密着して動かない部分の流体と，流動する部分の流体との境界面．固体表面と滑り面とは1分子から数分子程度の間隔）より外側の流体が移動するとき，それにつれて流体中の電荷も移動し，多孔質媒質中に電流が流れることになる．ここで，固体側から十分離れた流体中の電位を基準とした滑り面（Fig. 11の破線）における電位ζを**ゼータ電位**と呼ぶ．

ここで流動電位の理解の一助としてごく単純な実験例を示そう（Fig. 12）．管の一部に多孔質媒質P（例えば岩石の細片）を詰め，その両端に電極A, Bを置く．そして水圧をかけて管に水を流すと，電極間に電圧Vが発生する．これが界面動電位（流動電位）である．（逆に電極間に電圧を与えると，水が移動する：電気浸透効果）．媒質中ではダルシー則に従った水の流れにカップルして，（ζ－電位がマイナスの符号の場合は）流体側の正の電荷が下流に移動するため，上流から下流に電流が流れることになる（**携帯電流**：drag current; 以下$\boldsymbol{J}_{Edrag}$と表す）．多孔質媒質の無い水だけの領域に至るとカップリングが解除されて電荷を運ぶ能力を失うため，水は電荷を媒質の端に正の電荷を置き去りにして下流へ流れ去り，上流側の端にはバランスを保つためマイナス符号の電荷が溜まることになる．しかし，水を流し続けても両端の電荷は一方的に溜まり続ける訳ではなく，両端に溜まった正負の電荷による電場のため，オーム則に従い媒質の電気伝導度に比例して下流から上流に向けて携帯電流と反対向きに電荷が運ばれて電流が流れる（**伝導電流**：conduction current；以下$\boldsymbol{J}_{Econd}$と表す）．すなわち，流体の流れによる携帯電流が伝導電流のソースとしての電荷を供給している形になっている．これらのプロセスが平衡状態になった場合，携帯電流と伝導電流が互いにキャンセルして$\boldsymbol{J}_E = 0$の状態が実現され，両極間に流動電位が測定される．

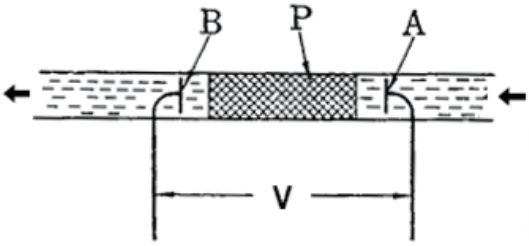

Fig. 12. A simple experiment to detect the electrokinetic potential. P: porous medium, A and B: electrodes, V: voltage difference, arrows: liquid flow.

なお，水分子の連結が解かれた状態である乾燥（過熱）蒸気（dry or super heated steam）の流れでは流動電位が発生しないが，一部連結している状態の湿った蒸気（wet steam）では有意な流動電位が発生することが実験で示されている（Tyrand and Marsden, 1985; Antraygues and Aubelt, 1993）．

圧力勾配∇P（Pa/m：パスカル／メーター）や電位勾配$\nabla\phi$（V/m）以外の，たとえば温度勾配などの駆動力が無視される場合，電流密度$\boldsymbol{J}_E$（A/m^2）と流体の流量密度$\boldsymbol{J}_F$（m/sec）を表す(2)

式と(3)式は具体的には

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = L_{11}\nabla\phi + L_{12}\nabla P = -\sigma\kappa\nabla\phi + (\kappa\varepsilon\zeta/\eta)\nabla P, \tag{6}$$

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}} = L_{21}\nabla\phi + L_{22}\nabla P = (\kappa\varepsilon\zeta/\eta) - (K/\eta)\nabla P, \tag{7}$$

と表される．ここで, $L_{11} = -\sigma\kappa$, $L_{12} = L_{21} = \kappa\varepsilon\zeta/\eta$, $L_{22} = -K/\eta$ であり，κ は空隙率（無次元），ε は地下水の誘電率（F/m），η は流体の粘性率（Pa・s），K は透水係数（m^2），σ は間隙流体の電気伝導度（S/m），ζ はゼータ電位（V）である．(6)式右辺第 1 項は通常のオーム則，第 2 項は流動電流を表している．(7)式右辺第 1 項は，電圧が加わることによって液体が流れる流量（電気浸透効果；Fig. 5 参照），第 2 項は多孔質媒質中に流体が圧力勾配に比例して流れる流量を表し，地下水学でよく使われるダルシー（Darcy）則である（例えば, 丸山・三野，1999；日野，2006）．流動電流および電気浸透の項の係数 L_{12}，L_{21} はオンサーガー（Onsager）の相反定理により相等しいが，通常の地質条件では(7)式右辺の電気浸透の項はダルシー流の項に比べて圧倒的に小さいため，通常無視され，

$$J_{\mathrm{F}} \cong -L_{22}\nabla P = -(K/\eta)\nabla P \tag{7'}$$

と近似される．従って流体の流れに関してはダルシー則のみを考慮すればよいことになる．なおⅣ章の 2 の冒頭で述べたように，述語としては流動電流も電気浸透も共に電気運動学的現象または界面動電現象のカテゴリーに含まれるが，電気浸透の効果が無視されるため，以後流動電位を界面動電位と呼ぶことにする．

上で述べたように，平衡状態では伝導電流（$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}cond}$）と携帯電流（$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}drag}$）はお互いにキャンセルされるので，トータルの電流 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}}$ は

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = J_{\mathrm{E}cond} + \boldsymbol{J}_{\mathrm{E}drag} = 0 \tag{6'}$$

である．$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}cond} = L_{11}\nabla\phi = -\kappa\sigma\nabla\phi$；$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}drag} = \boldsymbol{L}_{12}\nabla P = (\kappa\varepsilon\zeta/\eta)\nabla P$ であるから，

$$\nabla\phi = \mathrm{C}\nabla P \tag{8}$$

$$C = -L_{12}/L_{11} = (\varepsilon\zeta/\sigma\eta)$$

となり，電位勾配は流体圧勾配に比例することを表している．C は界面動電カップリング係数（electrokinetic coupling coefficient）または流動電位係数（streaming potential coefficient）と呼ばれる量である．

外部電流源が無い（電流の湧き出しが無い）場合（付録 3：A3. 2 式），

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = 0 \tag{9}$$

と表されるので，(6)’から

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = \nabla\cdot\boldsymbol{J}_{Econd} + \nabla\cdot\ (L_{12}\nabla P)$$
$$= \nabla\cdot\boldsymbol{J}_{Econd} + \nabla L_{12}\cdot\nabla P + L_{12}\nabla^2 P = 0. \qquad (10)$$

ところで，圧力 P よりも流量 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}}$ の方が野外実測しやすい場合も多いので，(7)' および(10)式から伝導電流の湧き出しは，

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{Econd} = \nabla L_{12}\cdot(\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}}/L_{22}) + L_{12}\nabla\cdot(\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}}/L_{22})$$
$$= \nabla L_{12}\cdot(\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}}/L_{22}) + L_{12}\nabla(1/L_{22})\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}} + (L_{12}/L_{22})\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}} \qquad (11)$$

とも表せる（Sill，1983；石戸ら，1992；Ishido，1988）．従って，伝導電流源は右辺第 1 項から，ζ－電位や電気伝導度 σ などを含む係数 L_{12} が異なる領域の境界面あるいは境界ゾーン（すなわち係数に勾配がある場所）を横切って流体が流れる場合（Fig. 12 や Fig. 18 の例），第 2 項では例えば流体の透水係数が変わったり，温度が変化して流体の粘性が変わったりすることにより流れの場が変化するような場合に発生する．第 3 項は流体の湧きだし（または吸い込み）が電流源になることを示している（VI章 2. 5 の例）．以上のような取り扱いは，後のＶ章の 3 や 4 に示される熱電効果や電気化学的効果でも，共通して適応される．

均一な媒質中（界面動電カップリング係数が場所によらず一定）では(8)式より，

$$\phi = CP + \mathrm{constant} \qquad (12)$$

となる．この式は電位 ϕ が圧力 P と同じ空間分布をしていることを意味しており，地下水の対流が地下深部に閉じている場合には，その流れに沿って電流が流れるだけなので，発生する界面動電位も地下深部に限られてしまう．そして地表では流体圧が一定なので，電位も一定となって SP 異常は観測されないことになる．しかし，一般的に地殻は不均質であり，界面動電カップリング係数 C を構成する ε，ζ，σ，η などの諸量は多くの場合，温度，地質，pH などが場所により異なるので，水の流れが深部に限られていても地表で SP 異常が観測される（VI 章 2. 2）．

2.2. ζ－電位の室内および野外現位置測定

界面動電カップリングにとって ζ－電位は重要なパラメターである．Ishido and Mizutani（1981）による多くの鉱物，岩石についての室内実験では，ζ－電位は pH，温度，岩石・鉱物種に敏感に依存することが示された．pH が 2 より大きい水の場合は負の値を示し，pH が増すにつれてゼータ電位の絶対値が大きくなる (Fig. 13)．また Ishido and Pritchett (1999) は数値シミュレーションで，電解濃度が減少し，または温度が上昇するにつれてゼータ電位の絶対値が増大することを示した（Fig. 14）．

Jouniaux et al.（2000）は西インド諸島マルチニーク島のプレー火山の岩石試料から界面動電係数を −25 ～ −406 mV/MPa，ζ－電位を −4 ～ −19mV（水の pH ～ 4.7; 電気伝導度 2.1×10^{-4}S/m）と見積もった．上記の例では ζ－電位の符号は負となっている．これらのことから今までは，ζ－電位はほとんどの場合負の符号を持つと推定され，それにもとづいて観測データを解釈してきた．

しかし最近，Hase（2003），Hase et al.（2005）や長谷ら（2005）は阿蘇火山，九重火山，雲仙火山などの岩石試料のζ-電位を実験室で測定し，少なからぬ試料が正の符号を持つことを見出した．この場合，負符号の場合とは逆に，携帯電流が流れの下流から上流に流れることになる．従って，ζ-電位の符号によって地下水の流れの向きが逆に解釈されてしまうので事は重大である．原因の一つとして流体中に Al^{3+} などの金属イオンが含まれると，温度条件によってはζ-電位が正になることが室内実験で示されている（Ishido and Mizutani, 1981）．今迄は負符号のケースが多く認められているが，出来る限り現位置でのζ-電位の値や符号に注意する必要があろう．

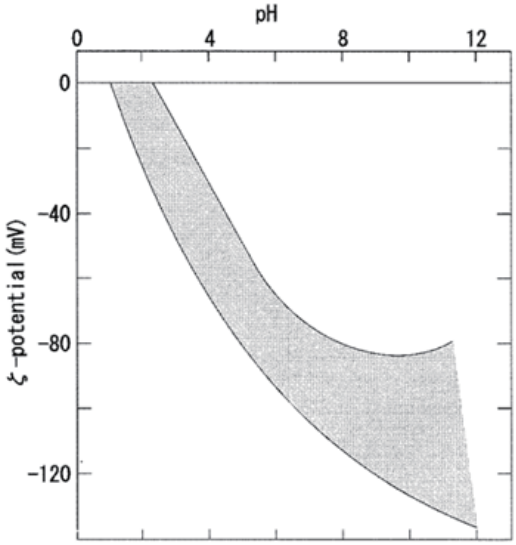

Fig. 13. The pH dependence of the the ζ-potential for various minerals and rocks, such as quartz, albite, orthoclase, granite, andesite, dunite, gabbro, etc. in aqueous solutions. The data are within the shaded part.（modified after Ishido and Mizutani, 1981）

野外現位置でのζ-電位推定はむつかしく，以下の数例ほか多くはない：(1) Ishido et al.（1983）は岩手県の滝上地熱域のボーリング井戸で汲み上げ試験により帯水層内の地下水流動を誘い，それに伴って時間変動する地表の SP の解析から現位置でのζ-電位を −50 ～ −100 mV と見積もった．Ishido and Mizutani（1981）の室内実験では，現位置の地下水温度約 200℃，pH 約 8 に相当するζ-電位は約 −100 mV と測

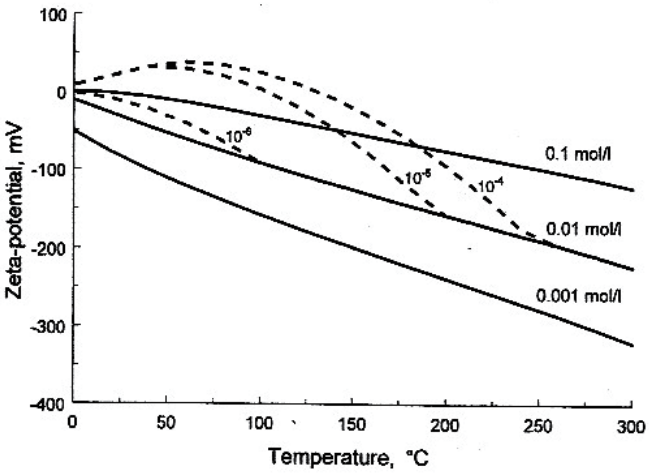

Fig. 14. Values of the ζ-potential of quartz calculated as a function of temperature for three concentrations of NaCl at 10 MPa pressure. The effect of Al^{3+} ion（concentrations of 10^{-6}, 10^{-5}, and 10^{-4} mol/L）on ζ-are also shown by broken curves for the case of 0.01 mol/L NaCl concentration.（after Ishido and Mizutani, 1981; Ishido and Pritchett, 1999）

定されているので，概ね整合している．(2) Oyamada et al.（1996）は，北海道の川湯温泉の地下流路の上でSP異常を測定してζ-電位を見積もった．福富ら（1966）や浦上ら（1971）の地球熱学的調査によると，Fig. 15（左図）に見るように，アトサヌプリ火山直下から上昇してきた高温流体は200 m以浅で気液分離し，気体はそのままアトサヌプリ火山から噴気として大気へ放出される．一方，液体は約2,000 m先の川湯温泉に向けて地下浅部をほぼ水平に，巾約200 mの川のように流れて川湯で浴用に供されている．またその調査では多くの水理学的パラメター（流れの経路，流量，温度，透水係数，電気伝導度，pH）が測定されている．そのような場所でのSP測定の結果，流路に沿って0.04 mV/mの電位勾配が測定された（Fig. 15（右図））．(7)' 式および(8)式から∇Pを消去すると，電位勾配と流体の流量フラックスの間に$\nabla\phi \sim \dfrac{\varepsilon\zeta}{\sigma K}\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}}$の関係が得られる．流れの上流から下流の温度は118℃から65℃に低下するので，その温度範囲での流体の誘電率$\varepsilon = (4.57\sim5.80)\times10^{-10}$ F/m，現位置で測定された透水係数$K = 7.2\times10^{12}\mathrm{m}^2$，電気伝導度$\sigma = (0.1\sim0.5)$ S/m，流量$\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}} = (0.7\sim1.0)\times10^{-5}$ m/sを当てはめ，測定された電位勾配を説明する現位置のζ－電位を-5～-46mVと見積もった．川湯温泉水のpHはほぼ2であるが，Ishido and Mizutani（1981）によるζ-電位のpH依存性の実験では（Fig. 13），pH＝2に対して0～-30 mVと測定されており，現位置ζ-電位の推定値はもっともらしい．(3) Perrier *et al.*（1998）はフランスアルプス地方のモンブラン南西30 kmにある人造湖Loselend Lakeの周辺でSPの連続観測を行ったところ，湖岸の土手にある測点のSPの年周変動と湖水位のそれとがきれいな相

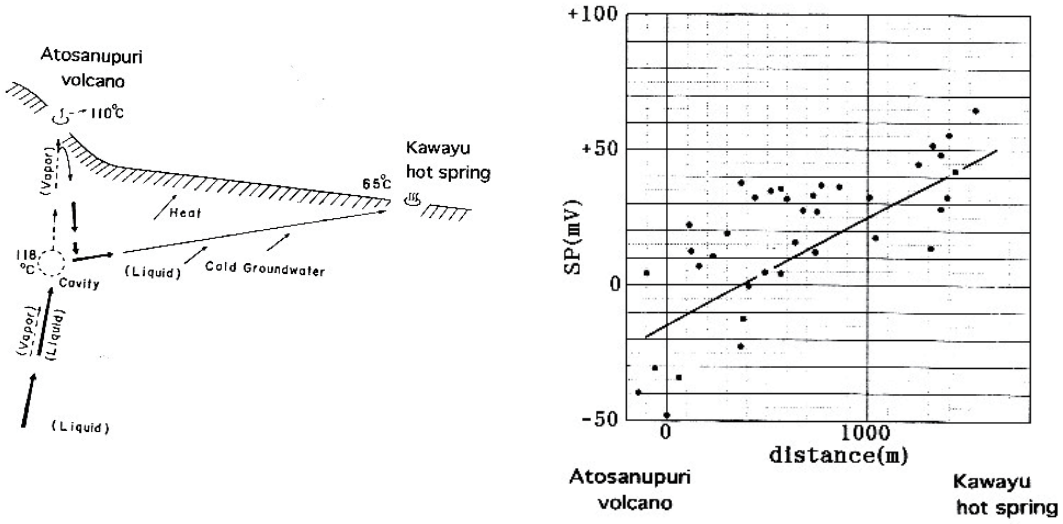

Fig. 15. Left diagram: A schematic representation on mechanism of formation of the vapor and hot water in Atosanupuri-Kawayu region. Dashed arrows represent the vapor phase while solid ones show the liquid phase (Fukutomi et al., 1966). Right diagram: SP values against the horizontal distance between Atosanupuri volcano and Kawayu hot spring (Oyamada et al., 1996).

関（約 2 mV/m）を持っていることがわかった．著者らはこの現象が，土手の浅部に確認されている帯水層の水が透水性の高い地下構造を通じて湖へ流下，浸透することによる界面動電効果によると解釈した．界面動電カップリング係数$\nabla\phi/\nabla P = -\varepsilon\zeta/\sigma\eta$ は 34 mV/0.1 MPa 程度と見積もられるので，比抵抗 ρ（$= 1/\sigma$）$= 60\,\Omega$m，水の誘電率 ε，水の粘性率 η を与えて現位置の ζ- 電位は -8 mV と推定された．一方，このあたりの岩石試料について実験室で ζ-電位を測定したところ -4.7 mV と求められ，野外現位置で推定された -8 mV と大略よい一致を見ている．

今後上記の方法に加え，噴出量，噴出速度，噴出水の電気的・化学的性質，周辺の電磁気学的諸量を含む地下構造の推定が可能な間欠泉などでの SP 測定を通じ，現位置での ζ- 電位（そしてカップリング係数）推定の事例を蓄積し，流動電位に伴う SP 異常を定量的に理解することが大切である．なお，ζ- 電位推定が目的ではなく，間欠泉の噴出メカニズム推定のためではあるが，伊藤ら（1978）は秋田県八幡平，銭川温泉において SP 連続測定を行い，間欠泉の噴出に伴う顕著な SP 時間変化を見いだしている．

3. 熱電効果

3.1. 熱電カップリング

岩石に温度勾配が与えられた場合，岩石に電場が発生する．この現象を熱電効果という（Corwin and Hoover, 1979）．もし温度勾配∇T（℃ /m）と電位勾配$\nabla\phi$（V/m）以外の駆動力が無視される場合，電流密度 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}}$（A/m^2）と熱流量 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{H}}$（W/m^2）は(2)式と(4)式により各々，

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = -\sigma\nabla\phi - \theta\nabla T \tag{13}$$

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{H}} = -\sigma\pi\nabla\phi - \lambda\nabla T \tag{14}$$

と表される．ここで，σ は電気伝導度，π はペルティエ係数，λ は熱伝導度（W/mK: ここでの K は絶対温度の単位，ケルビン），θ は熱起電力係数である．(13)式の右辺第 1 項は通常のオーム則，第 2 項は熱電効果（ゼーベック効果）による電流密度を示す．また(14)式右辺第 1 項はペルティエ効果による熱流，第 2 項は通常の固体の熱伝導による熱流を示す．$C_{\mathrm{T}} = \nabla\phi/\nabla T = (-\theta/\sigma)$ は熱電カップリング係数（thermoelectric coupling coefficient）と呼ばれる．

3.2. 室内および野外での熱電効果測定

Nourbehecht（1963）はさまざまな岩石についての実験室測定から，熱起電力係数は -0.09 ～ ＋1.36 mV/℃の範囲で平均値は 0.27 mV/℃と推定している．また Dorfman et al.（1977）は砂岩，石灰岩，蛇紋岩などの岩石試料に対し 0.3 ～ 1.5 mV/℃，Yamashita（1961）は約 -0.25 mV/℃の値を得ている．媒質中のカップリング係数の異なる場所が電位発生のソースとなるのは，上述の流動電位の場合と同様である．

野外において純粋に熱起電力のみによる SP が検出されるのを期待して，Corwin and Hoover（1979）はアメリカ・ワイオミングの炭坑火災の現場で SP 観測を行い，30 mV 程度の SP 異常を

実測している．しかし，自然界での熱起電力については理論的にも，実験的にも，野外観測においてもまだ我々の理解は不十分であり，研究の進展が待たれる．

4. 電気化学的効果

4.1. 濃度拡散過程

土壌内のイオン濃度に偏りがある場合，その偏りをなくし均質になるように，フィック則（Fick's law）に従ってイオン濃度の高い方から低い方へ拡散的流れが生ずる．イオンが移動すると云うことは電流が流れることに他ならず，SP が発生することになる．この SP は陽イオンと陰イオンの拡散係数の差に起因して発生する．温度勾配や圧力勾配のような他の駆動力が無視できる場合，濃度勾配∇Cと電位勾配$\nabla\phi$が駆動力となる．拡散流の流量フラックス$\boldsymbol{J}_C$を表す(5)式はネルンスト・プランクの関係（Nernst-Plank's relation）を通じて(15)式のように表される：

$$\boldsymbol{J}_C = -(D_m Z_m C_m F/RT)\ \nabla\phi - D_m \nabla C_m. \tag{15}$$

ここでサフィックス m はイオンの種類，D_m，Z_m，C_m は各々，拡散係数，電荷数，m 番目のイオンの濃度を示す．また$\boldsymbol{F}$，R，T は各々ファラデー定数，ガス定数，絶対温度である．(15)式右辺第 1 項と第 2 項は各々，電気泳動効果による流量フラックスとフィック則である．電流密度$\boldsymbol{J}_E$ (A/m^2) はファラデー定数と，電荷数と流量フラックスの積の和との積（$F\Sigma Z_m J$）で与えられるので，

$$\boldsymbol{J}_E = -F\{\Sigma(D_m Z_m{}^2 C_m F/RT)\ \nabla\phi + D_m Z_m \nabla C_m\} \tag{16}$$

と表される．$\nabla\phi/\nabla C_m$ はイオン m に対する電気化学的拡散カップリング係数（electrochemical diffusion coupling coefficient）と呼ばれる．種々の岩石試料についての実験結果から，Nourbehecht (1963) は，地球化学的にみてほとんどの場合，その係数は 最大 20 mV 程度であると見積もっている．

熱水と周囲の地下水との間に生じる拡散電位の効果について石戸（2009）は，熱水の塩分濃度が高いほど拡散電位の効果が著しいことを示した．また石戸（2010；2011）は，後にⅥ章 2. 3 で述べる EKP ポストプロセッサーを拡張して拡散電位にも対応できるようにした解析ソフトを用い，酸性流体の存在領域に発生する拡散電位と流動電位の 2 つの効果で，秋田焼山の SP 異常データを説明した．

4.2. 酸化一還元反応

Ⅳ章 4. 2 で示したように，硫化鉱床や黒鉛鉱床などでしばしば酸化―還元反応による，100 mV を越す負の SP 異常が測定される（Sato and Mooney, 1960）．

5. その他の原因

最近，Johnston et al.（2001）は室内実験により，流動電位や熱起電力とは異なる，火山地域

における新しいSP発生機構を提唱している．彼等は高温に熱した岩石試料に水を注いだ時，岩石に電位が発生することを見出した．水が急激に気化する時に電荷の分離が起こるために起こった現象で（彼等はrapid fluid disruption：RFDと呼んでいる），滝の近くでその飛沫が電荷を帯びるのと同様の現象と解釈されている．この興味深い効果が実際の火山の場で検知しうる程のSPを生ずるかどうか，Hase et al.（2005）が阿蘇火山で測定したSP異常について簡単な吟味をしたところ，測定値より数ケタも小さい値しか期待されない結果となった．しかし野外での例があまりにも少ないので，今後室内／野外実験などでさらに検証しなければならない．

Ⅵ．自然電位異常のモデル化

Ⅶ章で種々の野外フィールドでの実測例およびその解釈を述べる前に，本章ではそれらの解釈のもととなる，さまざまなモデル化の基礎について述べることにする．

1．点電流源分布によるSP異常のモデル化

1.1．Curve-matching 法

測定されたSP異常を説明するのに，極めて古典的であるが簡便な方法に，1つまたは複数の点電流源による地表での電位分布を計算し，測定結果と比較するcurve-matching法がある（例えば，Banerjee, 1971）．一様媒質中にZ-軸下向きを正にとる直交座標で，1つの点電流源が（0, 0, H）にあり，ソースでの電流強度を$\boldsymbol{I}$とする（Fig. 16下図）．地表面（x, y）での電位分布は同心円状なので，$y = 0$線上（x, 0, 0）で地表の任意の点q（x, 0, 0）での電位V（x, 0, 0）が求められ，ρを周辺媒質の比抵抗とすると，

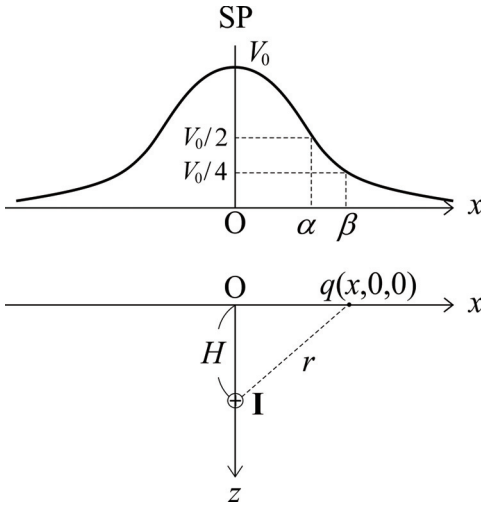

Fig. 16. SP distribution at the surface caused by a positive electric current source.

$$V(x, 0, 0) = V(x) = \frac{\rho I}{2\pi r}\frac{1}{r} = \frac{\rho I}{2\pi}\frac{1}{\sqrt{x^2+H^2}} \tag{17}$$

で表される（Fig. 16上図）．点電流源直上での電位は以下のように与えられる：

$$V(0) = \frac{\rho I}{2\pi}\frac{1}{H}. \tag{18}$$

α，βを各々ピーク異常の振巾の1/2, 1/4を示す点と原点との距離とすると，

$$V(0)=2V(\alpha)=4V(\beta), \tag{19}$$

$$V(\alpha)=\frac{\rho I}{2\pi}\frac{1}{\sqrt{\alpha^2+H^2}}, \tag{20}$$

$$V(\beta)=\frac{\rho I}{2\pi}\frac{1}{\sqrt{\beta^2+H^2}}. \tag{21}$$

(18), (20)および(21)式を(19)式に代入すると,

$$H=0.577\ \alpha, \tag{22}$$

$$H=0.258\ \beta. \tag{23}$$

実測されたSPのプロファイルからα, βを求めれば, (22), (23)式から点電流源の深さが求められることになる. 理論的には(22), (23)式から得られるHは一致するが, 実際には理想的に一致することはなく, 両者の値の比較から我々が仮定したモデルをチェックするのに用いる程度にとどめておく方が賢明であろう.

この方法にもとづいて, 正負の電荷をもつ多数の点電流源から得られる電位を重ね合わせて, 測定されたSPを説明することが可能ではあるが, あまり多くの点電流源を導入してデータを細かく説明しても有意義とは云えないことにも留意する必要がある.

この他, 地表のSP異常の分布形態によっては, 線上に並んだ点電流源分布で解釈できる場合もある (Banerjee, 1971). 今, 長さ$2l$, 単位長さ当たりIの電流密度をもった線電流源が$(-l, 0, H)$から$(l, 0, H)$まで深さHに, 水平に分布する状態を仮定する. その場合, 地表面の任意の点$(x, y, 0)$でのSP異常Vは,

$$V(x,y,0)=V(x,y)=\frac{\rho I}{2\pi}\ln\left[\frac{\sqrt{(x-l)^2+y^2+H^2}+\sqrt{(x+l)^2+y^2+H^2}+2l}{\sqrt{(x-l)^2+y^2+H^2}+\sqrt{(x+l)^2+y^2+H^2}-2l}\right] \tag{24}$$

で与えられる. 他にも分布形態の異なる同様の計算法が提出されており, 例えば, Witte (1948)は正負に分極した球体によるSP計算法を, Meiser (1962)は任意の方向に向いた電気双極子によるSP計算法を提出している.

以上のような計算方法の適応例としてCorwin and Hoover (1979)は, メキシコ, セロ・プリエ (Cerro Prieto)の地熱地帯の極大・極小約150 mVの正負の双極子型SP異常を, 試行錯誤法 (trial and error method)で, 比抵抗 3 Ωmの媒質のなかに, 500 m離れた水平電流ダイポールが深さ1 kmから3.25 kmまで分布するモデルで測定データを説明している. ただしこの節で述べた方法は, 決してSP異常の発生機構を説明するものでなないことに留意すべきであるが, 異常源の深さなどの見当をつけるには有用な方法であろう. (後にIX章の2で示すように, Cerro PrietoのSP異常は矩形断層面に電流源を置いて説明されている)

1.2. Tomographic imaging 法

Patella（1997a, b）はSP異常データを説明するトモグラフィックイメージング法を開発している．地表の電位分布は，熱起電力効果や界面動電効果などのactive sourceによる電荷と，それにより電気伝導度分布の不連続境界面に誘導された電荷（induced source）により発生するが，測定されたSP異常から，それをもたらす電荷分布を確率論的に推定する方法である．具体的な計算スキームはやや込み入っているのでここでは省略し原論文にゆずるが，SP測定プロファイルの地下断面の格子点ごとに電荷発生確率を計算する方法である．計算された確率分布のコンターを引き，active sourceとinduced sourceの最も高い確率分布を選び出す．この手法は2次元構造のみならず，3次元構造に対しても拡張されている．またPatella（1997b）は地表の地形の凹凸の効果（topographic effect）を考慮した解析法も提唱している．

この方法をDi Maio and Patella（1994）やDi Maio et al.（1998）はイタリアのエトナ（Etna）火山やヴェスヴィオス（Vesuvius）火山のSPデータ解析に適応している．ヴェスヴィオス火山中央部では，古カルデラの西の地表面下600～2,200 mに，大きい正電荷の存在確率分布を見いだしている．この正電荷の集積は地表面下2,200 mから600 mにかけての熱水上昇による界面動電効果と深部に向けて温度が高くなっているような熱起電力効果が考えられるが，どちらかの効果が卓越しているのか，あるいは両者とも同程度の寄与をしているのか，ということの判別は原理的に困難である．

2. 界面動電位による自然電位異常のモデル化

2.1. 簡単な系のモデル計算例

Nourbehecht（1963）にもとづきCorwin and Hoover（1979）は簡単な系にたいするモデル計算をおこなっている．モデルは球状の圧力源が，異なった電気伝導度（σ_1, σ_2）と界面動電カップリング係数（C_1, C_2）で境される2層の媒質の境界に存在する場合を想定している（Fig. 17）．周辺媒質との圧力差を5気圧（1気圧＝1.013×10^5 Pa）とし，球状圧力源と周辺媒質とのカップリング係数の差を10 mV/気圧とすると，SP異常は30 mVと計算される．

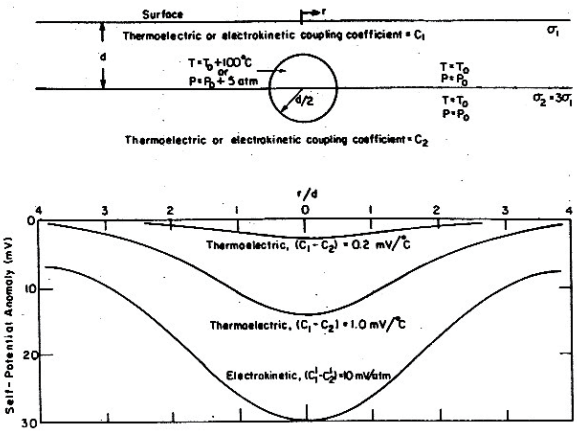

Fig. 17. Spherical model of electrokinetic or thermoelectric potential generation (after Nourbehecht, 1963). The boundary at a depth of d sepatates layers of different resistivity σ_1, σ_2 and coupling coefficients C. The sphere is at a pressure 5 atm above the ambient pressure P_0, and at a temperature of 100 ℃ above the ambient temperature T_0. The polarity of the self-potential anomaly depends on the sign of the coupling coefficient difference ($C_1 - C_2$). (after Corwin and Hoover, 1979)

2.2. 熱水対流系を仮定したモデル計算例

石戸（1981）や Ishido（1988）は Fig. 18 下図のように地下浅部が低温（ここでは 100℃），深部が高温（200℃）であるような一点鎖線で境される 2 層の温度分布をもつ媒質中を熱水が対流する場（破線がその流線）を設定したモデル計算を行った．

高温域は対流の上昇域で浅部まで持ち上がり，下降部で深部に潜り込んでおり，ζ- 電位の温度依存性を考慮して，高・低温域の境界（一点鎖線）温度 150℃を境にして，高温側と低温側のζ- 電位が異なる場合について地表で観測される SP（上図）を計算した．ζ- 電位が異なるということは，界面動電カップリング係数が異なることを表している．Fig. 18(a) は対流が地表面下で閉じている場合で，高，低温域のζ- 電位を各々 −100 mV と 0 mV と仮定し，Fig. 18(b) は対流上昇域で地表面を横切って流体が流出し，下降域で地表から流入する場合に対応しており，高，低温域のζ- 電位を各々 −100 mV と −50 mV と仮定している．(a) の場合，カップリング係数が大きく異なる境界付近に正，負の電荷が分布し伝導電流源のソースとなっており，実線で示される

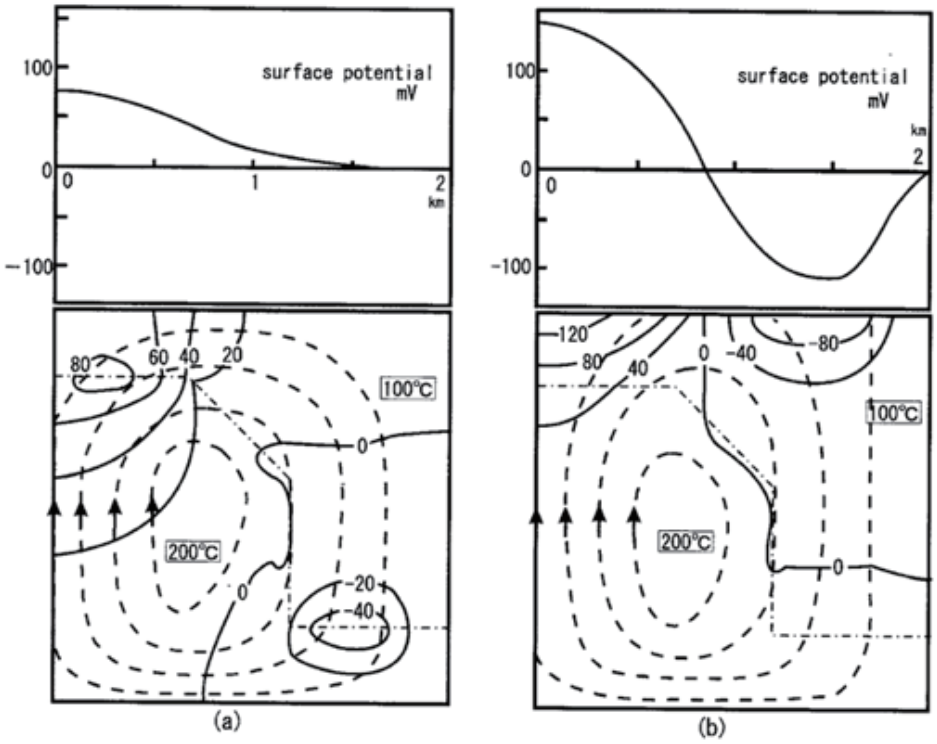

Fig. 18. Lower diagram : Electric potential distribution in mV (solid lines) generated by thermal convection (stream lines are shown by dashed lines) in a constant permeability layer (10 mDarcy) with (a) an impermeable surface, and (b) a permeable surface. Dimension of the layer (only the right half is shown) is 2×2 km. Interval between two stream lines corresponds to the flow rate of 10^{-7} m/s. ζ-potential at temperatures higher than 150℃ (the 150℃ isotherm is shown by dot-dashed line) is assumed as − 100 mV, while that at temperatures lower than 150℃ is assumed as (a) 0 mV, and (b) −50 mV. Upper diagram: the SP distribution on the Earth's surface. (after Ishido, 1981 ; 1988)

地下の電位分布は対流上昇域浅部で約＋80 mV，下降域深部（地表から離れた場所）で −40 mV という極大，極小値を示す．そのため地表の SP は全域で正の値となり，対流上昇域で最大約＋75 mV と計算される．一方対流が地表を横切る(b)の場合，空中では電荷を運べない（カップリング係数が地表で極端に変わっている）ため，地表面付近に正，負の電荷が溜まり，地表では対流上昇域で約＋150 mV，下降域で約 −100 mV の双極子型の SP が計算される．このモデル計算は比較的単純な対流系を想定しているが，与えられた地下の透水係数（この場合 10 mDarcy）やζ- 電位，flow rate などのパラメターは実際にありそうな値を設定しているので，野外の SP 測定結果を解釈する場合，有益な示唆を与える．なお，Fig. 18(a)の様子を概念的に示したものが Fig. 19 である．弧状の破線が，カップリング係数の急変する境界を示しており，その付近に電荷が溜まっている．

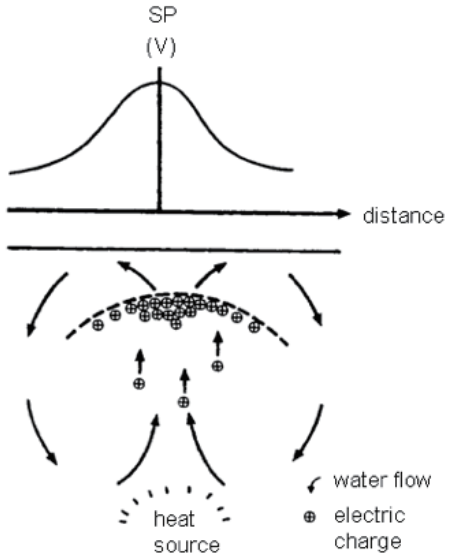

Fig. 19. A conceptual model of generation mechanism of the electrokinetic potential caused by the hydrothermal circulation. (after S.E.G.J., 1989).

2.3. EKP ポストプロセッサー を用いた数値シミュレーション

近年，地熱研究分野において地下熱水対流系を評価するための計算機シミュレーション手法が急速に進歩してきた．地熱貯留層をシミュレートするために開発された STAR システムはその代表的なものである（Pritchett, 1995）．最近，これに界面動電効果を組み込んだ新しいシステムが開発され，様々な地下の条件（温度，圧力，塩分濃度，電気伝導度，空隙率，透水係数など），気液多相流，多成分の非定常地熱の状態に由来する SP の時間／空間分布が計算できるように設計された強力なツールとなっている．このシミュレーターは EKP（electrokinetic potential）ポストプロセッサーと呼ばれ（Ishido and Pritchett, 1999），従来のやや定性的な SP データ解釈から，より現実的かつ定量的な解釈が可能になってきている．

電流密度 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}}$ と液体流量密度（fluid volume flux）$\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}}$，そして電位勾配 $\nabla\phi$ と流体圧勾配（pore pressure gradient）∇P の関係は(6)式と(7)式により，

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = L_{11}\nabla\phi + L_{12}\nabla P = -\kappa\,\sigma\,\nabla\phi + (\kappa\,\varepsilon\,\zeta/\eta)\,\nabla P\,, \tag{6}$$

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}} = L_{21}\,\nabla\phi + L_{22}\nabla P = (\kappa\,\varepsilon\,\zeta/\eta)\,\nabla\phi - (K/\eta)\,\nabla P\,, \tag{7}$$

で与えられている．(6)式は伝導電流密度 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}cond}$ と携帯電流密度 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}drag}$ の合成電流密度を表しているので，

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = \boldsymbol{J}_{Econd} + \boldsymbol{J}_{Edrag}\,. \qquad (6)'$$

ここで，

$$\boldsymbol{J}_{Econd} = L_{11}\nabla\phi\ ;\ \boldsymbol{J}_{Edrag} = L_{12}\nabla P\,.$$

外部電流源がない場合，電荷保存則により電流の湧きだし $\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = 0$ であるから，(6)' 式は

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{Econd} = \nabla\cdot(L_{11}\nabla\phi) = -\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{Edrag}. \qquad (10)'$$

となる．(10)' 式は電位 ϕ に関するポアソンの方程式（Poisson's equation）であり（付録 3: A3. 7 式），地表に電位が現れるための第一要件である伝導電流源を表している．ポアソンの方程式を解くためには，$\boldsymbol{J}_{Edrag}$ の分布が必要であり，そのためには流体の圧力分布を知る必要がある．圧力分布は，Ⅴ章 2. 1 で述べたように通常の地質の条件では(7)式の $L_{21}\nabla\phi$ が無視できるので，電場とカップルした項を考慮することなく，多孔質媒質中の流体の流れに関するダルシーの方程式 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}} = L_{22}\nabla P$ を解くことによって求められる．

EKP ポストプロセッサーを用いて SP 分布を計算する手順は，まず STAR を用いて，適切な初期条件のもとに地下水流量，温度，圧力，塩分濃度等の分布を計算する．次に，それらの結果を

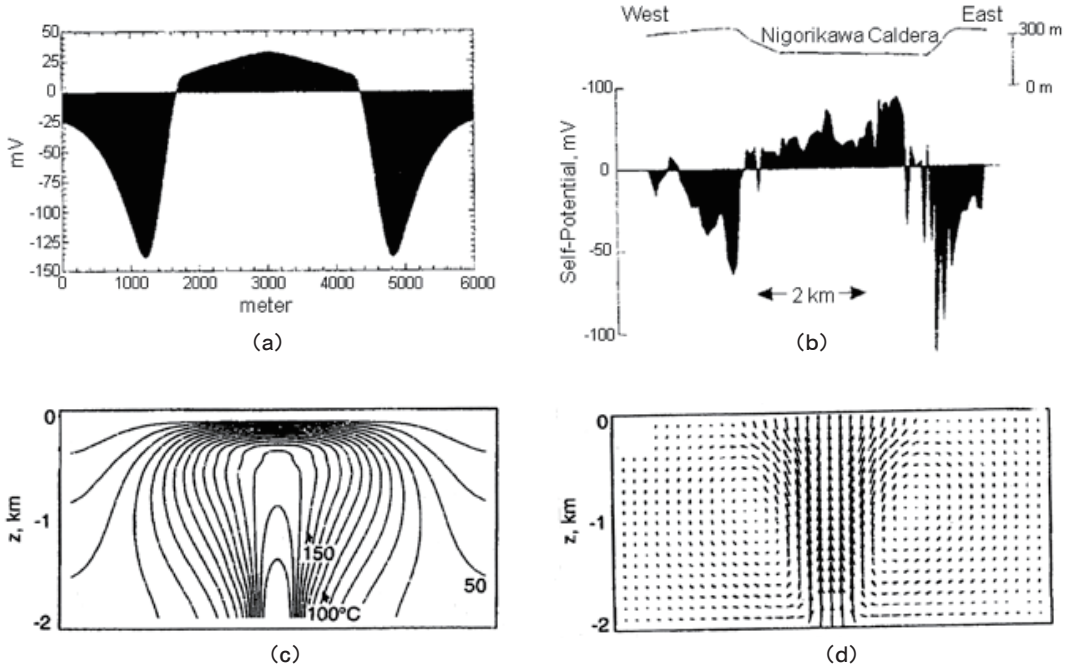

Fig. 20. (a) Comparison of computed SP distribution and (b) observed SP profile across the Nigorikawa caldera, Hokkaido, Japan. (c) Computed temperature distribution and (d) computed fluid mass flux are also shown. (after Ishido, 2004; Ishido and Pritchett, 1999)

もとに定式化された室内実験結果（例えば，温度，塩分濃度などと界面動電カップリング係数の関係；Ishido and Mizutani 1981）を組み込んでEKPポストプロセッサーで携帯電流$\boldsymbol{J}_{Edrag}$と電気伝導度L_{11}の分布を計算する．次のステップでそれらをもとにポアソンの方程式(10)’式を解いて電位分布を求める，という手順で地表のSP分布が計算される．

Ishido et al.（1997），Ishido and Pritchett（1999），Ishido（2004）はこの方法を，北海道の濁川カルデラ，伊豆大島火山などに適応して，測定されたSP分布を非常によく再現させている．Fig. 20が濁川カルデラの例である．(a)は計算されたSP分布，(b)は測定されたSP分布であり，計算結果は測定結果をよく再現している．(c)は計算された温度分布，(d)は計算された流体の流量フラックスである．

2.4. 自然電位の地形効果

しばしばSP異常値と地形高度の間に負の相関が見られる：地形高度が高くなる程，電位が下がる．例えば，Fig. 21左図の有珠火山の例がそれである（長谷ら，2009）．このような現象を地形効果と呼ぶ．古くは阿蘇火山の火砕丘の米塚で，地電流がその麓から頂上に向かって流れていることが見いだされているが，それもこの例であろう（Namba, 1938）．多くの火山における地形効果は−1 ～ −10 mV/mで，平均−2 mV/m程度である．このような地形効果を，Ishido（1988），安川・茂木（1998），Zlotnicki and Nishida（2003）らは地下水流動による界面動電効果で説明するべく，理論的考察あるいは数値モデリングを行っている．以下にIshido（1988）による考察を示す．

流れの湧き出しが無い場合（$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_F = 0$），(11)式より

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{Econd} = \nabla\ (L_{12}/L_{22})\cdot\boldsymbol{J}_F. \tag{25}$$

均質媒質ではL_{12}/L_{22}は一定であり$\nabla(L_{12}/L_{22}) = 0$なので，$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{Econd} = 0$．また$\boldsymbol{J}_{Econd} = L_{11}\nabla\phi$であるから，$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{Econd} = L_{11}\nabla^2\ \phi = 0$．均質媒質では$L_{11}$も一定なので，

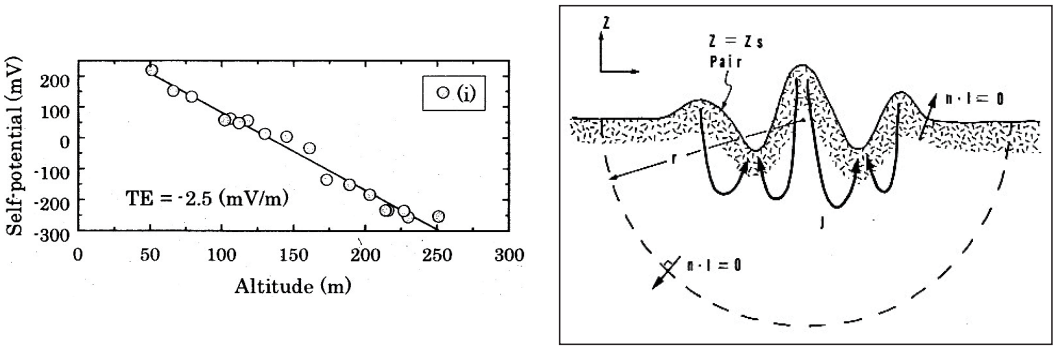

Fig. 21. Left diagram: A typical example of the topographic effect observed on Usu Volcano (after Hase et al., 2009). Right diagram: A model for self-potential generation by groundwater flow caused by variations in the elevation of the water table. (after Ishido, 1988)

$$\nabla^2 \phi = 0 \tag{26}$$

となり，電位 ϕ はラプラスの方程式（Laplace's equation ; 付録 3: A3. 7 式）を満たすことになる．この方程式を適切な境界条件のもとで解くことにより，地形効果を説明することにする．対象とする領域の境界を通過する電流の直交成分は内側と外側で連続なので，両側を 1, 2 とすると境界条件は，

$$\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E1}} = \boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E2}} \tag{27}$$

となる．$\boldsymbol{n}$ は境界に直交する単位ベクトルを表している．

ここで Fig. 21（右図）に示すような凹凸のある地形と均質媒質で構成されている地下を想定し，降水が高地で重力により地下深部へ浸透し低地で再び地表へ排出されて川となって流れ去るような定常な水の循環（$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}} = 0$）を考える．電流の適切な境界条件は，(1)地表面に直交する（地対空または空対地の）電流は 0 であり，(2)半径 r の半球状の境界に直交する電流はこの系からはるかに離れた場所（r →∞）では 0 と近似されるであろう．従って境界条件(27)式は，

$$\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = 0 \tag{28}$$

で与えられる．この境界条件は均質媒質において，

$$\frac{\partial}{\partial n}(\phi + (L_{12}/L_{11})P) = 0 \tag{29}$$

と表される．電流の湧き出しが無い場合（$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}}=0$），(6)式から

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = L_{11}\nabla\phi + L_{12}\nabla^2 P = L_{11}\nabla^2(\phi + (L_{12}/L_{11})P) = 0. \tag{30}$$

従って，$\phi + (L_{12}/L_{11})P$ を関数とするラプラスの方程式が以下に得られる．

$$\nabla^2(\phi + (L_{12}/L_{11})P) = 0. \tag{31}$$

(29)式を境界条件とする(31)式の解はグリーンの定理を用いて，

$$\phi + (L_{12}/L_{11})P = \mathrm{constant} \tag{32}$$

となる．流体の流れが重力による力（ρgZ）と空隙圧（p）による場合，$P = \rho gZ + p$ と与えられる．ここで，ρ は流体の密度，g は重力加速度である．この関係を(32)式に代入し，地表の気圧を 1 気圧とすると，

$$\phi + (L_{12}/L_{11})\,\rho gZ_{\mathrm{S}} = \mathrm{constant}. \tag{33}$$

ここで Z_S は地表高度または等気圧線である．この(33)式は地表の電位 ϕ が地表面高度 Z_S と直線的に比例することを表している．通常の地質条件では L_{12} は正の値をとるので，地形高度が高く

なると電位は下がるという多くの地形効果観測例と一致する．（Ⅴ章 2.1 で示した簡単な実験例，Fig. 12，で流れの下流側に正の電荷が蓄積したことを想起すると，地下水が山頂側から山すそ側に流下する時，ζ- 電位が負の符号の場合は流体側の正の電荷が移動し，山すそ側に溜まるので，高度が高くなるほど電位が低くなることが理解出来る．）

いっぽう安川・茂木（1998）は，透水係数，電気伝導度などが場所によって異なりカップリング係数が不均質な場合の地形効果について多くの数値シミュレーションを行った．その結果，上記のような均質媒質で期待される直線的な地形効果が乱されることが示された．そのため，SP 分布から地下の流動系を推定する際には，電気伝導度など他の情報を加味して，より適切な水理構造モデルにもとづいてなされるのが望ましいことが強調されている．

2.5. 断層にかかる圧力変化に伴う自然電位／磁場変化

流動電位異常：(6)式を，

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}}=L_{11}\nabla\phi+L_{12}\nabla P=L_{11}(\nabla\phi+(L_{12}/L_{11})\nabla P)=L_{11}\nabla\phi \tag{34}$$

$$\phi=\phi+CP. \tag{35}$$

と表す．C は界面動電カップリング係数であり，ϕ は電位 ϕ と界面動電カップリング効果によりもたらされた電位をトータルした擬似的電位とみなす．従って，σ を電気伝導度とすると電流密度は，

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}}=\sigma\nabla\phi \tag{36}$$

となる．電流の湧きだしが無い領域では前述のように $\nabla\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}}=\sigma\nabla^2\phi+\nabla\sigma\cdot\nabla\phi=0$ であり，均質媒質の領域（この場合，σ が一定 : $\nabla\sigma=0$）では，

$$\nabla^2\phi=0 \tag{37}$$

となって，トータルの電位 ϕ はラプラスの方程式を満たす．この方程式を物理的に適切な境界条件のもとに解けば媒質中のトータル電位を一意的に求めることが出来る．領域が 1 と 2 で境されているとして，境界での電位 ϕ，圧力 P および境界に垂直な電流成分が連続であるという境界条件を以下のように与える：

$$\phi_1-\phi_2=(C_1-C_2)P_{1/2}=S. \tag{38}$$

$$\sigma_1(\partial\phi_1/\partial n)=\sigma_2(\partial\phi_2/\partial n). \tag{39}$$

添字 1, 2 は各々の領域を表し，$P_{1/2}$ は境界での圧力，S は一般化された電流ソース，n は境界に垂直な単位ベクトルを表している．

Fitterman（1979a, b）は，半無限媒質が垂直な断層で境されている場合（Fig. 22）を設定して電位 ϕ を求めている．特に Fitterman（1979a）で変数分離法を用いた(37)式の解法が具体的に記述されているので，参考にされたい．断層の走行は x 軸に平行で $y=0$ とし，それを挟んで

$y>0$ を領域 1，$y<0$ を領域 2 とする．また地表面の境界条件としで圧力 $P_{z=0}=0$ を与える．このような条件下で任意の点（x, y, z）における(37)式の解は以下に与えられる：

$$\phi_{1/2}\ (x, y, z)\ =\int_{-\infty}^{\infty} dx_0 \int_0^{\infty} dz_0\, G_{1/2}(x\,, y\,, z\,;\ x_0, 0\,, z_0)\, S(x_0, z_0). \tag{40}$$

ここで，$G_{1/2}$ は以下に与えられるグリーン関数（Green's function）である：

$$G_{1/2}(x\,, y\,, z\,; x_0, 0\,, z_0)=\frac{y}{2\pi(1+\sigma_{1/2}/\sigma_{2/1})}\left\{\left[(x-x_0)^2+y^2+(z-z_0)^2\right]^{-3/2}\right.$$
$$\left.+\left[(x-x_0)^2+y^2+(z+z_0)^2\right]^{-3/2}\right\}. \tag{41}$$

添字の上は $y>0$, 下は $y<0$ に対応している．

Fig. 22 のように垂直断層面内の $-l/2 \leq x_0 \leq l/2$ と $a \leq z_0 \leq b$ の矩形範囲内に一定の電流ソース（$S=S_0=(C_1-C_2)P_{1/2}$）が分布し，外側では $S=0$ であるようなモデルを想定する．またこのモデルで，$P_{1/2}>0$ は矩形範囲から流体の流出，$P_{1/2}<0$ は流入に対応している．そのような場合のトータル電位は以下のように求められる．

$$\phi_{1/2}(x\,, y\,, z\,)=\frac{S_0}{\pi(1+\sigma_{1/2}/\sigma_{2/1})}\left\{f\left(x\,, y\,, z\,;\ \frac{l}{2}\,, b\right)-f\left(x\,, y\,, z\,;\ \frac{l}{2}\,, a\right)\right.$$
$$\left.-f\left(x\,, y\,, z\,;-\frac{l}{2}\,, b\right)+f\left(x\,, y\,, z\,;-\frac{l}{2}\,, a\right)\right\}. \tag{42}$$

ここで，

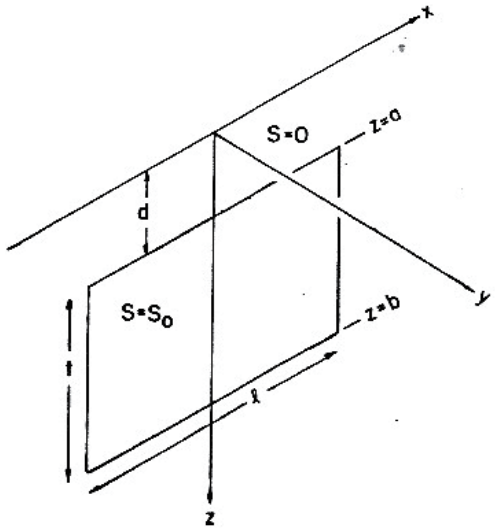

Fig. 22. Geometry of vertical rectangular fault model (patch model). Inside the region $-l/2 \leq x \leq l/2$, $a \leq z \leq b$, the product of excess or defficient pore pressure times the charge in electrokinetic potential coefficient is constant ($S=S_0=(C_1-C_2)P$). Over the rest of the fault plane, $S=0$. (after Fitterman, 1979)

$$f(x, y, z; \alpha, \beta) = \tan^{-1} \frac{(x+\alpha)(z+\beta)}{y\left\{(x+\alpha)^2+y^2+(z+\beta)^2\right\}^{1/2}} . \tag{43}$$

$\sigma_1 = \sigma_2$, $l=1$, $a=1$, $b=2$ と仮定したモデルについて，電流ソース S_0 で規格化された地表（$z=0$）での電位分布（ϕ/S_0）は Fig. 23 のように計算される．

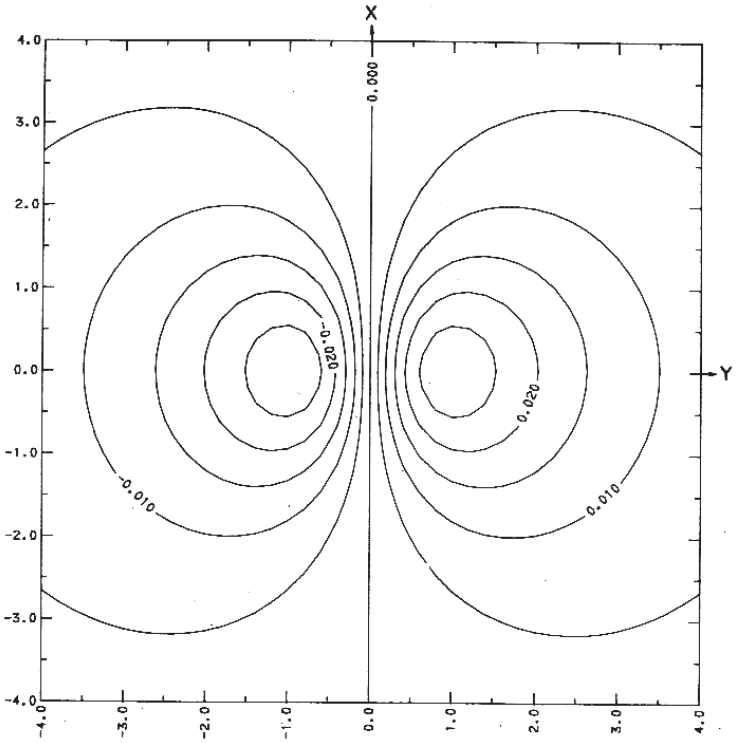

Fig. 23. Contour map of normalized surface self-potential（ϕ/S_0）for patch model with parameters $a=1$, $b=2$ and $l=1$. The conductivity is the same on both sides of the fault. The contour interval is 5 mV/V.（after Fitterman, 1979）

磁場異常：電流が広がりをもって定常的に流れているとき，(36)式から計算される電流密度分布 $\boldsymbol{J}_E$ を用いることによりビオ・サバールの法則から P' 点での磁場 $\boldsymbol{B}$(P') は P 点の電流密度を $\boldsymbol{J}_E$(P) として，

$$\boldsymbol{B}(\mathrm{P'}) = \nabla \times \iiint_V \frac{\mu J_E(P)}{4\pi r} dV \tag{44}$$

で計算される（付録 3: A3. 3 式）．ここで，μ は透磁率，r は PP' 間の距離である．本稿では磁場に関するこれ以上の解説は割愛するが，Fitterman（1979b）およびそのなかにある磁場の計算方法の一部誤りを訂正した Fitterman（1981）によって，具体的に展開されている．

傾いた断層：Murakami et al.（1984）とその一部訂正版 Murakami et al.（1987）および Murakami（1989）は，上記 Fitterman の議論をもとに，Fig. 24（左図）のようにより一般化した，傾いた断層に伴う流動電位場および磁場の解析的計算方法を提出している．右図はその断層面を電流ソースとして計算された SP 異常であるが，断層面の傾斜角 ϕ に大きく依存し，また断層を挟んでその符号が変わることを示している．Murakami et al.（1984）は，秋田県千屋断層における SP 測定結果を，透水性のよい傾いた断層から地下水が流出するモデルで説明することを試み，地下深部から断層周辺より数バール（1 bar = 10^5Pa）高い水圧の地下水が供給されていることを推定した．なお，計算された流動電位場に起因する磁場の計算を行ったところ，その値はせいぜい 0.2 nT 程度であり，断層周辺の磁気異常（～ 300 nT）を説明するに足りなかった．この磁気異常は，周辺の強い岩石磁気に由来するもので，地下水流動による界面動電効果によるものではないと結論している．

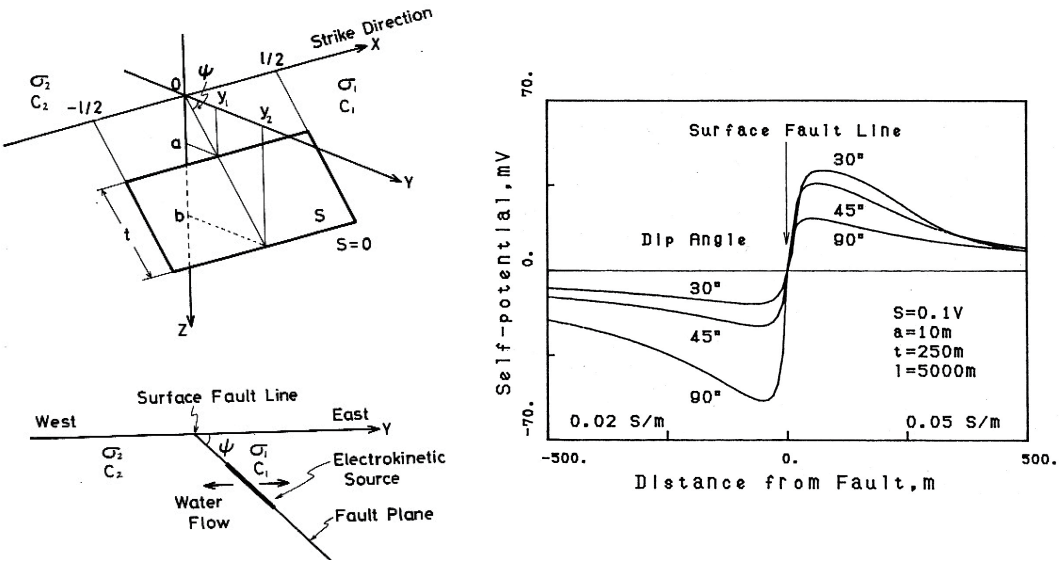

Fig. 24. Left diagram: Geometery of the electrikinetic source by inclined rectangular fault model (Murakami et al., 1984). Right diagram: Self-potential profile at $x=0$ on the surface, showing the effect of variations in the dip angle ϕ of the source (after Murakami et al., 1987).

2.6. 圧力伝搬にともなう自然電位場の時間変動

Pride（1994）は，電磁気学のマックスウエル方程式（Maxwell's equation）と，地下水や石油などの圧縮性流体で飽和した多孔質媒質中を伝搬する地震波のような弾性波の振る舞いを記述したビオの方程式（Biot, 1956a, b）をカップルさせ，堆積層のように電解質の液体を含んだ多孔質媒質に対する巨視的（macroscopic）な力学の支配方程式を確立した．ここで云う巨視的とは，加えられた力学的擾乱の波長が媒質の粒子のサイズよりはるかに長いと近似される状態をさ

している．力学的擾乱が波として媒質中を伝搬する時，わずかではあるが液相と固相の間に動きの差が生ずるので，この相対的動きは個体粒子の表面近くの電気二重層中のイオンを動かすことになる．つまり，この波動は電流源として働くことになる((6)式に対応)．また同時にこの電磁擾乱が伝搬する時，電場は二重層の電荷に働いて液体に圧力勾配を生じさせ液体を動かすことになる((7)式に対応)．かくして力学的擾乱と電磁気的擾乱がカップルして媒質内を伝搬してゆく．この議論はかなり難解なので本稿でのこれ以上の記述は割愛するが，地震活動，マグマ貫入などに伴う地下水の急速な気化膨張，マグマ自体の急激な発泡などに起因する水圧波の伝搬に伴って励起されるであろうSPの短周期時間変動の観測を通じて地震や火山のダイナミックスを理解する上で大変魅力的である．ただし，実際のフィールド研究で適応された例はほとんどなく，今後の重用な実践課題として残されている．

3. 熱電効果のモデル計算

3.1. 球状モデル

Corwin and Hoover（1979）は熱起電力によるSP発生のモデル計算も行った．流動起電力の場合と同じ球状モデル（Ⅵ章2.1; Fig. 17）で，上下層のカップリング係数を各々C_1，C_2，電気伝導度をσ^1，σ^2，球の温度が周辺より100℃，高いとすると，熱伝カップリング係数の差（C_{T1}-C_{T2}）を室内実験値の大きめの値1 mV/℃を仮定しても15 mV，現実的な値0.2 mV/℃とすると3 mV程度のごく小さい振幅のSP異常しか期待されない．ここで注意しなければならないのは，（C_{T1}-C_{T2}）の符号によってSP異常が正になったり負になったりすることである．また観測されたSP異常を熱起電力で定量的に解釈しようとする場合，野外現場のカップリング係数や現実の熱源の形態をどのように推定するかが大きな問題となってくる（Corwin and Hoover, 1979）．

3.2. 断層モデル

Fitterman and Corwin（1982）は，断層を挟んで熱電カップリング係数C_Tが異なり，断層に矩形の温度異常のある場の自然電位異常を考察している．これはⅥ章2.5で界面動電位を取り扱ったのと同様の手続きで，熱電カップリングに関する(13)，(14)式から，トータル電位を$\phi = \phi + C_T T$とし，支配方程式$\nabla^2 \phi = 0$を適切な境界条件のもとで解くものである．適応例をⅨ章2で示す．

Ⅶ. 火山活動にともなう自然電位

1. 火山の自然電位マッピング

火山におけるSP研究は後のⅨ章で述べる地熱探査との共通部分が多い．火山のSP分布は，単純なタイプ分けをするには複雑すぎる場合もあるが，大略以下のように分類される．多くの火山では正の異常が卓越する（例えば，ピトン・ドゥ・ラ・フルネーズ火山，有珠山，エトナ火山，キラウエア火山）．時として負の異常が卓越する場合がある（例えば，プレー火山，恵山）．また火山体を横切る測線で‘W’字型をしたSPプロファイルが得られる場合もしばしば見られる．（例

えば，三宅島，伊豆大島）．活発な火山活動をしているにも拘わらずまれにSP異常が見られない場合もある．（例えば，エトナ，恵山の噴気地帯）．

1.1. 正異常型

キラウエア火山：火山を意識した初期のSP研究はZablocki（1976）によって，ハワイのKilauea Volcanoで行われた．それによると，キラウエア火山では，1 km弱の距離にわたって最大1,300 mVに及ぶ正のSP異常が観測されており，位置的に噴気地帯や最近の噴火割れ目と一致している（Fig. 25）．その異常の特徴は，1974年7月14日の噴火以後4ヶ月程度で急速にSP異常の振幅が上昇し，その後時間とともに減衰しているにもかかわらず，空間波長がほとんど変わっていないように見えることである：すなわち，SPの源の実効的深さがほとんど変わっていないことを示唆している．双極電流シートソースモデルにもとずくcurve-matching法（Ⅵ章1. 1）によるモデル計算によると，SP異常のソースの上端は地下浅部に推定され，付近の地下水面（500 m深）と一致する．ただし，このソースモデルがSP異常のメカニズムを特定した訳ではないことに注意する必要がある．Zablocki（1976）は，地下深部の熱源付近から上昇してきた熱水が冷却するにつれて水平方向へ拡散する熱水対流運動による界面動電効果でSP異常が形成されたという定性的な推定を行っている（Ⅵ章2. 2およびFig. 18;19参照）．

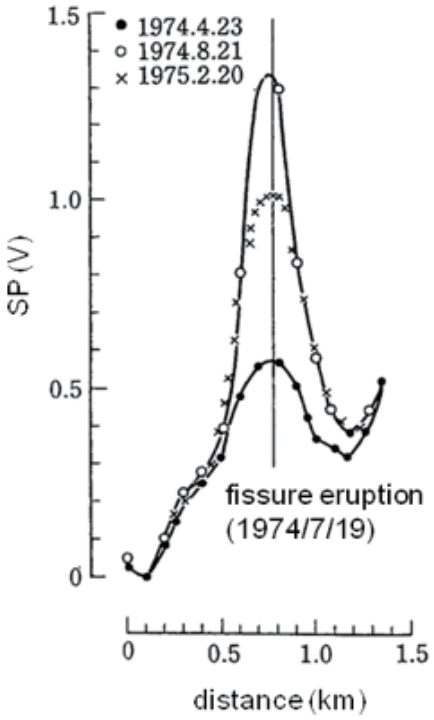

Fig. 25. A comparison of three SP profiles along the same traverse across an eruptive fissure of July 19, 1974 on Kilauea Volcano, showing the changes in the potential distribution with time. (after Zablocki, 1976)

最近，石戸（2011）はEKPポストプロセッサー（Ⅵ章2. 3およびIshido and Pritchett, 1999）を用いて，この正のSP異常の振幅および振幅の減衰率を定量的に説明する新しい解釈を提案している．それによると，まずマグマ貫入の初期段階で，マグマ起源の火山ガスが，酸性かつ電気伝導度の高い凝縮水を残して，周辺の多孔質母岩に拡散する．この高温の良導マグマと凝縮水の存在が正のSP異常の生成に重要な役割を果たしている．その後のSP異常の減衰は，マグマの温度低下に伴ってマグマの伝導度が低下すると同時に，凝縮水がマグマから離脱することによると理解される．このモデルで重要なことは，従来の解釈と異なり，マグマ周辺の熱水対流の上昇流に伴う携帯電流の寄与は少ないだろうと指摘されていることである．

有珠火山：1977年8月の石英安山岩質のマグマ噴火後，北海道有珠火山山頂火口原では高地温域を伴う多くの正断層が発達した（Fig. 26　左図）．最高噴気温度は1983年には約750℃，1993

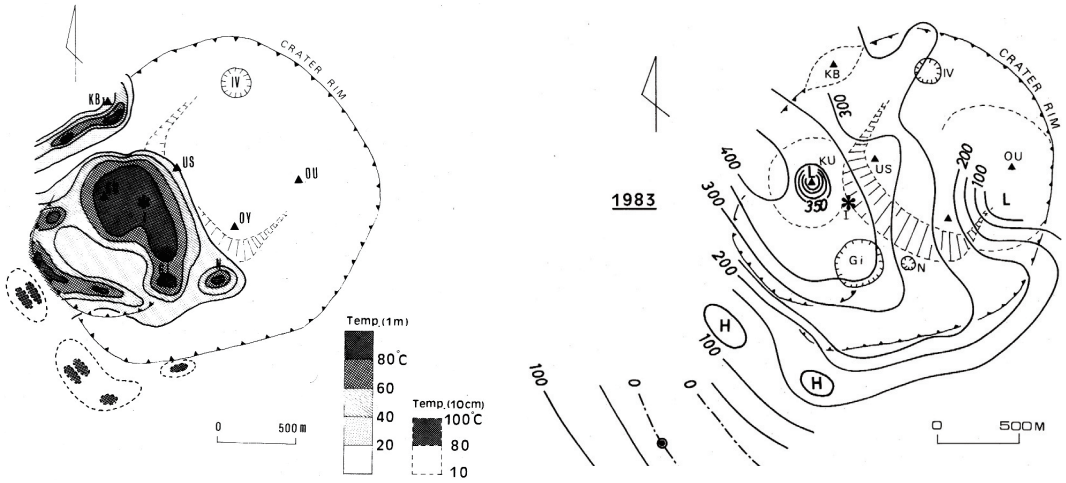

Fig. 26. Left diagram: Ground temperature distribution of Usu Volcano at a depth of 1 m (solid contours). Ground temperature at a depth of 10 cm is also shown by dashed contours. Oblique lines represent a fault cliff caused by doming activity to form Usu Shinzan cryptodome, US. Right diagram: Contour map of SP distribution over the surface of Usu Volcano. Contour interval is 50 mV. Dot-dashed contours represent the reference value, while solid contours represent the positive anomalies. (after Nishida and Tomiya, 1987)

年には約500℃であった．このような断層帯に，Fig. 26（右図）のような巾約2 km，振幅約400 mVの正のSP異常が観測されている（Nishida and Tomiya, 1987; Nishida et al., 1996）．1977年噴火以後，山頂火口原に高さ約180 mにのぼる潜在円頂丘が形成され，高粘性のマグマが火口原直下の浅部に貫入したことが示唆された．この貫入岩体の存在は，後にマグネトテルリック法による電磁探査で検証されている（Matsushima et al., 2001）．

Nishida and Tomiya（1987）はこのSP異常を以下のように解釈している：貫入したマグマはある深さより浅部では液体の水から相変化した過熱蒸気で包まれているはずである（Hardee, 1982）．さらにその周辺に分布する液体の地下水は過熱蒸気皮膜層との境界に静止水頭を形成し，蒸気が上方へ移動するとその境界に圧力勾配が生じる．そのため地下水が過熱蒸気皮膜層に流れ込んで過熱蒸気皮膜層を補うことにより熱水対流を起こし，貫入マグマを冷却する（Parmentier, 1979; Carrigan, 1986）．このような熱水対流の上昇に伴う界面電動効果によって断層上に正のSP異常が形成される，という解釈である．

Matsushima（2003）はⅠ章で述べた放熱量の経年変化を説明するため，EKPポストプロセッサーを用いて熱水対流系の数値シミュレーションを行い，貫入マグマやその周辺の透水係数分布の寄与の重要性を指摘している．ただしこの論文では，SP異常分布の解釈には触れていない．

その後，1977年噴火から約23年の休止期を挟んだ2000年に北西山麓で噴火が起こり，Saba et al.（2007）がこの噴火で新たに形成された潜在溶岩円頂丘周辺でSPの時間変化を測定して地熱系の発達過程を議論した．さらに長谷ら（2009）はそれに加えて全山規模の詳細なSP測定を行い，その結果を説明するためMatsushima（2003）が推定した透水係数値を参考にしながら

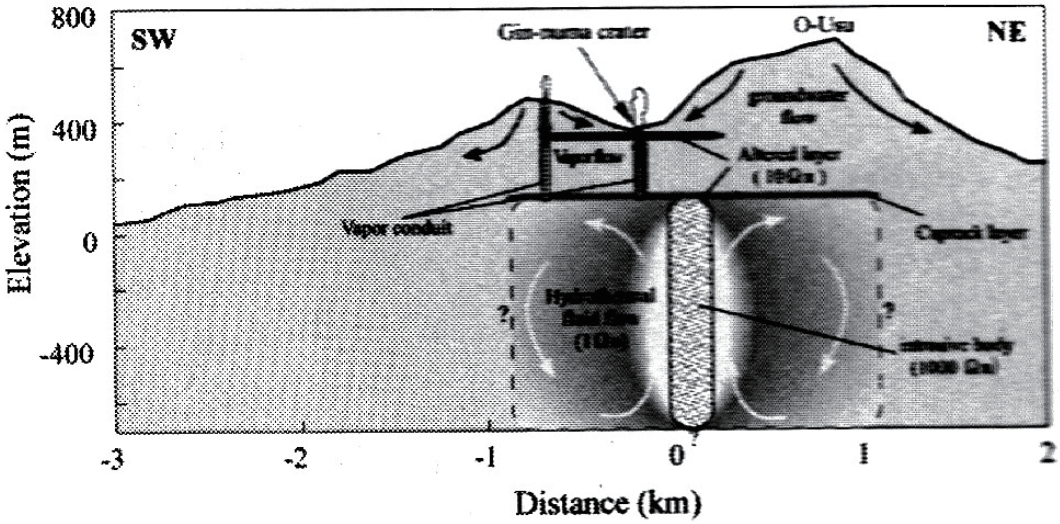

Fig. 27. A schematic image of hydrothermal system beneath Usu Volcano. (after Hase et al., 2009)

EKP ポストプロセッサーを用いて解析した．それによると，1977 年噴火時の高温貫入マグマに駆動された熱水流動に伴う流動電位のみでは SP 異常の振幅を説明するのは困難であり，垂直に火口原浅部まで伸びる電気伝導度の高いチャンネルと熱水対流系の効果を併せることで無理なく解釈できるとの結論を得た．この高伝導度チャンネルの実体は，高温の噴気流体の周辺に形成された粘度化した変質体であろうと推定している（Fig. 27）．

ピトン・ドゥ・ラ・フルネーズ火山：インド洋西部のフランス海外県，レユニオン島の Piton de la Fouenaise Volcano は世界で最も活動的な玄武岩質火山の一つである．カルデラを馬蹄形に北東－南東に横切る主断層に沿って，最大 1,000 mV にのぼる正の SP 異常が測定されている．この主異常に重なって，主断層上の直径約 4 km の火口丘にも大きい振幅の正の SP 異常が分布している（Michel and Zlotnicki, 1998）．

Michel and Zlotnicki（1998）や Adler et al.（1999）は，これらの異常の原因は以下のようであると解釈している：年間 6 m 以上の降水のかなりの部分が地下に浸透する．この下降流は次第に浅部のマグマ溜まりや最近の貫入岩体によって熱せられ，浮力を得て再び透水性の高い主断層や火口沿いに上昇すると考えられる．このような大スケールの熱水対流の上昇部で，界面動電効果により大振幅の正の SP 異常が形成される，と云う解釈である．

1.2. 負異常型

プレー火山：西インド諸島フランス海外県，マルチニーク島の Mt. Pelée Volcano の SP は典型的な負異常型を示す（Fig. 28）（Zlotnicki et al., 1998）．山頂付近には約 −1,700 mV の負の異常が分布し，明らかに SP 異常値と地形高度の間に負の相関が見られる（地形効果）．

山頂付近に降った雨水の一部は地下に浸透し，重力流として正の電荷を運びながら山体を下降

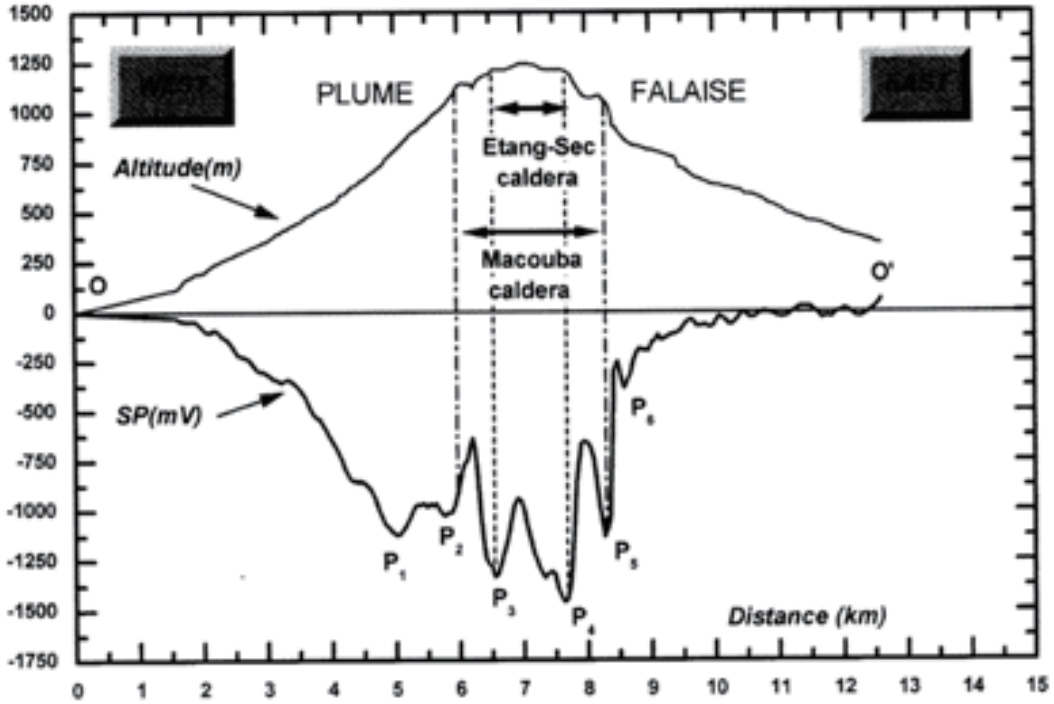

Fig. 28. W–E SP profile across Mt. Pelée, Martinique Island: SP values and topography vs. distance. (after Zlotnicki et al., 1998)

する．その結果，Ⅵ章 2.4 で述べたように正と負の電荷が各々山麓と山頂に分布して，SP と高度の間に負の相関をもたらしたのであろう．この地形効果は西側斜面に顕著に現れ，0 ～ 5 km 付近の間で −1.83 mV/m の地形効果となり，P_1 の地点で −1,120 mV もの負の SP 異常値となっている．東側斜面でも −0.44 mV/m のスムースな地形効果が山麓付近で見られるが，山頂よりやや離れた場所で消失している．一方山頂付近 5.8 ～ 8.3 km の間の，振幅の大きい 500 m 程度の短波長の異常は恐らく地質の違い，カルデラ壁，断層，埋もれた構造不連続，古カルデラ壁の存在などの地下構造に由来しているものと考えられている．

以上のことから，現在のプレー火山では，山体規模の優勢な熱水上昇流は存在しないと推定される．

恵山火山：約 −400 mV の負の SP 異常が北海道の恵山火山の山腹を囲む鉢巻き状の狭いゾーンに分布している（Nishida et al., 1996）．この異常は安山岩質の外輪山溶岩の分布域と位置的に一致する（Fig. 29 の ASL）．外輪山溶岩は高比抵抗（数千 Ωm）かつ割れ目が発達して透水性に富むと考えられている．石戸によるモデル計算（Ⅵ章 2.2）にもとづいて，Nishida et al.（1996）は降水が透水性に富んだ外輪山溶岩に下降流となって地下に浸透することにより，負異常が形成されると解釈した．また，その外輪山溶岩が高比抵抗であるため，負異常が増幅されたのであろうとも推論している．

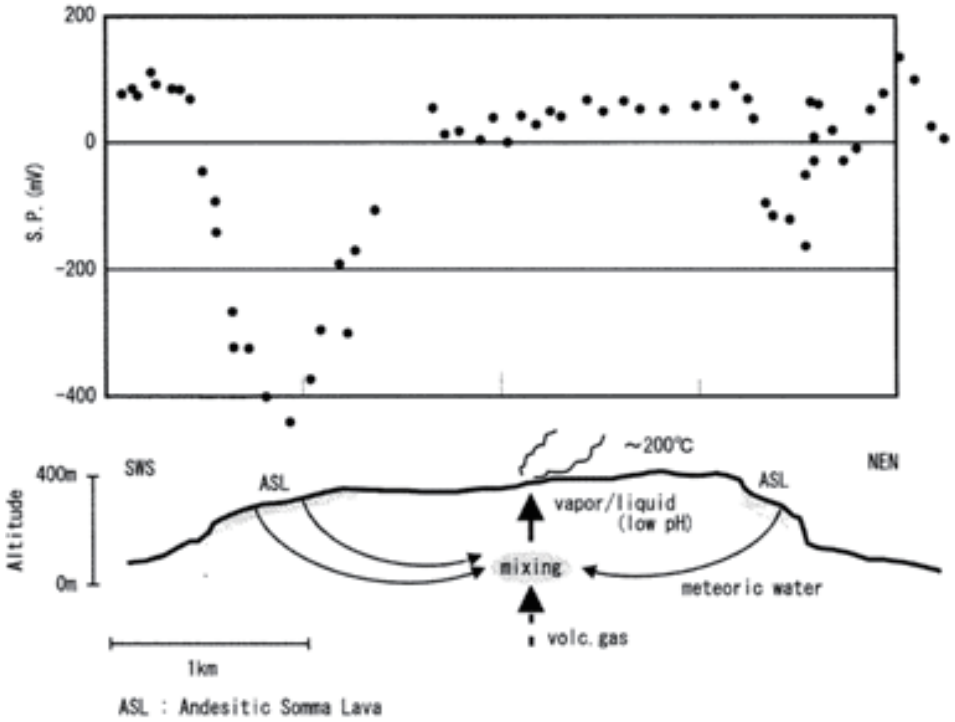

Fig. 29. Upper diagram: SP profile across Esan Volcano, Hokkaido, Japan. The negative SP anomalies on the frank regions correlate with the resistive somma lava (ASL) in position, while no remarkable SP anomaly is observed on the summit crater despite the high temperature fumarolic activity. Lower diagram: A schematic hydrothermal model to interpret the observed anomalies. (after Nishida et al., 1996)

1.3. ‘W’字異常型

しばしば火山において‘W’型のSP異常が観測される．すなわち山麓から山頂に向かって高度が上がるにつれSP値が数100 mV減少するが，山頂火口に近づくにつれ，途中からあるレベルまで急激に上昇に転ずる．その結果，一方の山麓から山頂火口を経て反対側の山麓までサーヴェイを行うと，‘W’字の型をしたSPプロファイルが観測される（例えば，伊豆大島；三宅島；阿蘇（Hase et al., 2005））．この‘W’型異常は従来，Fig. 30に見るように，地形効果による負異常と山頂火口下の熱起電力効果または熱水上昇による界面動電効果による正異常の重ね合わせで概念的に説明されてきた（Zlotnicki et al., 1998）．

伊豆大島火山：伊豆大島は伊豆諸島に位置する代表的な活動的火山島の一つである．この火山で，Ishido et al.（1997）の測定により‘W’型のSPプロファイルが得られた．このような‘W’型のSP異常を説明するため，Ishido（2004）はEKPポストプロセッサー（Ⅵ章2. 3とIshido and Pritchett, 1999参照）を用い，新しい界面動電メカニズムを提唱している．マグマの熱による熱水対流をシミュレートすると，地下熱水の上昇流には島の地下に浸透した海水の混合が見られる．しかし，例え上昇流があっても，海水混じりのプルームの場合ζ－電位が比較的小さいので上昇

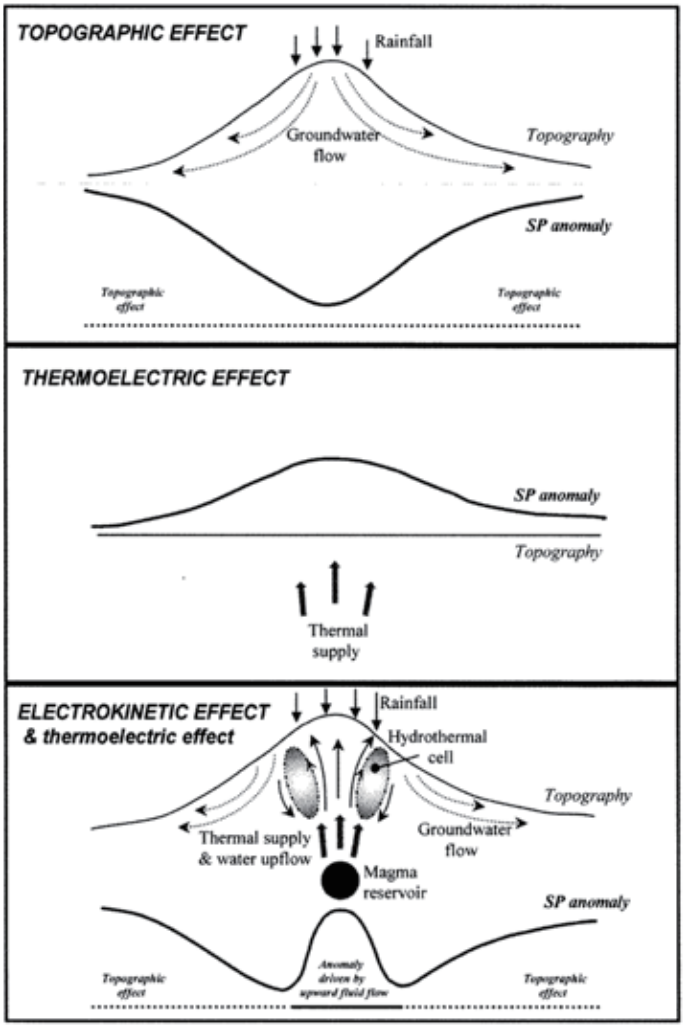

Fig. 30. Sketch of the typical pattern of SP anomalies on volcanoes. Top diagram: Topographic effect; Middle diagram: Thermo-electric and/or electrokinetic effect; Bottom diagram: 'W'-shaped anomaly associated with electrokinetic and/or thermoelectric and topographic effects. (after Zlotnicki et al., 1998)

流による携帯電流の寄与は少なく，従来の解釈にもとづいた山頂火口付近の正異常を説明するに十分な振幅は計算されなかった．その代わり，イオン化した地下水や溶融マグマのような低比抵抗物質が，火口の下に浅部から深部までつながっているような地下構造があれば，山体下部の高電位を持ち上げる効果が働き，SP 値の増加に寄与することが示された．

熱水の上昇流に伴う携帯電流の寄与により火口付近の正異常を説明してきた従来の考え方が，必ずしも成り立たない場合があることを示したこのシミュレーション結果ははなはだショッキングであるが，Ishido（2004）の Discussion の章にあるように，例えば対流する流体の塩分濃度が低い場合などでは携帯電流の寄与を排除するものではなく，従来の Fig. 30 に見るような解釈が

有効である．いずれにしても，(8)式の界面動電カップリング係数 $\nabla\phi/\nabla P = \varepsilon\zeta/\sigma\eta$ が SP の振幅を左右するので，係数に含まれる ζ-電位や電気伝導度などの現位置の分布を知ることが，SP の測定結果の定量的解釈をする上で大切となる．

三宅島火山：三宅島も伊豆諸島に属する活動的な火山島である．Fig. 31 の北東(A)－南西(B)測線に示されるように，三宅島火山は典型的な‘W’型 SP 異常を示し，それが少なくとも 1991 年～1996 年の 5 年にわたって持続していることがわかる（Nishida et al., 1996; Sasai et al., 1997）．高度約 450 m 以下では地形効果が明瞭に認められ，線形最小二乗近似から −1.07 mV/m の地形効果となる．この数値を用いて観測された SP 異常から地形効果を取り除くと，Fig. 31 の赤色で示される約 800 mV にのぼる正異常が主たる異常として山頂域に分布する．一方，青色で示すように，北東および南西山麓には各々約 -250 mV と −100 mV の負異常が分布しているのも特徴的である．

Sasai et al.（1997）および Zlotnicki and Nishida（2003）による解釈は以下のとおりである：2 箇所の負異常は 1763 年および 1874 年の割れ目噴火により形成された小火口群と位置的に一致している．三宅島は年間 3 m 以上の多雨地域であり，その降水は特に透水性のよい割れ目や小火口を通して地下に浸透する際，Fig. 18(b)に示されるように，地表に負の異常を作るであろう．また浸透地下水は火口深部のマグマに由来する高温ガスに熱せられ，浮力を得て強い上昇流となり，

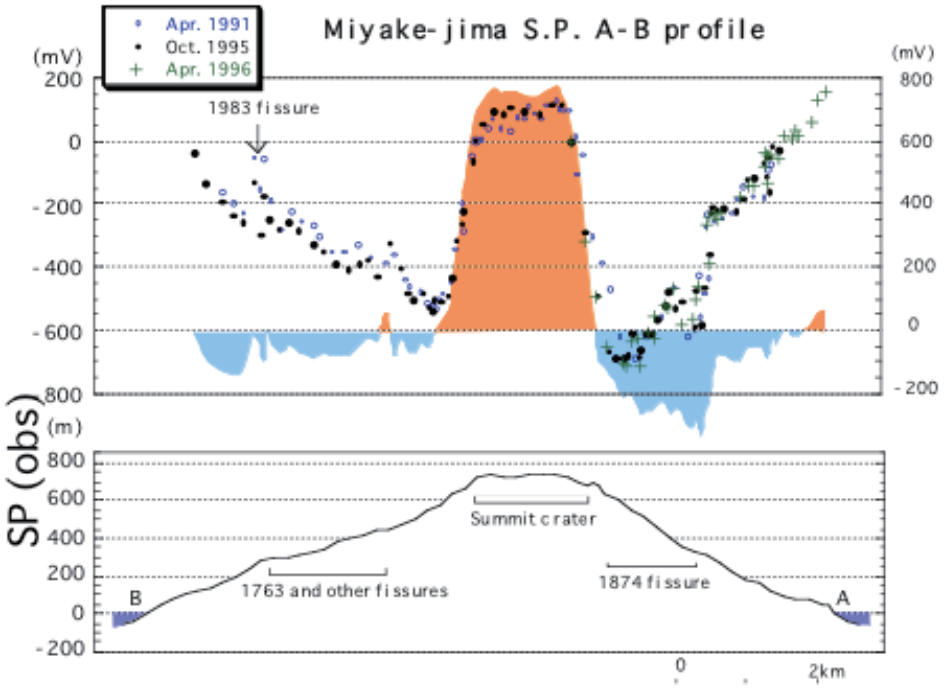

Fig. 31. SP profiles along A-B (NE-SW) line measured in 1991 (hollow circles), 1995 (solid circles) and 1996 (crosses) on Miyake-jima Volcano (left side scale). The values are represented as relative ones to a reference point (double circle). The colored part shows SP values corrected for the mean topographic effect (right side scale). Topography and horizontal scale are also shown. (after Sasai et al., 1997)

その結果，携帯電流による正のSP異常を地表に作ると思われる．マグネトテルリック探査では，火口原直下約300 mの深さに低比抵抗層の存在が認められるので，上昇流が低比抵抗の熱水貯留層として滞留し，火口原の噴気地から大気へ放熱していると推察される．一方，1983年噴火に伴って有意義な全磁力変化が観測されたが，貫入マグマの冷却による急激な磁化獲得以外には説明し難いので，このような熱水対流による有効な冷却システムとは整合的である．

しかしながら三宅島は伊豆大島と同様に海に囲まれた火山島であり，島内に周辺の海水が浸透している可能性がある．従って，火口付近で観測される振幅の大きい正のSP異常はここで説明したような熱水対流の上昇による携帯電流のみの寄与によるものか，伊豆大島について前述したように火口下の低比抵抗物質の存在によるものか，慎重に検討する必要がある．

＜追記＞三宅島火山は1983年噴火以来17年間の活動休止期を挟んで2000年に大規模な噴火を起こした．その噴火の最大のイベントは7月8日に起きた山頂火口原全域の崩壊陥没であり，深さ500 m以上，直径約1.6 kmで急峻な崖に囲まれたカルデラが形成された．このため，従来想定してきた地下熱水対流系が，破壊されてしまった可能性がある．そのことの検証も含めて，上嶋ら（2012）は三宅島で1997年から2000年の間，海岸線近くの点を基準とし，‘W’型異常の極小値をとる標高500 m付近の点（Fig. 31の南西側測線）との間の電位連続測定を行ってきた．それによると，2000年6月末の初めてのマグマ貫入，7月8日のカルデラ形成，それ以後の数回の山頂噴火でも大きな変化はなかったが，8月18日の大噴火の時に約2時間で極小値が150 mV上昇し，その後観測が途絶えた9月までその電位は維持されていた．

この電位変化の確からしさを検証するため，2001年8月，2005年3月，および2011年9月に山体南部測線，2005年3月および2005年12月に山体北部測線でSPマッピングを行った．その結果Fig. 31に見られる南西側と北東側の電位の極小値がともに上昇していることが認められ，上記連続測定の変化が実証されると同時に，現在に至ってもそのSP変化が継続していることが明らかになった．これは大局的な熱水対流系の変化か比抵抗構造の変化が，噴火後10年あまり経っても継続していることを示唆している（Uyeshima et al., 準備中）．

1.4. 無異常型

恵山火山：Fig. 29に見るように，山頂火口原の噴気温度が200℃に達しているにもかかわらず顕著なSP異常は観測されない．山麓に点在する温泉水はpH値7.2～8.4と弱アルカリ性を示すのに対し，山頂の噴気孔から流出する地下水はpH値1.7と強い酸性を示している．Fig. 13に見るように，pH値が低いほどζ－電位の絶対値が小さくなるので，界面動電カップリング係数も小さくなる．このことは，もし恵山の火口原下で熱水対流があったとしても，SP異常が発生しないことを意味している．

これらの事実をもとにしてNishida et al.（1996）は恵山火山のSP異常について以下のような定性的解釈を与えている：降水は負のSP異常を形成しながら選択的に透水性の高い外輪山溶岩に浸透する（Ⅶ章1.2）．浸透した水は深部からの高温ガスに出会い，化学反応をして低pHの地下水となる．温められた地下水は浮力を得て上昇するが，低ζ-電位の故に火口原にはSP異常が生じない．

エトナ火山：イタリア・シシリー島の Etna Volcano では，1949，1971 そして 1978 年に噴火した割れ目では 300 mV もの正の SP 異常が観測されているのに，隣り合った 1971 年西側割れ目では有意義な SP 異常は検出されていない（Massenet and Pham, 1985）．著者はテルリック・テルリック法による電磁探査結果が高比抵抗を示すことから，この場所は深い割れ目とつながっておらず，おそらく緻密な層またはすでに塞がってしまった割れ目の上に位置しているため熱水の上昇が妨げられていて SP 異常が認められないのであろう，と説明している．

2. 火山活動と自然電位の時間変化

火山や地熱地帯の熱水対流系を理解するために多くの SP 場の空間的マッピングがなされてきたが，近年 SP の時間的・空間的変化の測定を通じて火山活動のプロセスを把握する試みがなされている．

2.1. 連続／繰り返し測定

雲仙火山：九州雲仙普賢岳は 1792 年の噴火以後約 200 年の休止期を経て，1990 年～ 1995 年に山頂に溶岩ドーム（平成新山）が形成されると同時に，その崩落で火砕流が発生（メラピ型火砕流）するなど，大規模な火山活動を起こした．溶岩ドーム出現の約 2 ヶ月前の 1991 年 3 月からは，この火山活動の推移，特に熱水対流の消長をモニターする目的で SP の連続／繰り返し測定が行われた（Hashimoto and Tanaka, 1995; Hashimoto, 1997; 橋本 , 2005）．Fig. 32 が出現ドームの約 700 m 南西で観測された SP の時間変化を示している．それを見ると，ドーム形成初期には山頂側（ドーム側）の電位が急速に上昇するが，溶岩ドームが地表に頭を出した後の数年間は電位上昇率が鈍化している．さらに 1997 年以後になるとむしろ電位の減衰が見てとれる．これらの変化はマグマ貫入による地下の熱水対流系の発達と衰退のプロセスをそのまま反映したものと解釈され，火山からの放熱過程を知る上で重要な情報を与えている．

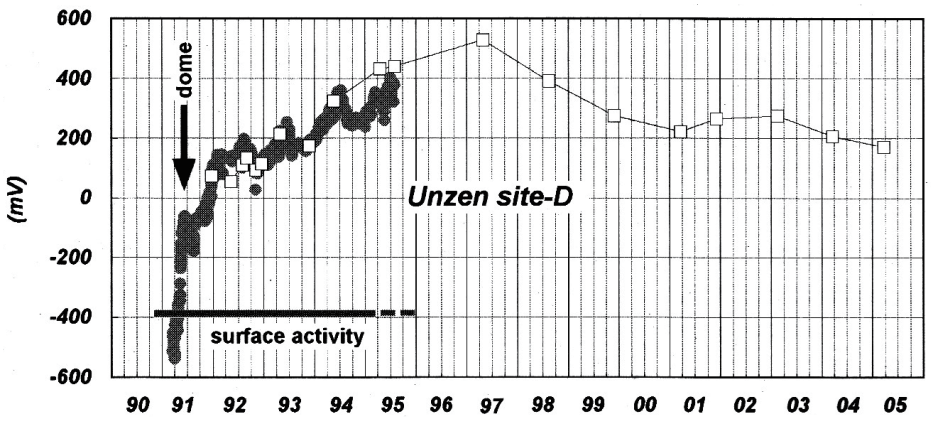

Fig. 32. A long-term SP change observed at 700 m southwest of a newly formed lava dome, Unzen Volcano, Kyushu, Japan. Solid circles and open rectangles indicate daily average based on continuous monitoring data and measurements of repeated surveys at fixed pegs, respectively. (after Hashimoto, 2005)

マグマが浅部に上昇してきた段階では，その熱のため急速に地下の熱水対流系を発達させるが，マグマが地表に頭を出した段階に至ると大量の熱が直接大気へ放出されるため対流の発達が鈍化し，その後マグマの冷却につれて対流が次第におさえられたと解釈される．

スフリエール火山：西インド諸島フランス海外県，グアダループ島の Soufrière Volcano は強力な水蒸気爆発をたびたび起こす安山岩質火山である．この火山は普段から熱水活動が活発であり，活動休止期間には強い粘度化作用のためが割れ目が塞がれる．Zlotnicki et al.（1994）は 1987 年と 1992 年に SP の繰り返しマッピングを行い，またその後の 1994 年と 2000 年の測定を結果を加えて Zlotnicki and Nishida（2003）は溶岩ドーム側面に分布する正の SP 異常域がゆっくりと拡大すると同時に，ドームを切るように分布する断列上の局所的異常は消失していると報告した．これらの結果は山頂火口表面の濃密な噴気活動の活発化と関連づけて議論されている．

2.2. 短周期（ULF 帯）変動

ピトン・ドゥ・ラ・フルネーズ火山：Zlotnicki et al.（2001）は，インド洋西のピトン・ドゥ・ラ・フルネーズ火山に複数の自動測定器を展開し，従来よりはるかに短い 20 秒の測定間隔で同時観測を行って，火山活動に伴う SP 信号の発生を検知した．それは火山から 9 km 以内の地点で噴火の数日前から超低周波帯（ULF-ultra low frequency- band）に振幅数 10 mV/km の SP 変動として観測されたものである．測点間では時に数 10 秒の位相差が見られ，その変動は噴火地点に向かって順次進行していった．この観測結果は，既存の割れ目に流入した流体圧が増加してある一定の臨界値を超えた時，割れ目が開き，割れ目沿いにそれが伝搬してゆくことにより出現したものと解釈される．このSP変動は割れ目開口伝搬が停止するまで持続すると思われる（Dobrovolsky et al., 1989）．

割れ目開口に先立つ数時間の間，数 100 mV/km にのぼる SP 変化がマグマ移動の経路の上で観測された．幾つかの測点で観測された電場の主方向をもとに，三角測量法によって SP 変化のソースの位置を推定したところ，ソースの時間経過が 1998 年 3 月 9 日 15 時 35 分（現地時間）に起った山頂北部の噴火割れ目の開口の進行過程や地震活動の時間経過と極めてよい相関があることが判明した．これらの結果は，同時多点での SP の時間連続観測が，マグマの移動経路や噴火地点の推定に大いに役立つことをを示している．

Ⅷ. 地震活動にともなう自然電位変化

1. 地震活動にともなう自然電位変化の報告例

1.1. 古典的報告

1871 年にカナダのニューファンドランド島付近に発生した地震にともない，アメリカーイギリス間の通信線に強い地電流の変化が見られたという報告がなされて以来，西インド諸島のマルチニーク島，イタリアのシチリア島などで同様な例が幾つか報告されている．しかし地電流は磁気嵐など地球外に原因を持つ地磁気変化による誘導電流，雷や降雨の持つ電荷，人工電流の混入，

接触抵抗の変化などによる電極の不安定性などによっても変動する．この時代の地球電磁気学的な現象の理解はまだまだ不十分であったので，現在では偶然に地震発生と一致して起ったものと考えるのが適切であろう．

日本でも 1923 年関東大震災の際，仙台で昼間時に 1 ～ 3 時間毎に地電位変化を測定していたところ，地震発生の数時間前から変化し始め，地震発生とともに数 10 mV も大きく変わり，しばらくの間大きく乱れていたと報告されている．同じような変化は他の地震でも報告されているが，変化の無い地震もある．また変化のある場合でも出現の時刻や形態が一定しなかったり，観測場所と震源の間の距離が離れすぎていたりして，非常にとらえ難い性質を持ったものと研究者の頭を悩ませていた．このような地電流の変化の原因として，地震に伴った地殻の歪みの変化が各地点の電解物質の拡散を起し，その分布や含有量に従ってイオン濃度の変化を起して電位差を生じさせているという考えも提案されている．地震に伴って発光現象があることは洋の東西で昔から指摘されており，近年になってからも例えば 1965–1967 年長野県松代群発地震の際にも確認されている．その発光現象について寺田寅彦は，地震発生時の圧力変化に伴って地殻内に水の運動が生じ，それによる毛管電気現象が原因と成り得るという先駆的な考えを提出している（Terada, 1931）．

その後，地震活動などの地殻活動に起因するシグナルを抽出するために，差電位差法と云われる測定方法などの工夫がされるようになった．すなわち，長（km オーダー），短（100 m 程度）2 本の平行した測線で同時測定を行い，これら 2 本の測線のそれぞれの電極間に現れる地電位差に一定の比例定数を掛け合わせてその差をとれば，磁気嵐など空間波長の長い地球外部磁場変動に誘導された電場を近似的に取り除いた値となり，比較的近傍で発現した電位異常を抽出することが出来るという訳である．とはいえ，それだけでは電極付近の降雨の影響や人工ノイズが除去でき地震などの地殻活動に関連したシグナルのみを抽出できる訳ではないので，気象データや電極周辺の環境変化を注意深くチェックする必要がある．

以上この項で述べた事柄は畠山（1940）や力武・山崎（1980）にもとづいている．

1.2. 近年の報告

20 世紀後半，特に 1960 年代以降，電磁気現象による地震予知にたいする期待から日本，アメリカ，ロシア / 旧ソ連邦，中国などで地震と自然電位の関連に関する報告が多くなされるようになった．以下にその例を幾つか示す．

日本では長野県松代群発地震のうち，1965 年 11 月 23 日の地震（マグニチュード M＝5.0）で，Fig. 33 に見るような地震発生時（co-seismic）に変化が観測された（Rikitake et al., 1966）．また柳原・横内（1967）は茨城県沖で 1962 ～ 1966 年間で発生した M ≧ 5.0 の 9 回の地震のうち，降雨の影響と見なされる場合を除いて 6 回は地震に関連したものと報告している．さらに 1977 ～ 1978 年有珠火山噴火の期間中に数多く発生した有感地震では，火口原で Fig. 34 に示されるように地震時に変化が観測された（西田・島村，1978）．このようなシグナルは，平行した炭素棒電極どうしの測線と硫酸銅電極どうしの測線で同じように見られた．

地震動による電極の接触電位変化を疑って，人工的に激しい衝撃を電極に加えたが，十分な振幅をもつ変化はみられなかった．また電極をつなぐ長さ l の電線が地球磁場（$\boldsymbol{B}$）を横切って速度 $\boldsymbol{v}$ で震動するために生ずる電位発生（$= \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \times l$）を疑って，速度型地震記録の振幅を $\boldsymbol{v}$ として計算したところ，計算値は地電位観測値より 1 けた以上小さく，無視できることがわかった．従ってこのシグナルは地震に伴って発生したものと見なされた．界面動電効果がその原因の候補とされているが，まだ確定した事は云えない．さらに，1984 年中国地方山崎断層直下で，震央距離 3.2 km，深さ 17 km の場所で発生した M5.5 の地震に際しては，Fig. 35 のように地震発生に先行した地電位変化が観測されており，これも地下応力状態の前兆的変化に伴って地下水が移動したことによる界面動電効果によると解釈されている（Miyakoshi, 1986）．

アメリカ，カリフォルニア州サンアンドレアス断層で 1974 年に発生した Thanksgiving Day 地震（M＝5.2）地震に先行した地電位の変化も顕著な例である．測定は震央から 37 km 離れた場所で行われており，地震に先行する 55 日前から異常が現れ始め，100 m 当たりにして 10 数 mV の変化となった（Corwin and Morrison, 1977）．ロシア / 旧ソ連邦での例として，1972 年にカム

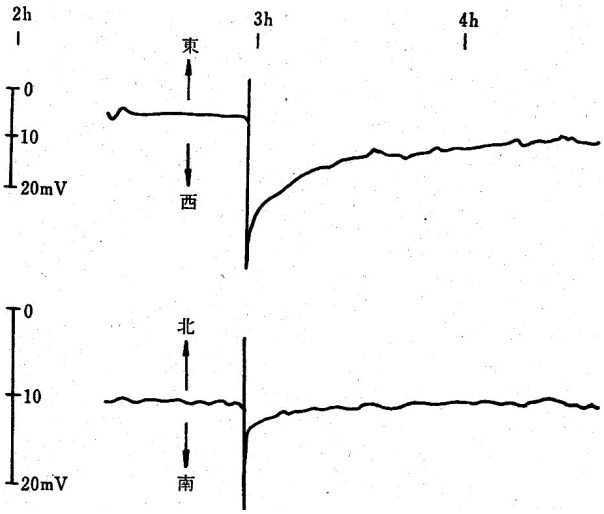

Fig. 33. Co-seismic SP signal during the Matsushiro earthquake swarm in 1965. Upper diagram: E-W component, Lower diagram: N-S component. (after Rikitake et al., 1966)

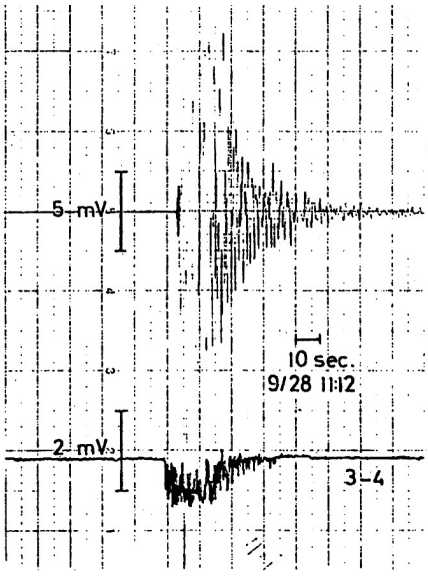

Fig. 34. Co-seismic SP signal on the foot of Usu Volcano. Upper diagram: Seismic record observed by a velocity type seismometer; Lower diagram: SP signal. (after Nishida and Shimamura, 1978)

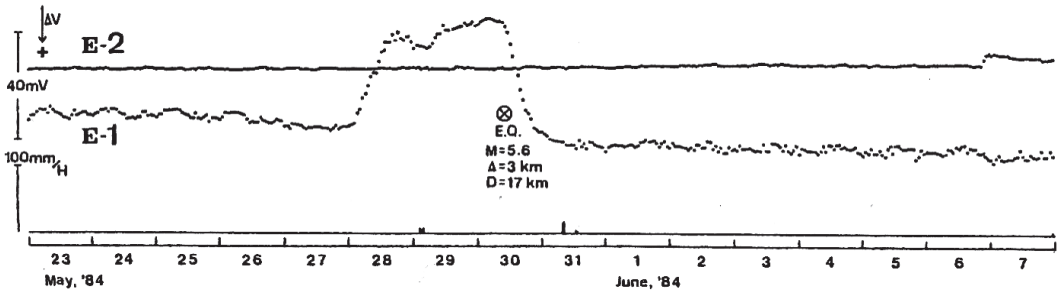

Fig. 35. Remarkable variation of the SP field was observed along the E1 component prior to the M5.5 earthquake which occurred at an epicentral distance of 3 km and at a depth of 17 km, almost directly beneath the observation station in the Yamasaki fault. On the other hand, E2 component shows little or no variation. E1 component: almost NW-SE direction and the dipole length is 34.4 m; E2 component: the same direction as E1 component and the dipole length is 23 m. (after Miyakoshi, 1986)

チャツカ半島で発生したM=6.0の地震の際，震央から約250 km離れた観測点で地震の1週間前から異常が現れ始め，100 m当たりにして数mVの変化を記録したという報告がある．(Sobolev, 1975)．中国でも1974年5月雲南省の地震（M=7.1)，1975年2月海城地震（M=7.3)，その他の地震に関連した自然電位異常の報告がある．それらについては乗富（1978）を参照されたい．

近年になって，出来るだけ外部要因によるノイズを避ける測定方法の採用や，分極作用を防止する工夫をした電極や簡便かつ安定した連続測定記録装置の開発などを通じて，次第に信頼性のある自然電位測定が出来るようになってきた．しかし，地震と自然電位の関係を確信をもって主張できる事例はそれほど多くはなく，上記の幾つかの例のなかにも地震と自然電位異常が偶然タイミングが合致しただけの場合もありそうである．さらに幾つかの例で示された原因の解釈（例えば界面動電効果）も実証されたものではなく，研究課題として残されている．今後，自然電位と他の物理量との並行観測，高圧破壊実験，数理モデルの構築などを通じてこれらの問題を解決してゆかなければならない．

2. 松代地震における地磁気変化と地電流

地震と地電流の関係のうち，定量的にそのプロセスが比較的よく議論されたのは松代群発地震の場合であろう．そこで，やや詳しくその研究の流れを追うことにしよう．Fig. 36は松代群発地震域の地図であるが，ハッチした部分は大量の地下水が溢れ出た割れ目帯，実線と破線の曲線は各々1966年7月までと1966年8月から12月までの地震活動領域を示している．また磁気観測点MとHを黒の逆三角で示している．Fig. 37は上からプロトン磁力計によるHおよびM点での5日平均した全磁力変化（γ，ガンマ，はcgs単位系での磁束密度を表す．基本的にはMKSA単位系であるSI単位系（System of International）では1 nT（ナノテスラ）が1 γに対応)，毎分の湧水量（l：リットル）および5日毎の有感地震の数を表している．全磁力変化，特に割れ目帯に近いM点では約7 nTもの有意義な変化が認められる．Stuart and Johnston（1975）

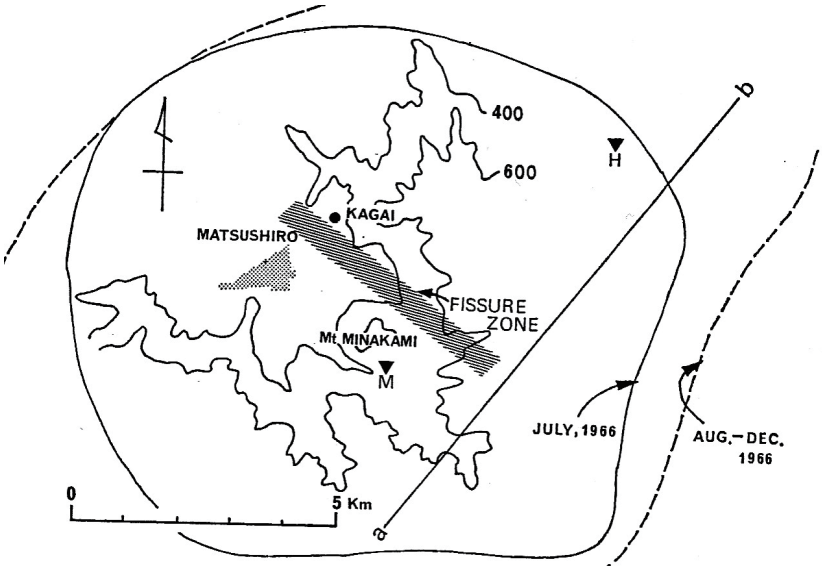

Fig. 36. Locations of the two magnetic stations (M and H) and Kagai spring. The hatched zone indicates the fissure zone where a vast amount of water outflowed. Distribution of seismic activity is also shown for two periods (thin line curve, up to July, 1966; dashed curve, from August to December, 1966). (after Mizutani and Ishido, 1976)

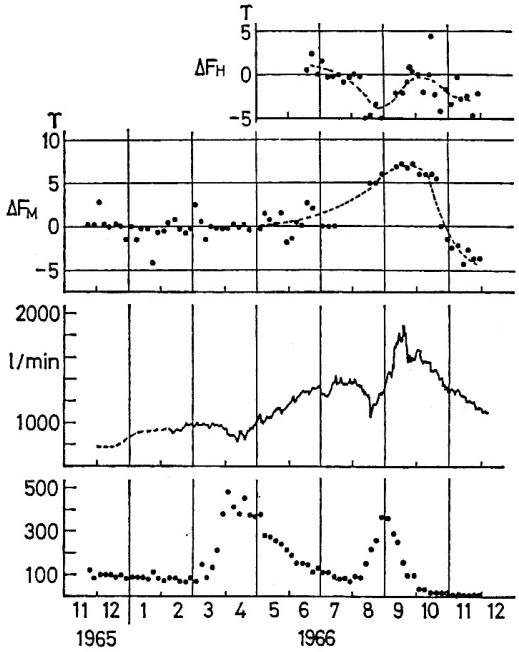

Fig. 37. Observed temporal variations of local magnetic anomaly (nT) at H station and at M station, water outflow (*l*/min.) at Kagai spring, and seismicity. The magnetic data are five day means. Seismicity is represented by the number of felt earthquakes per five days. (after Mizutani and Ishido, 1976)

はこの群発地震がマグマの貫入に伴うものと考え，全磁力変化はそれによる圧磁気効果の結果であると解釈した．しかし，図中にみる地震活動の1966年3月～5月の始めのピーク時には全磁力変化は見られず，また2番目の地震活動ピーク時より全磁力変化のピークは約1ケ月遅れている．さらに，観測された全磁力変化を地殻の圧磁気効果で説明するには，10^8 Paにものぼる信じられない程大きい圧力変化が必要になるが，実際の地震観測から推定される圧力変化は高々10^5～10^6 Pa程度であることなどからMizutani and Ishido（1976）はマグマ貫入による圧磁気効果説を否定した．一方Mizutani et al.（1976）はすでに界面動電流のよって有意な磁場変化が生じうることを議論していたので，Mizutani and Ishido（1976）はそれにもとづく解釈を試みた．

Mizutani and Ishido（1976）はFig. 37に見るように，地下水流出量変化が全磁力変化とよく相関していることに着目し，全磁力変化が地下水流動に伴う界面動電流がつくる磁場で説明可能かどうかを検討した．まず観測された地殻変動，重力，地下水の湧きだしのデータから，地下水の拡散は震源域で起っていると推定される．Fig. 38はFig. 36のa-b断面における地下水流動を模式的に表したものであり，ハッチした割れ目帯を通って上昇した水が水平方向へ移動する様子を矢印で示している．細い実線および破線で囲まれた震源分布（地下水の拡散域）は南西側と比べて北東側でやや弱いが，ここでは割れ目帯を挟んで対称であると近似している．また地震活動の活発な領域は巾約10 km，深さ約5 kmであるので，地下水の拡散域の面積は10 km×5 km（＝50 km^2）と仮定している．地震活動の2番目のピーク時である1966年9月から10月の湧出量は3×10^3 m^{3}であり，割れ目帯の面積は約5 km×1 kmなので，割れ目帯を通る垂直方向の流量密度は$\boldsymbol{J}_F = 10^{-7}$ m/secと推定される．一方，水平方向への流量を正しく推定することは大変むつかしいので，ここでは垂直方向の流量密度と同じと仮定することにしている．すなわち$|J_F| = 10^{-7}$ m/sec．この場合の圧力勾配∇Pは10^6 Pa/km に対応する．界面動電効果による電流密度$\boldsymbol{J}_E$（A/m^2）と流体の流量密度$\boldsymbol{J}_F$（m/sec）は(6)式と電気浸透の項を無視した(7)'式で以下に与えられる．

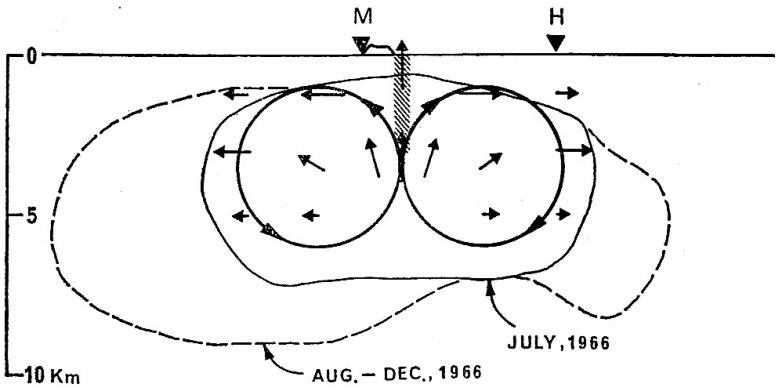

Fig. 38. Schematic diagram of water flow associated with the Matsushiro earthquake swarm. Two circles drawn by thick lines indicate the current pattern to be used for magnetic effect on the surface. (after Mizutani and Ishido, 1976)

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = -\kappa\,\sigma\,\nabla\phi + (\kappa\,\varepsilon\,\zeta/\eta)\,\nabla P, \tag{6}$$

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}} = -(K/\eta)\,\nabla P. \tag{7'}$$

(6)式からわかるように，電位が一様（$\nabla\phi=0$）な場合に最大電流量となり，磁場変化が最も大きくなるので，その状況を想定して $\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = -(\kappa\,\varepsilon\,\zeta/K)\boldsymbol{J}_{\mathrm{F}}$ または $\boldsymbol{J}_{\mathrm{E}} = (\kappa\,\varepsilon\,\zeta/\eta)\,\nabla P$ とする．そこで，各パラメターを以下のように現実的にありそうな値に設定する：空隙率 $\kappa=10^{-2}$（無次元），地下水の誘電率 $\varepsilon=80/(4\pi\times9\times10^{9})\,\mathrm{F/m^2}$，流体の粘性率 $\eta=10^{-4}$ Pa・sec，透水係数 $K=10^{-14}\,\mathrm{m^2}$，地下水の電気伝導度 $\sigma=10^{-1}$ S/m，ζ - 電位＝ -100 mV．また上述で推定したように $|J_F|=10^{-7}$ m/sec と置くと電流密度 $|J_E|$ は

$$|J_E| = 8\times10^{-9}\,\mathrm{A/m^2}$$

となるが，震源分布の断面積を $0.5\times10^{8}\,\mathrm{m^2}$ と置くとトータルの電流量 $|J_E|_{\mathrm{total}}$ は

$$|J_E|_{\mathrm{total}} = 4\times10^{2}\,\mathrm{A}$$

と得られ，この値を用いてビオ・サバールの法則から磁場が計算される．Fig. 38 の断面図に 2 つの太い円で示される半径 2.5 km，中心の深さ 3.5 km そして割れ目帯の長さ 5 km のシリンダー状の電流パターンにもとづいて全磁力を計算すると，M 点で＋4 nT，H 点で −3 nT の磁場変化が求められた．ここではかなり単純化したモデルを仮定し，また期待される最大の磁場の見積もりをしているが，Fig. 37 で示される観測磁場データは良く再現されていると云ってよいであろう．ここでなされた議論は界面導電流が磁場変化を有意にもたらす実証的研究としてしばしば引用されている（例えば Fitterman, 1979）．

しかし Murakami（1989）は，上記のモデルは具体的な電流源の根拠を与えている訳ではないとして，改めてよりリアルな垂直断層モデル（VI 章 2. 5）にもとづいた界面動電位場による磁場変化を計算した．その結果 M 点で 0.4 nT，H 点でほぼ 0 nT 程度の変化しか期待されないことがわかり，Mizutani and Ishido（1976）の議論に疑問を呈する形となった．これに対し石戸は地下の電気伝導度構造に不均質分布を与えれば界面導電流で説明が可能であるという再提案を行ったが（1999 年 IUGG 総会口頭発表），その後この問題に関する議論はストップした形になっていて，決着は今後の研究の進展にゆだねられている．

3. 最近の研究

3.1. VAN 法

地震発生前の地電流の異常シグナルを検出する地震予知法として Varotsos and Alexopoulos（1984）が提唱したものであり，ギリシャの 3 人の科学者，Varotsos, Alexopoulos, Nomikos の頭文字をとって VAN 法と呼ばれている．またその異常シグナルは Seismic Electric Signals（通称 SES）と呼ばれている．Fig. 39 に SES の例を示す．従来の地電流測定による地震予知研究は地震

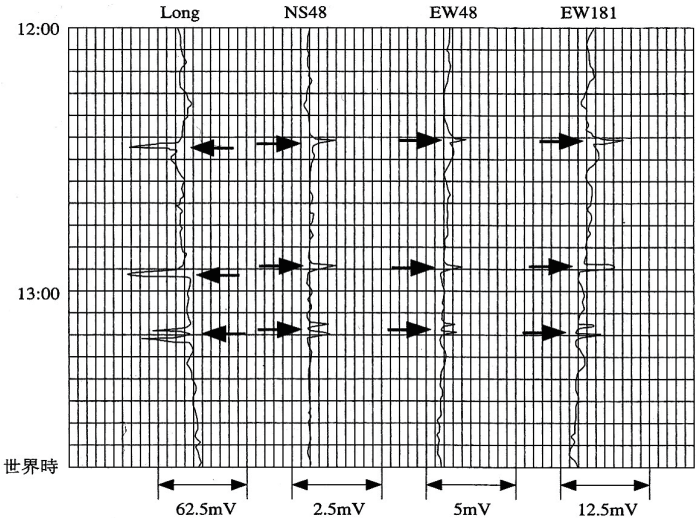

Fig. 39. Three examples of electric signals prior to the earthquake occurrences in Greek. Long: Length of base line is several km. Others: Length of base line is 50 ～ 200 m.（after Nagao. 2001）

前の応力変化によって地殻の電気伝導度が変化する，あるいは地下水の挙動が変化して流動電位が変化するという現象を検出しようとする試みであったが，SES はそれらとは異なり，震源域で地震発生前に一時的に起電力（電流）が生じるものであると主張されている．

VAN グループは(1)震央の位置の誤差 100 km 以下，(2)マグニチュードの誤差 0.7 以下，(3)地震発生は SES 発現以後数時間から 1 ヶ月程度，という条件を満たした場合を予知成功とみなすと，予知情報を出した地震の約 60 % で成功したと報告しており，しばしばジャーナリズムでも取り上げられている．VAN 法についてのより具体的な解説は，長尾（2001）やバロトウソスら（1994）を参照されたい．

現在のところ，VAN 法について積極的に支持する研究者とほとんど否定的な評価をする研究者の間に激しい論争が続いている．否定派の主な主張には，SES の発生メカニズムの理論的根拠が薄弱であり，地表への伝搬メカニズムも不明であるといったことなどが挙げられており決着がついていない．

3.2. 地震ダイナモ効果

過去に地震波と連動した電場変動が幾例か報告されており，そのメカニズムとして界面動電効果，圧電効果などの仮説が提唱されている．これらの仮説の一つとして Honkura et al.（2002）は地震ダイナモ効果を提唱した．これは電磁誘導則にもとづいており，地震により大地が速度（$\boldsymbol{v}$）で動いた時，速度と地球磁場（$\boldsymbol{B}$）とのベクトル積で表されるローレンツ力により大地中に起電力（$\boldsymbol{F}$）が発生する（$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$）ことを基礎としている．大地は導体であるため，その起電力により電流が流れ電磁波が発生する．電磁波の伝搬速度は地震による弾性波よりかなり速い

ので，観測点では電磁波が地震波の到達に先行して観測されるはずである．本蔵とそのグループは人工地震実験や自然地震発生の機会を捕えてその実証を行うと同時に，数値モデリングなどを通じてより具体的なメカニズムを知るための研究を行っている．

この方法は，地震発生前にそれを予知する本来的な意味での地震予知ではないが，地震発生後ある地点に地震波が到達する以前に地震発生を検知することが可能なことが重要である．その時間差は極めて短いが，その間に例えば高速走行中の電車の電源を切るなどにより，大災害を防ぐことに寄与できるかも知れない．

Ⅸ．地熱探査法としての自然電位法

活動的火山の高温マグマや，今は活動を停止している古い火山体内の高温岩体を熱源として，伝導，熱水対流，高温ガス上昇などにより，地表に地温異常，噴気，温泉，湯沼などが発生する．このような地熱系は熱水系と高温（乾燥）岩体系（水を含まない岩体の熱）に区分され，そのエネルギーは地熱発電，温泉観光資源，温室，道路融雪などの経済活動に資している．

発電への利用は，1904 年イタリア・トスカナ地方のラルデレロが始めてである．その後，ニュージーランド，アメリカ，フィリピン，インドネシアなどに波及し，2010 年には世界の発電総設備量が 1,000 万キロワットに達している．価格などの面で石炭，石油，天然ガスなどの化石燃料や原子力エネルギーの方が有利とされ，我が国の地熱の潜在発電量は 2,000 万キロワットと推定されているにも拘わらず現状では 54 万キロワット程度しか開発されていない．しかし，化石燃料からの CO_2 排出による地球温暖化の危機や 2011 年 3 月 11 日の東日本大地震（M＝9.1）に伴う福島原発の壊滅的打撃もあって，再び開発の機運が訪れたように見える．地熱エネルギーについては，幾つかの研究書，解説書があるので参考にされたい（上記は江原（2012）を参照した）．この章では地熱探査法の一部である SP 探査について略記することにする．

1．1970 年代の地熱探査研究例

Ⅰ章で述べたように，かつて鉱床探査などに用いられてきた SP 探査法の利用はいったん衰退したが，理論的，実験的研究が進み，1970 年代になってまずは地熱探査法として復活を遂げるに至った．一例として Zohdy et al.（1973）によるイエローストーン国立公園（アメリカ合衆国）にある Mud Volcano 地熱地帯の探査結果を示す．一般的に熱水系（hydrothermal system）は温度，圧力条件によって，日本，ニュージーランド，アイスランドなどで多くみられる湿った熱水卓越型と，イタリアなどにみられる乾いた蒸気卓越型に分類され，この Mud Volcano 地熱地帯は蒸気卓越型に属する．アメリカ地質調査所によるわき水の化学分析や掘削調査によって，この地熱域の周辺は，硫化物に富むが塩化物に乏しいという結果が示されている．また，わき水の一部は硫化物の代わりにカルシウム重炭酸塩に富む．上昇してくる H_2S ガスのため，pH が 2 ～ 3 と極めて低いことも確かめられている．これらの結果と対照的に，大部分の高温熱水システムは塩化

物に富み，180℃かそれ以上の温度の地下からの温泉水は湯の花を昇華させている．

その後 Zohdy et al.（1973）は同地で詳細な電気探査や SP 探査を行い，従来の地質調査結果や上記地化学調査結果と併せて，高温熱水システムの概要をおさえている．Fig. 40（下図）は電気探査から推定された比抵抗構造の北西－南東断面である．地熱域直下の浅部に分布する 2 ～ 6.5 Ω-m の低比抵抗層は蒸気が熱水にとけ込んだ黄鉄鉱と粘土層で説明される．その下の巾 1 km 強の領域は 75 ～ 130 Ω-m と比較的高比抵抗なので，岩石中の大きい空隙や割れ目に，液体ではなく，乾燥蒸気が卓越した蒸気貯留域と解釈される．これらの構造を囲むように 30 Ω-m の領域があるが，高温の水を含む低空隙率の岩石で構成されると説明される．さらに北東域の 10 ～ 12 Ω-m の層は湖底堆積層と解釈される．Fig. 40（上図）は同じ測線での SP 分布である．地熱域に数 10 mV の正の異常が台形状に分布するのが特徴である．この正異常は熱水の上昇流に伴う流動電位に起因すると解釈され，概念的ではあるが Fig. 40（下図）の太い矢印で示されるような対流系モデルが提出されている．この正の SP 異常は蒸気貯留域を越えてかなり南東側に張り出している．著者等はその原因は不明としながらも，上昇してきた熱水が冷却下降を阻まれたため，地熱域からはみだして，下降しやすい透水性の高いゾーンまで水平に移動したためであろうと想像している．このように，電気探査に加えて SP 探査を行えば，静的な地下構造のみならず，熱水の動的な挙動など熱水対流系のダイナミクスをイメージすることが出来る．

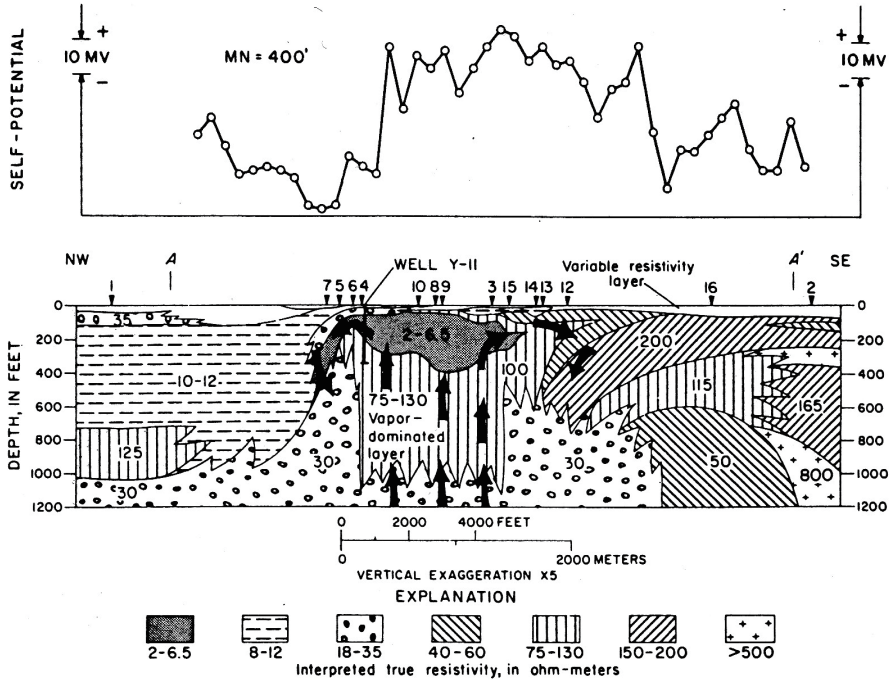

Fig. 40. Horizontal profiling data of SP (upper diagram) and resistivity structure (lower diagram) of Mud Volcano, Yellow stone national park. Arrows designate movement of steam and water. (after Zohdy et al., 1973)

2. 断層モデルによる熱源推定

Fitterman and Corwin (1982) はメキシコ Baja California の Cerro Prieto 地熱地帯の SP 異常のコンターがVI章 2. 5 の Fig. 23 で示されたコンターとよく似ていることに着目し，Fig. 22 と同様

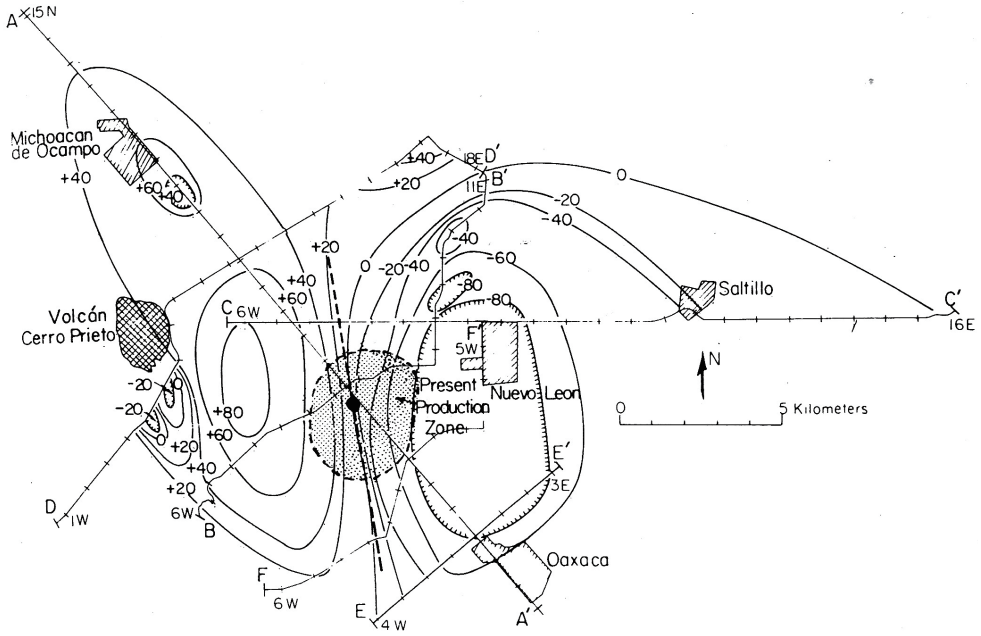

Fig. 41. SP survey lines (A–A', B–B', etc.) and contours from Cerro Prieto area, Baja California. Contour interval is 20 mV. The dashed line indicates the best estimate of the source plane location. (after Fitterman and Corwin, 1982)

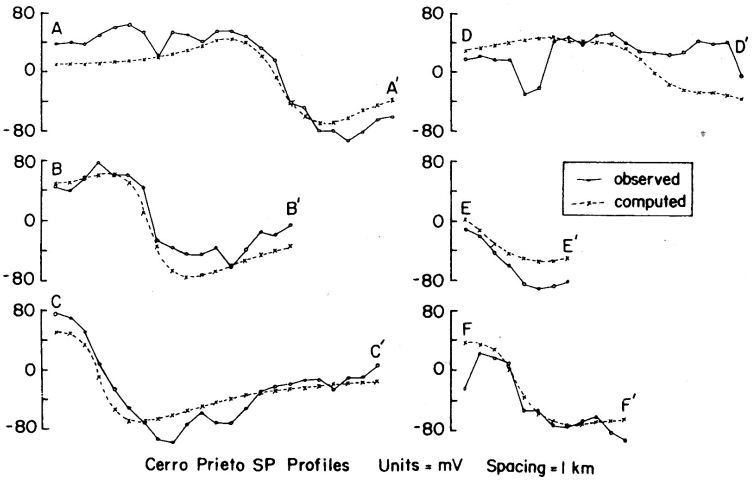

Fig. 42. Comparison of observed (solid lines) and calculated (dashed lines) potentials along the profiles shown in Fig. 41. (after Fitterman and Corwin, 1982)

な垂直矩形電流ソース源として熱起電力を仮定して，Ⅵ章 3. 2 に従って解析した．Fig. 41 に SP 異常のコンターや測線（A–A’ など）を示すが，この SP 異常データを最もよく再現する最適パラメータをインバージョン（逆解析）法で求めた結果，垂直矩形電流源の上端の深さ d は 1.3 km，下端の深さ b は 13 km，巾 l は 9.9 km と求められ，場所は Fig. 41 の太い破線の位置に求まった．この場所は地質断層と大略一致している．また東側の比抵抗値は西側のそれの 80 % と計算されたが，電気探査の実測データとも整合している．Fig. 42 は計算された地表面での SP 分布と 6 測線に沿っての SP の実測値と計算値の比較であり，両者はかなりよく一致していることがわかる．

ただし，SP 異常の原因となる電流源のメカニズムは，必ずしもここで採用した熱電効果と特定される訳ではなく，界面動電効果でも説明可能であることに留意しなければならない．

3. EKP ポストプロセッサーを用いた解析

上記 2 例で示されたように，地熱活動評価の一環としての SP 測定結果にもとづき，地熱系の概念的モデルや解析的モデルが提示されてきた．しかし，より現実的かつ定量的な解釈をおこなうため，近年 EKP ポストプロセッサーを用いた解析法が開発された．その解析手法については Ⅵ章 2. 3 で既述され，濁川カルデラの実例が示されている．

石戸（2002）はその著書「地熱貯留層工学」で，地球物理学的，地球化学的，地球熱学的そして地質学的に複雑な地熱貯留層について包括的な解説をしている．その中で貯留層の時間変化の数値モデリングの問題が取り扱われており，その重要な一部として EKP ポストプロセッサーによる SP 解析の例が示されている．

Fig. 43，44 に示すのは，仮想の貯留層モデルにもとづいて，生産活動によって発生する熱水流動やそれに伴う SP の時間変化のシミュレーション結果である．まず現実的にもっともらしい地形や地下の空隙率，浸透率などの岩石物性分布，さらに熱水上昇を仮定して，まだ生産活動を開始する前の自然状態の温度，圧力，流体の流速ベクトル（Fig. 43 左上図）や地下断面での電位分布（Fig. 43 左下図）を計算する．次いで．それらが生産井からの蒸気くみ上げや還元井への還元水の注入によってどう変化するかを計算する（Fig. 43 右図）．P（production）と R（reinjection）は各々生産井と還元井の位置を示す．左右上図の網掛け部分は気液 2 相ゾーンを示す．自然状態では P と R の間に地表付近に原因を持つ負異常が存在し，R より左側には深部まで正異常（灰色部分）が分布する．これは高標高での降水が地下に浸透して低標高で湧出しているためであり，Ⅵ章 2. 4 で示した地形効果に相当する．P の右側浅部の正異常は，地下からの蒸気の上昇により降水の下降が妨げられているためである．右図は生産開始 1 年後の状態を示している．矢印で示される生産井 P の先端では正の伝導電流源，そして還元井 R の先端では負の伝導電流源が顕著である．これらの電流源によって地表の P, R 周辺では各々正，負の SP 異常が分布するようになる．

Fig. 44 は生産開始直後からの電位の時間変化を示している．左図を見ると，P 点近傍での電位は始めの半年間は負の方向へ変化するが，その後正に転じ，1 年半以降はほぼ同じレベルで推移している．はじめに負電位になるのは，生産ゾーン上部の気液 2 相ゾーンの急激な拡大と液相流

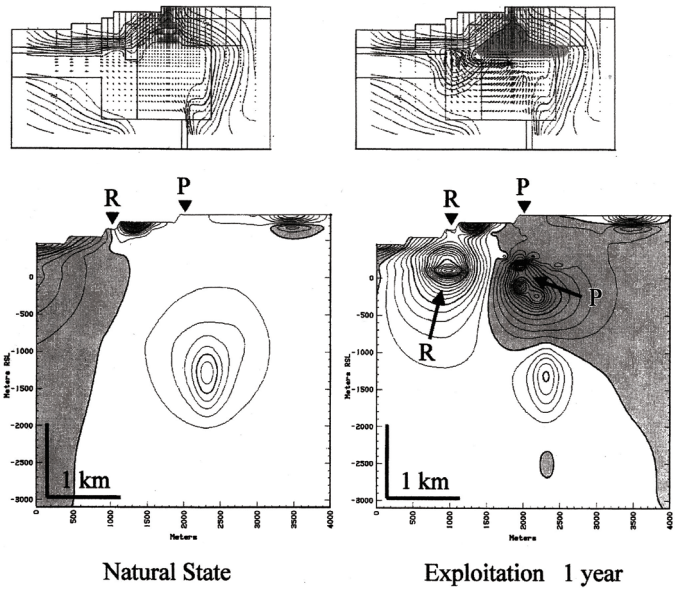

Fig. 43. Electric potential distribution on the vertical section of a hypothetical hydrothermal reservoir model. Contour interval is 5 mV. Shaded parts represent the positive potential anomaly zones. R and P denote the production and reinjection wells, respectively. Left diagram: natural state, Right diagram: 1 year after the beginning of reinjection. (after Ishido, 2002)

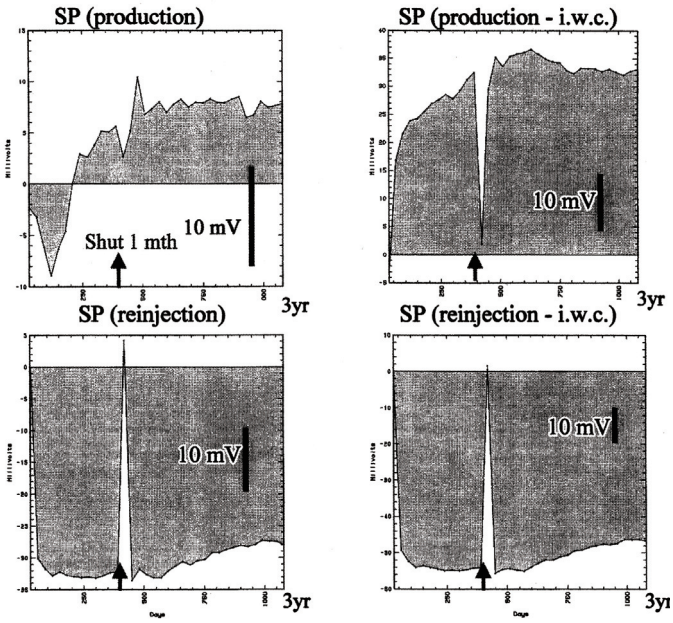

Fig. 44. Left diagram: Temporal SP variations at R (upper diagram) and P (lower diagram). Right diagram: The same as in the left figure, but effect of the conductive casings is considered. (after Ishido, 2002)

体の下降流によるものである．R点近傍では還元開始直後から急激に大きな負電位が発生し，その後ほぼ同じレベルで推移している．1年後に急に自然状態まで上昇し，1ヶ月後に再び元に戻っているのは，この間生産，還元を休止した効果をみるためである．P点ではこの影響は比較的少ない．右図は井戸の金属製ケーシング（井戸の保護管：金属なので，電気伝導度が非常に高い）が途中途切れる事なく1本化していると仮定して計算した結果である．この良導体の存在により電荷が運ばれやすくなるため，正負の異常が強められていることがわかる．

以上のシミュレーション結果は，前記Ⅸ章の1および2の2例と比べてはるかにリアルな熱水貯留層の振る舞いを表現している．ただし，地下の様々な物性値などが如何に適切に与えられているかが，シミュレーション結果の適否にかかわることに留意しなければならない．

X．自然電位測定の水理（工）学への応用

地下水の分布や流れの状態を把握することは，水資源，水環境問題にとってきわめて大切なことである．そのため，地下掘削，電磁気，温度，熱，地化学，地震，重力などの地下水探査法が発達してきたが，近年，界面動電現象に基礎をおく自然電位測定も探査法の一つとして取り上げられるようになってきた．とは云え，まだ十分に実用段階に至ってはいないようであり，発展途上にあるようにも見える．本稿では以下にその一部を紹介するにとどめる．

ダム湖からの漏水は経済的損失であると同時に，その漏水が地下に滞留ことによる地盤不安定要因ともなるため，防災上にも問題が生ずる．Wilt and Corwin（1988）はアメリカ中部アーカンソー州にあるビーバーダム湖からの漏水の様子をSP測定から推定している．彼らはまずSill（1983）の2次元計算コードを使って，ダム堤防の内部構造，漏水箇所の深さ，流路などを変えて，それらがSP異常にどのような効果を及ぼすか数値モデリングした．その結果，流路にはあまり依存しないが，界面動電カップリング係数の分布には依存し，大局的には漏水や地表へのしみ出しの位置に一番大きく依存することがわかった．

次にそれらを考慮して実測されたSP分布（Fig. 45）を説明するために，物理探査結果や経験則にもとづくダム堤防の比抵抗（ρ），界面動電係数（C），透水係数（k）などの物性値の

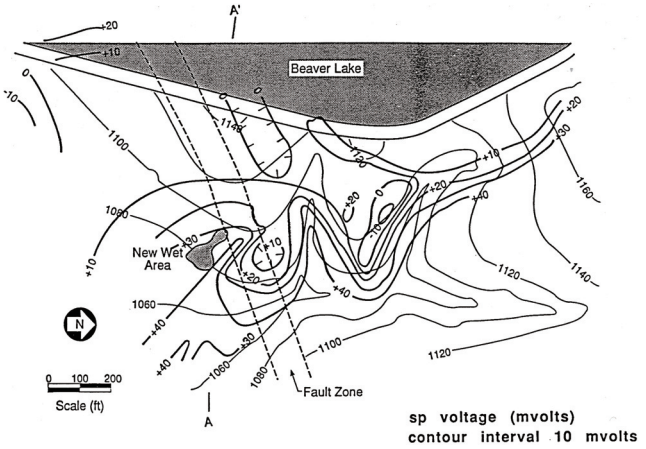

Fig. 45. Observed SP data in mV at the Beaver dam site in Arkansas, USA. (after Wilt and Corwin, 1988)

分布を与え，漏水（leak）箇所の深さ（Z＝湖面下 20m），地表でのしみ出し（seepage）箇所を具体的に推定したのが Fig. 46 である．Fig. 47 に Fig. 45 の A-A' 測線に沿った SP 実測値（黒丸）と計算値（実線カーブ）との比較を示すが，計算値は実測値を極めてよく再現しているのがわかる．実際の構造はより複雑かつ 3 次元的ではあろうが，本研究で示された比較的単純な構造でもよい近似を与えていると思われる．

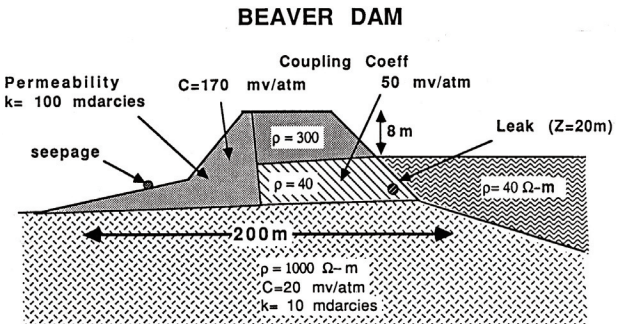

Fig. 46. A model used to fit observed Beaver dam data for profile A-A' in Fig. 45. (after Wilt and Corwin, 1988)

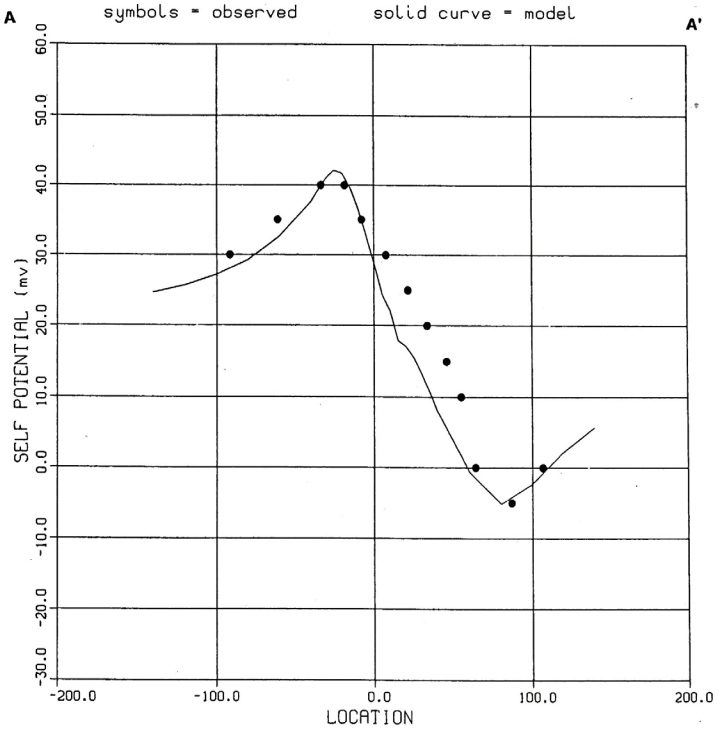

Fig. 47. Comparison of calculated to observed SP results for the model in Fig. 46. (after Wilt and Corwin, 1988)

なお近年，地球温暖化対策の一環として，人工的にCO_2を地下に封入することなどの研究が始まっているが，その場合地下水が酸性化しpHが低下してζ-電位が変化することが期待される．そこでSP測定を通してその効果のモニタリングが出来るのではないかという試論が提出された（石戸ら，2012年度Conductivity Anomaly研究会口頭発表）．まだ実証的研究には至っていないものの，地下水水質に関する現代的なテーマとなる可能性がある（例えば，日本地下水学会，2000）．

XI. ま と め

○SPの主たる原因について界面動電効果，熱起電力効果，電気化学的過程をとりあげて解説した．また幾つかのモデル解析方法を示すと同時に火山活動，地熱活動，地震活動，水理工学的応用などに関連したSPの観測結果とその解釈を紹介した．

○全体的に理論的解説が界面動電効果に偏しているきらいがあるかも知れない．今までSPの測定結果の多くは火山・地熱地帯で得られており，その原因が界面動電効果に求められる場合がほとんどであったことから，実験的，理論的研究もその分野が多かったためでもある．熱起電力効果や電気化学的過程がはたしてマイナーな効果であるかどうか，今後の研究の進展に待たねばならない．

○火山・地熱地帯でのSPにたいする界面動電効果の解釈も，1990年代までは定性的，概念的であり，せいぜい観測データを点電荷源の分布や電流ソースを仮定した単純なモデル計算による定量化しかなされなかった．しかし最近になって，Ⅵ章2.3やⅨ章の3に示されるようなEKPポストプロセッサーの開発に伴ってよりリアルな熱水系モデルにもとづくSP解釈が可能となってきた．残念ながら伊豆大島火山，有珠火山，阿蘇火山などを除いて，それ以前になされた観測データを再解析するに至っていないが，この強力なツールを用いて各火山での再解析を行えば，地下水流動に関するより実体的な情報が得られることが期待される．このことにより，火山からの熱エネルギー放出過程の重要な知見が得られるなどの可能性も秘めている．しかしEKPプロセッサーといえども，的確な地質構造や特に比抵抗などの岩石物性値を与えなければ地下水流の実態を把握することは困難なので，出来る限りそれらの現位置での情報を得る必要がある．

○火山・地熱地帯のSPについては界面動電効果の寄与が圧倒的優勢であるようにみなされてきた反面，熱起電力の寄与についての研究は少ない．室内実験はせいぜい300℃までであり，その測定例も多くはない．特により高温状態での実験的研究が望まれる．また電気化学的研究も十分とは云えずこれからの研究課題として残されている．火山・地熱地帯は，場合によっては1,000℃に近い高温マグマ，それによって駆動される熱水対流系，火山ガスと熱水との化学反応，イオン濃度拡散などが同時に存在する場であり，SP異常にたいするそれらの寄与分がどの程度であるかを定量的に解析することが重要である．

謝辞　本稿執筆の機会を与えて下さった編集長の高橋浩晃氏，草稿を丹念に読んで下さった橋本武志氏，執筆過程で様々な援助を賜った青山　裕氏，高田真秀氏など北海道大学地震火山研究観測センターの皆様に深甚なる謝意を表します．

付録

付録 1．コンデンサーの自然放電

電離圏と地表を結ぶ電気的関係のモデルとして，Fig. A1（左図）のような回路を考える．$+Q_0$ は電離圏の電荷，$-Q_0$ は地表の電荷，R は大気の電気抵抗に対応している．ここでは電流を定常的に流し続けるための起電力は存在せず，電荷 Q が充電された容量 C のコンデンサーから電流 I が流れ出るだけの非定常回路となっている．コンデンサーから抵抗 R へ運ばれる電力 P は，

$$P=-d/dt(CV^2/2) = RI^2. \tag{A1. 1}$$

左辺はコンデンサーに蓄えられた静電エネルギーの単位時間当たりの減少率であり，右辺は R で消費される電力である．すなわち，この式はエネルギー保存の関係を表している．$V=IR$ の関係から，（A1. 1）式は，

$$-CVdV/dt=-CVRdI/dt=VI \tag{A1. 2}$$

となる．これより，電流 I に関する以下の微分方程式が得られる：

$$dI/dt = -I/RC. \tag{A1. 3}$$

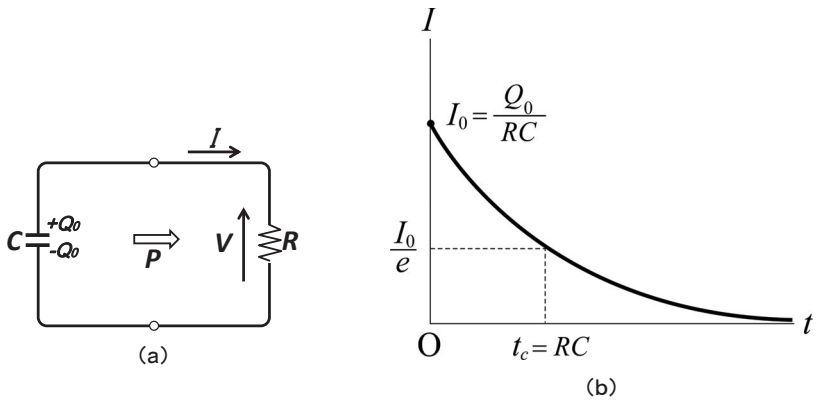

Fig. A1. Left diagram: Equivalent electric circuit system connecting the ionospere ($+Q_0$) and the earth's surface ($-Q_0$). R corresponds to the electric resistance of the air. Right diagram: Exponential decay of the electric current and the time constsnt t_c.

この方程式の解は,

$$I = I_0 e^{-t/RC} = Q_0/RC\, e^{-t/RC} \qquad \text{(A1. 4)}$$

となる．下付き添字 0 は $t=0$ における電流の初期値である．この解は Fig. A1（右図）のように，電流が時間とともに指数関数的に減衰することを表している．通常大きさが $1/e$（$=1/2.718... \approx 36.8\%$）に減衰するのを目安にし，そうなるまでにかかる時間を時定数と呼ぶ．（A1. 4）式で $t/RC=1$ すなわち $t_c=RC$ が時定数となる．

付録 2．双極子と二重層

電気双極子（electric dipole）：Fig. A2 のように，距離 $2l$ を隔て，強さが $+p$ と $-p$ の正負 2 つの点電荷の対を考える．$x-$ 軸上に $+p$ と $-p$ が各々（$l, 0, 0$）と（$-l, 0, 0$）に分布しているとすると，

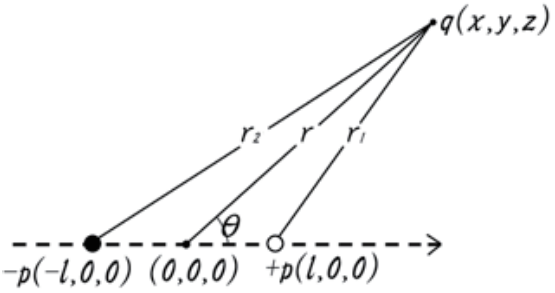

Fig. A2. Electric（or magnetic）potential at a point q（x, y, z）due to a dipole.

ある任意の点 q（x, y, z）における 2 つの電荷によるスカラーポテンシアル U（電位と呼ぶ）は以下のように表わされる．

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{p}{r_1} - \frac{p}{r_2}\right) = \frac{p}{4\pi\varepsilon_0}\left\{\frac{1}{\sqrt{(x-l)^2+y^2+z^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x+l^2)+y^2+z^2}}\right\}. \qquad \text{(A2. 1)}$$

ここで ε_0 は誘電率，r_1 と r_2 は各々の極と点 $q(x, y, z)$ 間の距離を表す．ここで，電気モーメント $\boldsymbol{M}$（$= 2p\boldsymbol{l}$）を一定に保つように p の強さを増しながら l を 0 に近づける操作を行う．すなわち，

$$U = \lim_{l \to 0} \frac{p}{4\pi\varepsilon_0}\left\{\frac{1}{\sqrt{(x-l)^2+y^2+z^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x+l^2)+y^2+z^2}}\right\}. \qquad \text{(A2. 2)}$$

l は $-p$ から $+p$ へ向かう位置ベクトルである．

そのような状態の電荷の対を，電気双極子（electric dipole）と定義する．

$\dfrac{1}{\sqrt{(x\mp l)^2+y^2+z^2}}$ を以下のように級数展開すると，

$$\frac{1}{\sqrt{(x\mp l)^2+y^2+z^2}}=\frac{1}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}\pm\frac{lx}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}+O(l^2). \qquad \text{(A2. 3)}$$

ここで $O(l^2)$ は 2 次とそれ以下の項をまとめたものである．$r(=\sqrt{x^2+y^2+z^2})\gg|l|$ の場合，$O(l^2)$ は無視できるので，$U(x, y, z)$ は

$$U=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}(2plx/r^3)=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}|M|x/r^3=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}|M|\cos\theta/r^2, \qquad \text{(A2. 4)}$$

と表される． θ は Fig. A2 で示すように，双極子軸と双極子（0, 0, 0）と任意の点 $q(x, y, z)$ を結ぶ線との角度を表す.$|M|$ は電気双極子モーメントの大きさを表しており，単位はC･m（クーロン･メートル）である．電場 $\boldsymbol{E}$（V/m）は，

$$\boldsymbol{E}=\text{-grad } U=\boldsymbol{i}\frac{\partial U}{\partial x}+\boldsymbol{j}\frac{\partial U}{\partial y}+\boldsymbol{k}\frac{\partial U}{\partial z} \qquad \text{(A2. 5)}$$

から求められるので電場の x, y, z 成分は，

$$E_x=-\frac{\partial U}{\partial x}=-\frac{M}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\partial}{\partial x}(zr^{-3})=\frac{M}{4\pi\varepsilon_0}\frac{3zx}{r^5}, \qquad \text{(A2. 6)}$$

$$E_x=-\frac{\partial U}{\partial y}=-\frac{M}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\partial}{\partial y}(zr^{-3})=\frac{M}{4\pi\varepsilon_0}\frac{3zy}{r^5}, \qquad \text{(A2. 7)}$$

$$E_x=-\frac{\partial U}{\partial z}=-\frac{M}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\partial}{\partial z}(zr^{-3})=\frac{M}{4\pi\varepsilon_0}\frac{3z^2-r^2}{r^5}, \qquad \text{(A2. 8)}$$

で与えられる．

（以上の電気双極子の説明に使われている係数 $\dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ を $\dfrac{1}{4\pi\mu_0}$ に置き換えればそっくり磁気双極子の説明になる．ここで， μ_0 は透磁率であり，磁気モーメント M の単位は（A/m^2）である．N 極 S 極で成り立つ磁気双極子は，微小な棒磁石で近似される）．

電気二重層（electric double layer）：電気二重層とは，正負の電荷がそれぞれ面の表裏に極めて接近した状態で分布するとともに，面の各点で単位面積中に含まれる正負の電荷量の絶対値が等しい状態を云う（Fig. A3）．すなわち，面 S の表側に単位面積当たり強さ $+\tau$ の電荷が分布し，厚さ l を隔てた裏側に強さ $-\tau$ のそれらが分布している状態である．単位面積当たりの電気モーメント $\boldsymbol{M}(=\tau\boldsymbol{l})$ は面Sに垂直な方向（$\boldsymbol{n}$）のベクトル量である．上述の双極子の場合と同様に，モーメント $\boldsymbol{M}$ を一定に保つように τ の強さを増しながら l を 0 に近づける操作を行う．すなわち，

$$\boldsymbol{M}=\boldsymbol{n}\lim_{l\to 0}(\tau\boldsymbol{l}). \qquad \text{(A2. 9)}$$

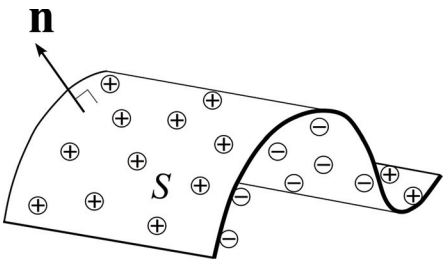

Fig. A3. Image of an electric (or magnetic) double layer separated by the infinitesimal distance.

微小面積 ds に対応する二重層は Mds であり，それによる，面上を除くある任意の点 $q(x, y, z)$ での静電ポテンシアル $d\Phi$ は，

$$d\Phi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(M\cos\theta/r^2\right)ds = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}M\,\mathrm{grad}(1/r)ds. \tag{A2. 10}$$

で与えられる．従って，スカラーポテンシアル Φ は

$$\Phi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\iint M\,\mathrm{grad}\left(\frac{1}{r}\right)\mathrm{ds} \tag{A2. 11}$$

で与えられる．このポテンシアルは，面を境にして電位が不連続に急激に変化することになる．

（以上を，双極子の場合と同様に係数 $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ を $\frac{1}{4\pi\mu_0}$ に置き換えればそっくり磁気二重層の説明になる．）

付録 3．ベクトル解析

ベクトルの微分：

勾配 (gradient)：スカラー値をとるような関数 $V(x, y, z)$ の距離に対する増加率（勾配）は，x, y, z 軸に関する基本単位ベクトルを $\boldsymbol{i}, \boldsymbol{j}, \boldsymbol{k}$ とし，$\nabla = \boldsymbol{i}\frac{\partial}{\partial x} + \boldsymbol{j}\frac{\partial}{\partial y} + \boldsymbol{k}\frac{\partial}{\partial z}$ というベクトル的微分演算子 ∇（ナブラと呼ぶ）を用いて，

$$\mathrm{grad}\,\boldsymbol{V} \equiv \nabla\boldsymbol{V} = \boldsymbol{i}\frac{\partial V}{\partial x} + \boldsymbol{j}\frac{\partial V}{\partial y} + \boldsymbol{k}\frac{\partial V}{\partial z}, \tag{A3. 1}$$

と表される．

発散 (divergence)：例えば単位面積を通して単位時間内に流れる流体の質量であるベクトル $\boldsymbol{V}$ の発散または湧きだしは，∇ と $\boldsymbol{V}$ のスカラー積として

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{V} \equiv \nabla\cdot\boldsymbol{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z}, \tag{A3. 2}$$

と表される．もし流体が圧縮されない（密度が変わらない）または流れが定常である場合には，

任意のきまった閉曲面の中の流体の質量には増減（湧きだし）が無いはずであるから，div $\boldsymbol{V}=0$ となる（質量保存則）．この関係は流体のみならず，電荷の流れである電流にも当てはまる．単位時間に単位面積を通過する電荷の量としての電流密度ベクトル $\boldsymbol{V}$ は定常電流の場合，平曲面から流出する電荷の総量は 0 でなければならないから，電流の湧き出している電極以外の点で div $\boldsymbol{V}=0$ となる（電荷保存則）．

回転（rotation or curl）：以下に表現される関係はベクトル $\boldsymbol{V}$ の回転と云い，∇ と $\boldsymbol{V}$ のベクトル積として．

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{V} = \mathrm{curl}\,\boldsymbol{V} \equiv \nabla\times\boldsymbol{V} = \boldsymbol{i}\left(\frac{\partial V_z}{\partial y}-\frac{\partial V_y}{\partial z}\right)+\boldsymbol{j}\left(\frac{\partial V_x}{\partial z}-\frac{\partial V_z}{\partial x}\right)+\boldsymbol{k}\left(\frac{\partial V_y}{\partial x}-\frac{\partial V_x}{\partial y}\right), \quad \text{(A3. 3)}$$

と表される．直感的に云えば，$\nabla\times\boldsymbol{V}$ は流れの場 $\boldsymbol{V}$ の渦を表す．ある点での流体粒子が速度 $\boldsymbol{V}$ で回転している時，$\nabla\times\boldsymbol{V}=\omega$ で表される．ω は流れの各点における流体粒子の角速度の 2 倍を表し，渦度（うずど）と呼ばれる軸性ベクトルである．$\omega=0$ であるような流れは渦なし，$\omega\neq0$ の時は渦ありの流れという．また電流密度 $\boldsymbol{J}$ とそれにより生ずる磁束密度 $\boldsymbol{B}$ の関係は，ビオ・サバールの法則（Biot-Savart law），$\nabla\times\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{J}$, で与えられる．ここで μ_0 は透磁率である．（例えば，長岡，1983）

ベクトルに関する諸公式：

スカラー関数を f, g, ベクトル関数を $\boldsymbol{V}$ とすると，

$$\mathrm{grad}(fg)=\nabla(fg)=f\nabla g+g\nabla f \quad \text{(A3. 4)}$$

$$\mathrm{div}(f\boldsymbol{V})=\nabla\cdot(f\boldsymbol{V})=f\nabla\cdot\boldsymbol{V}+\boldsymbol{V}\cdot\nabla f \quad \text{(A3. 5)}$$

$$\mathrm{div\ grad}\ f=\nabla\cdot(\nabla f)=\nabla^2 f=\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 f}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \quad \text{(A3. 6)}$$

∇^2 はラプラスの演算子またはラプラシアンと呼ぶ．

$f(x, y, z)$ を既知関数とし，$u(x, y, z)$ を未知関数としたとき，

$$\nabla^2 f=\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 f}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 f}{\partial z^2}=u \quad \text{(A3. 7)}$$

をポアソンの方程式（Poisson's equation），u が恒等的に 0 である場合（$\nabla^2 f=0$）をラプラスの方程式（Laplace's equation）といって，物理数学ではよく知られている偏微分方程式である．これらの方程式には，時間に当たる変数 t が含まれていないので，時間によって変化しない定常状態の現象に関わる関数である事を意味する．また時間を反映した変数が無いので，これらの方程式には初期条件は無く，境界条件だけを与えれば解は一意的に決まる．例えば静電場で，電荷が存在する場での電位はポアソンの方程式，電荷が存在しない点での電位はラプラスの方程式の解として表される．ラプラスの方程式を満たす関数を‘調和関数’という．

文　献

Adler, P., J. L. Le Mouël and J. Zlotnicki, 1999. Electrokinetic and magnetic fields generated by flow through a fracture zone: A sensitivity study for La Fournaise volcano, Geophys. Res. Lett., 26, 795-798.

Antraygues, P. and Aubert, M., 1993. Self potential generated by two-phase flow in a porous medium: Experimental study and volcanological applications, J. Geophys. Res., 98, 22273-22281.

Banerjee, B., 1971. Quantitative interpretation of self potential anomalies of some specific geometric bodies, Pure and Applied Geophysics., 90, 138-152.

Biot, M. A., 1956a. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, I. Low-frequency range, J. Acoust. Soc. Amer. 28, 168-178.

Biot, M. A., 1956b. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, II. Higher-frequency range, J. Acoust. Soc. Amer. 28, 179-191.

Carrigan, C. R., 1986. A two-phase hydrothermal cooling model for shallow intrusions, J. Volc. Geotherm. Res., 28, 157-192.

Corwin, R. F. and H. F. Morrison, 1977. Self-potential variations preceding earthquakes in Central California, Geophys. Res. Lett., 4, 171-174.

Corwin, R. F. and D. B. Hoover, 1979. The self-potential method in geothermal exploration, Geophysics, 44, 226-245.

Di Maio, R. and D. Patella, 1994. Self-potential anomaly generation in volcanic areas. The Mt. Etna case-history, Acta Vulcanol., 4, 119-124.

Di Maio, R., P. Mauriello, D. Patella, Z. Petrillo, S. Piscitell and A. Siniscalchi, 1998. Electric and electromagnetic outline of the Mount Somma-Vesuvius structural setting, J. Volcnol. Geotherm. Res., 82, 219-238.

Dobrovolsky, I. P., N. I. Gershenson and M. B. Gokhberg, 1989. Theory of electrokinetic effects occurring at final stage if in the preparation of a tectonic earthquake, Phys. Earth Planet. Int., 57, 144-156.

Dorfman, N., M. M. Oskay and M. P. Gaddis, 1977. Self-potential profiling: A new technique for determination of heat movement in a thermal oil recovery flood, Preprint: Presented at 52nd Ann. Meeting, SPE of AIME, Denver.

江原幸雄，2012．地熱エネルギー－地球からの贈りもの－，オーム社，pp. 179.

Fitterman, D. V., 1979a. Calculations of self-potential anomalies near vertical contacts, Geophysics, 44, 195-205.

Fitterman, D. V., 1979b. Theory of electrokinetic-magnetic anomalies in a faulted half-space, J. Geophys. Res., 84, 6031-6040.

Fitterman, D. V., 1981. Correction to 'Theory of electrokinetic-magnetic anomalies in a faulted half-space', J. Geophys. Res., 86, 9583-9588.

Fitterman, D. V. and R. F. Corwin, 1982. Inversion of self-potential data from the Cerro Prieto geothermal field, Mexico, Geophysics, 47, 938-945.

福富孝治，須川　明，小林大二，徳永英二，和田昭夫，和気　徹，1966．北海道アトサヌプリ噴気孔の地球物理学的研究，北海道大学地球物理学研究報告，16, 63-81.

Hardee, H. C., 1982. Permeable convection above magma bodies, Tectonophysics, 84, 1709-195.

Hase, H., 2003. ζ potential measurement of volcanic rocks from Aso caldera, Geophys. Res. Lett., 30, doi: 10.1029/2003GL08694.

Hase, H., T. Hashimoto, S. Sakanaka, W. Kanda and Y. Tanaka, 2005. Hydrothermal system beneath Aso volcano as inferred from self-potential mapping and resistivity structure, J. Volc. Geotherm. Res., 143, 259-277.

長谷英彰，石戸経士，橋本武志，神田　径，田中良和，2005．九州の４火山（開聞岳，九重山，猿葉山，雲仙岳）の岩石のゼータ電位測定，Conductivity Anomaly 研究会 2005年論文集，25-32.

長谷英彰，橋本武志，西田泰典，宇津木　充，井上寛之，佐波瑞恵，2009．自然電位観測から推定される有珠火山の熱水系，日本地熱学会誌，31, 27-37.

Hashimoto, T., 1997. Self-potential changes and subsurface hydrothermal activity accompanying the 1990-1995 eruption of Unzen Volcano, J. Geomag. Geoelectr., 49, 977-993.

橋本武志，2005．火山の電磁気観測－歴史，意義，展望－，火山，50, S115-S138.

Hashimoto, T. and Y. Tanaka, 1995. Self-potential observations on Unzen volcano, Shimabara peninsula, Kyushu island, Japan, Geophys. Res. Lett., 22, 191-194.

畠山久尚，1940．地電流，岩波講座，物理学 12. C，岩波書店，pp. 46.

日野幹雄，2006．明解水理学，丸善，pp. 345.

Honkura Y., M. Matsushima, N. Ohshiman, M. K. Tuncer, S. Baris, A. Ito, and A. M. Isikara, 2002. Small electric and magnetic signals observed before the arrival of seismic wave, Earth Planets Space, 54, e9-e12.

堀　健夫，大野陽朗，1954．物理学総論(下巻)，学術図書出版，pp. 581.（絶版）

石戸経士，1981．地熱水対流に伴う流動電位－地熱地域における自然電位異常の１つのメカニズムとしてー，日本地熱学会誌，**3**，87-100.

Ishido, T., 1988. Self-potential generation by subsurface water flow through electrokinetic coupling, in Detection of Subsurface Flow Phenomena, Lecture Notes in Earth Science, 27, ed. by Merkler, G. P. et al., Springer-Verlag, 121-131.

石戸経士，2002．地熱貯留層工学，（社団法人）日本地熱調査会，pp. 176.（非売品）

Ishido, T., 2004. Electrokinetic mechanism for the "W"-shaped self-potential profile on volcanoes, Geophys. Res. Lett., 31, L15616, doi:10. 1029/2004GL020409.

石戸経士，2009．熱水対流系の自然電位－拡散電位の効果，地熱学会H21年講演予稿集 , B04.

石戸経士，2010．熱水対流系の自然電位－拡散電位の効果(2)，地熱学会 H22 年予稿集，B37.

石戸経士，2011．脱ガスに伴う自然電位の変動，2011 年 Conductivity Anomaly 研究会口頭発表.

Ishido, T. and H. Mizutani, 1981. Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and applications to geophysics, J. Geophys. Res., 86, 1763-1775.

Ishido, T., H. Mizutani and K. Baba, 1983. Streaming potential observations, using geothermal wells and in situ electrokinetic coupling coefficients under high temperature, Tectonophysics, 19, 89-104.

石戸経士，杉原光彦，菊地恒夫，1992．地熱レザーバーモニタリング，物理探査，45, 522-534.

Ishido, T., Kikuchi, N. Matsushima, Y. Yano, S. Nakao, M. Sugihara, T. Tosha, S. Takakura and Y. Ogawa, 1997. Repeated self-potential profiling of Izu-Oshima volcano, Japan. *J. Geomag. Geoelectr.*, **49**, 1267-1278.

Ishido, T. and J. W. Pritchett, 1999. Numerical simulation of electrokinetic potentials associated with subsurface fluid flow, J. Geophys. Res., 104, 15247-15259.

伊藤芳朗，斎藤輝夫，南雲政博，1978．銭川間欠泉に伴う流動電位(I)，地熱，15, 19-27.

Johnston, M. J. S., J. D. Byerlee and D. Lockner, 2001. Rapid fluid disruption: A source for self-potential anomalies on volcanoes, J. Geophys. Res., 106, 4327-4335.

Jouniaux, L., M. L. Bernard and J. P. Pozzi, 2000. Streaming potential in volcanic recks from Mount Pelée, J. Geophys. Res., 105, 8319-8401.

Kagiyama, T., 1983. Thermal activities of volcanoes in the Japan arc －a nature and geological meanings, Arc Volcanism: Physics and Tectonics (ed. by Shimozuru, D. and Yokoyama, I.), 13-27, Terra Sci. Pub. Company, Tokyo.

北川信一郎編著，1996．大気電気学，東海大学出版会，pp. 200.

北原文雄，渡辺　昌（編），1976．界面電気現象－基礎・測定・応用－（第３版），共立出版，pp. 372.

丸山利輔，三野　徹，1999．地域環境水文学，朝倉書店，pp. 175.

Massenet, F. and V. N. Pham, 1985. Mapping and surveillance of active fissure zones on a volcano by the self-potential method, Etna, Sicily, J. Volcanol. Geotherm. Res., 24, 315-338.

松島喜雄，1992．活動的火山における熱学的研究－1977年有珠山噴火にともなう放熱過程－，北海道大学博士論文.

Matsushima, N., 2003. Mathematical simulation of magma-hydrothermal activity associated with the 1977 eruption of Usu volcano, Earth Planets Space, 55, 559-568.

Matsushima, N., H. Oshima, Y. Ogawa, S. Takakura, H. Satoh, M. Utsugi and Y. Nishida, 2001. Magma prospecting in Usu volcano, Hokkaido, Japan, by audiomagnetotelluric and magnetotelluric soundings, J. Volcanol. Geotherm. Res., 109, 263-277.

松島喜雄，大島弘光，森　斉，前川徳光，鈴木敦生，寺田暁彦，鍵山恒臣，2012．携帯型赤外カメラを用いた航空機による地表面温度測定(2006) －有珠火山・登別火山・樽前火山－，北海道大学地球物理学研究報告，75, 43-58.

Meiser, P., 1962. A method for quantitative interpretation of self-potential measurements, Geophys. Prospecting, 10, 203-218.

Michel, S. and J. Zlotnicki, 1998. Self-potential and magnetic surveying of La Fournaise volcano (Réunion Island): Correlations with faulting, fluid circulation, and eruption, J. Geophys. Res., 103, No. B8, 17845-17857.

Miyakoshi, J., 1986. Anomalous time variation of the self-potential in the fractured zone of an active preceding the earthquake occurrence, J. Geomag. Geoelectr., 38, 1015-1030.

Mizutani, H. and T. Ishido, 1976. A new interpretation of magnetic field variation associated with the Matsushiro earthquakes, J. Geomag. Geoelectr., 28, 179-188.

Mizutani, H., T. Ishido, T. Yokokura and S. Ohnishi, 1976. Electrokinetic phenomena associated with earthquakes, Geophys. Res. Lett., 3, 365-368.

Murakami, H., 1989. Geomagnetic fields produced by electrokinetic sources, J. Geomag. Geoelectr., 41, 221-247.

村上英記，2010．自然電位観測用のゲル化電極の試作，Conductivity Anomaly 研究会 2010 年論文集 , 125-130.

Murakami, H, H. Mizutani and S. Nabetani, 1984. Self-potential anomalies associated with an active fault, J. Geomag. Geoelectr., 36, 351-376.

Murakami, H, H. Mizutani and S. Nabetani, 1987. Correction: Self-potential anomalies associated with an active fault, J. Geomag. Geoelectr., 39, 637-638.

長尾年恭，2001．地震予知研究の新展開，近未来社，pp. 209.　長岡洋介，1983，物理入門コース 3，電磁気学 I：電場と磁場（第 2 版），岩波書店 , pp. 214.

Namba, M., 1938. An investigation of earth-current on the volcano Aso. Part I. The potential difference of the upward earth-current flowing toward the top of a volcano. Mem. Coll. Sci. Kyoto Univ., Ser. A. 21, 6, 203-217.

西田泰典，島村英紀，1978．有珠山における地電流観測，Conductivity Anomaly 研究会 1978 年論文集，181-186.

Nishida, Y. and H. Tomiya, 1987. Self-potential studies in volcanic areas(1) －Usu Volcano－, J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. 7, 8, 173-190.

Nishida, Y., N. Matsushima, A. Goto, Y. Nakayama, A. Oyamada, M. Utsugi and H. Oshima, 1996. Self-potential studies in volcanic areas(3) －Miyake-jima, Esan and Usu－, J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. 7, 10, 63-77.

日本地下水学会，2000．地下水水質の基礎，理工図書，pp. 189.

乗富一雄，1978．中国における電磁気測定と地震に伴う電磁気現象，1977 年地震学会訪中代表団報告集，地震学会，57-87.

Nourbehecht, B., 1963. Irreversible thermodynamic effects in inhomogeneous media and their applications in certain geoelectric problems, Ph.D. Thesis, M. I. T., Cambridge, pp. 121.

Oyamada, A, H. Oshima, Y. Nishida, A. Goto,and H. Furukawa. 1996. Self-potential studies in volcanic areas(4) －An attempt to estinate the in-situ value of the electrokinetic coupling coefficient－, J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. 7, 10, 79-87.

Parmentier, E. M., 1979. Two phase natural convection adjacent to a vertical heated surface in a permeable medium, Int. J. Heat Mass Transfer, 22, 849-855.

Patella, D., 1997a. Introduction to ground surface self-potential tomography, Geophys. Prospecting, 45, 653-681.

Patella, D., 1997b. Self-potential global tomography incliding topographic effects, Geophys. Prospecting, 45, 843-863.

Perrier, F., G. Petiau, G. Clerc, V. Bogorodsky, E. Erkul, L. Jouniaux, D. Lesmes, J. Macmae, J. M. Meunier, D. Morgan, D. Nascimento, G. Oettinger, G. Schwarz, H. Toh, M. J. Valiant, K. Vozoff, and 0. Yazici-Cakin, 1997. A one-year systematic study of electrodes for long period measurements of the electric field in geophysical environments, J. Geomag. Geoelectr., 49, 1677-1696.

Perrier, F., M. Trique, B. Lorne and Avouac, J. P., 1998. Electric potential variations associated with yearly lake level, Geophys. Res. Lett., 25, 1955-1958.

Petiau, G., 2000. Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications, Pure Appl. Geophys., 157, 357-382.

Petiau, G. and A. Dupis, 1980. Noise, temperature coefficient, and long time stability of electrodes for telluric observations, Geophys. Prospecting, 28, 792-804.

Pride, S., 1994. Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media, Phys. Rev., B50, 15678-15696.

Pritchett, J. W., 1995. STAR: a geothermal reservoir simulation system, Poc. World Geothermal Congress, Florence, 2951-2963.

Rikitake, T., Y. Yamazaki, Y. Hagiwara, K. Kawada, M. Sawada, Y. Sasai, T. Watanabe, K. Momose, T. Yoshino, K. Otani, K. Ozawa and Y. Sanzai, 1966. Geomagnetic and geoelectric studies of the Matsushiro earthquake swarm (I), Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo, 44, 363-408.

力武常次，山崎良雄，1980．地震予知Ｉ： 電磁気学的アプローチ，（力武常次， 佐藤良輔，萩原幸男編集）学会誌刊行センター，83-116.

Saba, M., Y. Nishida, T. Mogi, S. Takakura and N. Matsushima, 2007. Development of geothermal field following the 2000 eruption of Usu volcano as revealed by ground temperature, resistivity and self-potential variations, Annals of Geophysics., 50, 79-92.

Sasai, Y., J. Zlotnicki, Y. Nishida, P. Yvetot, P. Morat, H. Murakami, Y. Tanaka, Y. Ishikawa, S. Koyama and W. Sekiguchi, 1997. Electromagnetic monitoring of Miyake-jima Volcano, IzuBonin Arc, Japan: A preliminary report, J. Geomag. Geoelectr., 49, 1293-1316.

Sato, M. and H. M. Mooney, 1960. The electrochemical mechanism of sulphide self-potentials, Geophysics, 25, 226-246

S.E.G.J.（日本物理探査学会），1989. 図解 物理探査，pp. 239.

Sill, W. R., 1983. Self-potential modeling from primary flows, Geophysics, 48, 76-86.

Sobolev, G. A., 1975. Application of electric method to the tentative short-term forecast of Kamchatka Earthquake, Pure Appl. Geophys., 113, 229-235.

Stuart, W. D. and M. J. S. Johnston, 1975. Intrusive origin of the Matsushiro swarm, Geology, 3, 63-67.

高橋　劭，2009．雷の科学，東大出版会，pp. 271.

Terada, T., 1931. On luminous phenomena accompanying earthquakes, Bull. Earthq. Res. Inst, Univ. Tokyo, 9, 225-255.

Tyrand, C. K. and Marsden, S. S., Jr., 1985. The streaming potential of steam, Paper presented at the Geothermal Resources Council Meeting in Hawaii in August 1985, 71.

浦上晃一・大槻栄・田上龍一・小泊重能・瀬川良明・高倉裕一・市川泰男・内田和隆・浦野慎一・太井子宏和，1971．川湯温泉・仁伏温泉の調査，北海道大学地球物理学研究報告，26, 33-60.

上嶋　誠・長谷英彰・相澤広記・小山崇夫・西田泰典・三宅島火山電磁気研究グループ，2012．三宅島 2000 年噴火前後の自然電位分布変化について，日本地球惑星科学連合 2012 年大会講演要旨（セッション：地球内部電磁気 SEM22-10）.

Varotsos, P. and K. Alexopoulos, 1984. Physical properties of the variation of the electric field of the earth preceding earthquakes, I, Tectonophysics, 110, 73-98.

バロトウソス，P.・K. エフタクシアス・M. ラザリドウ・G. アントノプーロス・ J. マクリス，1994．VAN 地震予知法－その基礎・方法・現状，地震ジャーナル，17, 18-26.

Wilt, M. J. and R. F. Corwin, 1988. Numerical modeling of self-potential anomalies due to leaky dams: model and field examples, in Detection of Subsurface Flow Phenomena, Lecture Notes in Earth Science, 27, ed. by Merkler, G. P. et al., Springer-Verlag, 73-89.

Witte, L., 1948. A new method of interpretation of self-potential field data, Geophysics., 13, 600-608.

Yamashita, S., 1961. The electromotive force generated within the ore body by the temperature difference, J. Min. Coll., Akita Univ., Ser. A, 1, 69-78.

柳原一夫・横内恒雄，1967．地震に伴う地電流の異常，地磁気観測所，技術報告，7(3)，53-58.

安川香澄・茂木　透，1998．地下水流動に伴う自然電位異常に対する地形の効果ー数値モデリングによるアプローチー，物理探査，51，17-26.

Yokoyama, I., 1957. Energetics in active volcanoes, 2nd paper, Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo, 35, 75-97.

Zablocki, C. J., 1976. Mapping thermal anomalies on an active volcano by the self-potential method, Kilauea, Hawaii, Proc. 2nd U.N. symp. on the Development and Use of Geothermal Resources, San Francisco, 2, 1299-1309.

Zlotnicki, J., M. Feuilard and G. Hammouya, 1994. Water circulation on la Soufrière Volcano (Guadeloupe, Lesser Antilles): May-December 1992 seismovolcanic crisis. Renew of volcanic activity?, J. Geomag. Geoelectr. 46, 797-813.

Zlotnicki, J., G. Boudon, J. P. Voidé, J. F. Delarue, A. Mille and F. Bruère, 1998. Hydrothermal circulation beneath Mount Pelée inferred by self-potential surveying: Structural and tectonic implications, J. Volcanol. Geotherm. Res., 84, 73-91.

Zlotnicki, J., J. L. Le Mouël, Y. Sasai, P. Yvetot and M. H. Ardisson, 2001. Self-potential changes associated with the volcanic activity. Short-term signals associated with March 9, 1998 eruption, Ann. Geofis., 44(2). 335-354.

Zlotnicki, J. and Y. Nishida, 2003. Review on morphological insights of self-potential anomalies on volcanoes, Surveys in Geophysics, 24, 291-338.

Zohdy, A. A. R., L. A. Anderson and L. J. P. Muffler, 1973. Resistivity, self-potential, and induced-polarization surveys of a vapor-dominated geothermal system, Geophysics, 38, 1130-1144.