

Jednowymiarowe modelowania reologii litosfery — wprowadzenie do metody

Marek Jarosiński*, Paweł Poprawa*, Marcin Dąbrowski**

1-D modelling of lithosphere's rheology — an overview of methodology. *Prz. Geol.*, 50: 879–892.

S u m m a r y. The paper presents methodology of construction of 1-D rheological profiles of the lithosphere and discusses input data constraints and related sources of possible errors. Rheological profiles, called also strength envelopes represent distribution of maximum differential stress with depth. Three mechanisms of the lithosphere deformation are taken into account: the elastic one (determined by Hook law), the brittle one (determined by Coulomb–Navier criteria) and the ductile one (controlled predominantly by powerlaw dislocation creep). Boundary conditions for rheological models are either constant horizontal force (dynamic model) or constant horizontal strain rate (kinematic model). The most important input data to a rheological model are petrological structure and thermal profile of the lithosphere. Constraints on the petrological structure come mainly from seismic soundings and seismologic analysis. Petrophysical studies allow for correlation of seismic wave velocity domains to simplified mineral composition. Thermal profile of the lithosphere is determined by surface heat flow density and by radiogenic heat production. Character of lithospheric deformation, defined by the strain rate and tectonic stress regime also significantly influences the outcome rheological model. A common result of continental lithosphere modelling is rheological stratification, which is a product of lithological layering effects in different reaction of constituent minerals to increase in temperature and pressure. It is generally presumed that rheology is controlled by the weakest mineral components that in the cases of the upper crust, the lower crust and the upper mantle are quartz, plagioclase feldspar, and olivine, respectively. Results of rheological modelling are affected by potential errors due to simplifications of natural processes by their numerical representation, as well as to the ambiguity of input data. Irrespective of above limitations, rheological modelling becomes necessary for understanding large-scale geodynamics.

Key words: rheology, lithosphere, tectonic stresses, geotherm, seismic structure

Wykresy reologiczne litosfery, zwane również obwiedniami wytrzymałościowymi (*strength envelopes*), ilustrują wielkości naprężeń dyferencjalnych (maksymalna różnica naprężeń) w funkcji głębokości. Modele takie są nierozdzielnie związane z modelami termicznymi litosfery, toteż te dwa typy modelowań zwykle wykonuje się łącznie.

Modele reologiczne stanowią rodzaj syntezy wyników badań wielu dziedzin nauk o ziemi: geofizyki, geologii, a także geodezji. Spośród badań geofizycznych, najważniejszą rolę odgrywają głębokie sondowania sejsmiczne, którymi rozpoznawana jest struktura litosfery, a także pomiary temperatury w otworach wiertniczych, pozwalające na szacunkowe określenie reżimu termicznego litosfery. Rolę uzupełniającą w tej syntezie spełniają obserwacje seismologiczne i badania pól potencjalnych, które w pewnym zakresie weryfikują prawidłowość modelu strukturalnego i petrofizycznego. Ponieważ bezpośrednia obserwacja naturalnych odkształceń w głębi skorupy ziemskiej nie jest możliwa, dlatego podstawową rolę w zrozumieniu mechanizmów deformacji skał w warunkach wysokich ciśnień i temperatur odgrywają badania laboratoryjne. Wyniki testów służą kalibracji równań konstytutywnych, wyprowadzanych na gruncie mikrofizyki ciała stałego, a także dostarczają stałych materiałowych do tych równań.

Istotny wkład w rozpoznanie mechanizmów deformacji w warunkach naturalnych wnosi geologia strukturalna, która w powiązaniu z petrofizyką charakteryzuje stan fizyczny deformowanego ośrodka skalnego. Powtarzalne pomiary geodezyjne z kolei, pozwalają scharakteryzować współczesne deformacje powierzchni ziemi, będące odzwierciedleniem procesów wgłębnych. Połączenie tak

różnorodnych danych w ramach jednego modelu cyfrowego, umożliwia testowanie ich wzajemnej spójności oraz poprawności matematycznego opisu procesów deformacyjnych.

Niniejszy artykuł jest próbą prezentacji i popularyzacji metodyki konstruowania jednowymiarowych profili reologicznych litosfery. Metoda ta nie była dotychczas w Polsce stosowana, za wyjątkiem wstępnych modelowań dla profilu głębokiej sejsmiki refrakcyjnej LT-7 (Jarosiński i in., 2002). Poniżej, zostaną omówione jedynie podstawy metodyczne modelowań reologicznych, wykonywanych na gruncie teorii ośrodka ciągłego i mikrofizyki ciała stałego, dla których obszerne wprowadzenie znaleźć można w pracach, np. Ranalliego (1995) oraz Turcottea & Schuberta (1982). Szczególną uwagę poświęcono natomiast jakości danych wejściowych do modelowań oraz wrażliwości modeli reologicznych na zmienność parametrów obliczeniowych.

Rozwój badań nad reologią litosfery

Badania reologiczne, uprawiane już od kilku dziesięcioleci, mają swoją bogatą literaturę. Zasadniczym impulsem dla ich rozwoju były eksperymenty laboratoryjne, zmierzające do określenia właściwości skał na dużych głębokościach, które na szerszą skalę rozwijały się począwszy od lat siedemdziesiątych (Murrell, 1976; Kirby, 1977; Brace & Kohlstedt, 1980; Meissner & Strehlau, 1982). Pierwsze syntetyczne zestawienia wyników reologicznych testów laboratoryjnych przedstawiono w latach osiemdziesiątych (Kirby, 1983; Ranalli, 1982, 1984). W efekcie pozwoliło to na sporządzenie głębokościowych profili reologicznych dla głównych typów skał (Ranalli & Murphy, 1987; Carter & Tsenn 1987; Tsenn & Carter, 1987). Dało to początek dynamicznemu rozwojowi modelowań cyfrowych, jako metody rekonstrukcji mechanizmów deformacji litosfery (m.in. Cloetingh & Banda,

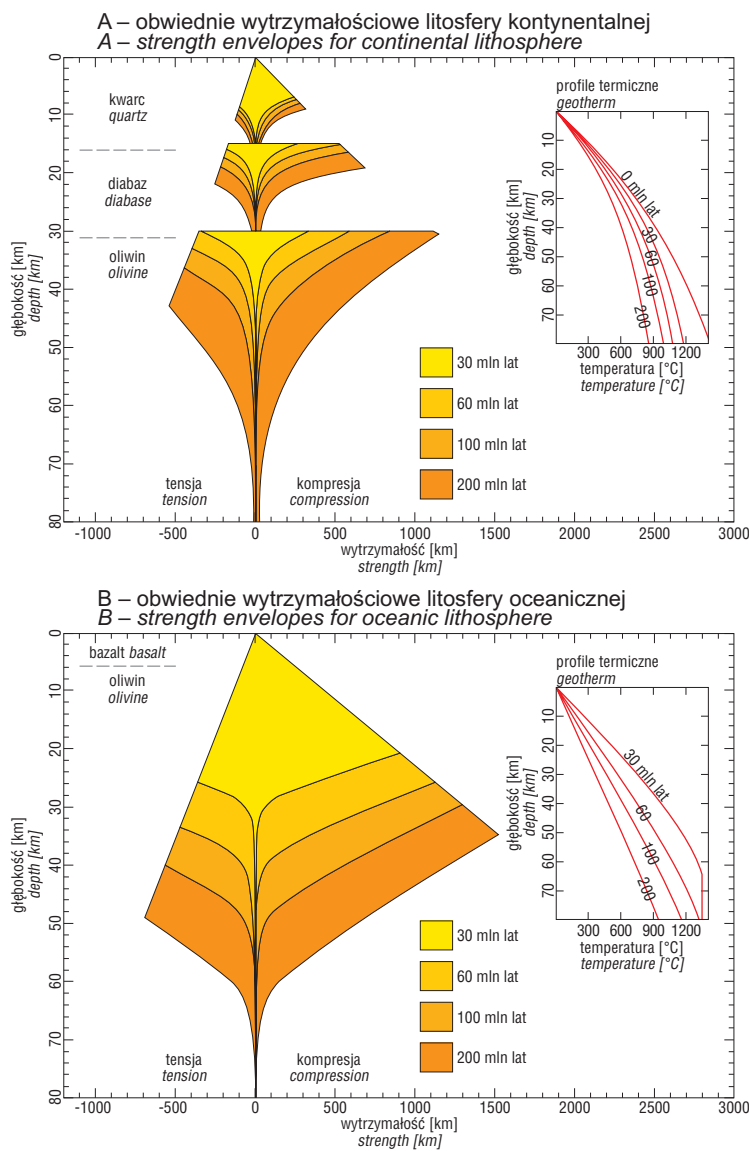
*Państwowy Instytut Geologiczny, ul. Rakowiecka 4, 00-975 Warszawa; mjar@pgi.waw.pl; ppop@pgi.waw.pl

**Uniwersytet Wrocławski, pl. M. Borna 9, 50-204 Wrocław; lothrin@o2.pl

1992; Burov & Diament, 1992; Beekman, 1994; Cloetingh & Burov, 1996; Lankreijer i in., 1997, 1999; Van Wees & Beekman, 2000; Moisis i in., 2000).

Zapotrzebowanie na modele reologiczne litosfery wzrosło, gdy dzięki szybko rozwijającym się metodom sondowań sejsmicznych i sejsmologii, otrzymano obraz

wgłębnej struktury skorupy ziemskiej i płaszcza litosferycznego, którego nie było można wytłumaczyć na gruncie jednowarstwowego modelu reologicznego skorupy ziemskiej. Przyjęcie rozwarstwienia reologicznego litosfery było konieczne, między innymi, dla wyjaśnienia skomplikowanej struktury stref kolizji płyt (Harry i in., 1994; Okaya i in., 1996), charakteru kompresyjnego przeładowania skorupy ziemskiej lub całej litosfery (Ziegler i in., 1995; Balen i in., 1998; Cloetingh i in., 1999), powstania niskokątowych uskoku ekstensyjnych i przesuwczych w środkowej i dolnej skorupie (np. Wernicke, 1986), czy relatywnie małych efektywnych miąższości sprężystych płyt kontynentalnych w wielu miejscach globu (Kushnir & Karner, 1985; Burov & Diament, 1992; Ranalli, 1994). Również modelowanie rozwoju ekstensyjnych basenów ryftowych (Bassi, 1995; Cloetingh i in. 1994; Cloetingh i in., 1995), a także wyjaśnienie stratyfikacji wystąpień ognisk wstrząsów sejsmicznych i stref ciszy sejsmicznej (Chen & Molnar, 1983; Gubbins, 1990) oraz rozkładu współczesnych naprężeń tektonicznych (Zoback, 1992; Jarsiński, 1999) wymagało odwołania się do realistycznego modelu reologicznego litosfery.



Ryc. 1. Profile wytrzymałościowe i termiczne dla hipotetycznej litosfery: (A) kontynentalnej — warstwowanej, oraz (B) oceanicznej — jednowarstwowanej (wg Beekman, 1994). Wykresy ilustrują systematyczny wzrost wytrzymałości litosfery w czasie, na skutek jej stygnięcia, w przeciągu 200 mln lat od zdarzenia termicznego. Lewa strona wykresu (ujemne wartości naprężenia dyferencjalnego) przedstawia wytrzymałość w tensji, podczas gdy prawa strona wykresu (dodatnie wartości naprężenia dyferencjalnego) przedstawia wytrzymałość w reżimie kompresyjnym. W efekcie powstaje wykres typu „choinkowego” (*Christmas trees*), będący najczęstszą formą prezentacji modeli reologicznych litosfery

Fig. 1. Strength envelopes and geotherms for a hypothetical lithosphere: (A) continental — layered, and (B) oceanic — rheologically not layered (after: Beekman, 1994). The diagrams illustrate systematic increase of the total strength of the lithosphere with time as a result of cooling, within a time span of 200 My after thermal event. Left side of the envelope (negative values of differential stress) represents strength in extensional regime, whereas the right side (positive values of differential stress) stands for strength in compressional regime. The outcome is a “Christmas tree” diagram, being the most common form of presentation of lithosphere rheological models

Cechy i rodzaje modeli reologicznych litosfery

Omówione poniżej jednowymiarowe modele wytrzymałościowe konstruowane są na gruncie mechaniki ośrodka ciągłego. Zakłada się, że poszczególne warstwy litosfery są homogeniczne i izotropowe. Modele, sporządzone na podstawie danych geofizycznych, które charakteryzują obecny stan ośrodka skalnego można bezpośrednio stosować do analizy mechanizmów współczesnej geodynamiki, tj. wyjaśnienia związków pomiędzy siłami tektonicznymi, generowanymi na obrzeżach płyt litosferycznych (Bott, 1990), a sposobem rozprzestrzeniania się wzbudzonych przez nie naprężeń (Zoback i in., 1989) oraz lokalizacją zniszczeń lub odkształceń tektonicznych (Cloetingh & Burov, 1996). Stosując podejście aktualistyczne można próbować rekonstrukcji zjawisk paleogeodynamicznych, do czego jednak potrzebny jest model paleoreologiczny, oparty na danych charakteryzujących stan fizyczny ośrodka w przeszłości. Wymaga to uzupełnienia modelu o dodatkowe parametry zmienności pola termicznego oraz palimpsestycznej rekonstrukcji struktury litosfery (np. Beekman, 1994; ryc. 1).

Modele reologiczne mogą być stacjonarne (*steady-state*) lub niestacjonarne (*transient*). W **modelach niestacjonarnych** uwzględnić można wpływ studzenia i wygrzewania litosfery na jej profil wytrzymałościowy (por. ryc. 1) lub rozwój pola naprężeń w obrębie poszcze-

gólnych warstw litosfery pod wpływem poziomego nacisku tektonicznego (ryc. 2a).

Niniejsze omówienie skoncentrowane jest na problematyce **modeli stacjonarnych** odnoszących się do dzisiejszego stanu litosfery. Zakłada się, że charakteryzują się one stabilnymi warunkami brzegowymi, takimi jak: tempo deformacji litosfery, siła przyłożona do krawędzi płyt oraz profil temperaturowy. Dla uproszczenia modeli przyjmuje się zwykle wiele dodatkowych założeń. Ujęcie jednowy-

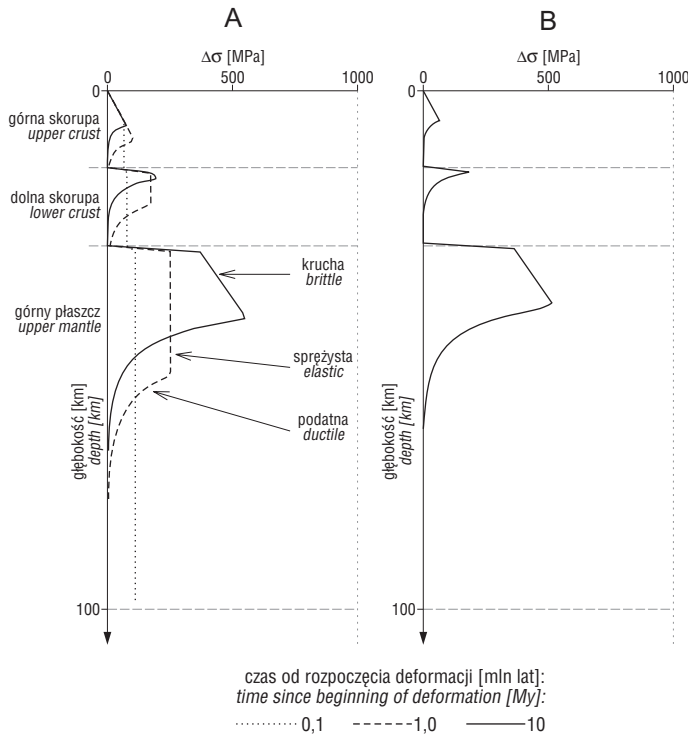
miarowe pozwala na opis stanu naprężeń przy użyciu tylko jednej ze składowych poziomych, będącej z założenia naprężeniem głównym. Przyjmuje się również, że naprężenie pionowe pokrywa się z jedną z osi głównych tensora naprężeń i wynika wyłącznie z obciążenia litostatycznego. Dodatkowe założenia dotyczą zwykle braku odkształcenia poziomego w kierunku prostopadłym do rozpatrywanego, choć istnieją też rozwiązania zakładające izotropowość odkształceń i naprężeń w płaszczyźnie poziomej.

W praktyce jednowymiarowych modelowań stacjonarnych spotykamy się z dwoma podstawowymi sposobami definiowania aktywności geodynamicznej litosfery, a mianowicie przez podanie wartości **tempa deformacji** litosfery (model kinematyczny) lub przez podanie wartości poziomej **siły tektonicznej** (model dynamiczny). W modelu kinematycznym, litosfera składa się z warstw kruchych oraz podatnych (ryc. 2b). Wielkość tempa deformacji wpływa wyłącznie na wynik modelowania w obrębie stref podatnych, nie ma natomiast wpływu na lokalną wytrzymałość warstw kruchych, a jedynie na ich miąższość. Modele te, w sposób najprostszy wyrażają zależność wytrzymałości od poszczególnych parametrów i dzięki temu są standardowo wykorzystywane do analiz geodynamicznych (np. Cloetingh & Banda, 1992; Beekman, 1994; Lankreijer i in., 1997, 1999; Van Wees & Beekman, 2000; Moisis i in., 2000). Przyjmuje się zwykle występowanie stałego tempa deformacji na wszystkich głębokościach (ryc. 2b), chociaż w uzasadnionych przypadkach można je zróżnicować. Tempo deformacji jest często parametrem określonym niedokładnie, w związku z czym obliczenia wykonuje się zazwyczaj wariantowo dla różnych jego wartości. W kontekście powyższej dyskusji należy podkreślić, że przyjęcie w modelu stałego tempa deformacji dla relatywnie długich przedziałów czasu geologicznego powoduje, że w konsekwencji następuje zmiana prędkości deformacji. Wówczas, w przypadku znacznych deformacji, modele takie przestają być stacjonarne.

W modelach dynamicznych przyjmuje się zwykle stałą wypadkową wytrzymałości profilu (Kushnir, 1991). Wielkość naprężeń dyferencjalnych na danej głębokości jest określona równaniami sprężystości do momentu osiągnięcia krytycznej wartości, kiedy to dochodzi do kruchego zniszczenia lub ustąpienia podatnego (ryc. 2a). Obecność sprężystej deformacji w modelach dynamicznych wprowadza rodzaj pamięci reologicznej, która uwidacznia się w przypadku zmiany zwrotu deformacji (Kushnir, 1991). Wprowadzenie do modelu warunku utrzymania wartości wypadkowej wytrzymałości profilu powoduje, że wraz z postępującą deformacją zanikowi warstwy elastycznej towarzyszy redystrybucja naprężeń w profilu, ze znaczną ich koncentracją w górnych partiach litosfery.

Założenia teoretyczne do modeli reologicznych

Profil termiczny litosfery. Warunki termiczne litosfery są kształtowane dwoma zasadniczymi czynnikami: przepływem ciepła z głębi globu ku powierzchni oraz produkcją ciepła radiogenicznego w trakcie rozpadu pierwiastków promieniotwórczych, których największa koncentracja występuje w obrębie górnej skorupy ziemskiej. W obrębie litosfery nadrzędnym mechanizmem transportu ciepła jest przewodnictwo, czyli kon-



Ryc. 2. Wykresy reologiczne przez hipotetyczną, trójwarstwową litosferę kontynentalną, składającą się z granitu (górną skorupą), diorytu (dolną skorupą) i dunitu (górnym płaszczem), przy założeniu: powierzchniowego strumienia ciepłego = 70 mWm^{-2} , ekstensyjnego reżimu deformacji, standardowych parametrów współczynnika tarcia na uskokach ($\mu = 0,6$), hydrostatycznego ciśnienia porowego oraz stałej produkcji ciepła radiogenicznego w górnej skorupie. A — model dynamiczny, przy oddziaływaniu stałej siły poziomej ($20 \times 10^{12} \text{ Nm}^{-1}$). Wykresy ilustrują proces „dojrzewania” pola naprężeń w czasie od 0,1 do 10 mln lat: wraz z upływem czasu dochodzi do całkowitego zniszczenia górnej skorupy, następnie dolnej skorupy oraz kumulacji naprężeń w górnym płaszczu, aż do osiągnięcia całkowitego zniszczenia litosfery; B — model kinematyczny, przy stałym tempie deformacji (10^{-15} s^{-1}). Model reprezentowany jest przez jedną obwiednię wytrzymałościową, odpowiadającą stanowi całkowitego zniszczenia litosfery w modelu dynamicznym

Fig. 2. Rheological profile of a typical continental lithosphere, built of granite (upper crust), diorite (lower crust), dunite (upper mantle), with following assumption: surface heat flow = 70 mWm^{-2} , extensional regime of deformations, standard parameters of friction coefficient ($\mu = 0,6$), hydrostatic pore pressure, and constant radioactive heat production in the upper crust. A — dynamic model, assuming loading of constant horizontal force ($20 \times 10^{12} \text{ Nm}^{-1}$). Strength envelopes illustrate process of evolution of tectonic stress within a time brackets of 0.1 to 10 Myr. The process progressively leads to failure of the upper crust, afterwards to failure of the lower crust, finally concentrating tectonic stress in the upper mantle, and subsequently resulting with the whole lithospheric failure; B — kinematic model, assuming constant strain rate (10^{-15} s^{-1}). The model is represented by a one strength envelope analogical to the whole lithospheric failure stage of the dynamic model

dukcja. Kondukcyjny profil termiczny litosfery w ujęciu stacjonarnym opisują równania przewodnictwa ciepłego Fouriera [1]. Przy założeniu, że litosfera jest układem warstw o stałych parametrach mechanicznych i termicznych, dla każdej z tych warstw równanie przyjmuje postać [2]. Rozwiązanie równania wymaga znajomości warunków brzegowych w postaci temperatury i gęstości strumienia ciepłego na jednym z krańców profilu litosfery. W praktyce, ze względu na możliwość kontroli pomiarami, modele reologiczne uwzględniają wielkość powierzchniowego strumienia ciepłego, a także temperaturę powierzchniową.

$$\nabla(\kappa \nabla T) + \frac{A}{\rho c} = 0 \quad [1]$$

$$\Delta T + \frac{A}{K} = 0 \quad [2]$$

gdzie: T — temperatura, A — moc źródeł ciepła w odniesieniu na jednostkę objętości, κ — przewodnictwo dyfuzyjne, ρ — ciężar właściwy, c — ciepło właściwe, K — przewodnictwo ciepłe.

Naturalna promieniotwórczość skał jest związana głównie z rozpadem izotopów pierwiastków uranu (^{238}U , ^{235}U), toru (^{232}Th) oraz potasu (^{40}K). Wielkość generowanego ciepła zależy więc od zawartości tych pierwiastków w skale, która w większości przypadków rozkłada się w profilu litosfery bardzo nierównomiernie. W efekcie, do danego modelu termicznego można przyjmować różne, alternatywne warianty rozprzestrzenienia produkcji ciepła radiogenicznego w obrębie wydzielonych warstw. Najprostszym i często stosowanym rozwiązaniem jest przyjęcie **stałej produkcji ciepła** dla każdej warstwy. Założenie takie prowadzi do następujących rozwiązań stacjonarnego równania przewodnictwa ciepłego dla gęstości strumienia ciepłego q [3] oraz dla temperatury T [4]:

$$q = q_{top} - A(z - top) \quad [3]$$

$$T = T_{top} + \frac{q_{top}(z - top)}{K} - \frac{A(z - top)^2}{2 \cdot K} \quad [4]$$

gdzie: top — położenie stropu danej warstwy, T_{top} , q_{top} — wartość temperatury i strumienia ciepłego na granicy z warstwą wyżejleżącą, z — głębokość. Pozostałe objaśnienia jak w równaniach 1 i 2.

Dotychczasowe badania wskazują na wyraźny zanik generowanego ciepła radioaktywnego z głębokością oraz tendencję do koncentracji pierwiastków promieniotwórczych w najwyższej, krystalicznej warstwie skorupy ziemskiej (ref. Ranalli, 1995). Próbę matematycznego opisu tej obserwacji stanowi model **wykładniczego zaniku generowanego ciepła** ze wzrostem głębokości w profilu. Należy zwrócić jednak uwagę, że stanowi on odstępstwo od często przyjmowanego założenia o homogeniczności warstw. W modelu takim zakładamy, że wielkość produkcji ciepła maleje z głębokością zgodnie ze wzorem [5]. W konsekwencji prowadzi to do rozwiązań stacjonarnego równania przewodnictwa ciepłego dla gęstości strumienia ciepłego oraz dla temperatury jak w równaniach odpowiednio [6] i [7]. Powyższe obliczenia można prowadzić dla dowolnej ilości warstw o zdefiniowanych parametrach przewodnictwa ciepłego i produkcji ciepła radiogenicznego.

$$A = A_0 \exp\left\{-\frac{z}{D}\right\} \quad [5]$$

$$q = q_{top} + AD \cdot \left(\exp\left\{-\frac{z - top}{D}\right\} - 1\right) \quad [6]$$

$$T = T_{top} + \frac{A \cdot D^2}{K} (1 - \exp\left\{-\frac{z - top}{D}\right\}) + \frac{q_{top} - A \cdot D}{K} (z - top) \quad [7]$$

gdzie: D — głębokość charakterystycznego zaniku produkcji ciepła. Pozostałe objaśnienia jak w równaniach 1–4.

Mechanizmy deformacji litosfery. W modelach reologicznych zakłada się występowanie trzech typów (reżimów) deformacji skał: sprężystej, kruchej i podatnej. O tym, która z nich przeważa, decydują czynniki zewnętrzne: temperatura, efektywne ciśnienie, wielkość deformacji i jej tempo oraz czynniki wewnętrzne: skład mineralny skał, wielkość ziaren i skład płynów.

Stan naprężeń w deformacji sprężystej. W tych modelach reologicznych, które zmierzają do odtworzenia zmian stanu naprężeń w czasie progresywnej deformacji (model dynamiczny: Kuszniar, 1991), przyjmuje się, że przed zniszczeniem kruchym lub podatnym ustąpieniem, naprężenia są generowane w wyniku sprężystego odkształcenia ośrodka. Wielkość naprężeń dyferencjalnych jest wówczas wyznaczana z prawa Hooke'a, które wyraża liniową zależność odkształcenia i naprężenia, ze współczynnikiem proporcjonalności określonym modułem Younga, charakterystycznym dla danej skały. Ze względu na małą ściśliwość sprężystą skał, mechanizm ten prowadzi jedynie do niewielkich odkształceń, rzędu kilku procent. Podczas odkształcenia sprężystego nie zachodzi nawet inicjalne zniszczenie skały, gdyż odkształcenie to jest z definicji odwracalne. Zatem w reżimie deformacji sprężystych nie można rozważać wytrzymałości skał.

Limit naprężeń w warstwach kruchych. Generalnie, maksymalne naprężenie dyferencjalne w skale wyznaczone jest jej wytrzymałością, zmienną w zależności od typu zniszczenia oraz warunków fizycznych jego wystąpienia. Obserwacje tektoniczne wskazują, że górna warstwa skorupy ziemskiej obfituje w kruche struktury zniszczeniowe. Są to przede wszystkim spękania o genezie tensyjnej oraz — akomodujące większe deformacje — uskoki. Zatem przy rozważaniach w skali litosfery, powszechnie przyjmuje się założenie, że w dużej objętości skały występują powierzchnie zniszczeń o różnorodnej orientacji, również o takiej, która odpowiada orientacji największych naprężeń ścinających. Wówczas najefektywniejszym sposobem rozładowania naprężeń w warstwie kruchej jest poślizg na powierzchniach już istniejących uskoczków. W takim ujęciu, powszechnie przyjmowanym w modelach reologicznych, maksymalne naprężenia dyferencjalne ($\sigma_1 - \sigma_3$) są wyznaczone przez tarcie na powierzchniach uskoczków, co wyraża kryterium Coulomba-Naviera (Sibson, 1974; Ranalli, 1987) [8]. W równaniu tym wielkość współczynnika α jest zależna od panującego reżimu naprężeń i dla reżimu uskoczków normalnych definiowana jest wzorem [9], dla reżimu uskoczków nasuwczych wzorem [10], zaś dla reżimu uskoczków przesuwczych wzorem [11].

$$\sigma_1 - \sigma_3 = \alpha \rho g z (1 - \lambda) \quad [8]$$

$$\alpha = (R - 1) / R \quad [9]$$

$$\alpha = R-1 \quad [10]$$

$$\alpha = (R-1)/[1 + \beta(R-1)] \quad [11]$$

$$\text{przy czym } R = [(1 + \mu^2)^{1/2} - \mu]^{-2}$$

gdzie: g — przyspieszenie grawitacyjne, ρ — średnia gęstość skał w nadkładzie, z — głębokość, λ — współczynnik wyrażający stosunek pomiędzy ciśnieniem płynów porowych i obciążeniem litostatycznym, μ — współczynnik tarcia statycznego. Współczynnik β jest zmienny w zakresie 0–1, w zależności od proporcji pomiędzy naprężeniami głównymi.

Ważnym parametrem w powyższych wzorach jest wielkość współczynnika tarcia statycznego μ . Od czasów eksperymentów Byerlee'ego (1978) przyjmuje się, że wartość tego współczynnika jest prawie niezależna od rodzaju skały (poza skałami zawierającymi dużą domieszkę minerałów ilastych, których obecność wybitnie obniża jego wartość) i zmienia się w niewielkim zakresie od 0,6 do 0,85, w zależności od ciśnienia otaczającego. Pomiar naprężeń w głębokich otworach wiertniczych, np. w otworach Dixie Valley oraz KTB (Zoback & Magee, 1991; Zoback & Townend, 2001), potwierdzają, że dla górnej skorupy wartości te są realistyczne. Warstwy kruche cechuje wzrost wytrzymałości z głębokością w funkcji zbliżonej do liniowej, a także niezależność stanu naprężeń od tempa deformacji i temperatury.

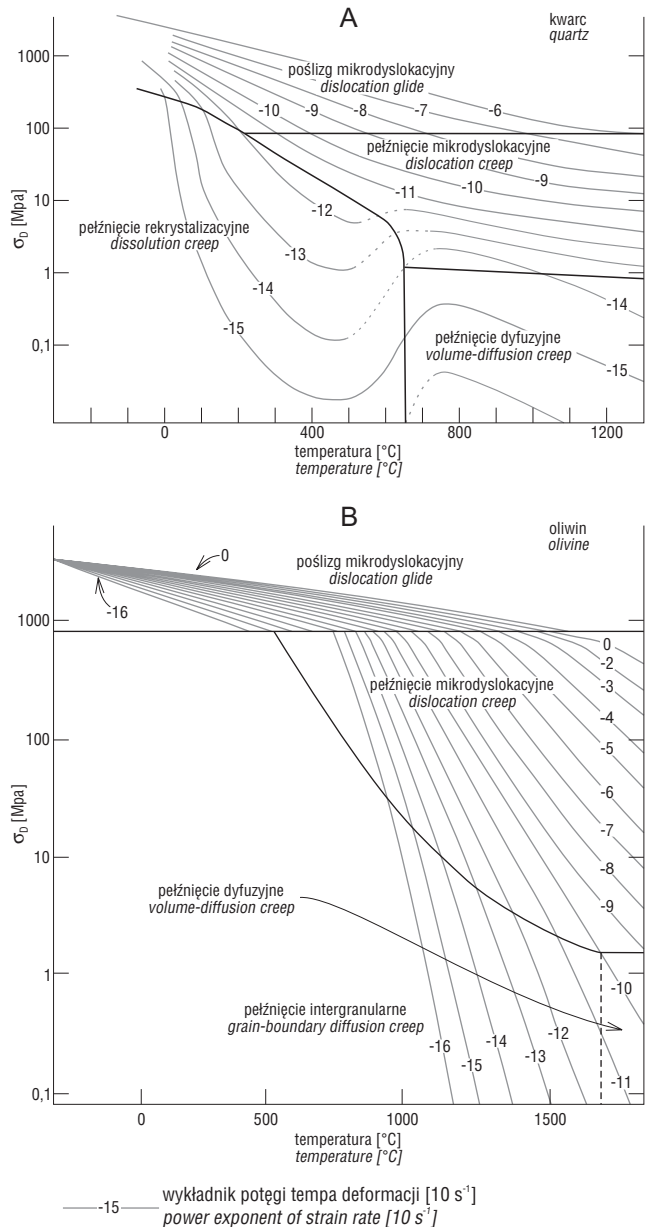
Limit naprężeń w warstwach podatnych. W przeciwieństwie do warstw kruchych, wielkość naprężeń w obrębie warstw podatnych jest zależna zarówno od tempa deformacji, jak i od temperatury. W przypadku deformacji podatnej nie jest to wytrzymałość skały *sensu stricto*, gdyż skała przy tych naprężeniach nie ulega zniszczeniu, a jest to opór pełźnięcia skały. Nie zagłębiając się w szczególności teorii deformacji podatnych (np. Ranalli, 1995), poniżej zostaną krótko omówione jedynie te mechanizmy, które mogą mieć decydujące znaczenie dla odkształcenia skał w zakresie temperatur i ciśnień typowych dla litosfery.

Wraz ze wzrostem głębokości rośnie udział energii termicznej w kształtowaniu właściwości mechanicznych ośrodka skalnego. Gdy w obrębie sieci krystalicznej minerałów uruchamiane są termicznie (czynnik Boltzmannowski) procesy migracji defektów punktowych i dyslokacji, wówczas skała zaczyna odkształcać się przez pełźnięcie w obrębie jej najslabszego reologicznie składnika. Do rozładowania naprężeń dochodzi wówczas przez rozproszone mikro-deformacje. Rozproszenie deformacji powoduje zanik kataklazy, która do powstania makroskopowych zniszczeń wymaga większej lokalnej koncentracji naprężeń.

Zróznicowanie mechanizmów odkształcenia podatnego w zmiennych warunkach ciśnienia, temperatury i dla zmiennego tempa odkształcenia ilustrują mapy deformacji (ryc. 3). Pokazują one m.in., że w granicach wartości występujących w litosferze procesy pełźnięcia są znacznie bardziej wrażliwe na zmiany temperatury niż ciśnienia.

Przy wysokiej temperaturze głównym mechanizmem pełźnięcia skały jest dyfuzja (Kirby, 1983; Carter & Tsenn, 1987; Ranalli, 1987). Proces ten jest szczególnie efektywny przy małych rozmiarach ziaren kryształów (<100 μm). Dyfuzja atomów i defektów punktowych wewnątrz sieci krystalicznej (*Nabarro-Herring creep*) lub na granicy ziaren (*Coble creep*), mimo iż zachodzi przy udziale niewielkich naprężeń dyferencjalnych (ryc. 3), prowadzi jednak

do znacznego makroskopowego odkształcenia skały. Przy pełźnięciu dyfuzyjnym stwierdza się liniową relację pomiędzy wielkością naprężenia dyferencjalnego a tempem deformacji. Pozwala to na utożsamienie pełźnięcia dyfuzyjnego z płynięciem cieczy newtonowskiej, gdzie



Ryc. 3. Mapy deformacyjne, przedstawiające główne mechanizmy odkształceń, dominujące w skałe monomineralnej w określonych warunkach ciśnienia i temperatury oraz przy określonym tempie deformacji; A — dla kwarcu, tj. podstawowego, najslabszego składnika warunkującego wytrzymałość krystalicznej górnej skorupy ziemskiej; B — dla oliwinu, tj. podstawowego składnika warunkującego wytrzymałość w obrębie górnego płaszczca

Fig. 3. Deformation maps, showing the main deformation mechanisms of a mono-mineral rock, dominating in certain fields of pressure, temperature and deformation rates configuration; A — for quartz, *i.e.*, the main constituent controlling rheology of the upper crust; B — for olivine, *i.e.* the main constituent controlling rheology of the upper mantle

proporcja pomiędzy naprężeniami dewiatorowymi a tempem odkształcenia jest również liniowa i wyraża się lepkością płynu.

Przy niższych temperaturach zaczyna dominować pełźnięcie mikrodyslokacyjne, które wzbudzone jest większym naprężeniem dyferencjalnym (ryc. 3). Polega ono na propagacji dyslokacji liniowych w płaszczyźnie sieci krystalicznej (*dislocation glide*), które bywa stowarzyszone z przemieszczeniami tych dyslokacji na inne płaszczyzny sieci krystalicznej, przy udziale mechanizmu dyfuzji (*dislocation climb*). W obu przypadkach zależność pomiędzy naprężeniem dyferencjalnym a tempem deformacji jest wyrażona funkcją potęgową [12] (Kirby, 1983), stąd też w terminologii anglosaskiej w odniesieniu do tego mechanizmu powszechnie używany jest termin *powerlaw creep*.

$$\sigma = \left[\frac{\dot{\epsilon}}{A_p} \right]^{\frac{1}{N}} \cdot \exp \left[\frac{E_p}{NRT} \right] \quad [12]$$

gdzie: $\dot{\epsilon}$ — tempo deformacji, A_p , N i E_p — empirycznie wyznaczone stałe materiałowe, R — uniwersalna stała gazowa, T — temperatura bezwzględna.

Zakłada się, że empirycznie wyznaczone wartości stałych materiałowych dla poszczególnych typów skał są niezależne od warunków ciśnienia i temperatury (Ranalli, 1987; Carter & Tsenn, 1987).

Badaniami eksperymentalnymi dowiedziono (Goetze & Evans, 1979), że dla oliwiny wzrost naprężeń dyferencjalnych powyżej 200 MPa powoduje przejście pełźnięcia dyslokacyjnego, zgodnego z funkcją potęgową, w tzw. wysokociśnieniową i niskotemperaturową plastyczność. Charakteryzuje się ona występowaniem wykładniczej relacji pomiędzy tempem deformacji a naprężeniem [13] (Tsenn & Carter, 1987).

$$\dot{\epsilon} = A \exp(\beta\sigma) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad [13]$$

gdzie: A , E i β — parametry materiałowe

Przy zakresach ciśnień i temperatur oraz temp deformacji tektonicznych, typowych dla skorupy ziemskiej, głównym mechanizmem odkształceń podatnych jest ni-newtonowskie pełźnięcie mikrodyslokacyjne. Tylko w obrębie górnego płaszczka, istotne znaczenie może mieć pełźnięcie dyfuzyjne lub newtonowskie pełźnięcie mikrodyslokacyjne (*Harper-Dorn creep*). W skałach o złożonym składzie mineralnym różne mechanizmy pełźnięcia mogą współwystępować ze sobą, jednakże w danych warunkach naprężeń i temperatur zwykle zaznacza się dominacja jednego z nich (Davis & Reynolds, 1996). W numerycznych analizach reologicznych przyjmuje się występowanie jednego typu pełźnięcia na danej głębokości. Wyliczane wykresy wytrzymałości przy deformacji podatnej cechuje nieliniowy spadek naprężeń wraz ze wzrostem głębokości.

Oslabienie przejściowej strefy krucho-podatnej a naprężenia maksymalne. Wykresy reologiczne cechuje nienaturalne załamanie krzywej wytrzymałości, znaczące natychmiastowe przejście pomiędzy deformacją o charakterze kruchym i podatnym. Te fragmenty profilu litosfery są z punktu badań reologicznych szczególnie istotne, gdyż wyznaczają maksima wytrzymałości poszczególnych

warstw. Z badań strukturalnych i laboratoryjnych wiadomo jednak, że przejście to jest stopniowe i realizuje się w postaci deformacji mieszanych, krucho-podatnych (Rutter, 1986) lub tzw. półkruchych (*semi-brittle*).

Już w głębszych partiach strefy kruchej zaznaczają się procesy powodujące znaczne osłabienie stref uskokowych, które decydują o wytrzymałości warstw kruchych. Są to przede wszystkim wysokie naciśnienia porowe i towarzyszące im wzmoczone rozpuszczanie pod ciśnieniem (Rutter, 1983) oraz rekrystalizacja. Do procesów takich zaliczyć ponadto można powstawanie poślizgów bliźniaczych w sieci krystalicznej, uporządkowanie teksturalne minerałów ilastych oraz produkcję ciepła z deformacji, która w skrajnych przypadkach może spowodować częściowe stopienie skały (Brun & Cobbold, 1980).

Generalnie, mieszany reżim deformacji stref uskokowych można utożsamiać ze strefą stopniowego przejścia od dyslokacji o charakterze kataklastycznym, w obrębie których wielkości naprężeń ścinających zależy głównie od sił tarcia, do stref mylonitycznych (White i in., 1980), w których z kolei deformacja w największym stopniu jest uwarunkowana przez temperaturę (Hobbs i in., 1986; Rutter, 1986; Sholz, 1988).

W skałach o reologicznym typie granitu najwyższa strefa penetratywnych deformacji krucho-podatnych występuje w zakresie temperatur 300–400°C (Sholz, 1988). Przy sprzyjających warunkach deformacji w temperaturach tych zachodzi uplastycznienie kwarcu. Wraz ze wzrostem temperatury nasilają się procesy pełźnięcia, począwszy od najslabszego składnika w obrębie skały. Przyjmuje się, że już ok. 20% domieszka objętościowa słabego składnika może decydować o właściwościach mechanicznych skał, choć dodatkowy wpływ ma również sposób jego upakowania (Handy, 1990).

Uwzględnienie w numerycznych modelach reologicznych litosfery mieszanego stylu deformacji prowadziłoby do „wygładzenia” ostro zaznaczających się maksimów na wykresach, a w efekcie do obniżenia maksymalnej, przewidywanej wytrzymałości warstw. Ze względu jednak na złożoność mechanizmów deformacji mieszanych oraz trudności z ich ujęciem ilościowym (Evans i in., 1990), nie są one uwzględniane w modelowaniach reologicznych. W efekcie dla uzyskania bardziej realistycznego kształtu wykresów niekiedy arbitralnie jest ograniczana wartość maksymalnej wytrzymałości. Pewną wskazówką dla określenia takiej wartości mogą być wyniki testów wytrzymałościowych w warunkach ciśnień i temperatur charakterystycznych dla głębokiej skorupy i górnego płaszczka. Wskazują one, że dla różnych skał maksymalne naprężenia mogą wahać się w granicach 200–1500 MPa (np. Wilks & Carter, 1990). Przykładowo Ord & Hobbs (1989) przyjmują, że równanie Byerlee’ego przestaje obowiązywać przy naprężeniach dyferencjalnych, wynoszących w przypadku reżimu przesuwczego ok. 300 MPa zaś w przypadku reżimu nasuwczego 700 MPa.

Dane do modelu reologicznego oraz ich wiarygodność

Głównymi czynnikami warunkującymi właściwości reologiczne skał są temperatura, skład mineralny, obecność płynów i warunki deformacji. Dysponując dostateczną wiedzą o tych parametrach jest możliwe skonstruowanie

wiarygodnego, cyfrowego modelu wytrzymałości litosfery. W praktyce jednak dane i parametry do takich obliczeń cechują się ograniczonym zakresem możliwej dokładności, a niekiedy składają się na nie, oprócz pomiarów i doświadczeń empirycznych, również daleko idące interpretacje. W poniższej dyskusji, prezentując dane do mode-
 lań reologicznych, ograniczono się do omówienia najbardziej powszechnych źródeł możliwego błędu.

Dane do profilu termicznego litosfery. Jednym z głównych parametrów decydujących o strukturze reologicznej litosfery, jest jej profil temperaturowy (np. Kushnir, 1991; Cloetingh & Banda, 1992; Ranalli, 1995; Jarosiński i in., 2002). Podstawowym ograniczeniem modelu termicznego jest brak znajomości poszczególnych jego elementów poza zasięgiem penetracji wiertniczej.

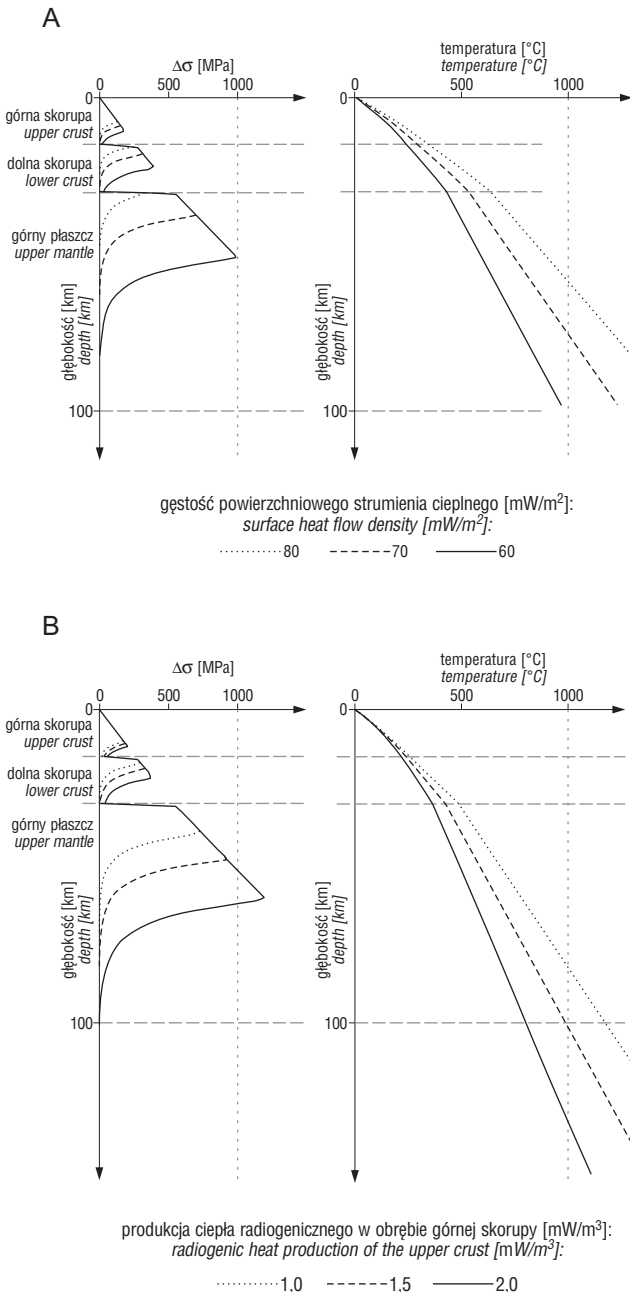
Profil temperatury (*geotherm*) jest obliczany począwszy od średniej temperatury powierzchniowej w głąb, aż do spągu termicznej litosfery. Spąg ten wyznaczony jest przez temperaturę w przedziale od ok. 1450°C (Ste-

in & Stein, 1992) do 1280°C (Zhou, 1996), przy czym najczęściej przyjmuje się temperaturę 1300°C (np. McKenzie, 1978). Głębokość spągu termicznej litosfery nie zawsze pokrywa się z głębokością spągu mechanicznej litosfery, ograniczonej od dołu przez strefy niskich prędkości sejsmicznych w obrębie górnego płaszczka (np. Condie, 1976). Model Čermaka i in. (1992), wiąże temperaturę w spągu litosfery z głębokością spągu mechanicznej litosfery [14].

$$T_L = 0,85(1100^\circ\text{C} + 3z) \quad [14]$$

gdzie: T_L — temperatura w spągu litosfery, z — głębokość spągu litosfery mechanicznej

Najważniejszym parametrem, rzutującym na obliczenia profilu termicznego litosfery, jest gęstość powierzchniowego strumienia ciepłego (ryc. 4a). Jest ona obliczana na podstawie pomiarów temperatury i przewodnictwa ciepłego w otworach wiertniczych. Reprezentatywność pomiarów temperatury jest ograniczona zaburzeniami w obrębie strefy przyotworowej, spowodowanymi zwłaszcza cyrkulacją płuczki (zob. Clauser, 1999). Na pomierzoną temperaturę wpływ mogą mieć również czynniki powodujące niestacjonarność badanego systemu, takie jak cyrkulacja płynów porowych, czy wpływ zmian paleoklimatycznych (np. Kukkonen i in., 1998; Šafanda & Rajver, 2001; Szewczyk, 2002). Laboratoryjne pomiary przewodnictwa ciepłego są również obarczone błędami, których źródłem może być np. niereprezentatywność relatywnie małych próbek skalnych wobec znacznego zróżnicowania litologicznego naturalnego ośrodka (np. Balling, 1995), jak również ograniczenia aparaturowe (np. Haenel i in., 1988). Alternatywę dla pomiarów laboratoryjnych



Ryc. 4. Wrażliwość modelu reologicznej i termicznej struktury litosfery na zmienność parametrów termicznych. Przyjęto stały skład petrograficzny i pozostałe parametry modelu (jak na ryc. 2); A — zmiana powierzchniowego strumienia ciepłego w granicach 60–80 mW/m² powoduje znaczące różnice w miąższości termicznej litosfery (temp. ok. 1300°C) oraz strukturze jej wytrzymałości. Wpływ tego parametru jest szczególnie istotny dla modelu głębszych partii profilu litosfery; B — zmiana średniej produkcji ciepła radiogenicznego w górnej skorupie w zakresie 1–2 $\mu\text{W}/\text{m}^3$ również powoduje znaczące różnice w profilach temperaturowych i wytrzymałościowych litosfery. Przy wzroście produkcji ciepła radiogenicznego, co w warunkach stałego, powierzchniowego strumienia ciepłego oznacza zmniejszenie strumienia ciepłego z płaszczka, następuje wzrost wytrzymałości litosfery w dolnej części profilu

Fig. 4. Sensitivity of reconstructed rheological and temperature profiles of lithosphere to thermal parameters of the model. Petrographic composition and other parameter are constant (see Fig. 2); A — variations in heat flow density in a range of 60–80 mW/m² results with significant differences in thickness of thermal lithosphere (temp. approx. 1300°C) and its rheological structure. Model is the most sensitive to this parameter at the deep levels of lithosphere; B — variations in average radiogenic heat production of the upper crust in a range of 1–2 $\mu\text{W}/\text{m}^3$ also results with important differences in thermal and rheological models. If the surface heat flow is constant, increase of radiogenic heat production leads to decrease in mantle heat flow. As a consequence, strength of the lower part of lithosphere increases

może stanowić określanie przewodnictwa cieplnego na podstawie karotaży otworowych (Szewczyk, 2001). Szacuje się, że w efekcie powyższych ograniczeń, zakres możliwego błędu w określaniu powierzchniowego strumienia ciepłego w granicach 10–20% nie jest rzadkością, nawet w dobrze rozpoznanych pod względem termiki obszarach. Skutkiem tej niedokładności, wyliczana wartość temperatury dla powierzchni Moho może się wahać w granicach 100°C, a głębokość granicy deformacji kruchych i podatnych w modelach reologicznych — o kilka kilometrów.

Kolejnym elementem modelu termicznego, rzutującym na kształt profilu temperatury oraz na miąższość termicznej litosfery, jest produkcja ciepła radiogenicznego (ryc. 4b). W uproszczeniu można stwierdzić, że w zależności od warunków lokalnych ok. 40–60% powierzchniowego strumienia ciepłego jest produkowana w obrębie skorupy ziemskiej, pozostała zaś część ciepła jest przekazywana z płaszcza (np. Pollak & Chapman, 1977). Rozkład produkcji ciepła radiogenicznego w obrębie skorupy i płaszcza litosferycznego jest w praktyce trudny do określenia (zob. np. Stacey, 1977; Jaupart i in., 1981; Fowler, 1990; Ranalli, 1995), toteż opiera się zwykle na założeniach teoretycznych i analogiach. W obrębie górnej skorupy ziemskiej, do głębokości ok. 10 km przyjmuje się zwykle prostą zmienność liniową bądź, częściej, wykładniczy zanik produkcji ciepła radiogenicznego wraz ze wzrostem głębokości [5] (Čermak & Bodri, 1991). Dodatkowo, pomiary laboratoryjne tego parametru dla skał krystalicznych występujących przy powierzchni ziemi, dowodzą niejednorodnej jego dystrybucji (np. Plewa, 1994; Balling, 1995). Na większych głębokościach, wielkość produkcji ciepła radiogenicznego jest korelowana często z prędkościami fali sejsmicznej; relacje te określone są wzorem [15] dla skał fanerozoicznych oraz dla skał prekambryjskich [16] (Rybach & Buntebarth, 1982, 1984; Čermak & Rybach, 1989; Čermak & Bodri, 1991). Jednakże przyjęcie takiej zależności bez dobrej znajomości litologii jest ryzykowne (zob. dyskusja: Fountain, 1986, 1987; Rybach & Buntebarth, 1987).

$$\ln A = 13,7 - 2,17V_p \quad [15]$$

$$\ln A = 12,6 - 2,17V_p \quad [16]$$

gdzie: V_p — prędkość podłużnej fali sejsmicznej, A — produkcja ciepła radiogenicznego.

Model termiczny litosfery jest również uwarunkowany parametrami fizycznymi skał, tj. przewodnictwem cieplnym (powyżej wspomniane w odniesieniu do wyższej części górnej skorupy) oraz pojemnością cieplną (parametr stosowany w modelach niestacjonarnych). Ponieważ na głębokościach przekraczających zasięg penetracji wierceń, parametry te są słabo rozpoznane, ich wartości są określane zazwyczaj na podstawie eksperymentów laboratoryjnych na próbach skał ekshumowanych ze znacznych głębokości. Najczęściej przyjmuje się, że zarówno przewodnictwo, jak i pojemność cieplna zmieniają się wraz z głębokością w funkcji temperatury (np. Zhou, 1996). Wartości tych parametrów dla skał budujących dolną skorupę i płaszczy litosferyczny są jednak obiektem licznych kontro-

wersji (por. np. Clauser, 1988; Čermak i in., 1989; Beekman, 1994; Ranalli, 1995; Zhou, 1996). Pomimo to, możliwy zakres zmienności przewodnictwa cieplnego skał nie ma istotnego wpływu na wyniki modeli reologicznych, poza istotnym wpływem na miąższość termicznej litosfery (np. Jarosiński i in., 2002).

Dane do modelu petrofizycznego litosfery. O wytrzymałości litosfery w obrębie warstw podatnych, oprócz temperatury, w najwyższym stopniu decyduje również jej litologia, a zwłaszcza rodzaj najsłabszego reologicznie, powszechnie występującego składnika (ryc. 5). Zwykle słabszy jest ten minerał, który ma niższą energię aktywacji sieci krystalicznej i niższą temperaturę topnienia. I tak, w przypadku modelu jednoskładnikowego przyjmuje się, że (m.in. Ord & Hobbs, 1989):

— w obrębie górnej skorupy kwarcytowej lub granitowej najsłabszym składnikiem jest kwarc;

— w obrębie środkowej skorupy granodiorytowej lub diorytowej jest to plagioklaz;

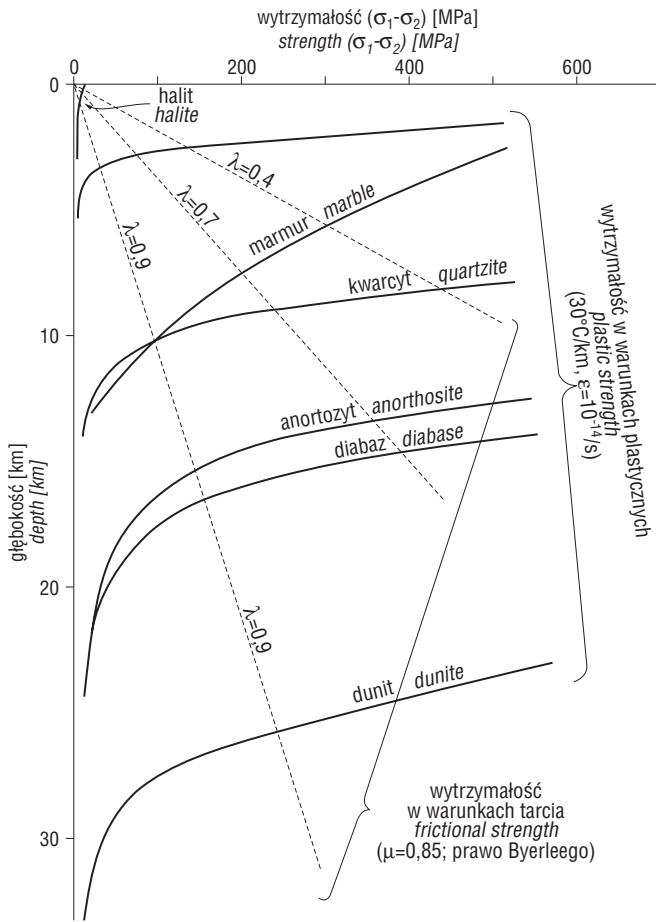
— w obrębie dolnej skorupy, zbudowanej ze skał maficznych, najsłabszym składnikiem są pirokseny;

— w obrębie górnego płaszcza, gdzie dominują skały ultramaficzne takie jak perydotyt lub dunit, o ich reologii decyduje oliwin.

Eksperymenty laboratoryjne, prowadzone na wieloskładnikowych próbach skał, dostarczają danych materiałowych do bardziej realistycznych, wieloskładnikowych modeli reologicznych (White & Bretan, 1985; Meissner & Kuszniir, 1987; Ranalli & Murphy, 1987; Carter & Tsenn, 1987; Ranalli, 1995). Zestawienie syntetyczne tych wyników (Fernandez & Ranalli, 1997) pokazuje, że w obrębie skał typowych dla poszczególnych warstw litosfery występują różnice w wielkościach stałych materiałowych, mogące istotnie wpłynąć na wynik modelowania reologicznego. Dlatego ważnym zadaniem jest prawidłowe rozpoznanie składu mineralnego litosfery.

Głównym źródłem informacji o strukturze skorupy ziemskiej i górnego płaszcza na głębokościach przekraczających penetrację otworów wiertniczych są profile sejsmiki refleksyjnej i refrakcyjnej. Zróznicowanie struktury skorupy ziemskiej w sejsmice wyraża się przede wszystkim różnicami prędkości propagacji fali sejsmicznej pomiędzy wyodrębnionymi kompleksami. Dane sejsmiczne w postaci modelu prędkościowego charakteryzują jedynie dynamiczne właściwości sprężyste ośrodka, natomiast profil reologiczny wymaga petrologicznej charakterystyki warstw.

Interpretacja składu mineralnego skorupy i płaszcza ziemskiego na podstawie prędkości fal sejsmicznych nie jest jednoznaczna. Tym niemniej, możliwe jest stosowanie w tym zakresie ogólnych zasad i standardów, będących efektem zarówno doświadczeń laboratoryjnych (Burk & Fountain, 1990), jak i syntezy analiz sejsmicznych (Smithson & Shive, 1977; Smithson i in., 1987; Christensen, 1982; Holbrook, 1989; Holbrook i in., 1992; Christiansen & Mooney, 1995; Satarugsa & Johnson, 2000). Interpretacja taka powinna być podparta wszechstronną analizą geofizyczną skorupy ziemskiej, zwłaszcza danymi grawimetrycznymi i magnetycznymi. Cennym uzupełnieniem danych sejsmicznych w tym zakresie mogą być również analizy geochemiczne skał magmowych, w tym również ksenolitów (ryc. 6). Na podstawie obserwacji



Ryc. 5. Wpływ zmienności litologii litosfery na jej profile wytrzymałościowe w reżimie deformacji podatnych, przy stałych pozostałych parametrach modelu (wg Suppe, 1985). Zakłada się, że na odcinkach profilu, gdzie dominują deformacje kruche, wytrzymałość jest niezależna od składu petrograficznego. Decydują o niej wówczas takie parametry jak statyczny współczynnik tarcia czy współczynnik ciśnienia porowego. Na rycinie przedstawione zostały zakresy zmienności wytrzymałości warstw kruchych przy zmianie ciśnienia porowych od bliskich hydrostatycznemu ($\lambda = 0,4$) do bliskich litostatycznemu ($\lambda = 0,9$)

Fig. 5. Dependence of the creep stress on the composition of the lithosphere; other parameters are constant (after: Suppe, 1985). It is presumed that at these depths where brittle deformation predominates, strength of lithosphere is independent on rock type. Thus, its strength is controlled by other parameters, like friction coefficient and pore pressure coefficient. The figure shows strength of brittle layers changing according to variations of pore pressure from near hydrostatic ($\lambda = 0.4$) to near lithostatic ($\lambda = 0.9$)

dokonywanych w strefach wychodni ekshumowanych skał krystalicznych nasuwa się wniosek, że litologia skorupy ziemskiej jest znacznie bardziej skomplikowana, niż by to wynikało z analiz sejsmicznych, cechujących się ograniczoną rozdzielczością.

Szybki postęp w metodyce sondowań sejsmicznych sprawia, że z tego typu danych wydobywa się coraz więcej informacji, użytecznych w modelach reologicznych. Przykładem jest określanie parametrów sprężystych ośrodka na podstawie rejestracji fali podłużnej i poprzecznej (Zandt & Ammon, 1995), czy też określanie kierunków anizotropii sejsmicznej w oparciu o polaryzację i rozszczepienie fali poprzecznej (Crampin & Lovell, 1991, Babuška

i in., 1993). Dodatkowo precyzję modeli prędkościowych podnosi przestrzenna rejestracja sygnału na kilku profilach sejsmicznych jednocześnie (Guterch & Grad, 2000).

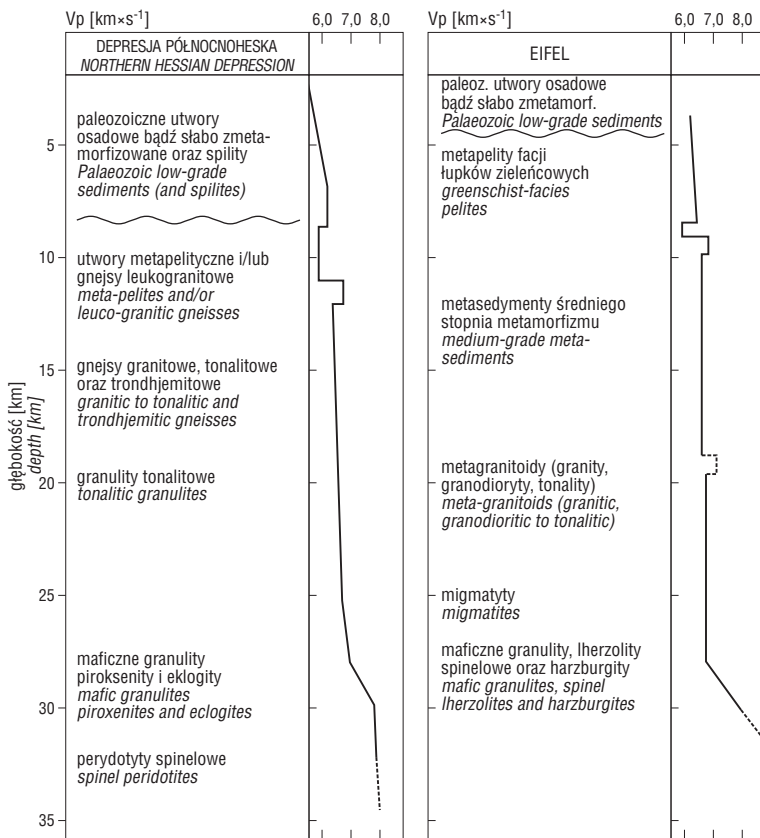
Obecność płynów i ich rola mechaniczna. Obecność płynów w skale obniża wytrzymałość, zarówno warstw kruchych, jak i podatnych. Ciśnienie płynów porowych obniża naprężenia efektywne i zmniejsza wielkość naprężeń dyferencjalnych, potrzebnych do kruchego zniszczenia lub reaktywacji uskoków, powodując tym samym wzrost miąższości warstw ulegających deformacji kruchej kosztem podatnych (Zoback & Townend, 2001; por. ryc. 5). Z kolei w warstwach deformowanych podatnie, sama obecność wody w sieci krystalicznej (Thompson, 1992) powoduje obniżenie energii jej aktywacji (Kirby & Scholz, 1984) oraz inicjuje procesy pełźnięcia przez rozpuszczanie pod ciśnieniem i rekrytalizację (Etheridge i in., 1984).

Standardowo przyjmowane w modelach reologicznych założenie o hydrostatycznym ciśnieniu płynów porowych w warstwach kruchych jest uproszczeniem, które może powodować znaczne zawyżenie ich wytrzymałości. Jest bardzo prawdopodobne, że pod najwyższą warstwą podatną, która stanowi ekran dla migracji płynów ku powierzchni, występują znaczne nadcisnienia hydrauliczne. Podobne zjawisko na mniejszych głębokościach występuje w basenach osadowych, gdzie poniżej poziomów ewaporatowych lub kompleksów ilastych o dużej miąższości powszechnie występują nadcisnienia płynów porowych (np. Engelder, 1993, Sibson, 1994). W reżimach nasuwczych, w skrajnych przypadkach, wielkości ciśnień porowych mogą się zbliżać do wartości obciążenia litostatycznego. W głębi skorupy ziemskiej, podwyższenie ciśnienia płynów może być przyczyną zjawisk sejsmicznych, noszących znamiona deformacji kruchych, a zachodzących w warstwach nominalnie podatnych (Lamontagne & Ranalli, 1997).

Na ogół dla konkretnych profili nie ma bezpośrednich przesłanek co do obecności wody i jej ciśnienia w głębi skorupy ziemskiej lub płaszcza. Czasami strefy obniżonej prędkości fali sejsmicznej, podwyższonej refleksyjności, a także rozpoznawane badaniami magnetotelurycznymi strefy wysokiej przewodności elektrycznej są interpretowane jako zawadnione (Hyndman & Shearer, 1989).

Tempo deformacji litosfery. Ze względu na założoną w modelach jednowymiarowych stałą miąższość warstw, uwzględnia się w nich jedynie deformacje w kierunku poziomym. Tempo deformacji poziomych nie wpływa na przebieg wykresu wytrzymałości w obrębie warstw kruchych, jest natomiast istotnym parametrem modelowania reologii warstw podatnych. W przypadku braku danych pomiarowych, do modelu reologicznego przyjmuje się standardowe wartości tempa deformacji i wówczas wyniki modelowania przedstawia się w kilku wariantach, obejmujących najbardziej prawdopodobny zakres zmienności tego parametru (ryc. 7). Z dotychczasowych doświadczeń wynika, że w rejonach aktywnych tektonicznie tempo regionalnych deformacji wynosi ok. 10^{-15} s^{-1} , natomiast stabilne kratony deformują się w tempie ok. 10^{-17} s^{-1} (np. Ranalli, 1997). Dla przykładu, fragment orogenu doznający skrócenia o połowę w przeciągu 30 mln lat deformuje się w tempie rzędu 10^{-15} s^{-1} ; to samo tempo deformacji wykazuje ryft o ekstensji 100% w czasie 30 mln lat.

Współczesne tempa poziomych deformacji powierzchni skorupy ziemskiej w skali regionalnej można wyznaczyć



Ryc. 6. Przykłady zmian prędkości fali podłużnej V_p z głębokością w obrębie górnych warstw litosfery w obszarach o rozpoznanej litologii na podstawie analizy ksenolitów (wg Aichroth & Prodehl, 1990; Mechie i in., 1983)

Fig. 6. Changes of compressional wave V_p with depth at the upper levels of lithosphere for the regions, where petrographic structure is constrained by xenolith analysis (after: Aichroth & Prodehl, 1990; Mechie et al., 1983)

na podstawie geodezyjnych pomiarów satelitarnych (Keller & Pinter, 2002). Jednak ze względu na relatywnie małe tempo śródpłytowych odkształceń tektonicznych, oraz fakt, że pomiary takie prowadzone są na większą skalę dopiero od kilkunastu lat, pole deformacji poziomych zostało dotychczas określone tylko dla niektórych obszarów o wybitnej współczesnej ruchliwości. Precyzja obecnych technik pomiarów satelitarnych pozwala np. na wyznaczenie w przeciągu kilku lat zmian długości odcinka 100 km, jeżeli odbywają się w tempie większym niż 10^{-15}s^{-1} (np. Ranalli, 1995). Jeżeli tempo odkształceń jest mniejsze, wymaga przyjęcia dłuższego odcinka bazowego lub wydłużenia czasu obserwacji. Jednak pomiary na długich odcinkach dają uśrednione tempo odkształceń zacierając powszechnie występującą niejednorodność pola deformacji.

Nawet w skali regionalnej odkształcania powierzchni ziemi realizują się zazwyczaj wzdłuż ograniczonych stref dyslokacyjnych. Również w głębi litosfery, w warstwach podatnych skorupy ziemskiej większość deformacji jest akomodowanych w strefach ścinania, rozdzielonych domenami słabiej zaburzonymi (Fernandez & Ranalli, 1997; Handy, 1989). Z tego względu tempa deformacji uśrednione dla dużych obszarów mogą być o kilka rzędów wielkości mniejsze od rzeczywistych deformacji ośrodka skalnego, zachodzących w strefach dyslokacyjnych, które

oceniane są na ok. 10^{-10}s^{-1} – 10^{-14}s^{-1} . Wraz ze wzrostem temperatury i osłabieniem skały, deformacje podatne ulegają rozproszeniu i ogarniają cały ośrodek skalny (*bulk ductility*).

W modelach reologicznych, w zależności od ich zastosowania, przyjmować można zatem tempa deformacji lokalnych (skoncentrowanych) lub regionalnych (rozproszonych). Mimo wszelkich niejednoznaczności związanych z określeniem tempa deformacji litosfery, błąd jego oszacowania nawet o rząd wielkości nie zmienia diametralnie profilu wytrzymałościowego (ryc. 7).

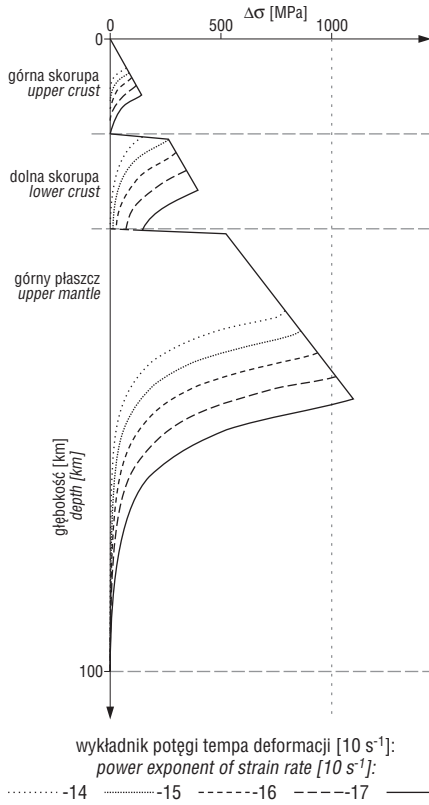
Osobnym problemem jest reprezentatywność wyników badań laboratoryjnych, w których właściwości reologiczne skał testowane są przy deformacjach szybszych niż 10^{-7}s^{-1} . W przyrodzie, nawet wyjątkowo szybkie pełnienie tektoniczne jest ok. milion razy wolniejsze. Przy niższych tempach deformacji w warunkach naturalnych mogą oddziaływać dodatkowe mechanizmy pełnienia, których nie uwzględniają obecne równania konstytutywne. Z tego powodu można uznać, że w większości przypadków wykresy reologiczne wyznaczają górną granicę wytrzymałości warstw podatnych.

Reżim tektoniczny deformacji. Na wynik modelowania reologicznego w zakresie warstw kruchych duży wpływ ma założony reżim tektoniczny (ryc. 8). W układzie naprężeń o symetrii ortogonalnej względem powierzchni ziemi, wyróżnia się trzy zasadnicze reżimy (Anderson, 1951): uskoku normalnych (pionowa σ_1), uskoku przesuwczych (pionowa σ_2) oraz nasunięć (pionowa σ_3). O reżimie naprężeń w obrębie najwyższej skorupy ziemskiej, tj. do głębokości kilku kilometrów, informują pomiary w otworach wiertniczych (Jarosiński, 1994, 1999). W rejonach aktywnych sejsmicznie poniżej tej głębokości reżim tektoniczny jest określany na podstawie analizy mechanizmów ognisk wstrząsów sejsmicznych. Analizy takie wskazują, że skośne położenie osi naprężeń głównych względem powierzchni ziemi jest zjawiskiem dość częstym w rejonach ożywionych tektonicznie (Udias & Buforn, 1995).

W jednowymiarowych profilach reologicznych standardowo zakłada się występowanie stałego reżimu naprężeń w całym profilu głębokościowym litosfery. Z pomiarów w obrębie górnej skorupy wiadomo jednak, że o ile kierunki maksymalnych naprężeń poziomych są względnie stabilne z głębokością (poza aktywnymi obszarami orogenicznymi — np. Jarosiński, 1998), o tyle reżimy naprężeń mogą się zmieniać wraz ze wzrostem obciążenia litostatycznego, a zatem naprężenia pionowego. I tak np. przy stałym nacisku tektonicznym, reżim nasunięć w górnej skorupie może współwystępować z reżimem uskoku przesuwczych w głębszych warstwach litosfery.

Uwagi końcowe

Jednowymiarowe wykresy reologiczne litosfery, w zaprezentowanym tu ujęciu, nie są *de facto* obwiedniami



Ryc. 7. Warianty temp deformacji kontynentalnej litosfery w granicach 10^{-14} – 10^{-18} , charakterystycznych dla regionalnej skali odkształceń tektonicznych. Zakres ten obejmuje szerokie spektrum zjawisk geodynamicznych od gwałtownej orogenezy czy ryftowania po stabilny, asejsmiczny kraton bez makroskopowych przejawów deformacji. Jak to pokazano na rycinie, zmiana tempa deformacji wpływa na wytrzymałość jedynie w odcinku deformacji podatnych. Ponadto rzutuje na miąższość warstw kruchych. Pozostałe parametry modelu są niezmiennie

Fig. 7. Influence of strain rate changes in the range of 10^{-14} – 10^{-18} , characteristic for regional scale deformations, on rheological profile of the continental lithosphere. This range of strain rate covers the broad spectrum of geodynamic processes from dynamic orogenic deformations or rifting to aseismic cratons lacking macroscopic scale deformations. The figure shows that changes of strain rate influence rheological structure at the levels of ductile deformation, as well as thickness of brittle layers. Other parameters of the model are

wytrzymałościowymi (strength envelope), jak zwykle się je nazywać, gdyż nie odnoszą się do procesu zniszczenia skały. W obrębie warstw kruchych wykresy wskazują na naprężenia dyferencjalne, przy których dochodzi do poślizgu na istniejących w skale powierzchniach zniszczeń. W odcinku „podatnym” wykresy reologiczne pokazują wielkość naprężeń dyferencjalnych, podtrzymujących deformację skały przy zadanym tempie odkształceń, również bez jej makroskopowego zniszczenia.

Powszechnie obserwowanym zjawiskiem, stwierdzonym dzięki omawianym tu modelowaniom, jest rozwarstwienie reologiczne litosfery kontynentalnej. Polega ono na kilkukrotnym wystąpieniu w profilu litosfery warstw

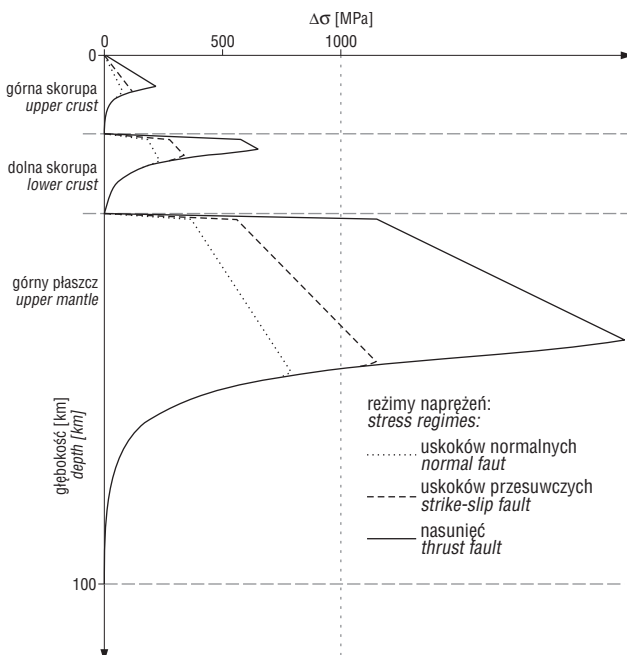
zmienności ośrodka ani deformacji przestrzennych. Dodatkowo, założenie stałego tempa odkształceń lub stałej siły z głębokością sprawia, że symulują one jedynie czyste ścinanie, zatem nie przystają do modelowania ośrodków poddawanych prostemu ścinaniu, np. większości orogenów lub ryftów asymetrycznych. Jednorodność deformacji w profilu uniemożliwia wyróżnienie zlokalizowanej deformacji w obrębie warstw podatnych. Efekt ten, ze względu na sprzężenie termomechaniczne, mógłby w znacznym stopniu zmodyfikować wygląd profili reologicznych (Ranalli, 2000).

2) Błędy pochodzące z ograniczonej precyzji **danych wejściowych**. Biorą się one głównie z niedoskonałości

wytrzymałych, rozdzielonych warstwami osłabionymi, o wytrzymałości poniżej kilkunastu MPa. Rozwarstwienie takie występuje zazwyczaj już przy niezbyt wysokich wartościach gęstości powierzchniowego strumienia ciepłego, tj. rzędu 50 mW/m^2 . Ma ono istotne znaczenie dla przebiegu procesów geodynamicznych zarówno w głębi, jak i na powierzchni litosfery.

W obecnym stadium rozpoznania struktury, stanu termicznego litosfery oraz rozwoju metody modelowań, profile reologiczne dają tylko ogólne wyobrażenie o możliwym rozwarstwieniu mechanicznym i wytrzymałości litosfery jako całości. Ponadto, modele reologiczne obciążone są błędami, które generalnie można podzielić na dwie grupy:

1) Błędy wynikające z **procedury modelowania**, pochodne uproszczeń w założeniach i warunkach brzegowych modeli, a także wynikające z przyjęcia określonych algorytmów obliczeniowych, niedokładnie imitujących procesy naturalne. Jednowymiarowe modele reologiczne nie uwzględniają obocznej



Ryc. 8. Zależność profilu wytrzymałościowego od reżimu naprężeń (w układzie ortogonalnym względem powierzchni Ziemi), przy stałych pozostałych parametrach fizycznych modelu. Wykresy ilustrują, że dla zniszczenia litosfery w reżimie nasuwczym (gdzie pionowe obciążenie litostatyczne $S_V = \sigma_3$) potrzebne są wielokrotnie większe naprężenia ścinające niż w przypadku zniszczenia ekstensyjnego ($S_V = \sigma_1$). Reżim naprężeń decyduje jedynie o przebiegu wykresu w zakresie deformacji kruchych

Fig. 8. Dependence of rheological profile on stress regime (orthogonal symmetry to the Earth's surface); other physical parameters of the model are constant. The figure shows that deformation of lithosphere in thrust regime (if vertical lithostatic load $S_V = \sigma_3$) requires much higher shear stress than in a case of extensional regime ($S_V = \sigma_1$). Influence of stress regime on rheological profile is limited to the depths where brittle deformation prevails

aparatu obserwacyjnego. W szczególności trudne do oszacowania błędy mogą się pojawić przy odnoszeniu wielkości parametrów materiałowych, wyznaczanych laboratoryjnie, do warunków naturalnych. Model reologiczny litosfery jest bardzo czuły na zmienność parametrów określających reżim termiczny. Z kolei, dane sejsmiczne pozwalają na konstruowanie jedynie bardzo ogólnego modelu petrologicznego litosfery. Niepewności w określeniu składu mineralnego warstw podatnych, a zwłaszcza w przyjęciu dla nich właściwości stanu suchego lub mokrego mogą zmieniać ich wytrzymałość nawet o rząd wielkości. Nieco mniejszy wpływ na wynik modelowania mają słabo zazwyczaj określane parametry, takie jak: tempo deformacji (dla warstw podatnych), reżim tektoniczny lub ciśnienia płynów porowych (dla warstw kruchych).

Mimo szybkiego napływu nowych danych o strukturze wewnętrznej litosfery oraz postępów w rozpoznaniu procesów deformacji skał na dużych głębokościach, współczesna wiedza wydaje się być jeszcze niewystarczająca dla konstruowania szczegółowych modeli reologicznych. Podkreślić jednak należy, że istnieje wiele możliwości dodatkowej weryfikacji takich modeli. Na przykład zestawienie profili reologicznych wzdłuż dwuwymiarowych przekrojów umożliwia zredukowanie ilości możliwych rozwiązań dzięki naturalnym ograniczeniom w obocznej zmienności niektórych parametrów (zob. np. Lankreijer i in., 1997; Jarosiński i in., 2002). Koniecznym elementem weryfikacji modelu reologicznego jest również jego skonfrontowanie z ewolucją tektoniczną obszaru. Niewątpliwie w przyszłości postęp w omawianej dziedzinie będzie związany z rozwijaniem metodyki dwu- i trójwymiarowych modeli reologicznych, w tym z zastosowaniem metody obliczeniowej elementami skończonymi (*finite element*). Dlatego też, modele jednowymiarowe należy traktować jedynie jako kolejny, niezbędny krok ku zrozumieniu dynamiki procesów tektonicznych.

Wykresy reologiczne do tego artykułu zostały wykonane programem komputerowym Reologia-1D, napisanym w ramach realizacji projektu, zarejestrowanego w PIG pod nr 2.94.0004.00.0. Podziękowania za dyskusje składamy dr Fedowi Beekmanowi z Vrije Universiteit w Amsterdamie oraz prof. Andrzejowi Żelazniewiczowi za wnikliwą recenzję.

Literatura

- AICHROTH B. & PRODEHL C. 1990 — EGT Central Segment refraction seismics. [W:] Freeman R. & Mueller St. (red.), Sixth EGT workshop: Data compilations and synoptic interpretation. ESF, Strasbourg: 187–197.
- ANDERSON E.M. 1951 — The Dynamics of Faulting and Dyke Formation with Application to Britain. Oliver & Boyd, Londyn.
- BABUSKA V., PALMEROWA J. & SILENY J. 1993 — Models of seismic anisotropy in deep continental lithosphere. *Phys. Earth Planet Int.*, 78: 167–191.
- BALEN R.T., PODLADCHIKOV Y.Y. & CLOETINGH S. 1998 — A new multilayered model for intraplate stress-induced differential subsidence of faulted lithosphere, applied to rifted basins. *Tectonics*, 17: 938–954.
- BALLING N. 1995 — Heat flow and thermal structure of the lithosphere across the Baltic Shield and northern Tornquist Zone. *Tectonophysics*, 244: 13–50.
- BASSI G. 1995 — Relative importance of strain rate and rheology for the mode of continental extension. *Geophys. J. Int.*, 122: 195–210.
- BEEKMAN F. 1994 — Tectonic Modelling of thick-skinned compressional intraplate deformation. Praca doktorska. Vrije Universiteit, Amsterdam.
- BOOT M.P.H. 1990 — Stress distribution and plate boundary force associated with collision mountain ranges. *Tectonophysics*, 182: 193–209.
- BRACE W.F. & KOHLSTEDT D.L. 1980 — Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *J. Geoph. Res.*, 85: 6284–6252.
- BROWN C. 1994 — Tectonic interpretation of regional conductivity anomalies. *Surveys Geophys.*, 15: 123–157.
- BRUN J.P. & COBBOLD P.R. 1980 — Strain heating and thermal softening in continental shear zones: a review. *J. Struct. Geol.*, 2: 149–158.
- BURK M.M. & FOUNTAIN D.M. 1990 — Seismic properties of rocks from an exposure of extended continental crust — new laboratory measurements from the Ivrea Zone. *Tectonophysics*, 182: 119–146.
- BUROV E.B. & DIAMENT M. 1992 — Flexure of the continental lithosphere with multilayered rheology. *Geophys. J. Int.*, 109: 449–468.
- BYERLEE J.D. 1978 — Friction of rock. *Pure Appl. Geophysics*, 116: 615–626.
- CARTER N.L. & TSENN M.C. 1987 — Flow properties of continental lithosphere. *Tectonophysics*, 136: 27–63.
- CHEN W.P. & MOLNAR P. 1983 — Focal depths of intracontinental and intraplate earthquakes and their implications for the thermal and mechanical properties of the lithosphere. *J. Geophys. Res.*, 88: 4183–4214.
- CHRISTENSEN N.I. 1982 — Seismic velocities. [W:] Carmichael R.S. Handbook of Physical Properties of Rocks, II. CRC Press: 2–228.
- CHRISTENSEN N.I. & MOONEY W.D. 1995 — Seismic velocity structure and composition of the continental crust: a global view. *J. Geophys. Res.*, 100: 9761–9788.
- CHUNG W.Y. & KASAMORI H. 1980 — Variation of seismic source parameter and stress drops within a descending slab and its implications in plate tectonics. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 23: 134–159.
- CLAUSER C. 1988 — Opacity — the concept of radiative thermal conductivity. [W:] Haenel R., Rybach L. & Stegna L. (red.) Handbook of Terrestrial Heat-Flow Density Determination. Kluwer Academic Publishers, Solid Earth Science Library, Dordrecht–Boston–London, 143–165.
- CLAUSER C. 1999 — Thermal Signatures of heat transfer processes in the Earth's crust. *Lecture Notes in Sciences*, 85.
- CLOETINGH S. & BANDA E. 1992 — Europe's lithosphere — physical properties. Mechanical structure. [W:] Blundell D., Freeman R. & Mueller S. (red.) A continental revealed. The European Geotraverse. Cambridge University Press, Cambridge: 80–91.
- CLOETINGH S. & BUROV E. 1996 — Thermomechanical structure of European continental lithosphere: constraints from rheological profiles and EET estimates. *Geophys. J. Int.*, 124: 695–723.
- CLOETINGH S., BUROV E. I POLIAKOV A. 1996 — Lithospheric folding: Primary response to compression? (from central Asia to Paris basin). *Tectonics*, 18: 1064–1083.
- CLOETINGH S., ELDHOLM O., LARSEN B.T. & GABRIELSEN R. (red.) 1994 — Dynamics of Extensional Basin Formation and Inversion. *Tectonophysics*, 240: 341.
- CLOETINGH S., DURAND B. & PUIGDEFABREGAS C. (red.) 1995 — Integrated Basin Studies. *Marine and Petroleum Geology*, 12: 787–989.
- CONDIE K.C. 1976 — Plate Tectonics and Crustal Evolution. Pergamon Press, Oxford: 287.
- CRAMPIN S. & LOVELL J.H. 1991 — A decade of shear-wave splitting in the Earth's crust: what does it mean? what use can we make of it? and what should we do next?. *Geophys. J. Int.*, 107: 387–407.
- ČERMAK V. & BODRI L. 1991 — A heat production model of the crust and upper mantle. *Tectonophysics*, 194: 307–323.
- ČERMAK V. & RYBACH L. 1989 — Vertical distribution of heat production in the continental crust. *Tectonophysics*, 159: 217–230.
- ČERMAK V., ŠAFANDA J. & GUTERCH A. 1989 — Deep temperature distribution along three profiles crossing the Teisseyre–Tornquist tectonic zone in Poland. *Tectonophysics*, 164: 151–163.
- ČERMAK V., BALLING N., DELLA VEDOVA B., LUCAZEAU F., PASQUALE V., PELLIS G., SCHULZ R. & VERDOYA M. 1992 — Heat flow density. [W:] Freeman R. & Mueller S. (red.), A Continental Revealed. The European Geotraverse. Atlas of Compiled Data. ESF & Cambridge University Press, Cambridge, 49–57.
- DAVIS & REYNOLDS 1996 — Structural Geology of Rocks and Regions.
- DELLA VEDOVA B., LUCAZEAU F., PELLIS G. & PASQUALE V. 1990 — Heat flow and tectonics along the southern segment of the EGT. [W:] R. Freedman & S. Mueller (red.) Sixth EGT Workshop: Data Compilations and Synoptic Interpretation, European Science Foundation, Strasbourg, 431–440.
- ENGELDER T. 1993 — Stress regimes in the lithosphere; Princeton University Press: 449, Princeton, New Jersey.
- ETHERIDGE M.A., WALL V.J. & COX S.F. 1984 — High fluid pressure during regional metamorphism and deformation: Implications for mass transport and deformation mechanisms. — *J. Geoph. Res.*, 89 (B6): 4344–4358.

- EVANS B., FREDRICH J.T. & WONG T.-F. 1990 — The brittle-ductile transition in rocks: recent experimental and theoretical progress. *Geophys. Monograph AGU, Washington DC*, 56: 1–20.
- FERNANDEZ M. & RANALLI G. 1997 — The role of rheology in extensional basin modeling. *Tectonophysics*, 282: 129–145.
- FOUNTAIN D.M. 1986 — Is there a relation between seismic velocity and heat production for crustal rocks?. *Earth Planet. Sci. Letters*, 79: 145–150.
- FOUNTAIN D.M. 1987 — The relation between seismic velocity and heat production — reply. *Earth Planet. Sci. Letters*, 83: 178–180.
- FOWLER C.M.R. 1990 — *The Solid Earth — An Introduction to Global Geophysics*. University Press, Cambridge.
- GOETZE C. & EVANS B. 1979 — Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophys. J.R. Astron. Soc.*, 59: 463–478.
- GUBBINS D. 1990 — *Seismology and Plate Tectonics*. Cambridge Univ. Press.
- GUTERCH A. & GRAD M. 2000 — Nowa generacja programów badań głębokich struktur litosfery; eksperyment sejsmiczne **POLONAISE'97** i CELEBRATION 2000 w Europie Środkowej. *Prz. Geol.*, 48: 1085–1095.
- HAENEL R., RYBACH L., STEGNA L. (red.) 1988 — *Handbook of terrestrial heat-flow density determination*. Kluwer Academic Publishers, Solid Earth Sciences Library, Dordrecht/Boston/London.
- HANDY M.R. 1989 — Deformation regimes and rheological evolution of fault zones in the lithosphere: the effect of pressure, temperature, grain size and time. *Tectonophysics*, 163: 119–152.
- HANDY M.R. 1990 — The solid-state flow of polymineralic rocks. *J. Geoph. Res.*, 95: 8647–8661.
- HANKS T.C. 1977 — Earthquake stress drops, ambient tectonic stresses and stresses that drive plate motions. *Pure Appl. Geophys.*, 115: 441–458.
- HARRY D.L., OLDOW J.S. & SAWYER D.S. 1994 — The growth of orogenic belts and the role of crustal heterogeneities in decollement tectonics. *GSA Bull.*, 107: 1411–1426.
- HOBBS B.E., ORD A. & TEYSSIER C. 1986 — Earthquakes in the ductile regime?. *Pure App. Geophys.*, 142: 309–336.
- HOLBROOK W.S. 1989 — A petrological model of the laminated lower crust in SW Germany based on wide-angle P- and S-wave seismic data. *Geoph. Mono.*, 51: 121–125.
- HOLBROOK W.S., MOONEY W.D. & CHRISTENSEN N.I. 1992 — The seismic velocity of the deep continental crust. [W:] D.M. Fountain, R. Arculus & R.W. Kay: *Continental lower Crust*, Elsevier, Amsterdam: 1–43.
- HYNDMAN R.D. & SHEARER P.M. 1989 — Water in the lower continental crust: modelling magnetotelluric and seismic reflection results. *Geoph. J. Int.*, 98: 343–365.
- JAROSIŃSKI M. 1994 — Metody pomiaru współczesnych naprężeń skorupy ziemskiej w głębokich otworach wiertniczych. *Prz. Geol.*, 42: 564–569.
- JAROSIŃSKI M. 1998 — Contemporary stress field distortion in the Polish part of the Western Outer Carpathians and their basement. *Tectonophysics*, 297: 91–119.
- JAROSIŃSKI M. 1999 — Badania współczesnych naprężeń skorupy ziemskiej w głębokich otworach wiertniczych w Polsce metodą analizy struktur zniszczeniowych breakouts. *Instrukcje i Metody Badań Geologicznych PIG*, 56: 1–147.
- JAROSIŃSKI M., POPRAWA P. & BEEKMAN F. 2002 (w druku) — Reologiczny model litosfery w strefie szwu transeuropejskiego (TESZ) wzdłuż profilu sejsmicznego LT-7 (NW Polska — wschodnie Niemcy). *Prz. Geol.*, 50.
- JAUPART C., SCLATER J.G. & SIMMONS G. 1981 — Heat flow studies: constraints on the distribution of uranium, thorium and potassium in the continental crust. *Earth Planet. Sci. Letters*, 52: 328–344.
- KELLER E.A. & PINTER N. 2002 — *Active Tectonics*. Prentice Hall, New Jersey: 362.
- KIRBY S.H. 1977 — State of stress in the lithosphere: inferences from the flow laws of the olivine. *Pure Appl. Geophys.*, 115: 245–258.
- KIRBY S.H. 1983 — Rheology of the lithosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21: 1458–1487.
- KIRBY S.H. & SCHOLZ C.H. (red.) 1984 — Chemical Effects of Water on the Strength and Deformation of Crustal Rocks. *J. Geoph. Res.*, 89 (B6): 3991–4611.
- KNIPE R.J. & RUTTER E.H. (red.) 1990 — *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*. *Geol. Soc. London, Special Publ.*, 54.
- KUKKONEN, I.T., GOSNOLD W.D. & ŠAFANDA J. 1998 — Anomalous low heat flow density in eastern Karelia, Baltic Shield: a possible paleoclimatic signature. *Tectonophysics*, 291: 235–249.
- KUSHNIR N.J. & KARNER G. 1985 — Dependence of flexural rigidity of continental lithosphere on rheology and temperature. *Nature*, 316: 138–142.
- KUSHNIR N.J. 1991 — The distribution of stress with depth in the lithosphere: Thermo-rheological and geodynamic constraints. *Phil. Trans. Royal. Soc. London*, 337: 95–110.
- LAMONTAGNE M. & RANALLI G. 1997 — Thermal and rheological constraints on the earthquake depth distribution in the Charlevoix, Canada, intraplate seismic zone. *Tectonophysics*, 257: 55–69.
- LANKREIJER A., MOCANU V. & CLOETINGH S. 1997 — Lateral variations in lithosphere strength in the Romanian Carpathians: constraints on basin evolution. *Tectonophysics*, 272: 269–290.
- LANKREIJER A., BIELIK M., CLOETINGH S. & MAJČIN D. 1999 — Rheology predictions across the western Carpathians, Bohemian massif, and the Pannonian basin: Implications for tectonic scenarios. *Tectonics*, 18: 1139–1153.
- LAY T. & WALLACE T.C. 1995 — *Modern Global Seismology*. Academic Press, San Diego, CA.
- McKENZIE D. 1978 — Some remarks on the development of sedimentary basins. *Earth Planet. Sci. Letter*, 40: 25–32.
- MECHIE J., Prodehl C. & Fuchs K. 1983 — The long-range seismic refraction experiment in the Rhenish Massif. [W:] Fuchs K. i in. (red.), *Plateau Uplift, the Rhenish Massif: a case history*. Springer, Berlin–Heidelberg–New York: 336–342.
- MEISSNER R. & KUSHNIR N.J. 1987 — Crustal viscosity and the reflectivity of the lower crust. *Ann. Geophys.*, 5B: 365–374.
- MEISSNER R. & STREHLAU J. 1982 — Limits of stress in continental crust and their relation to the depth-frequency distribution of shallow earthquakes. *Tectonics*, 1: 73–89.
- MOISIO K., KAIKKONEN P. & BEEKMAN F. 2000 — Rheological structure and dynamical response of the DSS profile BAL TIC in the SE Fennoscandian Shield. *Tectonophysics*, 320: 175–194.
- MURRELL S.A.F. 1976 — Rheology of the lithosphere — experimental indications. *Tectonophysics*, 36: 5–24.
- OKAYA N., CLOETINGH S. & MUELLER ST. 1996 — A lithospheric cross-section through the Swiss Alps (Part II): constraints on the mechanical structure of a continent-continent collision zone. *Geophys. J. Int.*, 127: 399–414.
- ORD A. & HOBBS B.E. 1989 — The strength of the continental crust detachment zones and the development of plastic instabilities. *Tectonophysics*, 158: 269–289.
- PLEWA S. 1994 — Rozkład parametrów geotermalnych na obszarze Polski. *Wyd. Centrum Podstawowych Problemów Gospodarki Surowcami Mineralnymi i Energią PAN; Kraków*.
- POLLAK H.N. & CHAPMAN D.S. 1977 — On the regional variation of heat flow, geotherms and lithosphere thickness. *Tectonophysics*, 38: 279–396.
- RANALLI G. 1982 — Deformation maps in grain-size — stress space as a tool to investigate mantle rheology. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 29: 42–59.
- RANALLI G. 1984 — On the possibility of Newtonian flow in the upper mantle. *Tectonophysics*, 108: 179–192.
- RANALI G. 1994 — Nonlinear flexure and equivalent mechanical thickness of the lithosphere. *Tectonophysics*, 240: 107–114.
- RANALLI G. 1995 — *Rheology of the Earth*. Second Edition. Chapman and Hall, London.
- RANALLI G. 2000 — Rheology of the crust and its role in tectonic reactivation. *J. Geodyn.*, 30: 3–15.
- RANALLI G. & MURPHY D.C. 1987 — Rheological stratification of the lithosphere. *Tectonophysics*, 132: 281–295.
- RUTTER E.H. 1983 — Pressure solution in nature, theory and experiment. *J. Geol. Soc. London*, Vol. 140: 725–740.
- RUTTER E.H. 1986 — On the nomenclature of mode of failure transitions in rocks. *Tectonophysics*, 122: 363–387.
- RYBACH L. & BUNTEBARTH G. 1982 — Relation between petrophysical properties density, seismic velocity, heat generation, and mineralogical constitution. *Earth Planet. Sci. Letters*, 57: 367–376.
- RYBACH L. & BUNTEBARTH G. 1984 — The variation of heat generation, density and seismic velocity with rock type in the continental lithosphere. *Tectonophysics*, 103: 335–344.
- RYBACH L. & BUNTEBARTH G. 1987 — The relation between seismic velocity and heat production — critical comments. *Earth Planet. Sci. Letters*, 83: 175–177.
- ŠAFANDA J. & RAJVER D. 2001 — Signature of the last ice age in the present subsurface temperatures in the Czech Republic and Slovenia. *Global and Planetary Change*, 29: 241–257.
- SATARUGSA P. & JOHNSON R.A. 2000 — Constraints on crustal composition beneath a metamorphic core complex: results from 3-component wide-angle seismic data along the eastern flank of the Ruby Mountains, Nevada. *Tectonophysics*, 329: 223–250.
- SHOLZ C.H. 1988 — The brittle-pastic transition and the depth of seismic faulting. *Geol. Rund.*, 77: 319–328.
- SIBSON R.H. 1974 — Frictional constraints on thrust, wrench and normal faults. *Nature*, 249: 542–544.

- SIBSON R.H. 1994 — Geological evidence for fluid involvement in the rupture processes of crustal earthquakes. [W:] Hickman S., Sibson R. & Bruhn R. (red.) Proc. of Workshop LXIII The Mechanical Involvement of Fluids in Faulting, U.S. Geol. Survey, Menlo Park, California, 31–38.
- SMITHSON S.B. & SHIVE P.N. 1977 — Seismic velocity, reflections, and structure of the crystalline crust. Geophys. Mono. 20, AGU: 254–271.
- SMITHSON S.B., JOHNSON R.A., HURICH C.A., VALASEK P.A. & BRANCH C. 1987 — Deep crustal structure and genesis from contrasting reflection patterns: an integrated approach. Geoph. J. Royal Astr. Soc., 89.
- STACEY F.D. 1977 — A thermal model of the Earth. Physics of the Earth and Planetary Interiors, 15: 341–348.
- STEIN C.A. & STEIN S. 1992 — A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age. Nature, 359: 123–129.
- SUPPE J. 1985 — Principles of structural geology. Engelwood Cliffs, New Jersey, Prentice–Hall.
- SZEWCZYK J. 2001 — Estymacja gęstości strumienia ciepłego metodą modelowań właściwości termicznych ośrodka. Prz. Geol., 49: 1083–1088
- SZEWCZYK J. (2002 w druku) — Ślady zmian klimatycznych plejstocenu oraz holocenu w profilach temperatury w głębokich otworach wiertniczych na Niżu Polskim. Prz. Geol., 50.
- THOMPSON A.B. 1992 — Water in the Earth's upper mantle. Nature, 358: 295–302.
- TSENN M.C. & CARTER N.L. 1987 — Upper limits of power law creep of rocks. Tectonophysics, 136: 1–26.
- TURCOTTE D.L. & SCHUBERT G. 1982 — Geodynamics Application of Continuum Physics to Geological Problems, John Wiley & Sons
- UDIAS A. & BUFORN E. (red.) 1995 — Focal mechanism and seismotectonics. Tectonophysics, 248: 304.
- VAN WEES J.D. & BEEKMAN F. 2000 — Lithosphere rheology during intraplate basin extension and inversion — Inferences from automated modeling of four basins in western Europe. Tectonophysics, 320: 219–242.
- WERNICKE B. 1986 — Whole lithosphere normal simple shear: an interpretation of deep-reflection profiles in Great Britain. [W:] Barzangi M & Brown L. (red.), Reflection seismology: the continental crust. American Geophysical Union, Geodynamics Ser., 14: 331–339.
- WHITE S.H. & BRETAN P.G. 1985 — Rheological controls on the geometry of deep faults and the tectonic delamination of the continental crust. Tectonics, 4: 303–309.
- WHITE S.H., BURROWS S.E., CARRERAS J., SHAW N.D. & HUMPHREYS F.J. 1980 — On mylonites in ductile shear zones. J. Struct. Geol., 2: 175–187.
- WILKS K.R. & CARTER N.L. 1990 — Rheology of some continental lower crustal rocks. Tectonophysics, 182: 57–77.
- ZANDT G. & AMMON C.J. 1995 — Poisson's ratio of earth's crust. Nature, 374: 152–155
- ZHOU S. 1996 — A revised estimation of the steady-state geotherm for the continental lithosphere and its implication for mantle melting. Terra Nova, 8: 514–524.
- ZIEGLER P.A., CLOETINGH S. & VAN WEES J.D. 1995 — Geodynamics of intraplate compressional deformation; the Alpine foreland and other examples. Tectonophysics, 252: 7–59.
- ZOBACK M.D. & TOWNEND J. 2001 — Implication of hydrostatic pore pressures and high crustal strength for the deformation of intraplate lithosphere. Tectonophysics, 336: 19–30.
- ZOBACK M.L. & MAGEE M. 1991 — Stress magnitudes in the crust: constraints from stress orientation and relative magnitude data. [W:] Whitmarsh R.B., Bott M.H.P., Fairhead J.D. & Kusznir N.J. (red.), — Tectonic stress in the lithosphere, The Royal Society, London: 181–194.
- ZOBACK M.L. 1992 — First and second-order patterns of stress in the lithosphere: the World Stress Map project; J. Geoph. Res., 97: 11703–728.
- ZOBACK M.L., ZOBACK M.D., ADAMS J., ASSUMPCAO M., BELL S., BERGMAN E.A. BLUEMLING P., BRERETON N.R. DENHAM J., DING J., FUCHS K., GAY N., GREGERSEN S., GUPTA H.K., GVISHANI A., JACOB K., KLEIN R., KNOLL P., MAGEE M., MERCIER J.L., MUELLER B.C., PAQUIN C., RAJENDRAN K., STEPHANSSON O., SUAREZ G., SUTER M., UDIAS A., XU Z.H., ZHIZHIN M. 1989 — Global patterns of tectonic stress; Nature, 341: 291–298.