SURE 静岡大学学術リポジトリ
Shizuoka University REpository

高温一軸圧縮実験によるマグマの粘性率測定：北海道、白滝の黒曜石溶岩の例

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 静岡大学地球科学教室 公開日: 2016-09-26 キーワード (Ja): キーワード (En): rheology, rhyolite magma, obsidian, Shirataki, viscosity, viscous-brittle transition 作成者: 石橋, 秀巳, 佐野, 恭平 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10297/9816

静岡大学地球科学研究報告 第43号（2016年7月）21頁～31頁
Geosci. Repts. Shizuoka Univ., no. 43 (July, 2016), 21-31

高温一軸圧縮実験によるマグマの粘性率測定
―北海道，白滝の黒曜石溶岩の例―

石橋秀巳[1*]・佐野恭平[2]

Viscosity measurement of magma by high-temperature uniaxial compression experiments
―a case study for obsidian lava from Shirataki, Hokkaido, Japan―

Hidemi ISHIBASHI[1*] and Kyohei SANO[2]

Abstract High-temperature uniaxial compression experiments were conducted for a rhyolitic obsidian lava from Shirataki, Hokkaido, Japan, under conditions of temperatures from ca. 851 to 733 °C, strain rates from ca. $10^{-2.7}$ to $10^{-5.4}$ s^{-1} and one atmosphere pressure. The obsidian lava is glassy and almost crystal- and bubble-free. Bulk rock water content is ca. 0.2 wt. %. As temperature decreases, measured viscosity at strain rate of 10^{-4} s^{-1} increases from ca. $10^{9.3}$ to $10^{10.8}$ Pa s. Very weak shear thinning behavior is observed and the behavior is well described by power law fluid model. The measured viscosities are consistent with the model of Giordano et al. (2008) within 0.2 log unit error, indicating that the Giordano et al. (2008) model is reliable for estimating viscosity of H_2O-poor rhyolitic melt and the present experimental method works well for rhological measurement of highly viscous lava. The temperature conditions at which viscous-brittle transition occurred for the studied lava flow is examined by using Giordano et al. (2008) model combined with the critical Deborah number for silicate melt. The result suggested that the fractured layers in the Akaishidake-jobu lava flow were formed at temperature condition < ca. 680 °C.

Keywords; rheology, rhyolite magma, obsidian, Shirataki, viscosity, viscous-brittle transition

1．はじめに

マグマの流動しやすさを特徴づける粘性率は，火山噴火時のマグマのダイナミクスを考えるうえで最も重要な物性のひとつである．近年，マグマの粘性率に関する研究が活発に行われ，任意の化学組成・温度の条件におけるケイ酸塩メルトの粘性率を見積もることが可能となった（e.g., Giordano et al., 2008）．また，メルト中に結晶や気泡が浮遊する多相系流体としてのマグマのレオロジー的性質についても理解が進みつつある（e.g., Rust and Manga, 2002; Pal, 2003; Caricchi et al., 2007; Ishibashi & Sato, 2007, 2010; Ishibashi, 2009; Cordonnier et al., 2009; Costa et al., 2009; Avard & Whittington, 2012; Moitra & Gonnermann, 2015）．しかし，非ニュートン流体的ふるまいや粘性－脆性遷移などに関する理解は未だ不十分であり，マグマのレオロジー的挙動を完全に予測・記述できる水準までには至っていないのが現状である．このため，マグマのレオロジーに関する一般的理解の水準を高めるうえで，また，溶岩流動シミュレーションの様に，個別の溶岩流のレオロジーモデルを必要とする研究から

[1] 静岡大学理学部地球科学科，〒422–8529 静岡市駿河区大谷836
[1] Department of Geoscience, Faculty of Science, Shizuoka University, Ohya 836, Suruga-ku, Shizuoka, 422-8529, Japan
[2] 白滝ジオパーク推進協議会，〒099–0111 北海道紋別郡遠軽町白滝138番地1
[2] Shirataki Geopark Promotion Department, Engaru Town Hall, 138-1 Shirataki, Engaru Town, Monbetsu District, Hokkaido, 099-0111, Japan
[*] Corresponding author

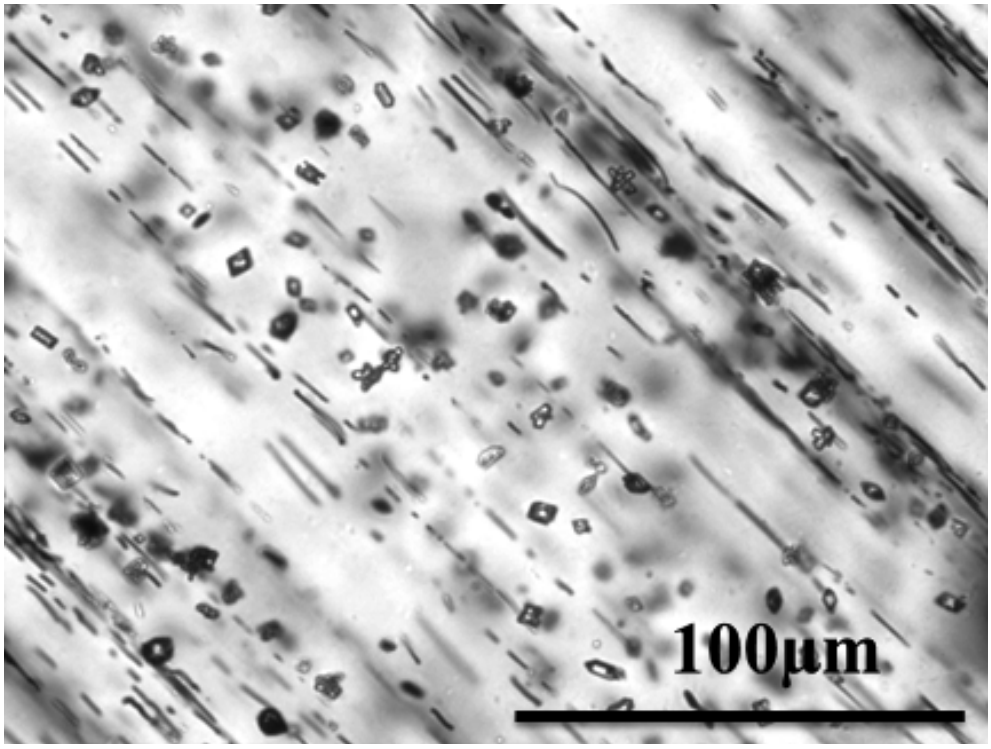

Figure 1 A photomicrograph of the obsidian sample used in this study.

の要請に答えるうえで，溶岩の高温粘性率測定実験の担う役割は大きい．特に，溶岩流の定置や自破砕，崩落型火砕流などの現象との関連から，高粘性溶岩の物性の解明が求められている．

本研究では，北海道白滝地域の赤石山上部溶岩から採取した結晶・気泡をほとんど含まない黒曜石について実施した，高温常圧一軸圧縮実験による粘性率測定の結果を報告する．後に述べるように，北海道白滝地域ではおよそ2.2Ma頃に流紋岩質溶岩が多数噴出している．その溶岩流のダイナミクスを明らかにするうえで，黒曜石メルトのレオロジーに関する情報は必要不可欠である．本研究では，黒曜石メルトの粘性率測定結果に基づき，そのレオロジー的性質を定量的に検討した．また，近年提案されたメルト粘性率の一般式であるGiordano et al.（2008）モデルと比較し，本研究の測定結果と一般モデルとの整合性を検討した．更に，Giordano et al.（2008）モデルをケイ酸塩メルトの粘性－脆性遷移の条件と組み合わせ，白滝地域に露出する赤石山上部溶岩の最上部と最下部で見られる破砕岩層の形成温度条件について考察した．

2．研究方法

2－1．実験試料

本研究では，北海道白滝地域に産する赤石山上部溶岩の黒曜石を実験試料として使用した．白滝地域では，鮮新世末期に珪長質マグマの大規模火砕流が発生し，直径5 km程度の幌加湧別カルデラが形成された．その後，2.2Ma頃にカルデラ縁沿いおよび内部において無斑晶質の流紋岩質マグマ活動がおこり，白滝黒曜石流紋岩溶岩群を形成した（和田, 2010; 和田・佐野, 2011）．本研究試料である赤石山上部溶岩は，幌加湧別カルデラ北縁の赤石山付近に産する溶岩であり，2.24 MaのK-Ar年代が報告されている（和田・佐野, 2011）．

和田・佐野（2011）によると，赤石山上部溶岩は厚さが150m程度の溶岩流であり，高さとともに岩相が変化する．最下部には約4mの破砕岩層があり，これを厚さ12m程度の緻密な黒曜石層が覆っている．その上位には厚さ25m程度の縞状発泡質黒曜石層と厚さ80m程度の石質流紋岩層が認められ，これを厚さ7m程度の緻密な黒曜石層が覆う．最上部は厚さ20m程度の破砕層からなる．本研究で用いる黒曜石試料は，下部の緻密な黒曜石層から採取したものである．この黒曜石を構成するガラスについて和田・佐野（2011）はEPMAによる化学分析を行っており，その結果によるとSiO_2＝77.7±0.1 wt.%，TiO_2＝0.04±0.01 wt.%，Al_2O_3＝12.6±0.1 wt.%，FeO*［＝0.9 Fe_2O_3＋FeO］＝0.64±0.08 wt.%，MnO＝0.06±0.01 wt.%，MgO＝0.02±0.01 wt.%，CaO＝0.52±0.01 wt.%，Na_2O＝3.75±0.06 wt.%，K_2O＝4.55±0.07 wt.%，Cl＝0.11±0.01 wt.%の化学組成を有する．この溶岩は無斑晶質で，斜長石（＜10 μm）・磁鉄鉱（＜70 μm）のマイクロライトを2 vol.%以下含む（Figure 1）．また，気泡もほとんど含まず，ほぼ流紋岩質ガラスのみからなる．この溶岩の噴火温度は不明だが，同じ白滝地域に産し，ガラス組成のよく似ている白滝地域の十勝石沢溶岩については850℃程度と見積もられている（Sano et al., 2015）．

高温変形実験を行うに先立ち，この黒曜石の全岩含水量をカールフィッシャー法（Westrich, 1987）によって測定した．分析手法は以下の通りである．まず，結晶の破片が含まれていないことを確認し，黒曜石試料の粉末

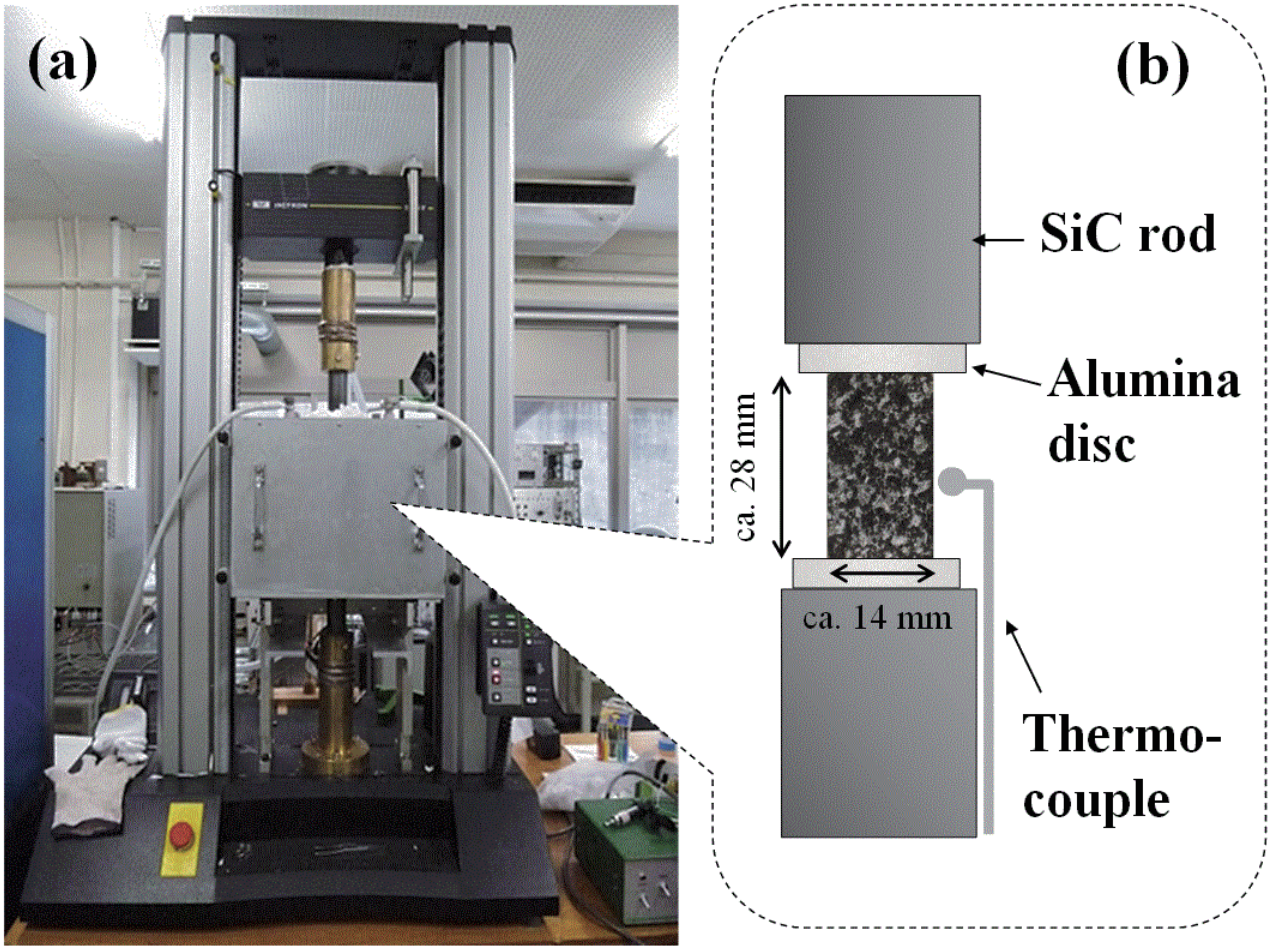

Figure 2　(a) High-temperature uniaxial deformation apparatus used in this study. (b) Sample assembly.

を作成した．次に，分析用の粉末を0.5 g（±10^{-3} g）定量し，吸着水を取り除くために110℃の恒温器で試料を2時間乾燥させた．最後に，乾燥させた粉末試料を1000 ℃で1時間加熱し，試料中の含水量を測定した．その結果、全岩含水量として0.2 wt.%の値を得た．この結果より，この黒曜石はほぼ完全に脱ガスしており，加熱による発泡はほとんどおこらないので，高温変形実験に適していると判断した．

本研究では，この黒曜石をダイヤモンドカッターで14 mm × 14 mm × 28 mmの角柱状に切断・整形し，一軸圧縮実験の出発物質として使用した．

2－2．実験方法

常圧高温一軸圧縮実験は，東京大学地震研究所の一軸変形試験機（INSTRON 5567）とスーパーカンタル電気炉を用いて行った（Figure 2a）．この装置では，一軸変形試験機に接続したSiC製の円柱状ロッド（40mmϕ）を電気炉の上下から挿入し，上下のロッド間に挟んだ実験試料を圧縮変形させることで，高温条件下での一軸変形実験を行うことができる．角柱状に整形した黒曜石試料をアルミナ製ディスク（25mm ϕ × 4mm）で挟み，更に上下のSiCロッドの間に設置した（Figure 2b）．変形実験中，下方のSiCロッドは固定し，上方のSiCロッドのみを動かすことで試料を変形させる．このとき，SiCロッドの移動速度を0.00316～0.316mm/minの範囲で一定とし，試料にかかる力と試料高さ変位を記録した．また，実験温度は試料直近に設置したPt-PtRh熱電対によって常時モニターした．この装置では，SiCロッドの移動速度は誤差±0.1%以内で制御され，また試料にかかる力と温度の測定誤差はそれぞれ±0.4%と±1℃である（Tasaka et al., 2013）．黒曜石試料の粘性率ηは，試料の体積V，試料高さh，試料高さの変位速度$\delta h/\delta t$と試料にかかる力FからGent（1960）の式

$$\eta = 2\pi F h^5 / [3V(\delta h/\delta t)(2\pi h^3 + V)] \qquad \text{(Eq. 1)}$$

によって求めた．

実験の手順は以下の通りである．まず，およそ1時間で常温から実験温度まで試料を加熱し，続いて2時間のプレヒーティングを行った後に変形実験を開始した．変形実験の際，粘性率の歪速度依存性を確認するため，段階的に変形速度を変化させた．変形速度は0.1 mm/minから開始し，前半は3.16倍ずつ速度を増加させ，後半は3.16倍ずつ減速させた．今回，851℃，807℃，761℃，733℃の4つの温度条件で実験を行った．試料には最大0.42程度まで歪みを与えた．与えた歪速度の範囲は$10^{-2.7}$－$10^{-5.4}$ s^{-1}であり，これは実際の珪長質溶岩流の歪速度範囲と概ね重なる（Rust et al., 2003）．変形実験終了後，試料に荷重のかからない状態で15分以内に600℃以下まで試料を冷却・回収した．

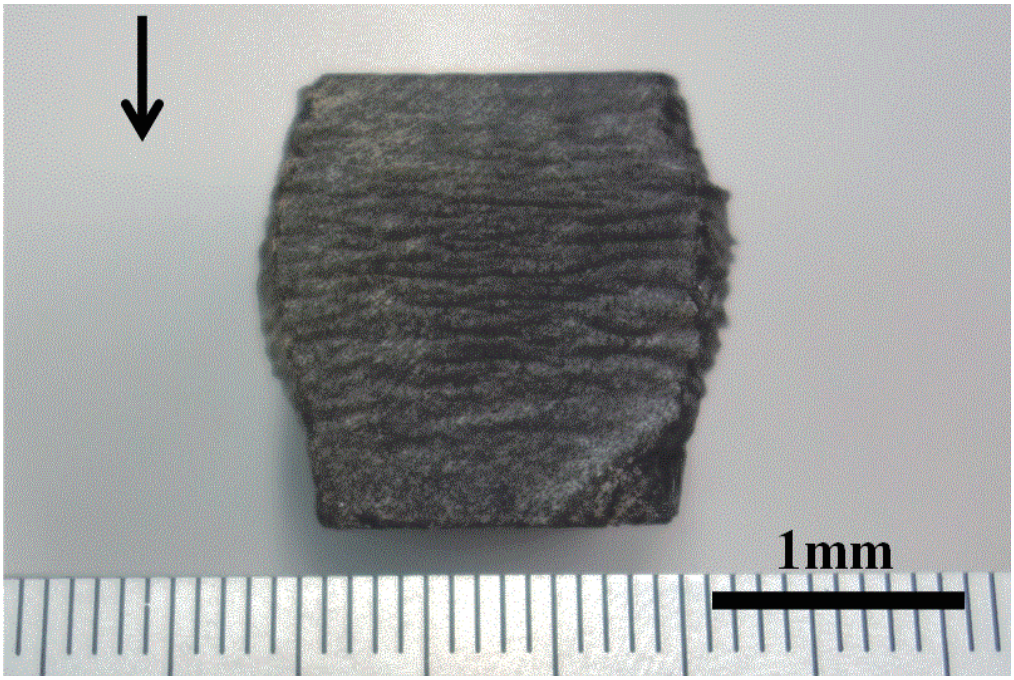

Figure 3 A photograph of the run sample deformed at 851 °C. The arrow indicates the direction of compression.

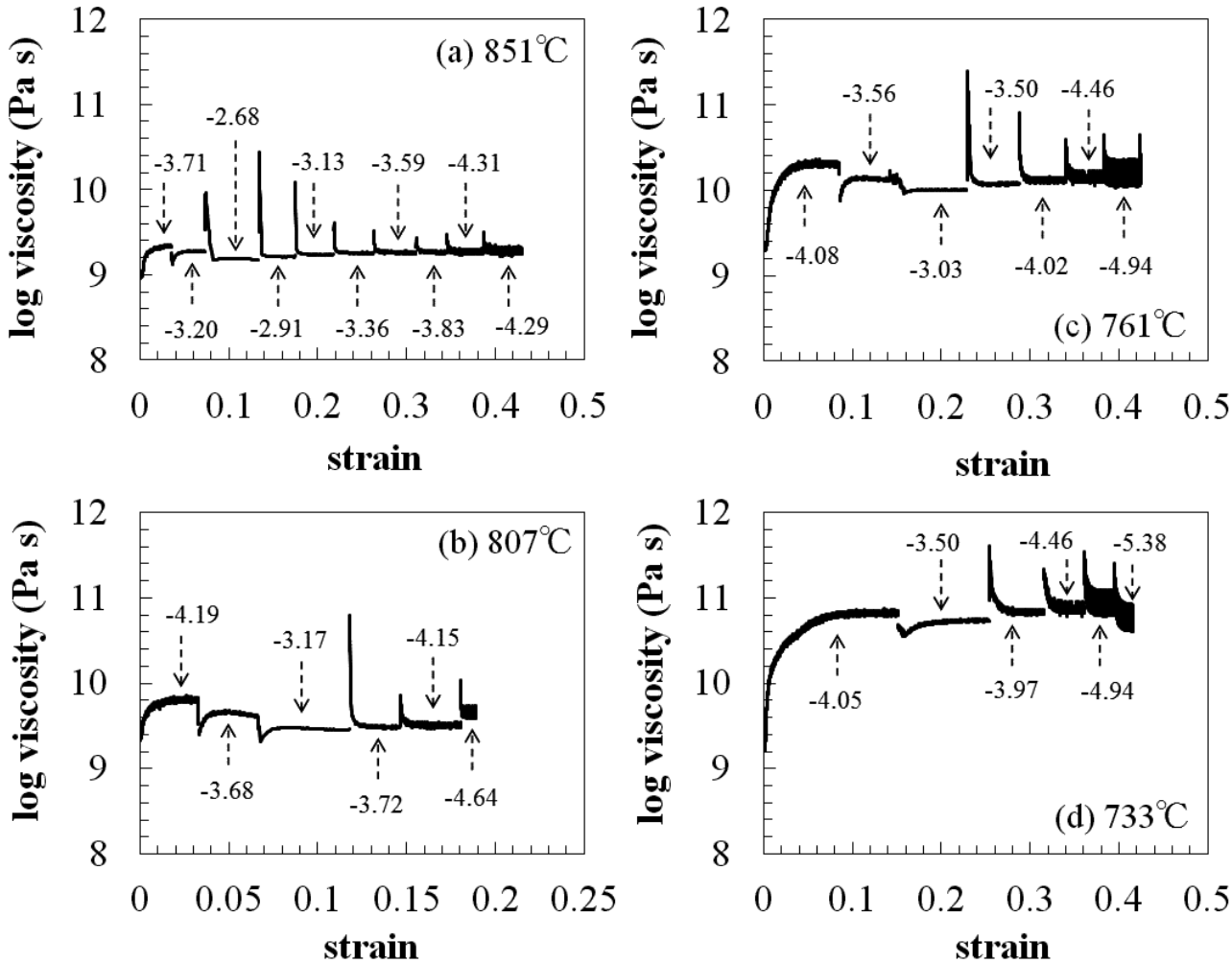

Figure 4 Viscosity-strain profiles for runs at 851 °C, (a), 807 °C, (b), 761 °C, (c), and 733 °C, (d), respectively. Numbers in figures indicate strain rates (log unit).

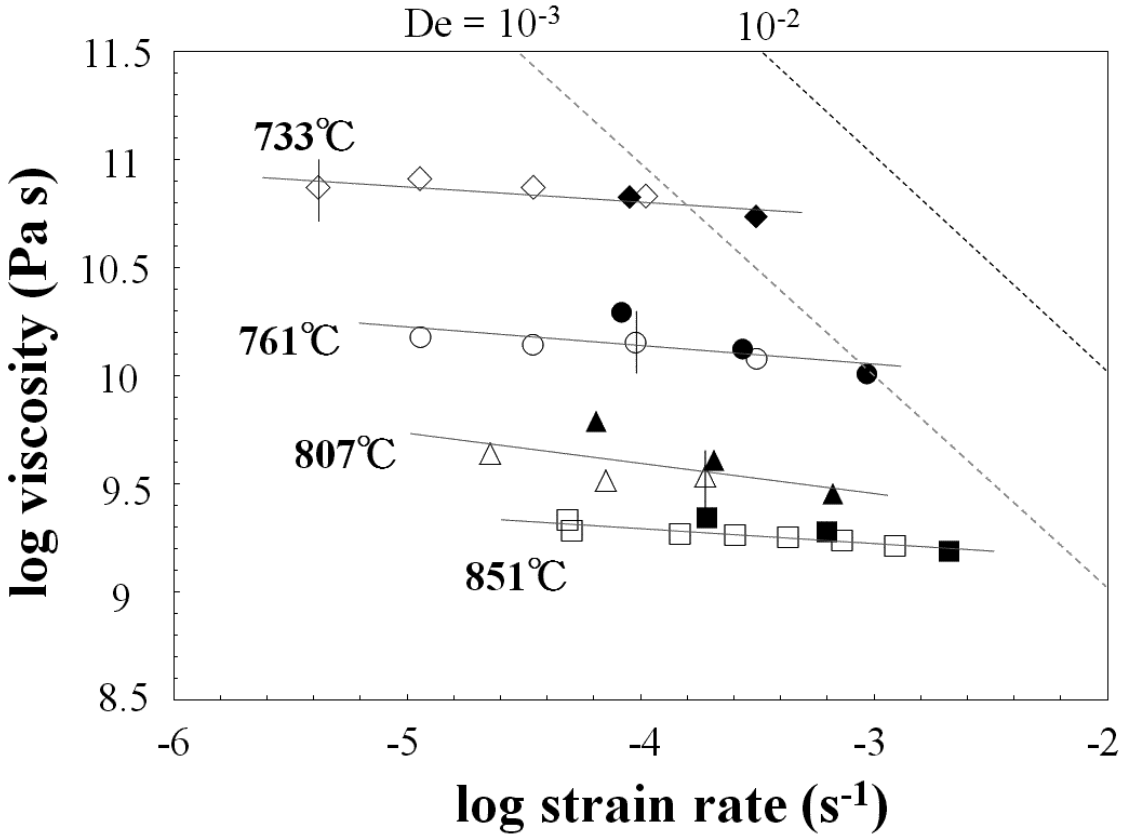

Figure 5　Relations between viscosities and strain rates. Squares, triangles, circles and diamonds indicate runs at 851 °C, 807 °C, 761 °C, and 733 °C, respectively. Filled and opened symbols respectively indicate the data measured during the stages in which deformation rate was increased and decreased stepwise. Gray lines indicate the results of least squared fitting to power law fluid model. Black and gray broken lines indicate Deborah numbers (*De*) of 10^{-2} and 10^{-3}, respectively.

3．結果

Figure 3に，851℃での変形実験試料の写真を示す．実験後の試料は樽型に変形しているが，アルミナ製ディスクと接する試料上下面の面積は変形前とほとんど変化していない．アルミナ製ディスクと実験試料の間で溶結・化学反応の痕跡はみられない．

Figure 4に，各実験温度における粘性率－歪プロファイルを示す．歪み量がおよそ0.02～0.06までは，見た目の粘性率は急激に増加するが，その後ほぼ一定値に落ち着く．続いて段階的に変形速度を増加させていくと，見た目の粘性率は変形速度変化の直後に減少するが，間もなく増加に転じた後にほぼ一定値に達する．一方で段階的に変形速度を減少させていくと，見た目の粘性率は変形速度変化の直後には増加するが，間もなく減少に転じた後にほぼ一定値に達する．そこで，ほぼ一定値に達した粘性率測定値の平均値を，それぞれの歪速度条件における粘性率とした．

Figure 5およびTable 1に，各実験温度において測定された粘性率と歪速度の関係を示す．黒曜石試料の粘性率は，温度低下に伴って単調に増加し，また，歪速度の増加に伴ってわずかに減少する傾向が見られた．変形速度の増加過程と減少過程で比較した場合，最初のステップを除いて，同じ歪速度で測定された粘性率はほぼ同等の値を示す．また，粘性率と総歪量の間には相関は見られなかった．一般に，べき乗則流体のレオロジー則$\tau = \eta\dot{\varepsilon}^n$より，見た目の粘性率$\eta$と歪速度$\dot{\varepsilon}$の関係は，

$$\log\eta = \log\eta_0 + (n-1)(\log\dot{\varepsilon}) \qquad \text{(Eq. 2a)}$$

の式で記述できる．ここでη_0は，$\dot{\varepsilon} = 1\ \mathrm{s}^{-1}$のときの粘性率である．$n$は，粘性率の歪速度依存性を特徴づけるべき指数であり，ニュートン流体では$n = 1$である．本研究で行った実験の歪速度は$10^{-2.5} - 10^{-5.5}\ \mathrm{s}^{-1}$の条件であり，$\dot{\varepsilon} = 1\ \mathrm{s}^{-1}$は外挿範囲となる．そこでEq. 2aを変形した次式

$$\log\eta = \log\eta_{-4} + (n-1)(\log\dot{\varepsilon} + 4) \qquad \text{(Eq. 2b)}$$

に最小二乗回帰し，各温度において測定された粘性率－歪速度の関係を定量的に定式化した．

その結果をFigure 5およびTable 2に示す．ここで，η_{-4}は$\dot{\varepsilon} = 10^{-4}\ \mathrm{s}^{-1}$における粘性率（Pa s）である．851℃から733℃にかけて，η_{-4}は$10^{9.3}$ Pa sから$10^{10.8}$ Pa sまで増加した．また，$n-1$の値は温度と相関を示さず，およそ－0.09（$1\sigma = 0.03$）が得られた．これらの回帰直線は，いずれの粘性率測定値も1σ～0.03–0.09 log unitの誤差内で再現できる．このことから，この黒曜石メルトのふるまいは，べき乗則流体的であると言える．ただし，1 log unitの歪速度変化に対する粘性率変化がおよそ0.09 log unitと小さいことから，そのふるまいはニュートン流体に非常に近い．

Table 1 Summary of experimental conditions and results

Run#	T(℃)	log strain rate (s^{-1})	S.D.	log viscosity (Pa s)	S.D.
11112801	851	-3.71	0.01	9.34	0.01
		-3.20	0.00	9.28	0.00
		-2.68	0.01	9.19	0.00
		-2.91	0.01	9.21	0.00
		-3.13	0.00	9.24	0.00
		-3.36	0.01	9.25	0.01
		-3.59	0.01	9.26	0.01
		-3.83	0.01	9.27	0.01
		-4.31	0.02	9.33	0.02
		-4.29	0.02	9.28	0.02
11112501	807	-4.19	0.08	9.79	0.07
		-3.68	0.05	9.61	0.04
		-3.17	0.00	9.46	0.00
		-3.72	0.16	9.53	0.12
		-4.15	0.02	9.51	0.02
		-4.64	0.03	9.64	0.04
11112502	761	-4.08	0.03	10.29	0.03
		-3.56	0.01	10.12	0.01
		-3.03	0.00	10.00	0.00
		-3.50	0.01	10.07	0.01
		-4.02	0.13	10.15	0.12
		-4.46	0.03	10.14	0.03
		-4.94	0.04	10.17	0.04
11112601	733	-4.05	0.02	10.83	0.02
		-3.50	0.01	10.74	0.01
		-3.97	0.02	10.83	0.02
		-4.46	0.03	10.87	0.03
		-4.94	0.04	10.91	0.04
		-5.38	0.11	10.87	0.11

Table 2 The results of least squared fitting to power law fluid model (Eq. 2b). S.D. is standard deviation (log unit)

Run#	T(℃)	log η_{-4} (Pa s)	S.D.	n-1	S.D.
11112801	851	9.30	0.06	-0.07	0.02
11112501	807	9.60	0.37	-0.14	0.09
11112502	761	10.15	0.19	-0.09	0.05
11112601	733	10.81	0.10	-0.07	0.02

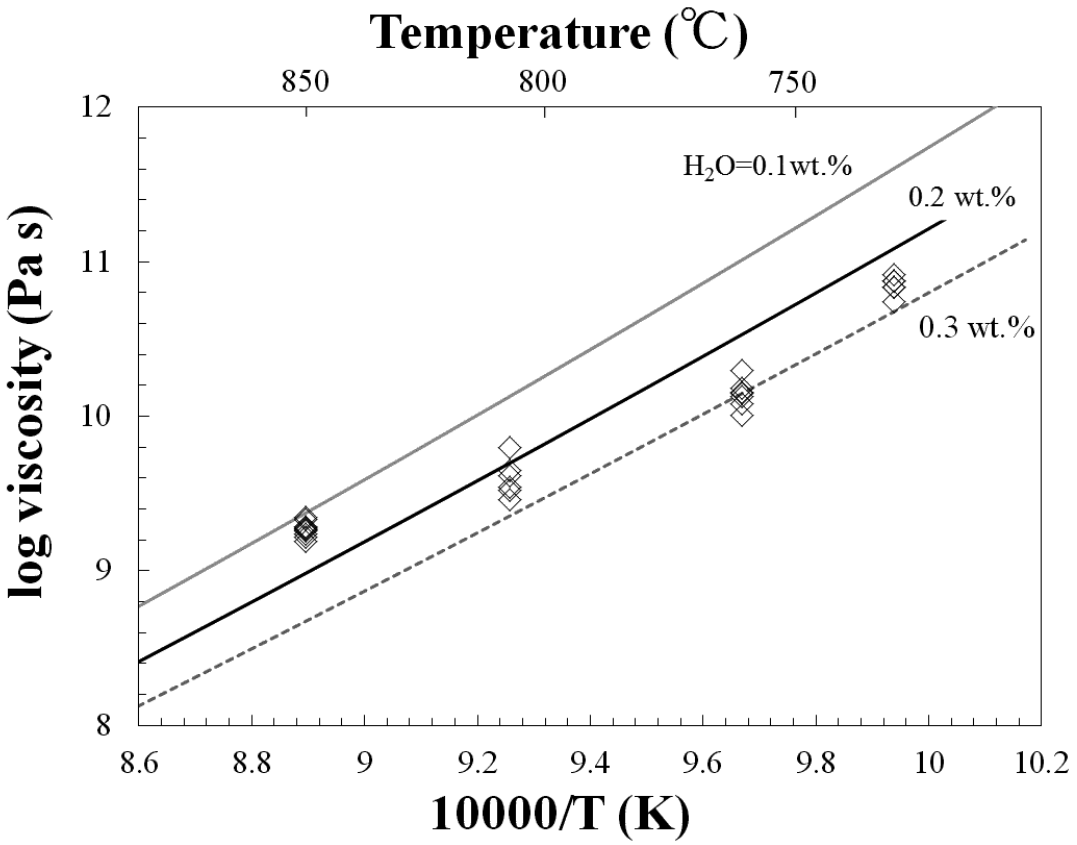

Figure 6　Measured viscosities are compared with the calculated viscosities by using the model of Giordano et al. (2008). Gray solid, black solid and gray broken lines indicate the calculated viscosity-temperature relations with melt water content of 0.1, 0.2 and 0.3 wt.%, respectively.

4．考察

4－1．Giordano et al.（2008）モデルとの比較

ケイ酸塩メルトの粘性率と化学組成・温度の関係に関する研究は古くから行われており，1970年代初期には粘性率を化学組成と温度の関数として記述するモデルが提案されている（Bottinga & Weill, 1972; Shaw, 1972;）．これらのモデルはおよそ1200℃以上の高温条件での実験に基づくため，粘性率の温度依存性はAndradeの式 $\log \eta = a + b/T$ によってうまく説明できていた．ここでa，bは定数である．しかし，1000℃以下の低温条件ではメルトの配置エントロピーの温度依存変化が無視できず，bの値が化学組成・温度とともに変化する．そこで，この効果を考慮したTVF（Tamman-Vogel-Fulcher）式 $\log \eta = A + B/(T - C)$ が粘性率の温度依存性の説明に使われるようになった．Giordano et al.（2008）モデル（Giordano et al., 2008）は，TVF式の3つの定数のうちA＝－4.55と固定し，BおよびCをメルトの化学組成の関数として記述したモデルである．このモデルは，既存の無水および含水メルトの粘性率測定値を±0.2 log unitの範囲で再現でき（Giordano et al., 2008），現在ではメルトの粘性率を計算する標準的手法として受け入れられている．本研究の黒曜石メルトの化学組成にこのモデルを適用して計算したBおよびCの値は，含水量～0.1wt.%の場合にB＝11902 J/mol, C＝269 K，0.2wt.%の場合にB＝11883 J/mol，C＝246 K，0.3wt.%の場合にB＝11858 J/mol，C＝227Kであった．

本研究の黒曜石メルトの粘性率測定値をGiordano et al.（2008）モデルと比較した結果をFigure 6に示す．粘性率測定値は，含水量～0.2wt.%のときの粘性率計算値と±0.2 log unitの範囲内で一致した．したがって，本研究の結果とGiordano et al.（2008）モデルは整合的であると言える．この結果は，本研究の方法によって高粘性溶岩の粘性率を正確に測定できること，また，天然の流紋岩質メルトの粘性率をGiordano et al.（2008）モデルによって正確に見積もることが可能なことを示している．

Figure 6をより詳細に見ると，H_2O＝0.2 wt.%での粘性率－温度曲線に対して，807℃での実験データはほぼ完全に一致するが，761℃および733℃のデータはわずかに高含水量側，851℃のデータはわずかに低含水量側にプロットされる．この温度依存のずれの原因として，高温条件ほどメルト中のH_2Oが拡散によって失われた可能性が考えられる．そこで，本研究の実験時間中に拡散によって実験試料からH_2Oが失われうるかを検討した．Zhang & Behrens（2000）のモデルを用いて，ほぼ無水の流紋岩質メルト中におけるH_2Oの拡散係数を計算したところ，850℃でおよそ$10^{-11.1}$ m^2/s，750℃で$10^{-11.6}$ m^2/sの値を得た．一方，本研究の実験中に試料を高温で維持した時間は最長で6時間である．したがって，H_2Oの拡散の長さスケールは0.23–0.41 mm以下となり，試料

サイズに比べて十分に小さいので，実験中におけるH_2Oの拡散は無視できる．この結果より，この温度依存のずれの原因はH_2Oの拡散ではなく，Giordano et al.（2008）モデルのパラメーターの誤差に由来するものと考えられる．

4－2．Shear thinning流体的ふるまいの原因

Figure 5中の破線は，デボラ数［$De=\eta\dot{\varepsilon}/G$，ここで$\eta$は粘性率，$\dot{\varepsilon}$は歪速度，$G$は剛性率～$10^{10}$Pa（e.g., Webb & Dingwell, 1990）］が10^{-2}および10^{-3}のときの粘性率と歪速度の関係を示している．ケイ酸塩メルトは，$De<10^{-3}$の条件ではニュートン流体としてふるまうが，$10^{-3}<De<10^{-2}$ではshear thinning流体的な挙動を示し，$De>10^{-2}$で脆性破壊することが，ファイバー伸長法（fiber elongation method）による変形実験によって明らかにされている（e.g., Webb & Dingwell, 1990）．ここでshear thinningとは，歪速度の増加に伴って粘性率が低下する性質のことである（e.g., 松本, 1997; 中村, 1997）．本研究の実験は733℃，$\dot{\varepsilon}=10^{-3.5}\ \mathrm{s}^{-1}$での場合を除いて$De<10^{-3}$であり，ニュートン流体としてふるまうと予想されるにもかかわらず，いずれの温度・歪速度条件でも弱いshear thinning流体的なふるまいがみられた．そこで以下に，本研究の黒曜石試料がshear thinning流体的ふるまいを示した原因について考察する．

(1) マグマ中の浮遊結晶の影響

結晶に富むマグマはshear thinning流体的にふるまうことが実験的に明らかにされている（e.g., Ryerson et al., 1988; Carrichi et al., 2007; Ishibashi and Sato, 2007, 2009; Ishibashi, 2009）．しかし，マグマのshear thinning流体的ふるまいをひきおこすには，等方的形状の結晶でおよそ30 vol.%以上，板状の斜長石結晶でも5–10 vol.%以上の結晶量が必要である（Ryerson et al., 1988; Ishibashi, 2009）．一方で，本研究の黒曜石に含まれるマイクロライト結晶量はおよそ2 vol.%以下と少量である（和田・佐野, 2011）．このことから，マグマ中の浮遊結晶がshear thinning流体的ふるまいの原因とは考えにくい．

(2) マグマ中の気泡の影響

マグマ中に浮遊する気泡も，マグマのshear thinning流体的ふるまいをひきおこす原因となりうる．マグマの粘性率に及ぼす気泡の影響は，その量・サイズ・形状と歪速度に大きく依存する．気泡のサイズ・形状と歪速度の関係はキャピラリー数［$Ca=\eta a\dot{\varepsilon}/\Gamma$］で特徴づけられる．ここで，$\eta$はメルトの粘性率，aは気泡の等積球半径，$\dot{\varepsilon}$は歪速度，$\Gamma$はメルト－気泡間の表面張力である．キャピラリー数が小さい場合には気泡は球状，大きい場合には偏長回転楕円体状となり，その長軸/短軸比および配列方向はキャピラリー数の関数となる（e.g., Rust et al., 2003）．また，キャピラリー数がおよそ1より小さい場合，気泡はマグマの粘性率を増加させるが，1よりも大きい場合には減少させる傾向がある（e.g., Rust & Manga, 2002）．マグマの粘性率に及ぼす気泡の影響と気泡量・キャピラリー数との関係を記述する定量的モデルはPal（2003）によって提案されており，特に気泡量が小さい場合，

$$\eta_r=1+\Phi[1-(12/5)Ca_2]/[1+(36/25)Ca_2] \quad \text{(Eq. 3)}$$

で与えられる．ここで，η_rは相対粘度［$=\eta/\eta_{melt}$，ここでηはマグマの粘性率，η_{melt}はメルトの粘性率］，Φは気泡の体積分率である．3式は，$Ca\ll1$の場合には$\eta_r=1+\Phi$（Taylorの式），$Ca\gg10$の場合には$\eta_r=1-1.667\Phi$（Frankel-Acrivosの式）に一致する．この式を用い，メルトの粘性率を10^9–10^{11} Pa s，気泡半径を0.01–1 mm，表面張力を0.3N/m（Bagdassarov et al., 2000）とした場合における相対粘度の歪速度依存性を計算したところ，$\dot{\varepsilon}>3\times10^{-}\ \mathrm{s}^{-1}$の条件では$\mathrm{d}\eta_r/\mathrm{d}\Phi$は歪速度によらずほぼ$-1.667$となり，Frankel-Acrivosの式と一致する．このことは，$\dot{\varepsilon}>3\times10^{-4}\ \mathrm{s}^{-1}$の条件では相対粘度が歪速度に依存しないことを意味し，本研究の実験結果と矛盾する．したがってマグマ中の気泡が本研究で見られたshear thinning流体的ふるまいの原因とは考えにくい．

(3) 粘性散逸の影響

粘性散逸とは，非可逆的な粘性変形に伴う熱散逸のことで，viscous heatingともよばれる．粘性散逸による発熱率は，粘性率および歪速度と正の相関を示す（e.g., Hess et al., 2008）．粘性変形する試料の温度は，粘性散逸による発熱率と熱伝導による熱輸送率のバランスにより決まり，両者の比で定義される無次元数であるNahme数Na

$$Na=\sigma\dot{\varepsilon}A/(k\delta T)=\eta(\dot{\varepsilon})^2A/(k\delta T) \quad \text{(Eq. 4)}$$

によって，粘性散逸と熱伝導のどちらが優勢かを特徴づけられる．ここでσは応力，Aは表面積，kは熱拡散係数，δTは試料内部と表面の温度差であり（e.g., Hess et al., 2008），$Na>1$で粘性散逸が熱伝導より優勢となる．したがってEq. 4より，粘性散逸が優勢なるための歪速度条件として，

$$\dot{\varepsilon}>[k\delta T/(\eta A)]^{1/2} \quad \text{(Eq. 5)}$$

が得られる．本実験でみられた1 log unitの歪速度変化に対する粘性率変化～0.09 log unitは，Giordano et al.（2008）モデルに従うと，およそ5℃の温度変化による粘性率変化と同等である．そこでEq. 5を用い，$\eta=10^9$–10^{11} Pa s，$A=10^{-4}\ \mathrm{m}^2$，$k=1\ \mathrm{Wm}^{-1}\mathrm{K}^{-1}$として$\delta T>5$℃となる歪速度条件を求めたところ，$\eta=10^9$ Pa sで$\dot{\varepsilon}>10^{-2.1}\ \mathrm{s}^{-1}$，$\eta=10^{11}$ Pa sで$\dot{\varepsilon}>10^{-3.1}\ \mathrm{s}^{-1}$の歪速度が必要であるという結果を得た．この歪速度の値は，本研究の歪速度条件よりも大きい．このことから，粘性散逸がshear thinning流体的ふるまいの原因とは考えにくい．

以上より，本研究で見られた黒曜石メルトのshear thinning流体的ふるまいは，マグマ中に浮遊する結晶・気泡や粘性散逸の影響といった黒曜石試料固有の物性による説明が難しい．他の考えうる原因として，総歪み量の増加に伴う試料の形状変化の影響があげられる．一軸圧縮変形実験では，総歪み量の増加に伴い，試料の形状が柱状から樽状へと変化していく．粘性率の算出に用いたGent（1960）の式では，この形状変化の効果を理論的に補正しているが，この理論と実験条件がわずかな逸脱によって見た目の歪速度依存性が生じてしまっているのかもしれない．この場合，本研究の実験方法によって観測された$n=1$からのわずかな逸脱に基づいて，非ニュートン流体的ふるまいの有無を議論するのは難しい．これ

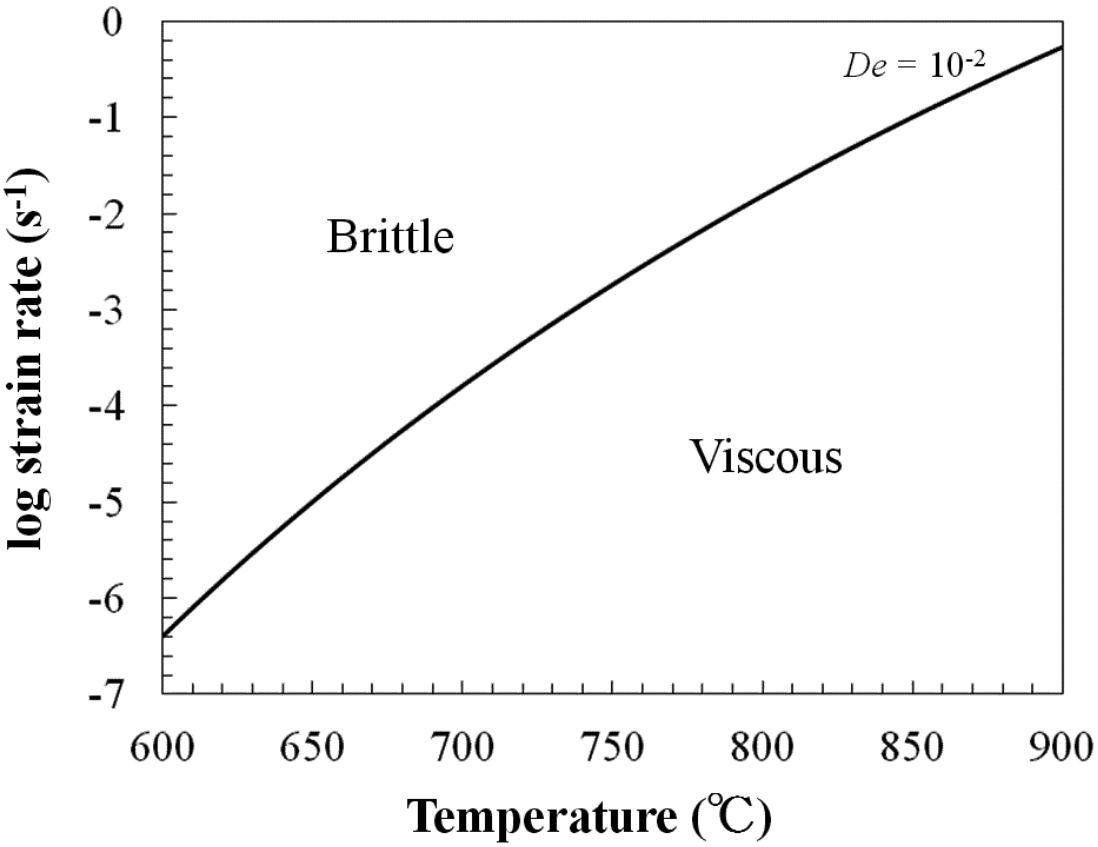

Figure 7 The temperature-strain rate boundary condition at which viscous-brittle transition occurs for the obsidian melt.

については今後の手法改善が必要である．ただし，$n=1$からの逸脱が0.1程度と小さい場合，一桁の歪速度変化に対する粘性率変化は0.1 log unit程度と小さいので，珪長質溶岩流の現実的な歪速度の範囲（ca. $10^{-4}-10^{-7}$ s^{-1}；Rust et al., 2003）では，そのふるまいをニュートン流体に近似しても実用的には問題にならないと考えられる．

4－3．白滝地域，赤石山上部溶岩流の粘性－脆性遷移について

赤石山上部溶岩流では下位から上位にかけて，破砕岩層（4m），黒曜石層（12m），縞状発泡質黒曜石層（25m），石質流紋岩層（80m），黒曜石層（7m），破砕岩層（20m）と岩相が変化する（和田・佐野, 2011）．溶岩流上下の破砕岩層と黒曜石層の境界は，黒曜石メルトで粘性－脆性遷移がおこる条件に一致すると考えられる．そこで以下に，Giordano et al.（2008）のメルト粘性率モデルと粘性－脆性遷移のおこる臨界デボラ数を用いて，この条件について考察する．

本研究の黒曜石メルトの粘性率は，0.2wt.%の含水量を仮定する場合，

$$\log \eta = -4.55 + 11883(T-246) \qquad \text{(Eq. 6)}$$

と記述できる．剛性率$G=10^{10}$Pa（Webb & Dingwell., 1990）とするとき，Eq. 6とデボラ数Deの定義式との組み合わせから，

$$\log De = -14.55 + 11883(T-246) + (\log \dot{\varepsilon}) \qquad \text{(Eq. 7)}$$

が得られる．ケイ酸塩メルトの粘性－脆性遷移のおこる臨界デボラ数はDe_c～10^{-2}で与えられ，$De > 10^{-2}$のときケイ酸塩メルトは脆性的にふるまう（Webb & Dingwell, 1990）．この条件をEq. 7に代入すると，黒曜石メルトで粘性－脆性遷移がおこる条件として，

$$(\log \dot{\varepsilon}) = 12.55 - 11883(T-246) \qquad \text{(Eq. 8)}$$

が得られる．Figure 7に，粘性－脆性遷移のおこる温度－歪速度条件を図示する．粘性－脆性遷移のおこる歪速度は，900℃で$10^{-0.3}$ s^{-1}から600℃で$10^{-6.4}$ s^{-1}まで単調に減少する．流紋岩質溶岩流が流動する様子の観察例はないため（Rust et al., 2003），その歪速度を直接制約することは困難である．しかし，米国Big Glass Mountainの流紋岩質溶岩流については，褶曲構造や気泡の形状の解析から10^{-4}～10^{-7} s^{-1}の歪速度が見積もられている（Fink, 1980; Rust et al., 2003）．赤石山上部溶岩流が同等の歪速度で流動していたと仮定すると，破砕岩層が形成する温度はおよそ680℃以下であったと考えられる．

赤石山上部溶岩流でみられる上部・下部破砕岩層の層厚の違いを生じた原因として，地表噴出後の冷却過程の違い（Stevenson et al., 2001）と歪速度条件の違いが考えうる．しかし，等温の定常流として斜面を流下する溶岩流を考えるとき，一般に熔岩流上部より下部の方が歪速度が大きくなるため（Pimbo and Dragoni, 2009），下部破砕岩層の方が上部のそれよりも厚くなると考えられる．これは，実際の層厚の関係と矛盾する．したがって定性的に，溶岩流上部・下部の破砕構造の形成には，噴出後の冷却効果の影響が大きいと考えられる．今後，粘

性－脆性遷移のおこった条件をより定量的に決定するためには，黒曜石中の気泡の形態解析（Rust et al., 2003）による歪速度測定や，冷却過程を考慮した溶岩流動シミュレーションによって，溶岩流中の歪速度分布を検討する必要があろう．

5．まとめ

(1) 北海道白滝地域の黒曜石について，851–733℃の温度，$10^{-2.7}-10^{-5.4}\ s^{-1}$の歪速度の条件下で一軸変形実験による粘性率測定を行った．

(2) 本実験での粘性率測定値は，Giordano et al.（2008）のモデルと整合的であった．したがって，天然の流紋岩質メルトの粘性率をGiordano et al.（2008）モデルによって正確に見積もることができ，また，本研究の実験方法によって，高粘性溶岩の粘性率を測定できる．

(3) 本実験でみられた黒曜石メルトの弱いshear thinning流体的ふるまいは，マグマ中に浮遊する結晶・気泡や粘性散逸といった試料固有の物性では説明できず，その原因は不明である．ただし，粘性率の歪速度依存性は非常に小さいので，ニュートン流体と近似しても実用上問題はない．

(4) 赤石山上部溶岩流の最下部4mと最上部20mの破砕岩層が形成した温度条件は＜680℃と考えられる．また，上部と下部の破砕岩層の厚さの違いは，地表での冷却過程の違いを反映している．

謝辞

東京大学地震研究所の平賀岳彦准教授と武井康子准教授には，高温一軸変形試験機を使用させていただきました．また，田阪美樹博士，宮崎智詞氏には実験装置の使用法をご指導いただきました．本稿を改善するうえで，静岡大学理学部の増田俊明教授と北村晃寿教授には有益なコメントをいただきました．ここに記してお礼申し上げます．

引用文献

Avard G. & Whittington A. (2012), Rheology of arc dacite lavas: experimental determination at low strain rates. *Bulletin of Volcanology*, **74**, 1039–1056

Bagdassarov N., Dorfman A. & Dingwell D. B. (2000), Effect of alkalis, phosphorus, and water on the surface tension of haplogranite melt. *American Mineralogist*, **85**, 33–40

Bottinga Y. & Weill D. F. (1972), The viscosity of magmatic silicate liquids: A model for calculation. *American Journal of Science*, **272**, 438–475

Caricchi L., Burlini L., Ulmer P., Geys T., Vassalli M. & Papale P. (2007), Non-Newtonian rheology of crystal-bearing magmas and implications for magma ascent dynamics. *Earth and Planetary Science Letters*, **264**, 402–419

Cordonnier B., Hess K. U., Lavallee Y. & Dingwell D. B. (2009), Rheological properties of dome lavas: Case study of Unzen volcano. *Earth and Planetary Science Letters*, **279**, 263–272

Costa A., Caricchi L. & Bagdassarov N. (2009), A model for the rheology of particle-bearing suspensions and partially molten rocks. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **10**, doi: 10.1029/2008GC002138

Fink J. H. (1980), Surface folding and viscosity of rhyolite flows. *Geology*, **8**, 250–254

Gent A. N. (1960), Theory of the parallel plate viscometer. *British Journal of Applied Physics*, **11**, 85–87

Giordano D., Russell J. K. & Dingwell D. B. (2008), Viscosity of magmatic liquids: A model. *Earth and Planetary Science Letters*, **271**, 123–134

Hess K. U., Cordonnier B., Lavallée Y. & Dingwell D. B. (2008), Viscous heating in rhyolite: An in situ experimental determination. *Earth and Planetary Science Letters*, **275**, 121–126

Ishibashi H. (2009), Non-Newtonian behavior of plagioclase-bearing basaltic magma: subliquidus viscosity measurement of the 1707 basalt of Fuji volcano, Japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **181**, 78–88

Ishibashi H. & Sato H. (2007), Viscosity measurements of subliquidus magmas: Alkali olivine basalt from the Higashi-matsuura district, Sowthwest Japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **160**, 223–238

Ishibashi H. & Sato H. (2010), Bingham fluid behavior of plagioclase-bearing basaltic magma: Reanalyses of laboratory viscosity measurements for Fuji 1707 basalt. *Journal of Mineralogical and Petrological Sciences*, **105**, 334–339

松本孝芳 (1997)，分散系のレオロジー（新高分子文庫35）．高分子刊行会，159p．

Moitra P. & Gonnermann H. M. (2015), Effects of crystal shape- and size-modality on magma rheology. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **16**, doi: 10.1002/2014GC00554

中村喜代次 (1997)，非ニュートン流体力学．コロナ社，166p．

Pal R. (2003), Rheological behavior of bubble-bearing magmas. *Earth and Planetary Science Letters*, **207**, 165–179.

Piombo A. & Doragoni M. (2009), Evaluation of flow rate for a one-dimensional lava flow with power-law rheology. *Geopysical Research Letters*, **36**, L22306.

Rust A. C. & Manga M. (2002), Effects of bubble deformation on the viscosity of dilute suspensions. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **104**, 53–63.

Rust A. C., Manga M. & Cachman K. V. (2003), Determining flow type, shear rate and shear stress in magmas

from bubble shapes and orientations. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **122**, 111–132.

Ryerson F. j., Weed H. C. & Piwinskii A. J. (1988), rheology of subliquidus magmas 1. Picritic compositions. *Journal of Geophysicalk Research*, **93**, 3421–3436.

Sano K., Wada K. & Sato E. (2015), Rates of water exsolution and magma ascent inferred from microstructures and chemical analyses of the Tokachi-Ishizawa obsidian lava, Shirataki, northern Hokkaido, Japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **292**, 29–40.

Shaw H. R. (1972), Viscosities of magmatic silicate liquids; an empirical method of prediction. *American Journal of Science*, **272**, 870–893.

Stevenson R. S., Dingwell D. B., Bagdassarov N. S. & Manley C. R. (2001), Measurement and implication of "effective" viscosity for rhyolite flow emplacement. *Bulletin of Volcanology*, **63**, 227–237.

Tasaka M., Hiraga T. & Zimmerman M. E. (2013), Influence of mineral fraction on the rheological properties of forsterite + enstatite during grain-size-sensitive creep: 2. Deformation experiments. *Journal of Geophysical Research*, **118**, 3991–4012.

和田恵治 (2010)，白滝ジオパークの黒曜石―白滝黒曜石流紋岩溶岩群の地質解説―．*北海道教育大学大雪山自然教育研究施設報告*，**45**，21–35．

和田恵治・佐野恭平 (2011)，白滝黒曜石の化学組成と微細組織―原産地推定のための地質・岩石資料―．*旧石器研究*，**7**，1–18．

Webb S. L. & Dingwell D. B. (1990), The onset of non-Newtonian rheology of silicate melts. A fiber elongation study. *Physcs and Chemistry of Minerals*, **17**, 125–132.

Westrich H. R. (1987), Determination of water in volcanic glasses by Karl-Fischer titration. *Chemical Geology*, **63**, 335–340.

Zhang Y. & Behrens H. (2000), H_2O diffusion in rhyolitic melts and glasses. *Chemical Geology*, **169**, 243–262.