

学 長 定 例 記 者 会 見 要 項

日 時：平成25年4月12日(金) 11:30～12:00

場 所：事務局第二会議室(小白川キャンパス、事務局4階)

発 表 事 項

1. 山形大学人文学部附属ナスカ研究所は、新しい地上絵を発見しました！
2. 磁性トポロジカル絶縁体で興味深い現象を発見
3. 文化庁長官が「山形文化遺産防災ネットワーク」に感謝状を受与
4. 『現地学習を中心にした災害復興学の実践』を刊行
5. 超極早生種の茶豆系枝豆「赤澤1号」が品種登録

お 知 ら せ

1. グローバル時代に求められる国際人材シンポジウムの開催
2. 公開講座・学園都市推進協議会まちなかカレッジ受講生募集

(参 考)

○ 次回の学長定例記者会見(予定)

日 時：平成25年5月8日(水) 11:00～11:30

場 所：事務局第二会議室(小白川キャンパス、事務局4階)

平成25年4月12日
山形大学

新しい地上絵を発見しました！

山形大学人文学部附属ナスカ研究所は、新しい地上絵を発見しました！

<経緯>

この地上絵は2011年に、ナスカ台地の中心部において発見しました。3Dレーザー・スキャナー（株式会社ニコン・トリンブル提供）を用いて測量し、その後、このデータを分析するとともに、現地調査を実施しました。なお、この地上絵については、2011年にペルー文化省に報告しています。

<大きさ>

左側の人物：約13×7メートル

右側の人物：約9×8.5メートル

<想定時期>

パラカス後期（紀元前400～紀元前200年頃）

<特徴>

今回発見した地上絵は、地表の小石を面状に取り除くとともに、それらの小石を積み上げることで、人間の形を描いています。同じ技法を用いた「人間の頭」の地上絵を山形大学は2011年1月に公表しています。有名なハチドリなどの地上絵とは異なった制作技法が用いられています。

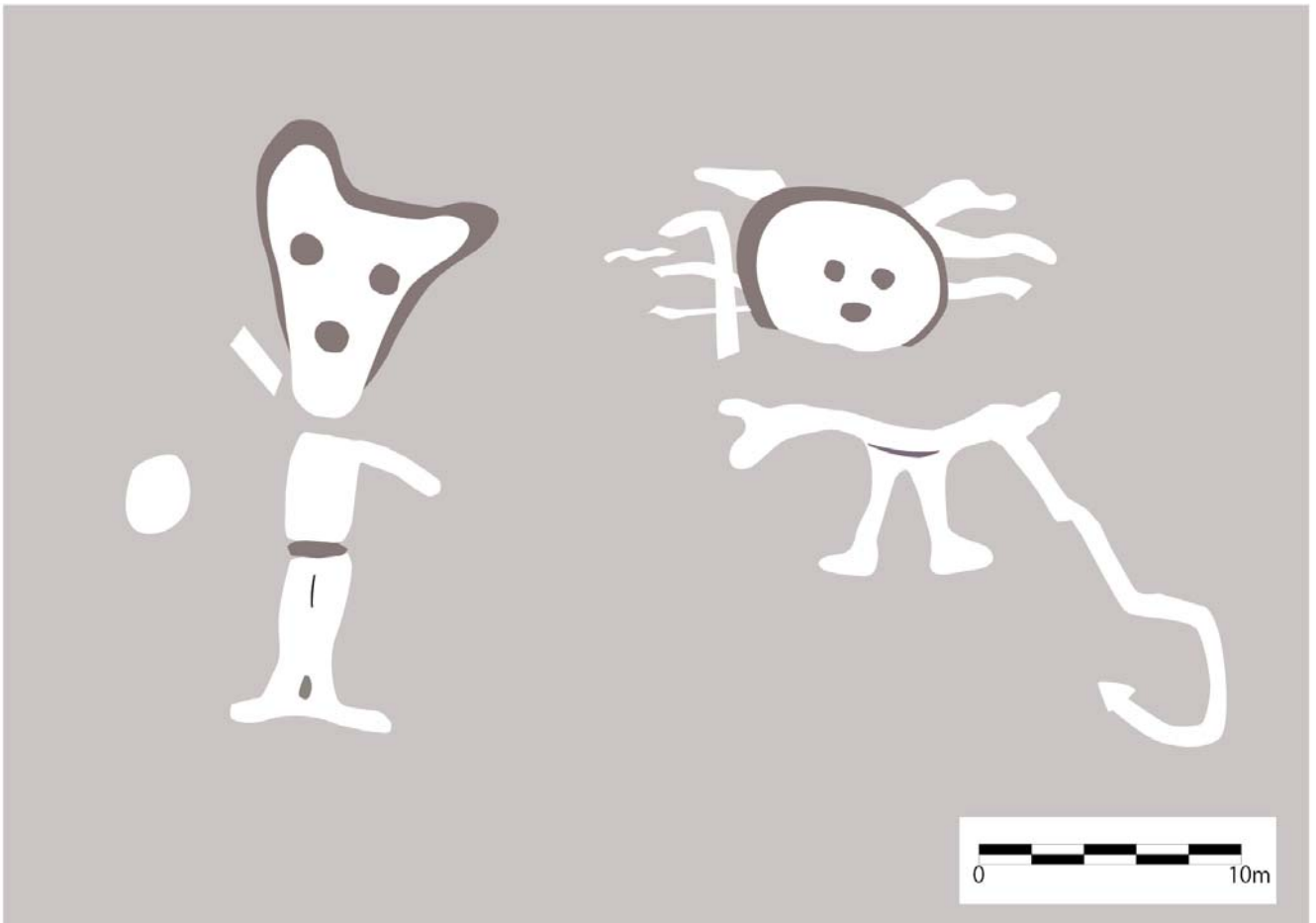
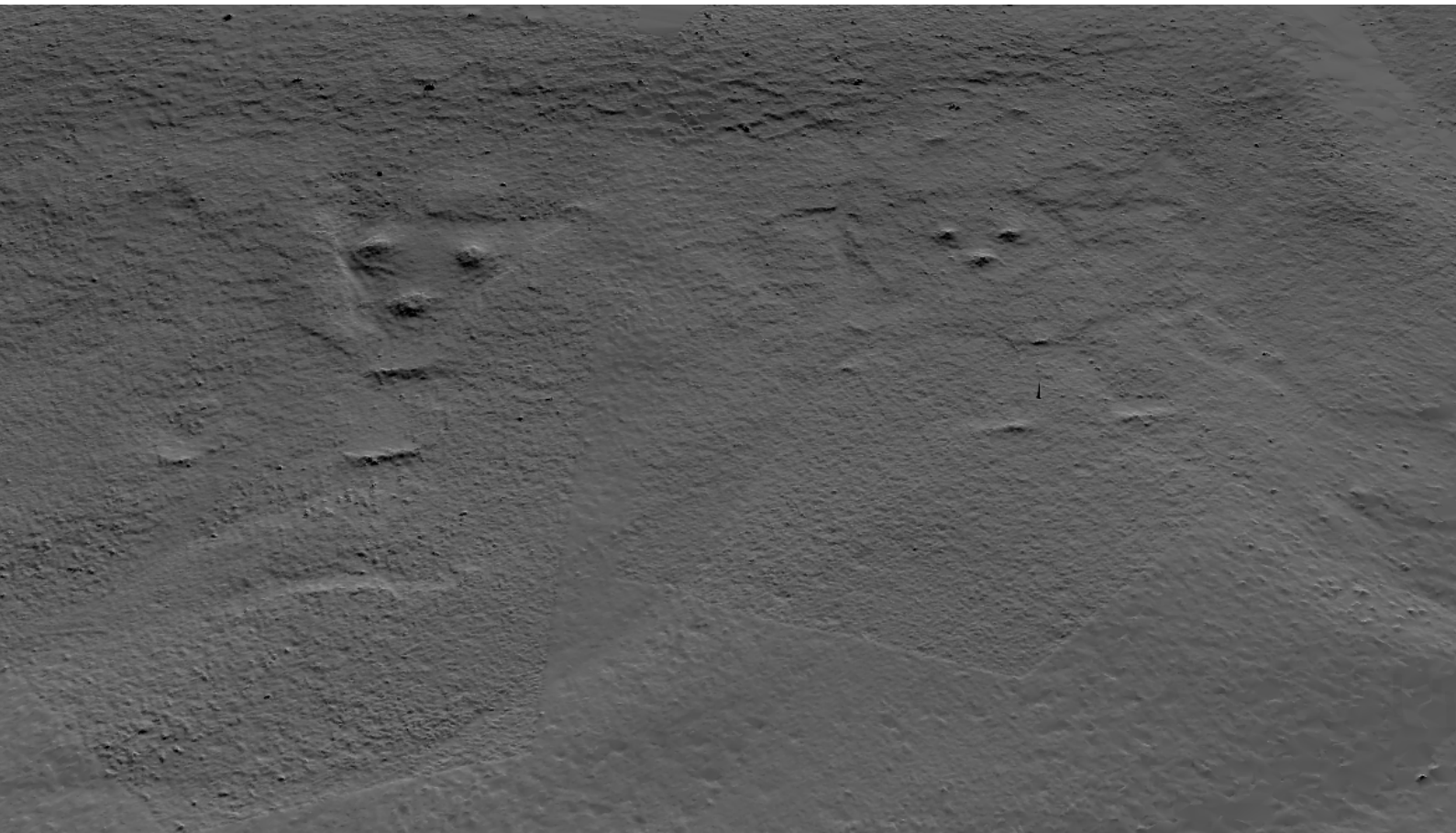
向かって「左側の人物」は全長約13メートルで、頭部が逆三角形です。一方、「右側の人物」は全長約9メートルで、頭部は丸形です。

「右側の人物」は頭から放射状の線が延びており、重要な存在が描かれた可能性があります。ただし、頭部と胴部が分断されており、斬首された可能性も否定できません。

<山形大学附属ナスカ研究所メンバー>

所長：北川忠明、

副所長：坂井正人、所員：渡邊洋一、本多薫、松本雄一（新メンバー）



平成25年4月12日
山形大学

磁性トポロジカル絶縁体で興味深い現象を発見

山形大学理学部量子物性研究室は、国内外の大学・研究所と共同研究を行い、磁性トポロジカル絶縁体系で鉄元素に起因した特異な現象を発見

- ◇理学部物理学科量子物性研究室（佐々木実教授、大西彰正教授、北浦守准教授）では、トポロジカル絶縁体である Bi_2Te_3 単結晶表面に存在する2次元Dirac電子の特異な振舞いを解明し、その研究成果をPhysical Review B誌に発表している。
- ◇さらに研究を進め、 Bi_2Te_3 に様々な元素をドーピングした系が、ドーピング元素により非常に安定なDirac電子系となったり、熱を電気に変換する熱電材料となったりすることを明らかにし、その製法に関して特許を出願している。
- ◇山形大学量子物性研究室が中核となり、韓国のDaegu大学とPohang工科大学・佐賀大学シンクロトロン光応用研究センター（SLC）・中国国立Wuhan強磁場研究所（WNHMFC）との共同研究で、非常に安定なDirac電子系となり得る鉄（Fe）元素をドーピングした磁性トポロジカル絶縁体 $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ （ドーピングしたFe濃度は最大10%）単結晶の電氣的・磁氣的特性を詳細に調べた。共同研究では、韓国グループは理論、佐賀大学SLCは角度分解光電子分光（ARPES）測定、WNHMFCは磁化測定を担当した。
- ◇鉄元素が2.5%付近で、母体 Bi_2Te_3 で見られていた2次元Dirac電子系特有の異常な磁気輸送特性が消失し、強磁性が現れることを発見した。
- ◇その成果は物理学分野では極めて評価の高いPhysical Review Letters（PRL）誌に掲載された。特に、佐賀大学SLCで測定したARPES測定結果から、2.5%付近ではトポロジカル絶縁体特有の2次元Dirac電子の表面電子状態が消えていることがわかり、我々の結果を支持する結果を得た。

（お問い合わせ）

山形大学理学部物理学科 教授 佐々木 実
TEL：023-628-4564

Topological Phase Transitions Driven by Magnetic Phase Transitions in $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$) Single Crystals

Heon-Jung Kim,^{1,*} Ki-Seok Kim,² J.-F. Wang,³ V. A. Kulbachinskii,⁴ K. Ogawa,⁵ M. Sasaki,⁶ A. Ohnishi,⁶ M. Kitaura,⁶ Y.-Y. Wu,³ L. Li,³ I. Yamamoto,⁵ J. Azuma,⁵ M. Kamada,⁵ and V. Dobrosavljević⁷

¹*Department of Physics, College of Natural Science, Daegu University, Gyeongbuk 712-714, Republic of Korea*

²*Department of Physics, Pohang University of Science and Technology, Pohang, Gyeongbuk 790-784, Republic of Korea*

³*Wuhan National High Magnetic Field Center, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*

⁴*Physics Department, Moscow State University, Moscow 119899, Russia*

⁵*Synchrotron Light Application Center, Saga University, Honjo, Saga 840-8502, Japan*

⁶*Department of Physics, Faculty of Science, Yamagata University, Kojirakawa, Yamagata 990-8560, Japan*

⁷*Department of Physics and National High Magnetic Field Laboratory, Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA*

(Received 6 August 2012; revised manuscript received 4 December 2012; published 25 March 2013)

We propose a phase diagram for $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$) single crystals, which belong to a class of magnetically bulk-doped topological insulators. The evolution of magnetic correlations from ferromagnetic to antiferromagnetic gives rise to topological phase transitions, where the paramagnetic topological insulator of Bi_2Te_3 turns into a band insulator with ferromagnetic-cluster glassy behavior around $x \sim 0.025$, and it further evolves to a topological insulator with valence-bond glassy behavior, which spans over the region from $x \sim 0.03$ up to $x \sim 0.1$. This phase diagram is verified by measuring magnetization, magnetotransport, and angle-resolved photoemission spectra with theoretical discussions.

DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.136601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.136601)

PACS numbers: 72.90.+y, 71.27.+a, 75.20.Hr, 75.47.-m

The characteristic features of topological insulators originate from the existence of topologically protected gapless surface states [1–4], which gives rise to anomalous transport phenomena [5]. In particular, an anomalous Hall effect of the topological origin and extremely large magnetoresistance (MR) have been observed and attributed to surface Dirac electrons [6]. For scientific understanding and practical applications, such anomalous transport needs to be controlled, for example, by creating magnetic correlations in topological insulators. In fact, several surface- and bulk-doping studies [7–11] reported that surface-doped magnetic impurities are aligned ferromagnetically to cause an excitation gap for surface Dirac electrons [7,8]. However, the gap opening was not always observed [9–11], which suggests that Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) interactions by surface Dirac electrons may be more complicated than expected. Indeed, such RKKY interactions consist of Heisenberg-like, Ising-like, and Dzyaloshinskii-Moriya (DM)-like terms, and are expected to cause frustration for spin dynamics [12–14]. As a result, various spin orders are expected to occur due to interplay between the randomness and spin-orbit interaction provided the chemical potential lies away from the Dirac point of the surface band. This aspect motivated us to dope magnetic ions into the bulk of a topological insulator, controlling anomalous transport phenomena.

In this Letter, we examine the effects of various spin orders on topological properties in $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$) single crystals by measuring the MR, Hall resistance, magnetization, and angle-resolved photoemission spectroscopy (ARPES). Transport properties change

drastically, following the evolution of magnetic correlations in the bulk. The Curie-Weiss temperature θ initially increases with x , reaching a maximum at $x = 0.025$. This indicates enhancement of ferromagnetic correlations around $x = 0.025$. Such predominant ferromagnetic correlations turn out to reflect more complicated spin dynamics associated with random positions of magnetic ions. Ferromagnetic-cluster glassy behavior is observed around this x value along with drastic changes in the MR and Hall effect. The characteristic features of topological-insulator samples, such as large MR and anomalous Hall effect, are no longer observed in the $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$ sample, which suggests that a gap opens at the Dirac point of the surface band. Indeed, we observe the gap opening from our ARPES measurement. Interestingly, $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ samples with $x = 0.05$ and 0.1 exhibit essentially the same transport behavior as undoped Bi_2Te_3 without any sign of ferromagnetism. Furthermore, ARPES fails to detect any gap opening at the Dirac point in the $\text{Fe}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Te}_3$ sample, confirming the recovery of the topologically nontrivial nature. This puzzling observation of the reentrant behavior is resolved, considering that the Weiss temperature θ becomes negative above $x = 0.025$, where antiferromagnetic correlations become more dominant than ferromagnetic interactions, giving rise to valence-bond glassy behavior. The entire result is summarized in the phase diagram of Fig. 1.

The powder x-ray diffraction (XRD) data, measured by using crushed $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ crystals with $x = 0.0, 0.025, 0.05, 0.075,$ and 0.1 are shown in Fig. 2(a). The experimental details are explained in the Supplemental Material

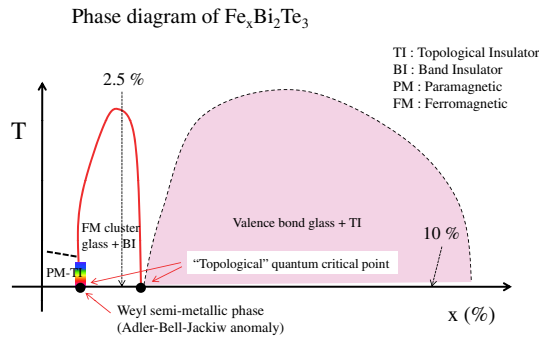


FIG. 1 (color online). Phase diagram and topological phase transitions of $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$.

[15]. The XRD neither showed any significant change of the Bi_2Te_3 structure nor exhibited the appearance of superstructures. Figure 2(b) shows the $M(T)$ curves of the $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ single crystals under magnetic fields perpendicular to the cleaved (111) plane. In addition, the inset in Fig. 2(b) displays $1/M(T)$ for the samples with $x = 0.0125, 0.05,$ and 0.1 . Clearly, these curves are linear in the high temperature region, which indicates that they follow the Curie-Weiss law. At lower temperatures, the $M(T)$ curves deviate from this linearity, the temperature of which depends on x as spin correlations develop. In particular, the

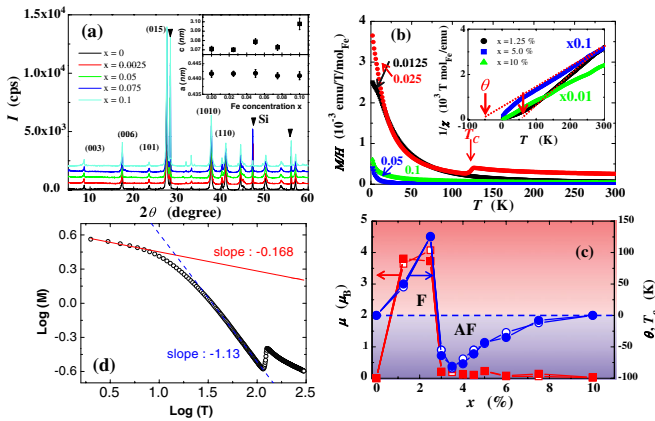


FIG. 2 (color online). (a) Powder x-ray diffraction data of $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ samples with $x = 0.0, 0.025, 0.05, 0.075,$ and 0.1 from the bottom of the figure. The upper and lower insets show the c and a parameters, respectively, as a function of Fe concentrations. The c parameter slightly increases with increasing x while the a parameter is almost unchanged. (b) Temperature dependence of M/H for $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ with $x = 0.0125, 0.025, 0.05,$ and 0.1 for the magnetic fields perpendicular (111) plane. The inset shows $1/M$ curves with Curie-Weiss fitting. (c) The Weiss temperature θ or Curie temperature T_c and the magnetic moment μ determined from the Curie-Weiss fitting as a function of x . The open (closed) circles are the Weiss temperatures for the magnetic field parallel (perpendicular) to the (111) plane. The open (closed) squares are the magnetic moments determined for the magnetic field parallel (perpendicular) to the (111) plane. (d) The log-log plot of the $M(T)$ curve for $x = 0.025$, along with the linear fits at high and low temperatures.

sample with $x = 0.025$ shows a very clear deviation or a hump at approximately $T = 120$ K in the original $M(T)$ curve. To clarify the nature of this behavior, the $M(T)$ curves were fitted to the Curie-Weiss formula, $M(T)/H = C/(T + \theta)$ with a constant $C = N\mu_{\text{eff}}^2/(3k_B)$, where N is the number of impurities, μ_{eff} is the effective magnetic moment, and k_B is the Boltzmann constant. The inset of Fig. 2(b) shows our results of fitting, plotted as dotted (red) lines. The Curie-Weiss temperatures θ of the samples with $x = 0.0125$ and 0.05 are positive and negative, respectively, while it becomes almost zero in the sample with $x = 0.1$. This suggests that average magnetic interactions change around $x = 0.025$ from ferromagnetic to antiferromagnetic correlations.

To understand the change of magnetic correlations in more detail, we present the Weiss temperature and effective magnetic moment in Fig. 2(c), determined from the Curie-Weiss fitting to the $M(T)$ curves as a function of x . For $x \leq 0.025$, the Weiss temperature increases with x , reaching a maximum at $x = 0.025$. The maximum Weiss temperature suggests that ferromagnetic correlations are predominant around $x = 0.025$. On the other hand, such average magnetic correlations change drastically from ferromagnetic to antiferromagnetic interactions around $x = 0.03$. The negative θ for $x > 0.025$ is attributed to the enhancement of antiferromagnetic correlations. The average magnetic moment also shows a sudden decrease just above $x \sim 0.025$, again indicating that predominant magnetic correlations change from ferromagnetic to antiferromagnetic across this particular x value.

We would like to emphasize that such average magnetic correlations, reflected in Curie-Weiss temperatures and magnetic moments, hide more complicated spin dynamics. Although the susceptibility curve for $x = 0.0125$ increases monotonically, the fact that it saturates to a finite value at $T = 0$ implies that not only ferromagnetic correlations but also antiferromagnetic interactions play their certain roles in this random system of magnetic impurities, giving rise to glassy behavior. The cusp around 130 K seems to indicate that random magnetic interactions are at work. In addition, the continuous increase with a power-law behavior but the change of its slope around 15 K and the saturation of such divergent behaviors at the lowest temperature imply that magnetic correlations evolve from quantum Griffiths behaviors to ferromagnetic-cluster glassy structures. If a magnetically doped system shows about 70% ferromagnetic interactions and 30% antiferromagnetic correlations due to randomly distributed positions of magnetic ions, it is natural to expect that ferromagnetic clusters are formed and their random spin correlations can result in glassy behavior through intermediate complex spin dynamics.

Actually, quantum Griffiths behaviors can be verified by the measurement of the exponent in the temperature

dependence of magnetization, $M \sim T^{-\alpha}$. A broad distribution of sizes of such clusters and their effective interactions to other clusters has been claimed to cause the exponent α to be less than 1 [16]. Indeed, we observe such spin dynamics as shown in Fig. 2(d). Just below the cusp, the value of α is around 1. On the other hand, it becomes much reduced to 0.163 from approximately 15 K, indicating the signature of the quantum Griffiths phase [17]. As temperature decreases further, these ferromagnetic clusters become frozen. As a result, the divergent behavior weakens, the spin susceptibility being saturated to a finite value. As the concentration of magnetic impurities increases, predominant magnetic correlations evolve from ferromagnetic to antiferromagnetic, verified from the Curie-Weiss plot at $x = 0.05$ and 0.1, discussed before. Considering that the spin susceptibility increases but saturates at low temperatures, we speculate that the ground state is a sort of “spin liquid,” which may correspond to valence-bond glassy behavior.

The observed change in the spin dynamics profoundly affects the magnetotransport properties of $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ single crystals. Figure 3 shows the MR ($= \Delta\rho/\rho_0$) and Hall resistance of Bi_2Te_3 , $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$, and $\text{Fe}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Te}_3$ single crystals at 4.2 K. The MR and Hall resistance of Bi_2Te_3 are typical of the as-grown Bi_2Te_3 single crystals as reported previously [6]. The observed MR is $\sim 100\%$ at 4 T and the Hall resistance is nonlinear due to anomalous Hall effects from Berry phase, side jump, and skew scattering contributions [6]. Because the Bi_2Te_3 in this study is an as-grown sample, the bulk conduction channel still exists with a p -type charge carrier. As shown in Fig. 3, there is no qualitative difference between Bi_2Te_3 and $\text{Fe}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Te}_3$. It should be noted that both the MR and Hall resistance of the samples with $x = 0, 0.0125, 0.05, 0.075, \text{ and } 0.1$ are

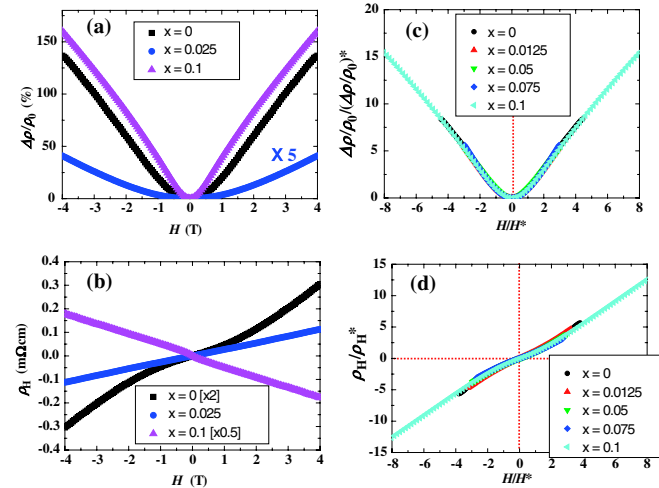


FIG. 3 (color online). (a) The MR and (b) Hall resistance as a function of H for p -doped Bi_2Te_3 (square), $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (circle), and $\text{Fe}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (triangle) single crystals. The scaling behaviors of (c) MR and (d) Hall resistance for $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ with $x = 0, 0.0125, 0.05, 0.075, \text{ and } 0.1$.

scaled by the proper MR^* 's and H^* 's as shown in Figs. 3(c) and 3(d), respectively, in which H^* is a characteristic field characterizing surface conduction due to Dirac fermions and MR^* is the MR at $H = H^*$. Therefore, the features related to the surface conduction, such as large MR and anomalous Hall effect, are still observable in $\text{Fe}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Te}_3$, suggesting the survival of surface conduction.

In contrast, the MR and Hall resistance of $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$ are quite different and completely conventional in that the MR and Hall resistance are quadratic and linear with H up to 4 T, respectively. The magnitude of MR, which is approximately 8% at 4 T, is reduced drastically compared to Bi_2Te_3 and $\text{Fe}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Te}_3$. This sample simply follows the Boltzmann transport theory. Therefore, the surface conduction by Dirac fermions appears to be suppressed completely. In addition, the hole mobility μ and the hole number p estimated from the quadratic MR and linear Hall resistance are $0.14 \text{ m}^2/\text{Vs}$ and $1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, respectively, which are in a range of conventional doped semiconductors. This also supports the bulk electrical

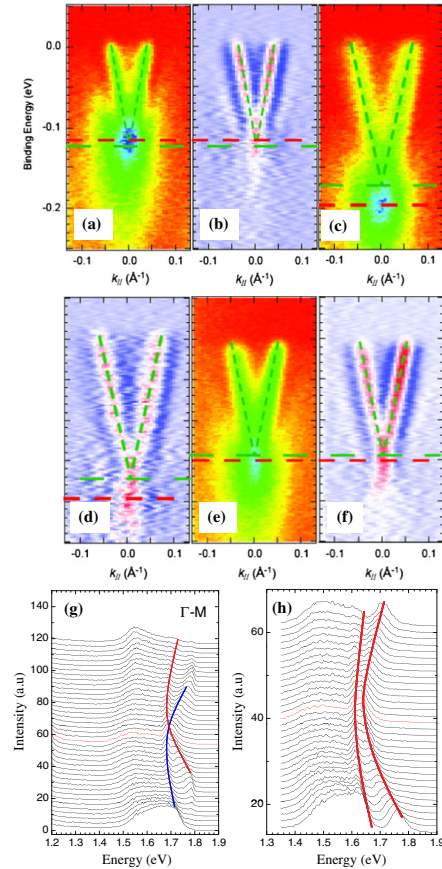


FIG. 4 (color online). The photoemission intensity plots of (a) Bi_2Te_3 , (c) $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$, and (e) $\text{Fe}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Te}_3$, taken by using a synchrotron along the Γ - M lines. The dashed lines are the fitting curves, determined from the momentum distribution curves. (b), (d), and (f) are their second derivatives. The energy distribution curves of (g) Bi_2Te_3 and (h) $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$ along the Γ - M lines, measured using the vacuum ultraviolet laser source.

conduction in this sample. Predominant ferromagnetic correlations and conventional behaviors of electrical transport properties observed at the $x = 0.025$ samples are quite correlated.

The changes of the magnetic and transport properties are accompanied by the change of the surface electronic states. Figures 4(a)–4(f) are the photoemission intensities and their second derivatives of Bi_2Te_3 , $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$, and $\text{Fe}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Te}_3$, respectively, along the Γ - M lines. The Fermi levels of these ARPES spectra were observed to change with time, which seems to be a feature of the Bi_2Te_3 surface not related to the intrinsic band structure [18]. Because of this, the Fermi levels of the spectra are different. To resolve the dispersions of the surface Dirac bands clearly, the peak positions are determined from the momentum distribution curves by fitting. These peak positions at different energies give the dashed lines in Figs. 4(a)–4(f). In Bi_2Te_3 and $\text{Fe}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Te}_3$, the dispersions are linear near the Dirac point virtually with no gap, implying the existence of the surface Dirac states. On the other hand, in $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$, the dispersion has a gap of 30–40 meV, suggesting a time-reversal-symmetry broken surface state. The gap opening at the Dirac point in $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$ was also observed in our laser-ARPES experiments. Figures 4(g) and 4(h) present the stacks of energy distribution curves of Bi_2Te_3 and $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$, respectively. The laser-ARPES experiment also demonstrates the linear dispersion near the Dirac point in Bi_2Te_3 . In contrast, the surface bands in $\text{Fe}_{0.025}\text{Bi}_2\text{Te}_3$ have a gap of 30–40 meV, consistent with the synchrotron-based ARPES results.

Our experiments reported one type of a magnetic phase transition from a ferromagnetic-cluster glassy state to a valence-bond glassy phase, where predominant magnetic correlations change from ferromagnetic to

antiferromagnetic and at least two topological phase transitions. The first occurs in the region where predominant ferromagnetic correlations exist while the second seems to appear at the magnetic phase transition.

The magnetic phase transition itself is not unexpected because RKKY interactions between doped magnetic impurities can change from ferromagnetic to antiferromagnetic, depending on their distances. Although a band-structure calculation is needed to understand the nature of the RKKY interactions more accurately, one can estimate the order of magnitude for the critical concentration of magnetic ions that corresponds to a change in the sign of the RKKY interaction. Because the RKKY interaction oscillates on the length scale of $1/2k_F$, a sign change occurs when the number of the magnetic impurities becomes comparable with $L^3(2k_F)^3$, where L is the lateral size of a sample. Taking the critical concentration of $x_c \sim 0.025$ with simple algebra produces $k_F \approx 10^7\text{--}10^8 \text{ cm}^{-1}$, which corresponds to the Fermi energy $E_F \sim 0.01\text{--}0.1 \text{ eV}$ with the effective mass of Bi_2Te_3 . This is in agreement with conventional values estimated by ARPES and de Haas–van Alphen experiments [19].

Two kinds of topological phase transitions can be understood in the following way. The first topological phase transition in the region of $x < 0.025$ is driven by ferromagnetic-cluster glassy behavior, where magnetic phase transitions are not accompanied. On the other hand, the second topological phase transition appears to be driven by the magnetic phase transition from a cluster glassy state to a valence-bond glassy phase, where predominant ferromagnetic interactions evolve into antiferromagnetic correlations. We suggest an effective free-energy functional as a phenomenological model for these topological phase transitions,

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{MF}[\Phi(I), b(I), \chi(I), \lambda(I); T] = & -T \int dIP[I] \ln \int D\psi_{\sigma\tau}(\mathbf{r}) Df_{\sigma}(\mathbf{r}) \exp \left[- \int_0^{1/T} d\tau \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \psi_{\sigma\tau}^\dagger(\mathbf{k}) \{ (\partial_\tau - \mu) \mathbf{I}_{\sigma\sigma'} \otimes \mathbf{I}_{\tau\tau'} \right. \\ & + \mathbf{v}\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\sigma\sigma'} \otimes \boldsymbol{\tau}_{\tau\tau'}^z + m(|\mathbf{k}|) \mathbf{I}_{\sigma\sigma'} \otimes \boldsymbol{\tau}_{\tau\tau'}^x \} \psi_{\sigma'\tau'}(\mathbf{k}) - \int_0^{1/T} d\tau \int d^3\mathbf{r} J \psi_{\sigma\tau}^\dagger(\mathbf{r}) \\ & \times (\boldsymbol{\sigma}_{\sigma\sigma'} \otimes \mathbf{I}_{\tau\tau'}) \psi_{\sigma'\tau'}(\mathbf{r}) \cdot \Phi - \int_0^{1/T} d\tau \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \{ f_{\sigma}^\dagger(\mathbf{k}) (\partial_\tau + \lambda + I\chi\epsilon_{\mathbf{k}}^f) f_{\sigma}(\mathbf{k}) \\ & + I f_{\sigma}^\dagger(\mathbf{k}) (\Phi \cdot \boldsymbol{\sigma})_{\sigma\sigma'} f_{\sigma'}(\mathbf{k}) - b(\psi_{\sigma\tau}^\dagger(\mathbf{k}) f_{\sigma}(\mathbf{k}) + f_{\sigma}^\dagger(\mathbf{k}) \psi_{\sigma\tau}(\mathbf{k})) \} \\ & \left. - \frac{L^3}{T} \left(\lambda + zI\chi^2 - I\Phi \cdot \Phi + \frac{b^2}{J} \right) \right], \end{aligned}$$

where topological insulators and doped magnetic ions are described by $\psi_{\sigma\tau}$ and f_{σ} with spin σ and band τ , respectively. Φ is a ferromagnetic order parameter that controls the first topological phase transition, and χ is a valence-bond singlet order parameter that drives the second topological phase transition when predominant magnetic correlations become antiferromagnetic. b is a hybridization parameter associated with the Kondo effect and λ is a

Lagrange multiplier field to impose the single occupancy constraint for impurity spins. An important point is that the distribution function $P[I]$ of magnetic correlations can be determined by fitting our experimental data of the spin susceptibility. Then, one finds order parameters as a function of I , which determine the phase diagram of Fig. 1. See our Supplemental Material for more detailed discussions [15]. Solving self-consistent equations for

order parameters remains as the future direction of our research.

The present study may shed light on the previous controversial results about gap opening of the surface Dirac band. Recall that Ref. [8] reported the gap opening, while the later ARPES studies of Refs. [9,11] claimed the opposite with virtually no difference between magnetic and nonmagnetic ions. These null results are more consistent with the reported positions of the Fermi level far from the Dirac point, which favors ferromagnetism with in-plane moments, not causing the gap to open. In this respect, the bulk doping of magnetic ions is more effective than the surface doping for controlling the topological characters. Indeed, the gapped surface state was realized by magnetically bulk doping [7]. Our suggested phase diagram is quite general and can also explain other cases such as Fe-doped Bi_2Se_3 [7] and $\text{Bi}_{2-x}\text{Mn}_x\text{Te}_3$ [20], where the ferromagnetic “insulating” region is more expanded than the present case. The phase boundary and the area of each phase in Fig. 1 will be determined by the periodicity of the RKKY interaction, given by $1/2k_F$. We suspect that our doped samples are more metallic than those of the previous works. Therefore, in our case the Fermi momentum k_F is relatively larger and the ferromagnetic-interaction dominated region is smaller, allowing us to observe topological phase transitions.

In conclusion, our experiments verified magnetically controlled topological phase transitions by doping magnetic ions into topological insulators. The transport properties of both MR and Hall become normal at low concentrations ($x \leq x_c$) around ferromagnetic-cluster glassy behavior. At high concentrations ($x \geq x_c$), they turn abnormal, essentially identical to those of topological insulators, when antiferromagnetic correlations are predominant. A phase diagram of $\text{Fe}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$) single crystals was proposed, based on the magnetization, transport measurements, ARPES, and theoretical discussions. The present study casts a new theoretical challenge, in particular, on how to characterize or define topological phase transitions in the presence of randomly distributed magnetic clusters. This conceptual framework generalizes the physics of dilute magnetic semiconductors [21], introducing topological aspects of electronic structures.

This research is supported by the Basic Science Research Program through the National Research Foundation of Korea (NRF) funded by the Ministry of Education, Science, and Technology (Grant No. 2012-0007294). K.-S. K. was supported by the National Research Foundation of Korea (NRF) and funded by the Korea government (MEST) (Grant No. 2012000550). V. D. was supported by NSF Grant No. DMR-1005751. M. S. expresses his thanks to Professor T. Iwata and Professor K. Tomita for valuable discussions and support.

*Corresponding author.

hjkim76@daegu.ac.kr

- [1] C. L. Kane and E. J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 146802 (2005); **95**, 226801 (2005).
- [2] L. Fu, C. L. Kane, and E. J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 106803 (2007); L. Fu and C. L. Kane, *Phys. Rev. B* **76**, 045302 (2007).
- [3] J. E. Moore and L. Balents, *Phys. Rev. B* **75**, 121306 (2007).
- [4] R. Roy, *Phys. Rev. B* **79**, 195322 (2009); **79**, 195321 (2009).
- [5] Dong-Xia Qu, Y. S. Hor, Jun Xiong, R. J. Cava, and N. P. Ong, *Science* **329**, 821 (2010).
- [6] Heon-Jung Kim, Ki-Seok Kim, Mun Dae Kim, S.-J. Lee, J.-W. Han, A. Ohnishi, M. Kitaura, M. Sasaki, A. Kondo, and K. Kindo, *Phys. Rev. B* **84**, 125144 (2011).
- [7] Y. L. Chen, J.-H. Chu, J. G. Analytis, Z. K. Liu, K. Igarashi, H.-H. Kuo, X. L. Qi, S. K. Mo, R. G. Moore, D. H. Lu, M. Hashimoto, T. Sasagawa, S. C. Zhang, I. R. Fisher, Z. Hussain, and Z. X. Shen, *Science* **329**, 659 (2010).
- [8] L. A. Wray, S.-Y. Xu, Y. Xia, D. Hsieh, A. V. Fedorov, Y. S. Hor, R. J. Cava, A. Bansil, H. Lin, and M. Z. Hasan, *Nat. Phys.* **7**, 32 (2011).
- [9] T. Valla, Z.-H. Pan, D. Gardner, Y. S. Lee, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 117601 (2012).
- [10] Y. S. Hor, P. Roushan, H. Beidenkopf, J. Seo, D. Qu, J. G. Checkelsky, L. A. Wray, D. Hsieh, Y. Xia, S.-Y. Xu, D. Qian, M. Z. Hasan, N. P. Ong, A. Yazdani, and R. J. Cava, *Phys. Rev. B* **81**, 195203 (2010).
- [11] M. R. Scholz, J. Sánchez-Barriga, D. Marchenko, A. Varykhalov, A. Volykhov, L. V. Yashina, and O. Rader, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 256810 (2012).
- [12] J.-J. Zhu, D.-X. Yao, S.-C. Zhang, and K. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 097201 (2011).
- [13] D. A. Abanin and D. A. Pesin, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 136802 (2011).
- [14] Q. Liu, C.-X. Liu, C. Xu, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 156603 (2009).
- [15] See Supplemental Material <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.110.136601> for experimental and theoretical details.
- [16] Zhe Qu, Leonard Spinu, Huiqiu Yuan, Vladimir Dobrosavljevic, Wei Bao, Jeffrey W. Lynn, M. Nicklas, Jin Peng, Tijiang Liu, David Fobes, Etienne Flesch, and Z. Q. Mao, *Phys. Rev. B* **78**, 180407(R) (2008).
- [17] E. Miranda and V. Dobrosavljevic, *Rep. Prog. Phys.* **68**, 2337 (2005).
- [18] D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian, L. Wray, F. Meier, J. H. Dil, J. Osterwalder, L. Patthey, A. V. Fedorov, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 146401 (2009).
- [19] R. B. Mallinson, J. A. Rayne, and R. W. Ure, Jr., *Phys. Rev.* **175**, 1049 (1968).
- [20] Y. S. Hor, P. Roushan, H. Beidenkopf, J. Seo, D. Qu, J. G. Checkelsky, L. A. Wray, D. Hsieh, Y. Xia, S.-Y. Xu, D. Qian, M. Z. Hasan, N. P. Ong, A. Yazdani, and R. J. Cava, *Phys. Rev. B* **81**, 195203 (2010).
- [21] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand, *Science* **287**, 1019 (2000).

Dirac電子について

- Dirac電子は、2次元物質グラフェンや3次元物質トポロジカル絶縁体表面に存在する**質量がゼロの特殊な電子**で、超高速で運動している。
- 不純物等により散乱されないので、極めて動きやすい。その様子を模式的に図1に示す。
- グラフェンはグラファイトの表面1層で、理想的な2次元系である。
- トポロジカル絶縁体 Bi_2Se_3 や Bi_2Te_3 の表面にもDirac電子が存在し、注目すべき物質である。その**表面状態(SS)**による2次元バンドをバルクのバンド構造と共に図2に示す。

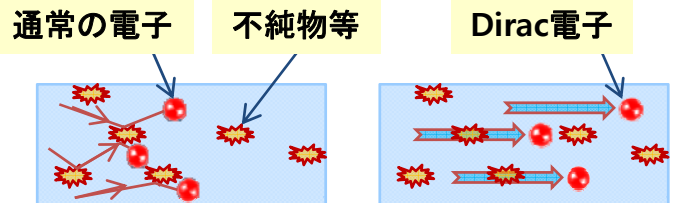


図1 通常の電子(左)とDirac電子(右)

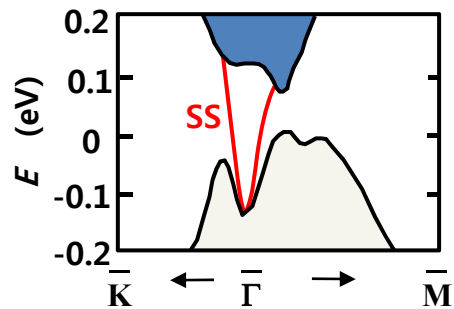


図2 バンド構造(赤線がDirac電子による表面状態)

Dirac電子に関する発見

- Dirac電子による異常な磁気抵抗効果やホール効果を定量的に説明することの世界で初めて成功(専門誌であるPRBに掲載し、以前学長定例記者会見で発表)。
- Dirac電子が不純物等により散乱されないことを世界で初めて示す(専門誌であるPRBに掲載)。
- トポロジカル絶縁体表面のDirac電子がヘリカル性を有することを世界で初めて実空間で示す(論文投稿を執筆中)。ヘリカル性を有する上向きスピンの電子と下向きスピンの電子は、互いに反対方向に周回運動をしており、その様子を図3に示している。

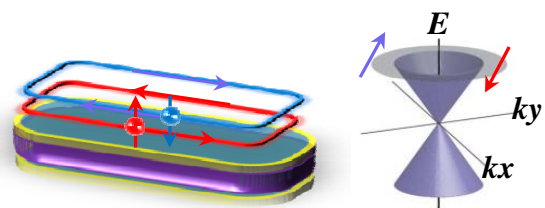


図2 実空間(左)および波数空間(右)でのDirac電子

トポロジカル絶縁体への磁性元素の添加

- トポロジカル絶縁体状態とすること自体難しく、かつ不安定であるが、100%近くの確率でしかも極めて安定なDirac電子系を構築する方法を世界で初めて成功。
- 同一手法で極めて高性能な熱電材料となりうる材料の開発にも成功(特許出願中)。

“世界一を目指せる技術”

“日本を救う技術
→ PbTe系で実証

課題と疑問点

- トポロジカル絶縁体に磁性元素を添加するとDirac電子は壊れるはずであるが、なぜ壊れないのか。
- 磁性元素を添加しているのに、磁性は現れるのか。

山大で低温の輸送特性を解明

中国グループに磁化測定を依頼

佐賀大SLCに光電子分光実験を依頼

韓国グループに理論的解明を依頼

山大での実験結果

- 添加した鉄濃度が2.5%で磁気抵抗が非常に減少 → Dirac電子が消えているような結果
- それ以上の鉄濃度でDirac電子が復活 → 通常では考えられない鉄元素の添加効果
- 鉄濃度が2.5%以外で磁気抵抗のユニバーサル化が可能 → 統一的理解が可能

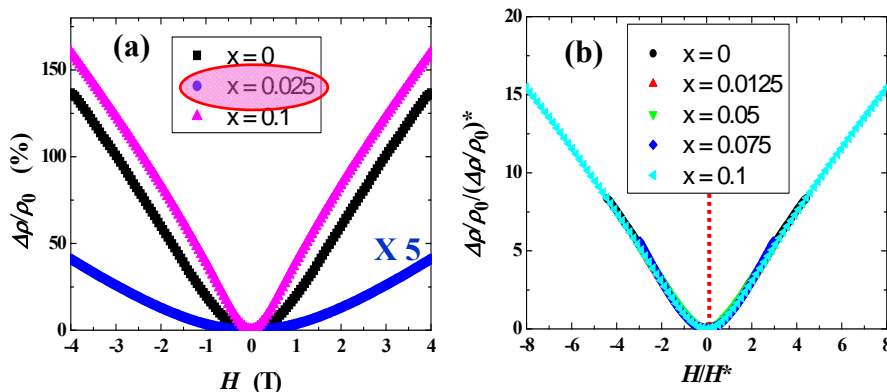


図4 (a) 磁気抵抗測定結果と (b) そのユニバーサル化

Wuhan強磁場研究所での結果

- 鉄濃度が2.5%付近で強磁性的(F)性質が表れ、それ以上の濃度では反強磁性的(AF)性質となり、それも次第に消失していく。
- 元々存在していたDirac電子は添加した鉄原子の強磁性により壊されている。

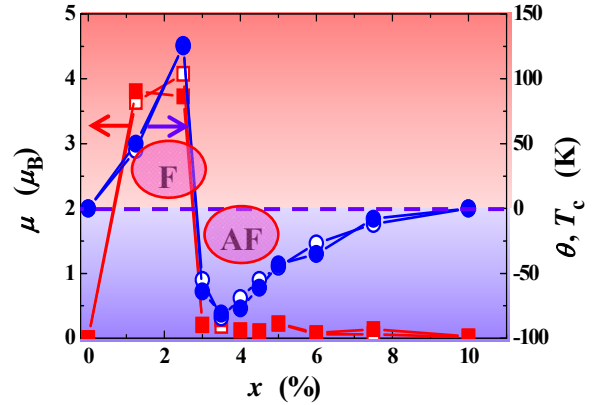


図5 磁化測定結果

佐賀大SLCでの結果

- 鉄元素を添加しない場合は、Dirac電子による表面状態が明確に見えている(図6(a))。
- 鉄濃度が2.5%になると、Dirac電子による表面状態が消失している(図6(b))。
- 鉄濃度が10%で、Dirac電子による表面状態が復活(ここでは示していないが、図6(a)と同じ)。

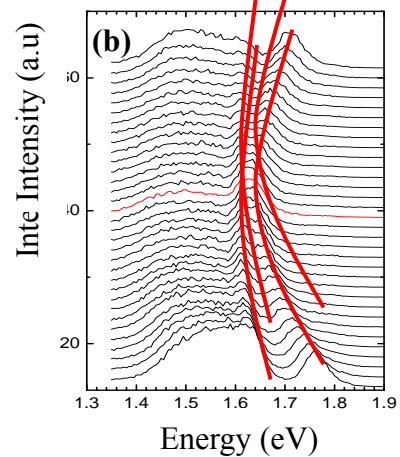
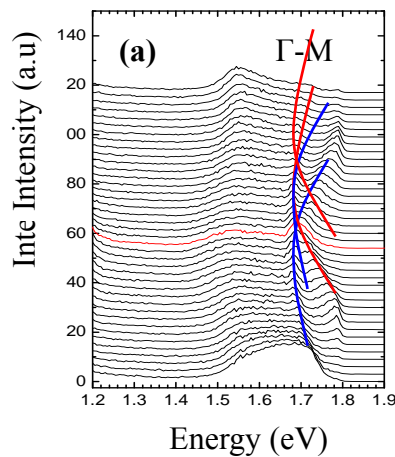
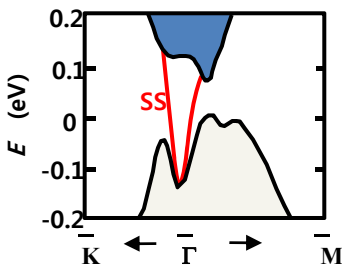


図6 光電子分光測定結果:(a) Bi_2Te_3 , (b) 鉄原子を2.5%添加した系(左は参考のバンド構造図)

韓国グループにより提唱された相図

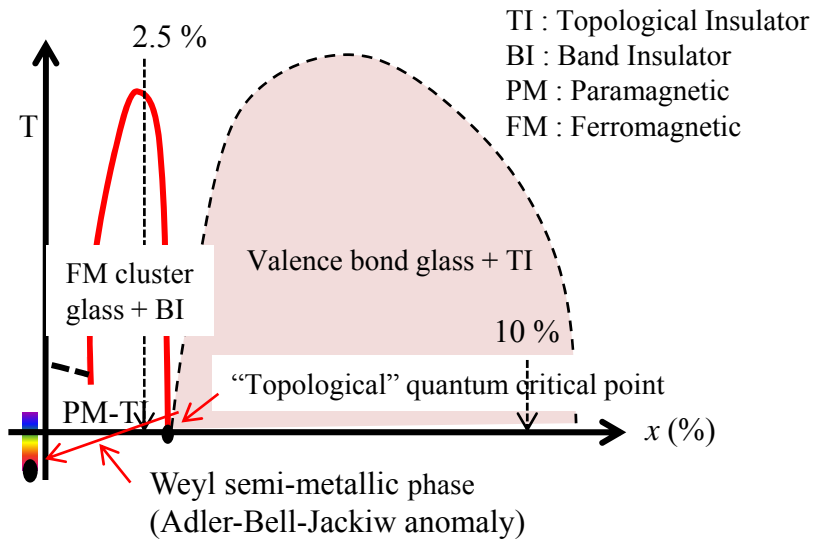


図7 提唱された相図(原文のまま)

平成25年4月 12日
山形大学

文化庁長官が「山形文化遺産防災ネットワーク」に感謝状を授与

本学の教職員、学生の有志も参加している「山形文化遺産防災ネットワーク」が、東日本大震災における文化財レスキューの取り組みに対して、3月25日に文化庁長官から感謝状を授与されました。

*「山形文化遺産防災ネットワーク」：通称「山形ネット」は、地域に残る文化遺産を災害から守り、未来へ伝えるために、2008年に設立されたボランティア団体。県内の各大学関係者や市民の方々とともに、本学の教職員や学生有志も、メンバーとしてこの活動に取り組んでいる。

2011年3月11日の東日本大震災は、多くの尊い命と生活の場を奪うと同時に、被災地に残されていた文化遺産にも甚大な被害をもたらしました。

◆「山形ネット」の活動

宮城県農業高等学校同窓会所蔵の書籍や、岩手県の陸前高田市立博物館所蔵の歴史資料など、津波で甚大な被害を受けた地域の貴重な資料をお預かりして、津波でかぶった泥を落とすクリーニング作業を継続的に言い、現在もその作業を続けています。

本学では、佐藤琴（基盤教育院講師）、手塚那津美（人文学部4年）、豊田龍平（職員）、三上喜孝（人文学部准教授）らの呼びかけで、週に1度、被災資料のクリーニング作業を行ってきました。

◆今後の活動

引き続き、文化財レスキューを通じて被災地支援に取り組むとともに、県内の各大学や文化財関係機関と連携をとりながら、山形県内の文化財防災の取り組みも進めていきます。

本学では、昨年度に引き続き、毎週月曜日の午後6時から7時30分まで、被災資料のクリーニング作業を行っていきます。

◆これまでの取り組み（本学での活動を中心に）

1. 被災資料のクリーニング作業（その1）



2. 被災資料のクリーニング作業（その2）



3. パネル展示による活動の紹介



4. 文化財レスキューに関わる講演会



※「山形ネット」の活動状況については、「山形文化遺産防災ネットのブログ」
(<http://yamagatabunkaisan.cocolog-nifty.com/>) をご覧ください。

(お問合せ先)
人文学部 三上喜孝
628-4240

平成25年4月12日

山形大学

『現地学習を中心にした災害復興学の実践』を刊行

山形大学YU-GP

現地学習を中心にした災害復興学の実践―地誌学における取り組み―
山形大学人文学部叢書3を2013年3月に刊行しました。

◆背景

東日本大震災を教訓に、記憶を希薄化させることなく、今後の防減災を含めた復興の在り方を考えていかなければならないとの考えから、

山形大学では、

2011年12月15日：宮城教育大学、福島大学と共に「災害復興学」を学長の共同声明という形で立ち上げました。

2012年3月4日：「災害復興学」の立ち上げシンポジウムを開催しました。
人文学部では、

2012年度後期開講科目の「地誌学」において、「現地学習を中心にした災害復興学の実践」と題する教育プログラムを実施しました。この教育プログラムは、人文学部の統括教育ディレクターが中心となって企画され、2012年度における山形大学YU-GP制度の取り組みに採択されました。

◆内容紹介

本書は、「地誌学」の講義担当者が現地視察や住民との直接対話による災害復興学の実践過程を報告するものであり、学生の事後レポート82編、学生グループによる最終報告会資料6編を収録。併せて、本書は、同講義がもたらした成果や作業上での課題も提示しているため、今後、新たに震災関連授業を計画する教員やそれを受講しようとする学生の指針にもなると考えています。

*山形大学YU-GP制度：各学部が行う学士課程教育における次の取組を対象とし、「教育ディレクター」を中心とした教育改革の取組を、財政的に支援するためのものです。

1. 教育課程に関する取組
2. 教育内容及び教育方法に関する取組
3. 教育効果の検証及び教育成果の活用に関する取組
4. 教育ディレクター制度を実質化するための取組

お問合せ先

人文学部人間文化学科・教授 山田浩久

電話：023-628-4246

Mail：hyamada@human.kj.yamagata-u.ac.jp

平成25年4月12日
山形大学

超極早生種の茶豆系枝豆「赤澤1号」が品種登録

山形大学農学部で育種された超極早生種「赤澤1号」が、
平成25年3月14日付で品種登録され、官報により公示されました。

山形大農学部で育種された超極早生種の茶豆系枝豆「赤澤1号（変更前名称・つるおかぼんちゃ）」が平成25年3月14日付で品種登録され、官報により農林水産大臣名で交付されました。（平成21年4月に品種登録申請）

「赤澤1号（変更前名称・つるおかぼんちゃ）」は、元山形大農学部客員教授の赤澤経也さんが中心になって育種し、「極早生だだちゃ」に突然変異を起こさせ選抜を繰り返して固定させた品種です。

主な特性

親株より1週間ほど早く、最大の特徴は7月10日ごろに収穫できること。

これまでのデータでは、1株当たりの実の重さが28.9g、甘みの成分「スクロース」（糖）は新鮮重1g当たり23.23mgで、親株や同時期にとれる他品種と比べれば多くはないが、栽培密度や施肥量など栽培方法を変えれば増える可能性は充分にある。また、露地だけでなくハウス栽培もできる品種と思われる。

今後、市場の要望に応じて生産量が拡大すると思われ、2011年から鶴岡市内の団体等で試験栽培を行っています。

また、山形大学農学部やまがたフィールド科学センターの高坂農場では、2012年から原原種の種の増殖に取り組んでいますが、まだ不足している状況です。

（お問合せ先）
山形大学農学部企画広報室
電話：0235（28）2803



24食産第5723号
平成25年3月14日

国立大学法人 山形大学 殿

農林水産大臣 林 芳正



種苗法による品種登録について

先に出願のあった「Glycine max (L.) Merr.」、「赤澤1号」については、この度別添のとおり品種登録がなされ官報により公示されたので、お知らせします。

1 品種登録の番号及び年月日 第22413号 平成25年 3月14日

2 登録品種の属する農林水産植物の種類及び登録品種の名称
Glycine max (L.) Merr. 赤澤1号 (アカヅワ1ゴウ)

3 登録品種の特性の概要

胚軸のアントシアニン着色の有無は無、伸育型は有限、分枝の数はやや少、草姿は直立、茎の毛じの色は褐、茎の長さはかなり短、茎の節数は少、側小葉の形は鋭先卵形、花の色は白、最下着きょう節位の高さは低、裂きょうの難易は易、熟さやの色の濃淡はやや淡、子実の大きさ（一般群の品種に限る。）は中、子実の形は楕円体、種皮の単色複色の別は単色、種皮の地色は褐、子実のへその色は暗褐、子実の子葉の色は黄、開花始期は早、成熟期は極早、生態型は夏大豆型である。

出願品種「赤澤1号」は、対照品種「極早生ダダチャ豆（在来種）」と比較して、茎の長さがかなり短であること等で区別性が認められる。

4 育成者権の存続期間 25年

5 品種登録を受ける者の名称及び住所又は居所
国立大学法人山形大学
山形県山形市小白川町1丁目4番12号

6 登録品種の育成をした者の氏名
赤澤経也

7 出願公表の年月日 平成21年4月22日

つるおかぼんちやの育成経過と特徴

赤澤 經也

1. 育成経過

2004年に農業生物資源研究所・放射線育種場（茨城県常陸大宮市）で、極早生ダダチャ（在来種）の種子に線量率 10Gy/h、総線量 200Gy の ^{60}Co γ 線を照射し、山形大学農学部農場（鶴岡市高坂）で栽培した。その後代からエダマメ収穫時期が親より約7日早い超極早生種が誘発された。2005年から個体選抜し、収穫時期に変異の幅が少なく固定したと認められたので、2009年1月15日に農林水産省へ「つるおかぼんちや」の名称で品種登録を出願した。

2. 特徴

露地栽培のダダチャ豆は通常7月20日頃から販売される。出願品種の「つるおかぼんちや」は7月13日頃に収穫できる。収穫量は多くはないが、早期のダダチャ豆としては美味しいエダマメである。

「つるおかぼんちや」を2008年4月10日に播種し、4月26日に露地畑に、畝巾 80cm、株間 15cm、1株2本植で山大農場の畑で栽培した結果、開花日の平均は6月7日で、収穫日は33日後の7月10日であった（表1）。

収穫時の1株（1本）当たりの農業関連形質は主茎長 19.0 cm、分枝数 1.1、主茎節数 5.7、総莢数 11.7、総莢重 28.9g であった。

2010年播種期を変えて栽培した結果は表3-1、3-2の通りである。食味関連形質は呈色性窒素化合物（遊離アミノ酸の指標）は新鮮重 1g 当たりの値は 12.09mg、スクロースは 23.23mg、であった（表2）。収量は同時期取れる「えぞにしき」と比べ多くはないが、栽植密度、施肥量などの栽培方法を変えれば増える可能性は充分ある。また、露地だけでなく、ハウスにも栽培できる品種であると思われる。

3. その他

2008年、2010年ともに 10a 当たりの施肥量、N:P:K は 6:18:24 kg を元肥に施し追肥は行わなかった。しかし、窒素 6 kg 施肥では少なく 10kg くらいが適量と思われる。施肥方法は成育期間が短いので、全量元肥が良いと思われる。

ポリマルチング栽培では節間が伸びるために、主茎長（草丈）が伸びるが、特に収穫時期が早まる、収穫量が多くなるという傾向はなかった。

株間 10cm 1株2本植えで栽培すると、単位面積当たりのエダマメ収量は多くなるが、莢が小さくエダマメとして品質的には好ましくなかった。

表1 同一播種日における各品種と収穫日の関係 (朝妻 2009 より改変)

品 種 名	播種日	開花日 (平均)	収穫日	開花から収穫までの日数
つるおかぼんちゃ	4 / 10	6 / 07	7 / 10	33
極早生ダダチャ	4 / 10	6 / 14	7 / 16	32
えぞにしき	4 / 10	—	7 / 10	—
サッポロミドリ	4 / 10	6 / 11	7 / 16	35

表2 農業および食味関連形質 (朝妻 2009 より改変)

品 種 名	主茎長 (cm)	分枝数 (/plant)	主茎節数 (/plant)	総莢数 (/plant)	総莢重 (g/plant)	呈色性窒素化合物 (mg/g-F.W.)	スクロース (mg/g-F.W.)
つるおかぼんちゃ	19.0	1.1	5.7	11.7	28.9	12.09	23.23
極早生ダダチャ	23.3	1.9	6.1	17.9	38.1	10.85	25.18
えぞにしき	23.8	3.4	6.4	21.6	37.9	—	—
サッポロミドリ	24.2	2.9	6.7	24.2	49.3	9.76	18.77

各品種とも播種日は4月10日

表3-1 「つるおかぼんちゃ」の異なる播種日と農業関連形質の関係

播種日	定植日	開花日	収穫日	収 量 (g / 1株)
4 / 09	4 / 29	6 / 13	7 / 14	約30
4 / 19	5 / 02	6 / 17	7 / 18	—
4 / 30	5 / 11	6 / 21	7 / 21	—
5 / 09	5 / 19	6 / 26	7 / 24	約60

2010年山大農場で栽培

表3-2 播種日4月9日の「極早生ダダチャ (照射親)」の農業関連形質

播種日	定植日	開花日	収穫日	収 量 (g / 1株)
4 / 09	4 / 29	6 / 21	7 / 21	約70

2010年山大農場で栽培

平成25年4月12日
山形大学

1. グローバル時代に求められる国際人材シンポジウムの開催

国際競争を勝ち抜くための人材育成と確保をテーマに、“もっとみらい”コンソーシアムの主催で、シンポジウムを開催します。

このシンポジウムでは、これまでの山形大学の先進的な取り組みを基礎に、特に山形県内企業に求められるグローバル人材の育成・確保という観点から議論を進めるとともに、優秀な国際人材(留学生)の確保とグローバル化への対応を検討します。

- ◆ 日 時 平成25年5月15日(水) 15:00～
15:00～17:20 : シンポジウム
17:30～19:30 : 懇親会
- ◆ 対象者 シンポジウムのテーマ、山形大学の取り組む国際人材育成、コンソーシアム活動に興味・関心のある方
- ◆ 参加費 シンポジウムは無料（懇親会は2,000円）
- ◆ 場 所 山形大学工学部「100周年記念館」(セミナーホール)

”もっとみらい”コンソーシアム：地元企業・地方自治体・大学が連携して、日本企業（特に山形県企業）に就職する優秀な留学生を支援する組織です。コンソーシアムの会費や事業費などは、県内企業に就職を希望する優秀な留学生の奨学金に充てられます。

[詳しくは、別添の資料をご覧ください]

2. 公開講座・学園都市推進協議会まちなかカレッジ受講生募集

山形大学工学部では、フレックスコース1年生のための講義を、学園都市推進協議会と共催で市民の方にも開放し、学生とともに学ぶ山形大学公開講座・「まちなかカレッジ」特別編として昨年に引き続き今年も開講します。

講師は、山本陽史 基盤教育院教授で、今回は、米沢・山形・東北ゆかりの人々の文学作品を題材としています。

- ◆ 日 時 平成25年5月14日(火)から7月16日(火)まで
毎週火曜日、計10回 各回16:05～17:35
- ◆ 定 員 80名(どなたでもご受講いただけます)
- ◆ 参加費 無料
- ◆ 場 所 山形大学工学部4号館中示範A教室

[詳しくは、別添の資料をご覧ください]

グローバル時代に求められる国際人材 シンポジウム

【テーマ】

国際競争を勝ち抜くための人材育成と確保

－ 山形大学における先進的な取り組み事例から －

受付開始 14:30～

【シンポジウム】 15:00～17:20

- ・開会の挨拶 山形大学大学院理工学研究科研究科長・工学部長 飯塚 博 氏
山形大学大学院理工学研究科 教授 とうほくMITRAIコース長 高橋 幸司 氏
 - ・「とうほくMITRAIコースの現況と今後の展開」 山形大学大学院理工学研究科 准教授 野田 博行 氏
 - ・「地域に貢献する山形大学の国際化教育」 山形大学大学院理工学研究科 准教授 仁科 浩美 氏
 - ・「日本語教師として海外赴任から感じること－誤解を受けやすい日本語表現－」 海外日本語学校 講師 野村 研三 氏
 - ・「とうほくMITRAIコース在校生による発表」 とうほくMITRAIコース在校生
 - ・閉会挨拶 山形大学大学院理工学研究科 教授 ものづくり技術経営学専攻長 児玉 直樹 氏
- 【懇親会】 17:30～19:30

エネルギー価格の上昇、東日本大震災の影響、海外における自然災害などが、いま山形県内の企業に深刻な影響を与えています。一方で国際社会ではグローバル化とボーダレス化が目まぐるしい勢いで日々、進んでいます。

日本国内では、少子高齢化による市場縮小と団塊世代・熟練工の大量退職、恒常的な財政赤字、若者の内向き志向などによって国際競争力の相対的な低下など諸課題が山積しています。このようななかで日本企業の事業展開や生き残りのためにカギとなるのが、世界を舞台に活躍できる優秀な国際人材の確保と人材育成のための仕組みです。

このシンポジウムでは、上記のような視点からこれからの時代を切り拓くための「国際人材の育成」に焦点をあてて議論を深め、山形県内企業のグローバル化推進の在り方を検討します。



山形大学大学院理工学研究科 ものづくり技術経営学(MOT)専攻
とうほくものづくり国際人材育成プログラム
【アジア人財資金構想 経済産業省・文部科学省連携事業】

とうほくMITRAIとは・・・Management of Technology, Monozukuri Industry Talents Relating to Asian Innovationの頭文字をとった略です。

山形大学大学院理工学研究科ものづくり技術経営学(MOT)専攻は、平成20年度から平成23年度まで、経済産業省・文部科学省の支援を受けて留学生教育を進めてきました。このプログラムは、世界各国から優秀な留学生をリクルートし、山形大学において高度な専門教育と技術経営学にかかわる特殊教育を実施するとともに、日本に関連する教育(日本語、日本ビジネス、日本事情、日本文化などの日本教育)を行うものです。大学院を修了した留学生は卒業後に山形県内に就職し、企業の海外における市場開拓、海外への技術移転、事業展開、マネジメントなどの局面において中核的な役割を担うものです。山形大学では引き続き、数多くの優秀な留学生を世界各国から受け入れ、山形県や東北地域の企業への就職を通じて、グローバル展開を推進する企業を支援していきます。

主催：“もっとみらい”コンソーシアム／共催：山形大学大学院理工学研究科ものづくり技術経営学専攻



会場： 山形大学工学部「100周年記念館」(セミナーホール)
〒992-0038 米沢市城南4-3-16
山形新幹線、奥羽本線、米坂線「米沢駅」よりバスで10分
「山大正門前」下車

日時： 平成25年5月15日(水)
シンポジウム： 15:00～17:20
懇親会： 17:30～19:30

参加費： シンポジウム：無料 (懇親会は：2,000円(当日))
申込方法：このチラシ裏に必要事項を記入のうえ、FAXにてお申し込みください。または裏面の記載事項を明記のうえ、メールにてお申し込みください。

その他： シンポジウムのテーマ、山形大学の取り組む国際人材育成、コンソーシアム活動に興味・関心のある方は自由に参加できます。



【申し込み先】 もっとみらいコンソーシアム事務局

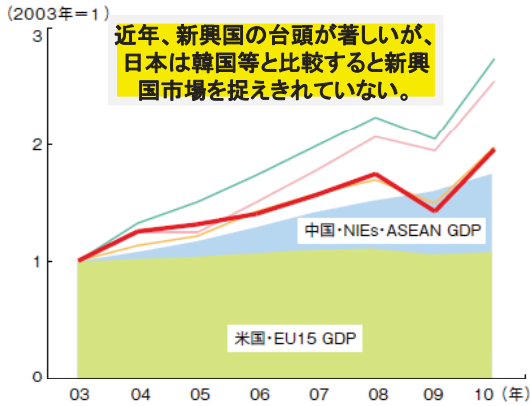
FAX: 0238-26-3772 メールアドレス: takesi-w@indigo.plala.or.jp

【問い合わせ先】 山形大学大学院理工学研究科ものづくり技術経営学専攻とうほくMITRAI(みらい)コース
〒992-8510 山形県米沢市城南4-3-16 TEL:0238-26-3622

近年の国際経済の変化と日本企業の現状

今後、世界経済は先進国ではなく新興国・開発途上国において市場が急拡大すると見込まれています。しかしこれまで技術・ものづくり立国として君臨してきた日本の企業は、グローバル化の波に十分に乗りきれず、相対的な国際競争力が低下しているといわれています。日本の若者の内向性、少子高齢化と人口減少、恒常的な財政赤字、団塊世代の大量退職、技術の継承など様々な問題を背景に、いま我々は変革と実行が求められています。

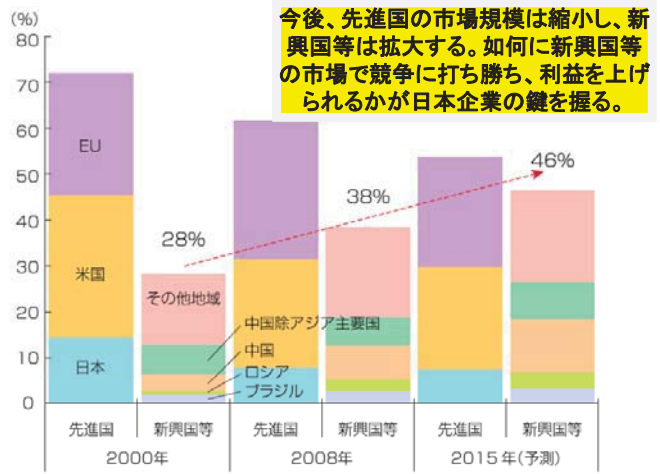
アジア新興国の成長と主要国の輸出金額の拡大



備考: EU15とは、フランス、ドイツ、イタリア、オランダ、ベルギー、ルクセンブルク、英国、デンマーク、アイルランド、ギリシャ、スペイン、ポルトガル、フィンランド、スウェーデン、オーストリアの15カ国を指す
資料: GLOBAL TRADE ATLAS, 世界銀行WDI

(出所) 経済産業省、厚生労働省、文部科学省編「2011年版ものづくり白書」経済産業調査会。

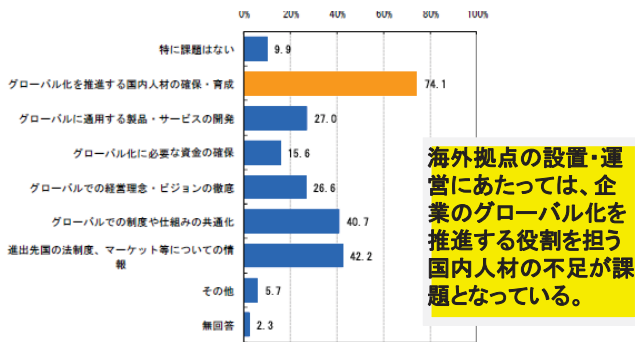
世界主要国・地域の名目GDPシェアの推移



備考: US ドルベース。中国除アジア主要国・地域は、ASEAN、インド、韓国、台湾。
資料: IMF 「World Economic Outlook Database, April 2010」

(出所) 経済産業省、厚生労働省、文部科学省編「2010年版ものづくり白書」経済産業調査会。

グローバル化の推進にあたっての課題



(出所) 経済産業省「グローバル人材育成に関するアンケート調査」

(出所) 産学人材育成パートナーシップグローバル人材育成委員会編(2010)「～産学官でグローバル人材の育成を」経済産業省
(<http://www.meti.go.jp/press/20100423007/20100423007-3.pdf>)。

Fortune Global 500 アジア企業ランキング(2005年、2009年)

2005年				2009年			
アジアランク	Global 500ランク	企業名	国	アジアランク	Global 500ランク	企業名	国
1	7	トヨタ自動車	日本	1	9	Sinopec	中国
2	18	NTT	日本	2	10	トヨタ自動車	日本
3	23	日立製作所	日本	3	11	日本郵政	日本
4	25	松下電器	日本	4	13	China National Petroleum	中国
5	27	本田技研工業	日本	5	15	State Grid	中国
6	29	日産自動車	日本	6	40	サムスン電子	韓国
7	31	Sinopec	中国	7	44	NTT	日本
8	39	サムスン電子	韓国	8	51	本田技研工業	日本
9	40	State Grid	中国	9	52	日立製作所	日本
10	46	China National Petroleum	中国	10	67	日産自動車	日本
11	47	ソニー	日本	11	69	LG電子	韓国
12	56	日本生命	日本	12	72	SK Holdings	韓国
13	72	東芝	日本	13	79	パナソニック	日本
14	90	東京電力	日本	14	80	Petronas	マレーシア
15	92	Hyundai Motor	韓国	15	81	ソニー	日本
16	96	NEC	日本	16	87	Hyundai Motor	韓国
17	98	第一生命	日本	17	92	Industrial & Commercial Bank of China	中国
18	99	富士通	日本	18	96	日本生命	日本
19	112	イオン	日本	19	97	東芝	日本
20	113	明治安田生命	日本	20	99	China Mobile Communications	中国

アジア内での日本企業の存在感は低下傾向にあり、その地位の維持すら危ぶまれている。

注) ランキングは売上高の順位

(出所) Fortune Global 500 (2005年, 2009年)

(出所) 産学人材育成パートナーシップグローバル人材育成委員会編(2010)「～産学官でグローバル人材の育成を」経済産業省
(<http://www.meti.go.jp/press/20100423007/20100423007-3.pdf>)。

今回のシンポジウムでは、これまでの山形大学の先進的な取り組みを基礎に、特に山形県内企業に求められるグローバル人材の育成・確保という観点から議論を進めます。また優秀な国際人材(留学生)の確保とグローバル化への対応を検討します。

【グローバル時代に求められる国際人材シンポジウム】

申込締切日:平成25年5月11日(土)

FAX番号:0238-26-3772 / メールアドレス: takesi-w@indigo.plala.or.jp

※メールの場合はタイトルに「シンポジウム申込」と記載のうえ下記の内容を明記してお送りください。

ご氏名(ふりがな)			
ご所属(会社名)			
ご連絡先	〒		
電話番号		懇親会 (どちらかに○)	参加する・参加しない

米沢/東北に生きるということ —ゆかりの文学作品から— 受講者募集!



学園都市推進協議会では「米沢まちなかカレッジ」を毎年開講しています。今年も山形大学工学部のフレックスコース1年生のための講義を市民の方にも開放し、学生とともに学ぶ特別編として開講します。今回の題材は、山形・東北ゆかりの人々の文学作品です。吉本隆明、宮沢賢治、井上ひさし、藤沢周平の代表的な作品を通して、作者の東北に対する思いにふれながら、震災後の日本を生きていく道しるべを読み取ります。原作をお読みになっていない方でも理解できるよう配慮しますので奮ってご参加ください。

- 日 時：平成 25 年 5 月 14 日（火）から 7 月 16 日（火）まで
毎週火曜日、計 10 回 各回 16:05~17:35
- 会 場：山形大学工学部 4 号館中示範 A 教室
- 定 員：80 名（どなたでもご受講いただけます）
- 受講料：無料 ※7 回以上ご出席の方には修了証書を差し上げます。
- 講 師：やまもと はるふみ 山本陽史（山形大学基盤教育院教授）
- 各回テーマ（予定）

- 5月14日 開講式 / 吉本隆明「初期詩集」 / 宮沢賢治『銀河鉄道の夜』
- 21日 宮沢賢治『風の又三郎』 / 『グスコブドリの伝記』
- 28日 井上ひさし『下駄の上の卵』 / 『國語元年』
- 6月 4日 井上ひさし『父と暮らせば』
- 11日 井上ひさし『吉里吉里人』
- 18日 井上ひさし『ポローニャ紀行』
- 25日 藤沢周平『蝉しぐれ』
- 7月 2日 藤沢周平『三屋清左衛門残日録』
- 9日 藤沢周平『密謀』 / 『漆の実のみのる国』
- 16日 受講生と学生との懇談 / 修了式

お問合せ・お申込み：米沢市役所総合政策課学園都市推進室 電話 0238-22-5111（内線 2803）
お申込みは、電話にて上記問合せ先までお願いします。後日、案内文書を郵送します。
※駐車場に余裕がございませんので受講の際にはできる限り公共交通機関をご利用ください。