

様式C-19

科学研究費補助金研究成果報告書

平成21年2月3日現在

研究種目：	基盤研究 (C)
研究期間：	2006~2008
課題番号：	18540240
研究課題名 (和文)	相対論的輻射流体の基礎研究および亜光速ジェットへの応用
研究課題名 (英文)	Fundamental Study of Relativistic Radiation Hydrodynamics and Its Application to Relativistic Astrophysical Jets
研究代表者	
	福江 純 (FUKUE JUN)
	大阪教育大学・教育学部・教授
研究者番号：	80173326

研究成果の概要：

本研究の研究課題のもとで得られた成果は非常に多岐にわたるが、大きく5つに分けると、(1) 相対論的輻射流体力学の問題点の洗い出しを行った。(2) 相対論的輻射圧駆動球対称定常風のモデル計算をした。(3) ブラックホール風の“見た目”など相対論的效果を入れた観測的特徴について調べた。(4) 平行平板流で速度一定という仮定のもとだが、相対論的輻射輸送の新しい解析解を求めた。(5) 解析的な立場から、相対論的変動エディントン因子の形を探り、いくつかの性質や振る舞いを明らかにした。

交付額

(金額単位：円)

	直接経費	間接経費	合計
2006年度	1,000,000	300,000	1,300,000
2007年度	1,200,000	360,000	1,560,000
2008年度	1,000,000	300,000	1,300,000
年度			
年度			
総計	3,200,000	960,000	4,160,000

研究分野：数物系科学

科研費の分科・細目：天文学・天文学

キーワード：ブラックホール、降着円盤、宇宙ジェット、相対論的輻射流体力学

1. 研究開始当初の背景

クェーサーやブレイザーなどの活動銀河核は、非常に遠方の銀河の激しく活動している中心核で、中心部からはしばしば高エネルギープラズマのジェットを吹き出している。今日では、活動銀河中心核には超大質量ブラックホールが存在していて、周囲には高温プラズマの巨大ガス降着円盤が渦

巻いており、降着円盤中心部から高エネルギージェットが吹き出していると考えられている。また特異星 SS433 に代表される銀河系内のマイクロクェーサーは、強いX線を放射し、やはり亜光速のジェットを噴出している。さらに最近では、超強力な爆発現象であるガンマ線バーストにおいても、降着円盤と相対論的ジェットが重要な役割

を果たしているらしいと想像されている。

これら亜光速ジェットモデルとして、非常に強い光源（降着円盤）から放射される輻射の輻射圧で駆動されるプラズマ流（ジェット）の性質が次第に解明されてきたが、同時に、相対論的領域における輻射輸送の定式化自体がきわめて不十分であることもわかった。

2. 研究の目的

このような状況を鑑み、本研究課題の具体的な目的は、大きく2つとした。まず一つ目は、現在知られている相対論的輻射流体の定式化のもとで、輻射圧で駆動される相対論的プラズマ流を完全に解くことである。また二つ目は、光速近い領域において成り立つ相対論的輻射流体の基礎方程式の再定式化である。

3. 研究の方法

当初の目的は大きく2つであったが、ほとんど未開拓の領域であったために、研究を進めるに従い、新しい解析解の導出や、実際の観測的な影響など、派生的な目的も生じた。それらの多様な目的に合わせて、文献調査をしたり、解析的な手法を用いたり、数値計算を併用しながら、3カ年の間ではあるが、いくつもの研究を並行して進めていくことになった。

4. 研究の成果

本研究の研究課題のもとで得られた成果を大きく5つに整理して述べる。

(1) 相対論的輻射流体力学の定式化の現状と問題点の洗い出し

非相対論的な輻射輸送の研究は1920年代にはじまったが、相対論的な定式化も1930年ごろにはスタートしている。ただし、従来の扱いは、特殊相対論の範囲内だったり、最終的に書き下された具体的な表式が wc の1次までだったり、球対称の場合だけだったり、まだまだ不十分なものだった。

そして、2000年前後から、超臨界ブラックホール降着流やガンマ線バーストなど、非常に高エネルギー輻射現象が問題になり始めたためか、ふたたび、定式化の機運が盛り上がり、具体的な表式が書き下された。

クロージャー問題など、未解決の問題は残っているが、相対論的輻射流体力学の定式化が具体的な形で完成するだけで、実に、80年近く要したのである。

(2) 輻射圧駆動ブラックホール風の振る舞い

従来、相対論的輻射流体力学の方程式系

を閉じるためのクロージャー関係として、共動系における流束制限拡散近似や、光学的厚みに依存する変動エディントン因子などが用いられてきたが、これらの仮定は光速近くでは破綻する。そこで、本研究では、クロージャー関係として、光学的厚みと“速度”に依存する変動エディントン因子を用いて、球対称定常流を解いた。

輻射圧と輻射エネルギー密度の比として定義されるエディントン因子は、輻射場の非等方性を表す量で、等方的なら1/3という値になるが、輻射強度のピーキング/アンチピーキングがあれば1/3より大きく/小さくなる。

もし一次元の形状のガスが静止していれば、エディントン因子は、一定かあるいは一次元座標だけの関数になることは明らかだ。そして座標と光学的厚みは1対1の対応があるはずだから、光学的厚みだけの関数と考えてよい。したがって、ガスが静止している場合には、光学的厚みに依存する従来の変動エディントン因子は、大気が静止している限りにおいて、どれくらい定量的かはさておき、定性的には問題ない。

しかしながら、ガスが運動している場合には、話は別である。たとえば、ガスが加速運動していて流れに沿って速度勾配があると、流れの上流方向と下流方向とでは光学的厚みが違ってくるので、輻射場は一般的に非等方となり、エディントン因子は速度勾配の関数になるだろう。

さらにガスが相対論的な運動をしていると、ガスが進む方向には、光子が追いつけなくなるため、やはり輻射場が非等方になり、単純なエディントン近似は成り立たない。そのような亜光速領域まで加速される相対論的な輻射流の場合は、低速限界では1/3になり、流れの速度が光速に近づくと1になるような、“速度に依存する”変動エディントン因子を導入すべきだと考えられる。

そのような立場から、平行平板流に対して、流れの速度 v を光速 c で割った値を β として、

$$f(\beta) = \frac{1+2\beta}{3}$$

というような変動エディントン因子の形を提案した (Fukue 2006)。

一方、球対称な流れの場合、幾何学的な希薄化効果などもあるので、速度にのみ依存するのではなく、変動エディントン因子は“光学的厚み”と“速度”の両方に依存することになるだろうと考えられる。そして、そのような、“光学的厚みと速度に依存する”変動エディントン因子は、以下の条件を満たしているべきだろう。

(1) 光学的に厚く速度が低速である場合は、 $1/3$ になる

(2) 光学的に薄い場所では、 1 に近づく

(3) 速度が光速に近くなると、 1 に近づく

そこで、これらの条件を満たし、かつ、相対論的な流れにおいては、流れの方向では光学的厚みが小さくなるという従来の研究を考慮して、

$$f(\tau, \beta) = \frac{1 + \frac{\tau}{\gamma(1+\beta)}}{1 + \frac{3\tau}{\gamma(1+\beta)}}$$

というものを提案した (Akizuki and Fukue 2008)。ただしここで、 β は光速で無次元化した速度、 γ はローレンツ因子とする。

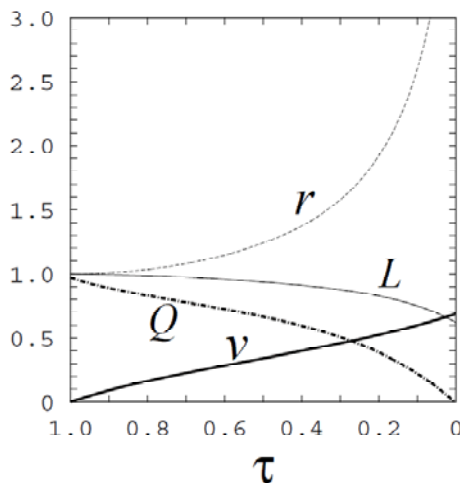


図 相対論的球対称ブラックホール風の計算例。光学的厚み τ の関数として、規格化した速度 v 、規格化した光度 L 、規格化した圧力 Q 、規格化した半径 r が描いてある。

相対論的輻射流体力学のクロージャー関係として、この変動エディントン因子を用いて、相対論的球対称ブラックホール風を解いた一例を図に示す。図では、光学的厚み τ の関数として、光速やシュバルツシルト半径などを用いて規格化した速度 v 、規格化した光度 L 、規格化した輻射圧 Q 、規格化した半径 r が描いてある。

図をみると、ガスが加速されるにつれて、光度や輻射圧が減少していることがわかる。すなわち輻射場の運動量やエネルギーをもらって、ガスは底部（左端）から表面（右端）へと加速されているのだ。

(3) 輻射圧駆動ブラックホール風の観測的特徴

亜光速領域やブラックホール近傍では相対論的効果が働いてくるので、ガスから放射された光もさまざまな影響を受ける。天体は見た目が10割だから、相対論的現象のスペクトルや光度を考える際には、相対論的効果をきちんと考慮するのはきわめて重要だ。アウトフローの速度が光速に比べて無視できないと、さまざまな相対論的効果を考慮する必要があるが出てくる。たとえば、光の伝播にとって重要な効果としては、主なものに、光行差、ドップラー効果、重力赤方偏移、光線の彎曲などがある。

従来の研究では、プラズマ（ガス体）といたながら、多くはプラズマを“金属体”のように扱っていて、半透明なプラズマ内部の相対論的輻射輸送については無視している。すなわち、われわれが実際に見る光が、相対論的運動をしているプラズマのどの部分（深さ）から発した光なのかは、ほとんど考えられてこなかった。

しかしアウトフローのガスが光学的に厚い場合、ブラックホールにせよ降着円盤にせよ、中心の天体は見えなくなり、中心天体と観測者の間のどこかに、見かけ上の“光球”が出現する。さらにガスの速度が光速に近くなると、見かけ上の光学的厚みが変わってくるという問題がある。本研究では、そのような相対論的球対称風の“見え方”、すなわち、共動系や慣性系における光球面の温度分布や光度などを求めた。その結果、相対論的な領域では周縁減光効果が一般的なものに比べ大きく変わることがわかった。また、観測者からみた慣性系における光度は、共動系よりも高くなることがわかった (Sumitomo et al. 2007)。

次ページの図は、見かけ上の光球面における、共動系の温度分布（左列）と観測者が観測する静止系での温度分布（右列）である。まず全体としては、見かけの光球の中央部分がもっとも明るく、周縁にいくほど暗くなる。これは球対称の星や一般的な球対称風でも生じる周縁減光効果で、中央ほど温度の高い深部をみているためである。

しかしながら今回考えた相対論的な風では、速度が大きくなるほどこの周縁減光効果が著しく高くなる。これは、先にも述べたように、速度が上がるほど風が透けてくるので、光球面が小さくなり、より深部が見えるようになるためだ。

さらに共動系と静止系での温度分布を比較すると、静止系での中心の温度が共動系でのものより高くなることがわかる。これは相対論的なドップラー効果や光行差によって、観測される温度、そして明るさが大

きくなるためである。すなわち縦ドップラー効果によって、 θ が0に近づくにつれ、観測される温度が増加するのである。この効果もまた速度が増加するにつれ顕著になる。

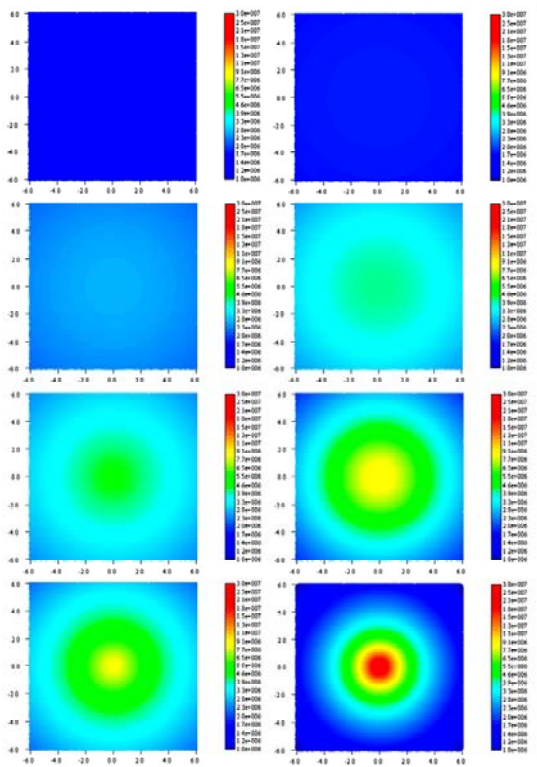


図 無限大の観測者から見た光球の温度分布。左列は共動系での、右列は静止系での温度分布。風の色速度 β は上から0.2, 0.4, 0.6, 0.8である。

(4) 相対論的輻射流における厳密解の導出

降着円盤風を念頭に置いて、無限に広がった平行平板大気を考え、さらにその大気が赤道面から上下方向へ速度 v で運動しているとしよう。鉛直方向の高さ z は上向きに、光学的厚み τ は表面 ($\tau=0$) から下向きに測る。鉛直線から測った角度を θ として、方向余弦を $\mu = \cos \theta$ とする。灰色近似を採用する。輻射強度 I は z と μ の関数だが、他の物理量は z のみの関数である。静止系で測った量は基本的に添え字は付けず、共動座標系で測った量には添え字 0 や co を付けて区別する。

流れの速度が一定という仮定のもとで、適切な境界条件を課して、相対論的輻射流体力学の方程式を実際に解いた解は以下の式ようになる。これは本研究ではじめて得られた解析解である (Fukue 2008)。境界条件と無矛盾になるためには、エディント

ン因子 f は自動的に1/3に決まる。

$$\frac{cE}{\pi I_s} = \frac{\gamma^2}{\beta} \left[(1+f\beta^2)(1+2\beta) - (1-2\beta+f\beta^2)e^{-\frac{\beta}{\gamma(f-\beta^2)}\tau} \right]$$

$$\frac{F}{\pi I_s} = \gamma^2 \left[(1+f)(1+2\beta) - (f-\beta^2)e^{-\frac{\beta}{\gamma(f-\beta^2)}\tau} \right]$$

$$\frac{cP}{\pi I_s} = \frac{\gamma^2}{\beta} \left[(f+\beta^2)(1+2\beta) - (f-\beta^2)e^{-\frac{\beta}{\gamma(f-\beta^2)}\tau} \right]$$

$$\frac{cE_{co}}{\pi I_s} = \frac{1}{\beta} \left[(1+2\beta) - e^{-\frac{\beta}{\gamma(f-\beta^2)}\tau} \right]$$

$$\frac{F_{co}}{\pi I_s} = e^{-\frac{\beta}{\gamma(f-\beta^2)}\tau}$$

$$\frac{cP_{co}}{\pi I_s} = \frac{f}{\beta} \left[(1+2\beta) - e^{-\frac{\beta}{\gamma(f-\beta^2)}\tau} \right]$$

この解は、速度が0の極限で、従来のミルン-エディントン解に帰着することから「一般化されたミルン-エディントン解」と見なせる。速度が大きくなると、輻射とガスはおおむね一緒に動くようになっていくので、どのモーメント量も一定になっていくが、その振る舞いは微妙である。共動系より静止系の方が大きいのは相対論的ブーストだろうが、光学的に深いところでの静止系の輻射エネルギー密度は小さくなっていく。また共動系での輻射流束は表面以外では0に近づく。

さらにこれらの輻射モーメント量の解析解を輻射輸送方程式に代入すると、輻射輸送方程式は簡単になり、それを積分して、上向き輻射強度の一般解と下向き輻射強度の一般解、さらに、円盤表面から放射される顕現輻射強度などが解析的に得られる。

いろいろな速度に対して、一般化されたミルン-エディントン解の顕現輻射強度、すなわち表面から放射される輻射強度を角度の関数として表したものが以下の図である。図の縦軸は対数目盛であることに注意して欲しい。速度が0の極限(波線)では、通常ミルン-エディントン解の周縁減光効果(ピーキング効果)に帰着する。速度が大きくなるにしたがい、ドップラー効果と光行差という相対論的なビーミング効果が効いてくるので、ピーキングはより強烈になっていく。ここでは、静止大気でも起こるピーキング効果と相対論的ビーミング効果を合わせたものを「相対論的ピーキング効果」と名付けよう。

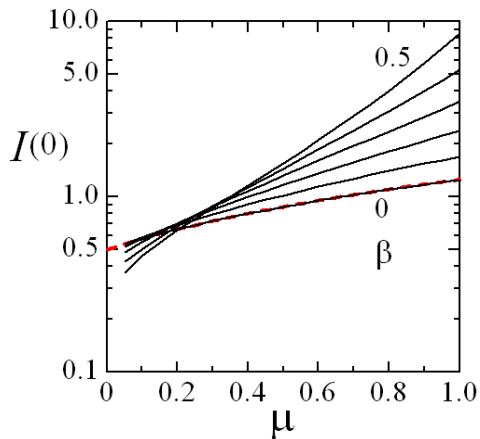


図 一般化されたミルン-エディントン解の顕現輻射強度、すなわち表面から放射される輻射強度の角度依存性。速度 β は下から、0、0.1、0.2、0.3、0.4、0.5。前方方向 ($\mu = 0$) では、ドップラー因子の4乗ぐらいで増加しているが、方向余弦に強く依存する。

最後に、周縁減光効果を受けた相対論的降着円盤の画像を示しておく (Fukue and Akizuki 2006)。降着円盤の分野で周縁減光効果まで考慮した計算例はほとんどない。なお、ブラックホールの近傍などでは光線が曲がるので、周縁減光効果を適用する場合も、降着円盤表面での共動系で光線の入射角度 (射出角度) を評価しないとイケない。

観測機器の性能があがってきて、ブラックホールシャドウが実写される可能性も高くなった。それらの計算をする際には、必ず、照射の効果や周縁減光効果などをきちんと考慮しなければならなくなるだろう。

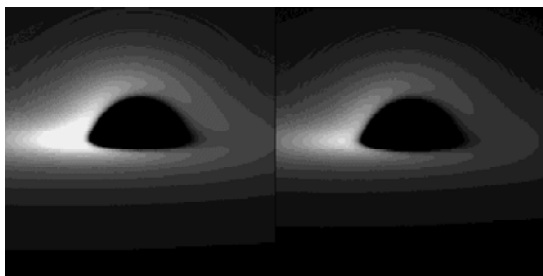


図 周縁減光効果を無視した降着円盤 (左) と周縁減光効果を受けた降着円盤 (右)。

(5) 相対論的変動エディントン因子の導出

最初にも述べたように、相対論的輻射流体力学のモーメント定式化は、その方程式

系を閉じる式—クロージャー関係—が得られていないので、まだ完成していない。本研究では、そのような立場から、解析的な方法で「相対論的変動エディントン因子」を求める試みを行った (Fukue 2008, 2009)。

相対論的運動大気中での輻射場の性質を考えるために、最初に、ガスと共に動く共動系の観測者が、自分の周囲をどのように見渡しているかという点から検討してみよう。

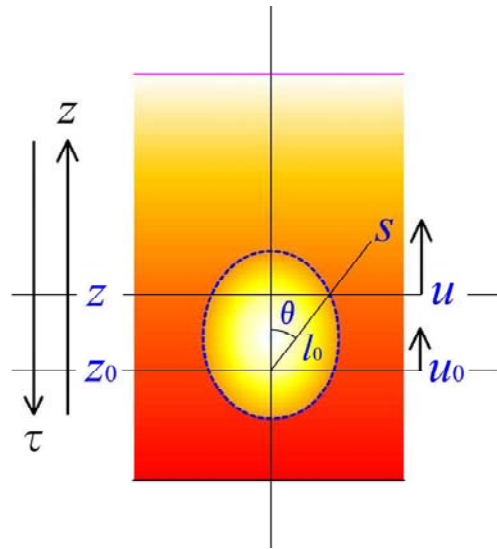


図 共動観測者のまわりの視界範囲—光玉—の状況設定。

まず一番単純な場合として、鉛直方向に加速している光学的に厚い相対論的輻射流を想像してみよう。正の速度勾配に対応して負の密度勾配があるので、観測者からみて光学的厚みが1の「視界範囲」は、流れの下流方向に伸張した卵形になるだろう。この視界範囲の形状を「光玉」と呼んでおく。この光玉の内壁からの輻射場が一様という保証はなく、また内壁は観測者に対して相対速度をもつので、両方の結果、観測者の測定する輻射場は非等方的になる。そしてそのような場合の相対論的変動エディントン因子は、一般に、光学的厚み、流速、速度勾配などの関数になると予想される。

光玉の形状は、観測者の速度およびその近辺の速度勾配に依存するが、それらを与えれば、光玉の形状が求まり、さらに観測者と光玉内壁との速度差も得られる。共動系で光玉内壁が一様等方に放射をすると仮定すれば、共動系の観測者が受ける放射場の諸量を計算することができる。

計算結果から、(鉛直方向の平行平板流における) 相対論的変動エディントン因子—以下ppRVEF—について、顕著な傾向がある

ことが見て取れる。

まず、速度がそれほど大きくなり速度勾配も小さい範囲では、ppRVEFは速度にあまり依存せず、おおむね速度勾配に比例して減少しているように見える。実際、速度が十分に小さい近似 ($\beta < 0.1$) では、解析的に積分を実行することができて、ppRVEFは、

$$f(\tau, \beta, d\beta/d\tau) = \frac{1}{3} \left[1 + \frac{16}{15} \frac{d\beta}{d\tau} \right]$$

のように表されることを証明した。

しかし、速度や速度勾配が大きくなると、ppRVEFが一定の線は放射状になる。そこで、縦軸を速度勾配の代わりに対数速度勾配にとると、速度・速度勾配が大きくなると、ppRVEFは対数速度勾配に依存することがみえてくる。そして具体的にフィッティングしてみると、

$$f(\tau, \beta, d\beta/d\tau) = \frac{1}{3} \exp\left(\frac{d \ln u}{d\tau}\right)$$

のように、対数速度勾配の指数関数でよく近似できることがわかった。

さらにより一般的な形としては (Fukue 2009)、共動系の輻射場が一様な場合には、

$$f(\tau, \beta, d\beta/d\tau) = \frac{1}{3} \frac{1}{1 + \frac{16}{15} \left(-\frac{du}{\gamma d\tau}\right) + \left(-\frac{du}{\gamma d\tau}\right)^{1.6-2}}$$

がよい近似になっていることがわかった。一方、静止系の輻射場が一様な場合には、

$$f(\tau, \beta, d\beta/d\tau) = \frac{1+3\beta^2}{3+\beta^2}$$

でよく表されることがわかった。

(6) 今後の課題

本研究では、さまざまな側面から、相対論的輻射流体力学の基礎的問題を調べ、亜光速ブラックホール風などへの応用を行った。しかしたとえば、相対論的変動エディントン因子の問題一つ取っても、光学的に薄い領域まで含めた場合のppRVEFの形状や、流れが球対称な場合のsphRVEFの形状、より一般的な場合にはどうなるか、さらに振動数依存性がある場合などなど、まだまだ調べることは数多く残されている。

最初でも触れたように、

- ブラックホール降着流
- 相対論的天体風、亜光速宇宙ジェット
- ガンマ線バースト、ファイアボール
- ニュートリノ輸送
- 初期宇宙の動的諸現象

など、さまざまな場面で、相対論的輻射流体力学は必要とされる。今後も精力的に研究すべき未開拓の領域である。

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (査読誌 計17件、研究会集録など 計19件、合計36件)

① Fukue, J. "Velocity-Dependent Eddington Factor in Relativistic Radiative Flow", PASJ 58, 461-467 (2006) 査読有

② Fukue, J. and Akizuki, C. "Relativistic Radiation Hydrodynamical Accretion-Disk Winds", PASJ 59, 1027-1032 (2007) 査読有

③ Fukue, J. "Milne-Eddington Solutions for Relativistic Plane-Parallel Flows", PASJ 60, 627-636 (2008) 査読有

[学会発表] (計20件)

① 福江 純、「相対論的輻射流体力学における速度依存変動エディントン因子」、2006年3月29日、日本天文学会2006年春季年会 (和歌山大学)

② 福江 純、秋月千鶴「降着円盤からの相対論的輻射流体風」、2007年3月28日、日本天文学会2007年春季年会 (東海大学)

③ 福江 純、「相対論的平行平板流における相対論的変動エディントン因子」、2008年3月26日、日本天文学会2008年春季年会 (国立オリンピック記念青少年総合センター)

[図書] (計7件)

① 福江 純『輝くブラックホール＝降着円盤』プレアデス出版 (2007年)、397ページ

② Kato, S., Fukue, J., Mineshige, S. "Black-Hole Accretion Disks - Towards a New Paradigm", Kyoto University Press (2008)、549ページ

③ 福江 純『そこが知りたい☆天文学』日本評論社 (2008年)、226ページ

[その他]

ホームページ等

<http://quasar.cc.osaka-kyoiku.ac.jp/~fukue>

6. 研究組織

(1) 研究代表者

福江 純 (FUKUE JUN)

大阪教育大学・教育学部・教授

研究者番号：80173326

(2) 研究分担者

(3) 連携研究者