

# AUTOREFERAT

1. *Imię i nazwisko:* Krzysztof Władysław Nalewajko

2. *Posiadane dyplomy:*

- magister astronomii, Uniwersytet Warszawski, 2007  
Praca pt. *“Modelowanie procesów promienistych w blazarach”*
- doktor nauk fizycznych w zakresie astronomii, Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika PAN, 2011  
Praca pt. *“Reconfinement shocks in jets of active galaxies”*

3. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych:

- University of Colorado Boulder (USA), Research Assistant, 2011-2013
- University of Colorado Boulder (USA), Senior Research Assistant, 2013-2014
- Stanford University (USA), postdoc, 2014-2015
- Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika PAN, adiunkt, od 2015

4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.):

- tytuł osiągnięcia naukowego:  
**“Ograniczenia na obszary emisji gamma w relatywistycznych dżetach blazarów”**
- publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego:
  - [P1] K. Nalewajko, M. C. Begelman, B. Cerutti, D. A. Uzdensky, M. Sikora *“Energetic Constraints on a Rapid Gamma-Ray Flare in PKS 1222+216”*, 2012, MNRAS, 425, 2519 (80%)
  - [P2] K. Nalewajko, M. Sikora, G. M. Madejski, K. Exter, A. Szostek, R. Szczerba, M. R. Kidger, R. Lorente *“Herschel PACS and SPIRE observations of blazar PKS 1510-089: a case for two blazar zones”*, 2012, ApJ, 760, 69 (61%)
  - [P3] K. Nalewajko *“The brightest gamma-ray flares of blazars”*, 2013, MNRAS, 430, 1324 (100%)
  - [P4] K. Nalewajko, M. C. Begelman, M. Sikora *“Constraining the Location of Gamma-Ray Flares in Luminous Blazars”*, 2014, ApJ, 789, 161 (90%)

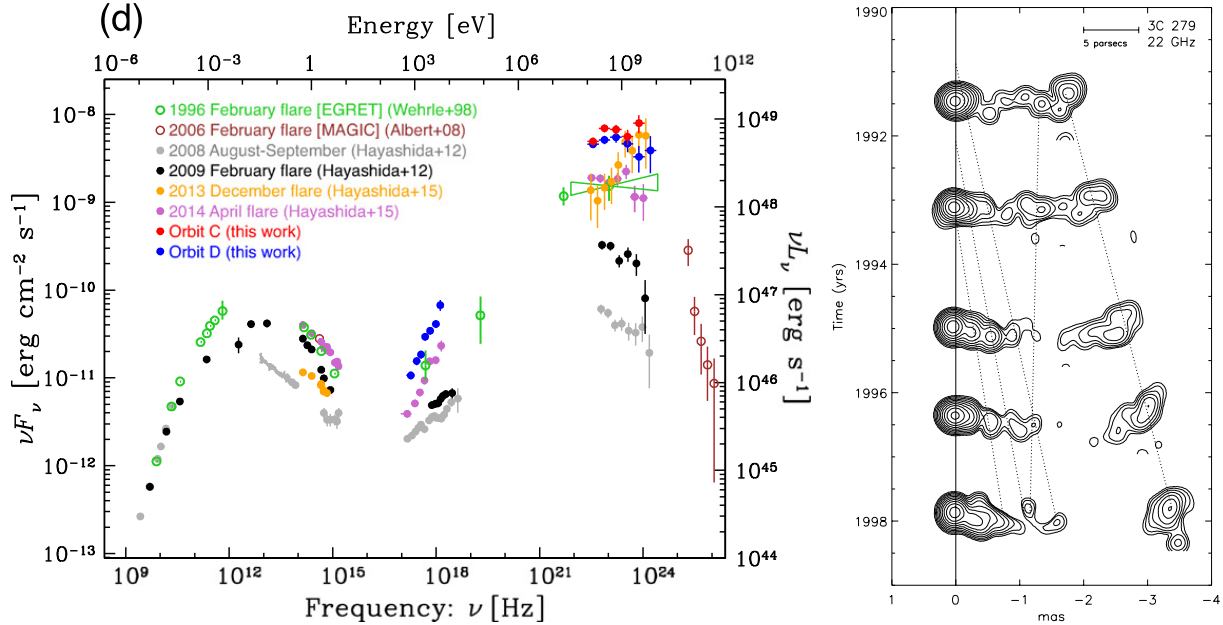
# 1 Znaczenie emisji gamma blazarów w astrofizyce

Blazary są szczególną klasą galaktyk aktywnych: ich widma zdominowane są promieniowaniem nietermicznym rozciągającym się od zakresu radiowego ( $< \text{GHz}$ ) aż do wysokoenergetycznego promieniowania gamma ( $> \text{TeV}$ ) [2], oraz charakteryzują się gwałtowną i chaotyczną zmiennością w bardzo szerokim zakresie skal czasowych (od minut do dekad) [3]. Obserwowane jasności bolometryczne blazarów osiągają  $10^{50} \text{ erg s}^{-1}$  [4], znacznie przewyższając jasności ich macierzystych galaktyk, także składowej akrecyjnej. Obrazy blazarów o najwyższej rozdzielczości kątowej (milisekundy łuku), uzyskane w zakresie radiowym i milimetrowym dzięki zastosowaniu interferometrii wielkobazowej (VLBI), charakteryzuje struktura typu “jądro-dżet” (*core-jet*) oraz pozornie nadświetlne prędkości propagacji [32]. Wymienione fakty obserwacyjne interpretowane są poprzez obecność relatywistycznego dżetu skierowanego w naszą stronę, dyssypującego istotną część energii w procesach prowadzących do efektywnego przyspieszania cząstek [12]. Wzmocnienie jasności oraz prędkości nadświetlne są efektami szczególnej teorii względności (efekt Dopplera, aberracja oraz skończony czas przelotu światła) [56], zmienność czasowa promieniowania jest efektem zmiennego tempa dyssypacji, a rozpiętość widm jest efektem rozpiętości energii cząstek.

Blazary należą do najważniejszych źródeł kosmicznego promieniowania gamma, dzięki nim można wyjaśnić przynajmniej 50% izotropowego kosmicznego promieniowania tła na energiach powyżej 100 MeV [10]. Na początku lat 90. XX wieku, dzięki instrumentowi EGRET na pokładzie Kosmicznego Teleskopu Comptona, odkryto że promieniowanie gamma dominuje jasność bolometryczną najmocniejszych blazarów związanych z kwazarami radiowymi (FSRQ) [26]. Odkrycie to było niezwykle stymulujące dla rozwoju teoretycznych modeli produkcji promieniowania gamma w relatywistycznych dżetach. Szczególną rolę w tym okresie odegrał prof. Marek Sikora, późniejszy promotor mojej pracy doktorskiej, proponując dla kwazarów radiowych komptonizację zewnętrznego względem dżetu promieniowania w postaci szerokich linii widmowych [57]. Inne podstawowe modele emisji gamma to komptonizacja promieniowania synchrotronowego (SSC, szczególnie w przypadku słabszych blazarów zwanych lacertydami) [43], komptonizacja promieniowania dysku akrecyjnego [22], komptonizacja termicznego promieniowania pyłowego torusa [15], a także modele hadronowe [42].

W ostatnich latach, blazary są intensywnie monitorowane przez nową generację obserwatoriów promieniowania gamma. Kosmiczne teleskopy Fermi i AGILE obserwują całe niebo w zakresie energii 0.1-100 GeV nieprzerwanie od roku 2007. Naziemne obserwatoria czerenkowskie, H.E.S.S., MAGIC i VERITAS, prowadzą obserwacje pojedynczych źródeł w zakresie energii 0.1-10 TeV. Obserwacje te są koordynowane z różnymi teleskopami działającymi w niższych zakresach energii: rentgenowskim, ultrafioletowym, optycznym, podczerwonym, milimetrowym i radiowym. Podsumowanie najnowszych wyników wielozakresowych obserwacji blazarów można znaleźć w pracy przeglądowej [40].

Zrozumienie mechanizmu emisji gamma w blazarach jest kluczowe dla zrozumienia fizyki relatywistycznych dżetów. Obserwacje wykazują, że około 15% galaktyk aktywnych jest radiogalaktykami [33]. Obserwacje interferometryczne (VLBI) pokazują dżety jako skolimowane wypływy plazmy osiągające prędkości bardzo bliskie prędkości światła (czynniki Lorentza rzędu  $\Gamma_j \sim 10$ ) [37]. Kąt otwarcia relatywistycznych dżetów jest typowo nie większy niż odwrotność czynnika Lorentza  $\Theta_j \lesssim 1/\Gamma_j$  [54]. Przyspieszanie i kolimacja dżetów następuje stopniowo na skali odległości rzędu  $r_{\text{acc}} \sim 10^3 R_g$  promieni grawitacyjnych  $R_g = GM_{\text{bh}}/c^2$  centralnej czarnej dziury na skutek konwersji energii magnetycznej na energię kinetyczną oraz oddziaływania dżetu z ośrodkiem [36]. Początkowo energia dżetów jest całkowicie zdominowana energią magnetyczną, po zakończeniu fazy przyspieszania przypisuje się dżetom z grubsza ekwipartycję pomiędzy energią magne-



Rysunek 1: Obserwacje blazara 3C 279 należącego do klasy kwazarów radiowych (FSRQ). *Po lewej stronie* pokazano rozkłady energii widmowej (SED) dla kilku momentów czasowych. Widmo blazara składa się z dwóch głównych składników: synchrotronowego ( $\nu \in [10^9 : 10^{15}]$  Hz) oraz komptonizacyjnego ( $\nu \in [10^{17} : 10^{26}]$  Hz). Dane pochodzą m.in. z prac [1, 27, 28, 8]. *Po prawej stronie* pokazano obrazy radiowe uzyskane metodą interferometrii wielkobazowej. Wykazują one strukturę typu jądro-dżet, a także pozornie nadświetlną prędkość propagacji struktur (węzłów) radiowych. Rysunek pochodzi z pracy [68].

tyczną a energią mechaniczną materii [58]. Materia dżetów jest całkowicie zjonizowana i składa się zarówno z leptonów (elektrony i pary elektronowo-pozytonowe), jak i z hadronów (protony) [17]. Mechanizm wprowadzenia poszczególnych składników materii do dżetów oraz ich względny udział w budżecie energetycznym dżetu są nadal dyskutowane. Emisja nietermicznego promieniowania jest znacznie bardziej efektywna w przypadku leptonów [60], niemniej relatywistyczne dżety mogą odpowiadać za przyspieszanie promieni kosmicznych do najwyższych obserwowanych energii (UHECR;  $10^{20}$  eV), a także za emisję wysokoenergetycznych neutrino ( $10^{15}$  eV) [23].

W badaniach relatywistycznych dżetów rozważane są dwa podstawowe mechanizmy dyssypacji energii, które mają jednocześnie wyjaśnić efektywne przyspieszanie cząstek oraz produkcję silnie zmiennego nietermicznego promieniowania, w szczególności promieniowania gamma.

- Pierwszym mechanizmem są *fale uderzeniowe* powstające w wyniku niejednorodności pola prędkości w dżecie (wewnętrzne fale uderzeniowe) [44] bądź w wyniku oddziaływania dżetu z zewnętrznym ośrodkiem (tzw. skupiające fale uderzeniowe) [20]. Fale uderzeniowe związane są ze strukturami obserwowanymi na obrazach relatywistycznych dżetów (radiowe, optyczne, rentgenowskie): zwarte pojaśnienia (*knots*) poruszające się z pozornie nadświetlnymi prędkościami interpretowane są często jako wewnętrzne fale uderzeniowe; natomiast stacjonarne pojaśnienia wiążane są ze skupiającymi falami uderzeniowymi. Fale uderzeniowe mogą przyspieszać cząstki w procesie Fermi'ego pierwszego rodzaju [34]. Mechanizm fal uderzeniowych przez długi czas cieszył się dużą popularnością, pojawiły się jednak dwa problemy: niska efektywność dyssypacji oraz zaniedbanie roli pól magnetycznych. Efektyw-

ność dyssypacji wewnętrznych fal uderzeniowych zależy od rozpiętości wartości czynnika Lorentza dla poszczególnych warstw dżetu zderzających się ze sobą. Aby uzyskać efektywność odpowiednią dla blazarów ( $\sim 10\%$ ), stosunek maksymalnego do minimalnego czynnika Lorentza powinien wynosić przynajmniej  $\Gamma_{\max}/\Gamma_{\min} \gtrsim 3$  [65]. Wymagałoby to zatem bardzo silnej modulacji mechanizmu przyspieszania relatywistycznych dżetów, jest to problem nadal nie rozwiązany. Nieco łatwiejsze wydaje się uzyskanie odpowiedniej efektywności dyssypacji dla skupiających fal uderzeniowych — wymagane jest aby kolimacja relatywistycznego dżetu prowadziła do spełnienia warunku  $\Gamma_j \Theta_j \gtrsim 1$ , gdzie  $\Gamma_j$  jest czynnikiem Lorentza dżetu, a  $\Theta_j$  jest kątem otwarcia dżetu [46]. Niestety, powyższe wyniki pomijają obecność pól magnetycznych, przy których spodziewamy się zmniejszenia efektywności dyssypacji. Okazało się również, że obecność jednorodnych pól magnetycznych prostopadłych do kierunku normalnego fali uderzeniowej istotnie zmniejsza efektywność przyspieszania elektronów w procesie Fermi’ego, co zostało wykazane w kinetycznych symulacjach relatywistycznych [62].

- Drugim mechanizmem jest *rekoneksja pól magnetycznych*, w której oddziaływanie obszarów o przeciwnym kierunku pola magnetycznego prowadzi do uwolnienia energii magnetycznej i jej przemiany w termiczną i nietermiczną energię materii [72]. Lokalne odwrócenie pola magnetycznego w relatywistycznym dżecie można uzyskać przynajmniej na dwa sposoby: (1) poprzez wprowadzenie do podstawy dżetu z zewnątrz domeny magnetycznej o globalnie odwrotnym kierunku pola [38], (2) w wyniku nieliniowych niestabilności struktury wewnętrznej dżetu, a zwłaszcza niestabilności prądowych typu *kink* [13]. Rekoneksja może być szczególnie efektywna w obszarach relatywistycznie zmagnetyzowanych, w których magnetyzacja  $\sigma = B^2/(4\pi w) \gtrsim 1$  (gdzie  $w$  jest relatywistyczną gęstością entalpii). Rekoneksja jest procesem nieliniowym, historyczne modele analityczne (Sweet-Parker, Petschek) nie były zdolne opisać jej realistycznie, szczególnie w przypadku plazmy bezkolizyjnej. Znaczący postęp uzyskany został dzięki odkryciu że rekoneksja może zachodzić efektywnie (indukując pola elektryczne  $E \sim 0.1B_0$ ) w plazmie bezkolizyjnej na skutek niestabilności warstw prądowych prowadzących do formowania się łańcuchów tzw. plazmoidów (albo sznurów strumienia magnetycznego) [31]. Kinetyczne symulacje numeryczne wielkoskalowej relatywistycznej rekoneksji potwierdziły wysoką efektywność przyspieszania cząstek, która prowadzi do potęgowych rozkładów energii cząstek  $N(E) \propto E^{-p}$ , gdzie indeks  $p \rightarrow 1$  w limicie  $\sigma \gg 1$  [63, 25, 69].

Oprócz rozstrzygnięcia kwestii mechanizmu dyssypacji energii oraz przyspieszania cząstek, ostateczne modele relatywistycznych dżetów muszą wyjaśnić stochastyczny charakter zmienności emisji blazarów. Statystyka zmienności w szerokim zakresie skal zmienności (od minut do dekad) wskazuje wyraźnie na turbulentny charakter dyssypacji w dżetach. Aby realistycznie badać rozwój magnetycznej turbulencji w relatywistycznych dżetach, potrzebne są globalne trójwymiarowe symulacje dżetów o ogromnej rozdzielczości. Realistyczne symulacje powinny także uwzględniać procesy fizyczne wychodzące poza ramy relatywistycznej idealnej magnetohydrodynamiki, np. efekty kinetyczne czy rekoneksję pól magnetycznych.

## 2 Wybór własnej drogi naukowej

Moja rola w badaniach blazarów polega na interpretacji i modelowaniu danych obserwacyjnych oraz na ograniczaniu parametrów obszaru emisji i wnioskowaniu teoretycznym. W dziedzinę tę wprowadził mnie prof. Marek Sikora, który pomagał mi w przygotowaniu pracy magisterskiej,

a następnie pod jego kierunkiem podjąłem studia doktoranckie w Centrum Astronomicznym PAN. Istotną rolę odegrali także prof. Rafał Moderski oraz prof. Grzegorz Madejski. Głównym narzędziem, którym dysponowaliśmy, był kod numeryczny BLAZAR napisany przez Rafała Moderskiego [45], który oblicza rozkład widmowy nietermicznego promieniowania w oparciu o ewolucję rozkładu elektronów w cienkiej warstwie relatywistycznego dżetu. Okres mojego doktoratu był przełomowy pod względem jakości i dostępności danych obserwacyjnych dla blazarów. W roku 2008 został wystrzelony kosmiczny teleskop Fermi, który wykonuje niemal nieprzerwany monitoring całego nieba w zakresie energii fotonów 0.1-10 GeV. Aby w pełni wykorzystać dane gamma, zespół Fermi, m.in. Grzegorz Madejski, zainicjował i koordynował szereg wielozakresowych projektów monitorowania blazarów, przede wszystkim w rentgenach (np. Swift, RXTE), w optyce (np. WEBT, SMARTS) oraz w radiu (F-Gamma). Przewidując niezwykle bogactwo danych obserwacyjnych, przyjąłem za jeden z priorytetów wykorzystywanie tych danych w badaniach aktualnych problemów teorii relatywistycznych dżetów.

Moja praca doktorska dotyczy skupiających fal uderzeniowych i ma charakter teoretyczny. W okresie doktoratu nawiązałem współpracę z prof. Mitchellem Begelmanem oraz prof. Dmitrim Uzdenskim z Uniwersytetu Kolorado Boulder, których interesował szczególnie problem relatywistycznej rekoneksji magnetycznej w zastosowaniu do astrofizycznych źródeł silnie zmiennego promieniowania gamma. Po obronie pracy doktorskiej wyjechałem na staż podoktorski do Boulder, gdzie zajmowałem się m.in. problemem niestabilności prądowych w relatywistycznych dżetach. Niemniej, dużo energii skupiałem na kontynuacji badań blazarów. Nakreśliłem swój własny indywidualny program badań blazarów, który składałem we wniosku o przyznanie stypendium Einsteina jako wsparcie misji Fermi. Otrzymanie tego prestiżowego stypendium w roku 2013 było dla mnie tym bardziej satysfakcjonujące, że wynikało z wyboru własnej drogi naukowej.

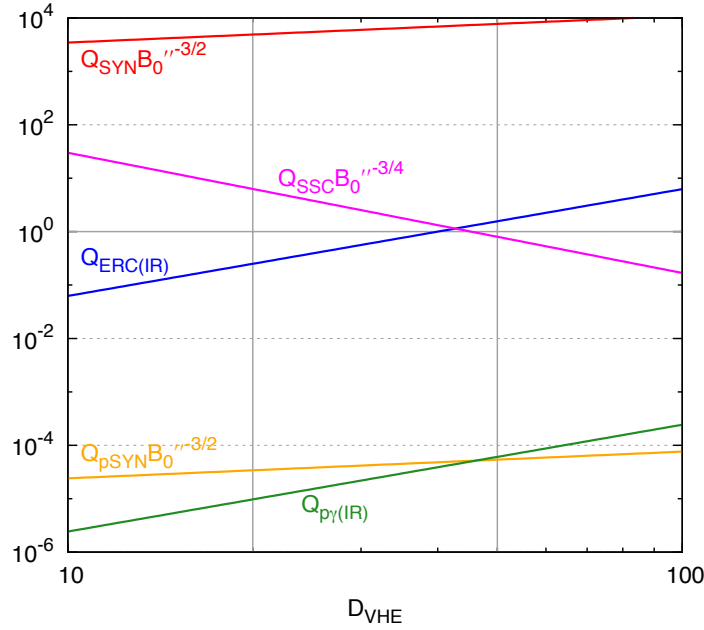
### 3 Omówienie publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego

Cztery publikacje składające się na referowane osiągnięcie naukowe [P1, P2, P3, P4] ukazują szerokie podejście do problemu właściwości fizycznych obszarów emisji gamma w dżetach blazarów.

#### 3.1 Analiza szybkiej zmienności emisji 100 GeV blazara PKS 1222+216

Publikacja [P1] analizuje implikacje detekcji blazara PKS 1222+216, należącego do klasy kwazarów radiowych, przez naziemny teleskop czerenkowski MAGIC. Emisja blazara PKS 1222+216 (poczerwienienie  $z = 0.432$ ) została wykryta w przedziale energii fotonów 70 – 400 GeV podczas pojedynczej 30-minutowej obserwacji z wyraźnym wskazaniem na zmienność w skali czasowej  $\sim 10$  minut (podwojenie strumienia) [11]. Tak krótka skala czasowa odpowiada obszarowi emisji o rozmiarze rzędu  $R \lesssim 10^{-4}$  pc. Wcześniejsze publikacje, np. [67], proponowały uzyskanie tak zwartego obszaru emisji w wyniku rekolimacji dżetu w oddziaływaniu z zewnętrznym ośrodkiem, w analogii do problemu obszaru HST-1 w dżecie radiogalaktyki M87 [16]. Istotnym elementem dyskusji jest także wymaganie na wartość czynnika Lorentza propagacji obszaru emisji. Przyjęcie bardzo zwartego źródła energetycznego promieniowania gamma o wysokiej jasności prowadzi do potencjalnego problemu jego wewnętrznej absorpcji (w obrębie źródła), zaś najłatwiejszym sposobem na jej uniknięcie jest postulowanie wyższej od typowej wartości czynnika Lorentza (50-100 zamiast 10-20) [14].

Naszą analizę zaczęliśmy od prostej obserwacji – chcąc uniknąć absorpcji promieniowania gamma przez promieniowanie ultrafioletowe pochodzące przede wszystkim z obszaru szerokich



Rysunek 2: Rysunek 2 z pracy [P1] pokazujący porównanie efektywności procesów promienistych  $Q$  (definicja w tekście) jako funkcji czynnika Dopplera w kontekście emisji promieniowania gamma w zakresie energii  $\sim 100$  GeV obserwowanej przez teleskop czerenkowski MAGIC w blazarze PKS 1222+216.

linii widmowych (problem typowy dla kwazarów radiowych), obszar emisji należy umieścić na odległości rzędu  $r \gtrsim 0.5$  pc od centralnej czarnej dziury. A zatem, współczynnik kolimacji dżetu powinien wynosić  $R/r \lesssim 10^{-4}$ . W rozdziale 5.1.3 argumentujemy, że jest to wartość zbyt mała, aby mogła być uzyskana w wyniku rekolimacji dżetu, szczególnie biorąc pod uwagę możliwe odstępstwa od symetrii osiowej dżetu.

Główną część pracy stanowi oszacowanie wymagań energetycznych na obszary emisji obserwowanych na energiach  $> 100$  GeV (MAGIC) i  $\sim$  GeV (Fermi/LAT). W rozdziale 3 wprowadzamy dwa rodzaje ograniczeń energetycznych: ograniczenie lokalne na gęstość energii w obszarze emisji oraz ograniczenie globalne na całkowitą moc dżetu. Przy pewnych porównywalnych założeniach ograniczenie lokalne na emisję  $> 100$  GeV o skali czasowej 10 min jest o ponad trzy rzędy wielkości silniejsze od ograniczenia lokalnego na emisję GeV o skali czasowej  $\sim 1$  d. Wydaje się być niezwykle trudne uzyskanie tak wysokiej gęstości energii poprzez dynamiczne oddziaływania warstw dżetu, np. skupiające fale uderzeniowe. Szukamy zatem rozwiązania pozwalającego na zredukowanie lokalnego ograniczenia energetycznego.

Jednym z istotnych parametrów, od których zależy wymagana gęstość energii, jest efektywność promienistego chłodzenia cząstek, zdefiniowana jako  $Q = t''_{\text{VHE}}/t''_{\text{cool}}$ , gdzie  $t''_{\text{VHE}}$  jest skalą czasową zmienności promieniowania gamma w układzie współporuszającym się z obszarem emisji, a  $t''_{\text{cool}}$  jest odpowiednią skalą czasową chłodzenia promienistego. W rozdziale 4 porównujemy efektywności promieniste pięciu procesów promieniowania: promieniowanie synchrotronowe elektronów (SYN), komptonizacja promieniowania synchrotronowego (SSC), komptonizacja zewnętrznego promieniowania podczerwonego (ERCIR), promieniowanie synchrotronowe protonów (pSYN) oraz promieniowanie fotomezonowe ( $p\gamma$ ). Rysunek 2 pokazuje, że w kontekście emisji



$> 100$  GeV: (1) procesy hadronowe (pSYN,  $p\gamma$ ) są zdecydowanie nieefektywne ( $Q \ll 1$ ), (2) procesy komptonizacyjne (SSC, ERCIR) mogą być efektywne zależnie od wartości czynnika Dopplera, natomiast (3) zdecydowanie efektywne jest promieniowanie synchrotronowe. Propozycja, jakoby promieniowanie synchrotronowe elektronów mogło być źródłem emisji gamma blazarów, jest traktowana bardzo ostrożnie. Ewentualność taka jest porównywana do szeroko wówczas dyskutowanych błysków emisji  $\sim$  GeV z mgławicy pulsarowej Krab [66, 5]. Jednakże, aby pokonać limit 100 MeV na energię fotonów synchrotronowych w układzie źródła, elektrony produkujące emisję obserwowaną przez teleskop MAGIC w PKS 1222+216 wymagają efektywnego pola elektrycznego o wartości  $E/B > 25(D/20)^{-1}$ . Oceniamy, że nawet w przypadku silnie relatywistycznej rekoneksji pól magnetycznych spełnienie takiego warunku byłoby bardzo trudne.

Ostatecznie proponujemy wykorzystanie innego szczególnego efektu relatywistycznej rekoneksji – kolimacja kinetyczna (*kinetic beaming*) – do zredukowania lokalnego ograniczenia energetycznego. Kinetyczne symulacje przyspieszania cząstek w procesie relatywistycznej rekoneksji pokazały silną anizotropię zarówno wysokoenergetycznych cząstek, jak i produkowanego przez nie promieniowania synchrotronowego [18]. Wysoka, zależnie od energii cząstek, anizotropia produkowanego promieniowania umożliwia silną modulację promieniowania obserwowanego w niektórych kierunkach, pozwalającego na skrócenie efektywnej skali czasowej zmienności promieniowania o 1-2 rzędy wielkości. W takim przypadku możemy sobie wyobrazić obszar dyssypacji odpowiednio większy od zawartych w nim obszarów emisji gamma, co pozwala na znaczące zmniejszenie wymaganej w nim gęstości energii.

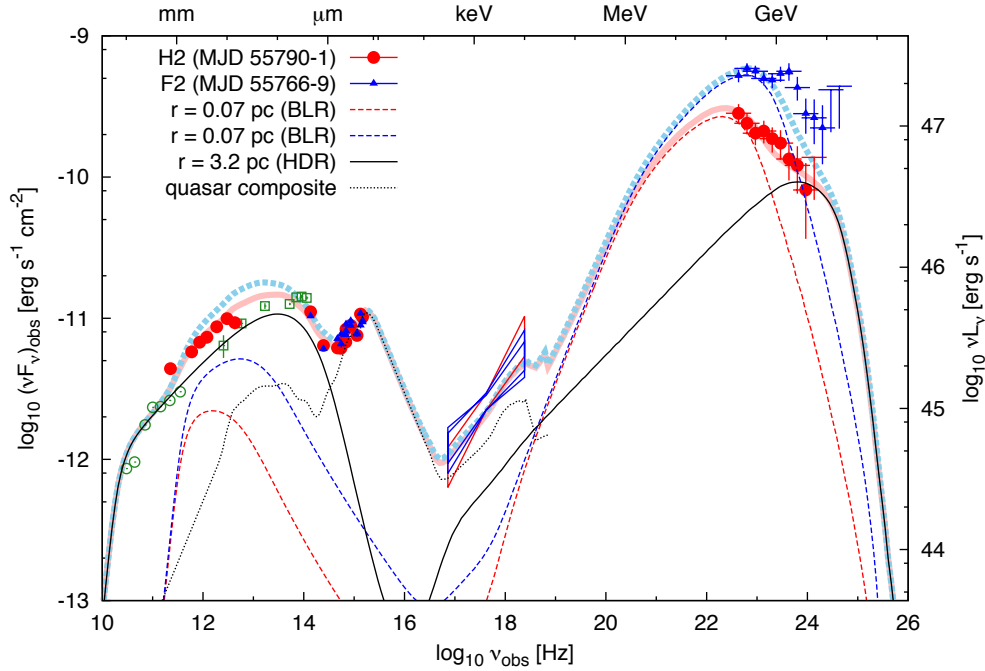
### 3.2 Obserwacje blazara PKS 1510-089 kosmicznym teleskopem Herschela

Publikacja [P2] przedstawia wyniki kampanii obserwacyjnej blazara PKS 1510-089 w zakresie średniej i dalekiej podczerwieni przy użyciu instrumentów PACS i SPIRE kosmicznego teleskopu Herschela. Wyniki te zostały przeanalizowane w kontekście równoczesnych wielozakresowych obserwacji teleskopami SMA (mikrofale), SMARTS (optyka i bliska podczerwień), Swift (rentgeny i ultrafiolet) oraz Fermi (gamma).

Blazary są silnymi źródłami nietermicznego promieniowania w zakresie od radia po promieniowanie gamma. W praktyce, monitoring blazarów ograniczony jest do czterech głównych przedziałów: (1) radiowy (do mm), (2) optyczny (włączając NIR i UV), (3) rentgenowski (0.5-10 keV) oraz (4) wysokoenergetyczne promieniowanie gamma (100 MeV - 1 TeV). Podczas modelowania szerokopasmowych widm blazarów, poważnym źródłem niepewności jest brak danych w trzech zakresach widmowych: (1) średnia i daleka podczerwień (2-500  $\mu m$ ), (2) ekstremalny ultrafiolet i miękkie rentgeny, (3) miękkie i średnie promieniowanie gamma (0.1-100 MeV). Wystrzelenie kosmicznego teleskopu Herschela przez Europejską Agencję Kosmiczną w roku 2009 stanowiło znakomitą okazję dla wypełnienia podczerwonej przerwy widmowej.

Skuteczny propozal na obserwacje dwóch blazarów, PKS 1510-089 i AO 0235+164, został napisany przez prof. Marka Sikorę i prof. Grzegorza Madejskiego. Realizacja projektu wymagała zgranej międzynarodowej współpracy. Dzięki kontaktom prof. Ryszarda Szczerby, o redukcję wyników obserwacji teleskopem Herschel poprosiliśmy dr Katrinę Exter. Redukcję wyników obserwacji teleskopem Swift wykonała dr Anna Szostek. Moją rolą w projekcie była redukcja danych z teleskopu Fermi, zebranie i analiza wszystkich danych obserwacyjnych, a także modelowanie szerokopasmowych widm blazara PKS 1510-089, udział w dyskusji rezultatów projektu oraz spisanie publikacji.

Pisząc propozal na obserwacje teleskopem Herschela, spodziewaliśmy się wykryć złamania w widmie synchrotronowym spowodowane procesem samoabsorpcji synchrotronowej. Obserwacja



Rysunek 3: Rysunek 5 z pracy [P2] pokazujący rozkład energii widmowej (SED) blazara PKS 1510-089 uzyskany z obserwacji teleskopami Herschel (daleka podczerwień), SMARTS (bliska podczerwień, optyka), Swift (ultrafiolet, rentgen), Fermi (gamma). Pokazane są również modele rozkładu widmowego ilustrujące scenariusz dwóch obszarów emisji.

złamań widma w zakresie dalekiej lub średniej podczerwieni mogłaby wnieść silne ograniczenia na fizyczny rozmiar obszarów emisji, a pośrednio na jego położenie wzdłuż stożkowego dżetu [59]. Jednakże wyniki obserwacji okazały się negatywne, widma wyznaczone na podstawie fotometrycznych obserwacji instrumentami PACS i SPIRE okazały się zgodne z modelem potęgowym i nie wykazały znaczącej ewolucji widmowej. Zmienność w zakresie podczerwieni była znacznie słabsza od zmienności w zakresie gamma.

Modelując uzyskane widma w dwóch stanach strumienia gamma w wykorzystaniu kodu BLAZAR [45], stwierdziliśmy że nie można jednocześnie wyjaśnić widma w zakresach podczerwieni i gamma przy użyciu standardowego modelu jednostrefowego. Główną przyczyną jest teoretyczna zależność pomiędzy stosunkiem jasności  $q = L_{EC}/L_{syn}$  (znanym również jako dominacja komptonowska) a stosunkiem charakterystycznych częstości  $w = \nu_{EC}/\nu_{syn}$  pomiędzy składnikami zewnętrznej komptonizacji (EC) oraz synchrotronowym produkowanymi przez tę samą populację elektronów, która została wyprowadzona przez prof. Sikorę [60]. Jak pokazujemy na rysunku 8, obserwowana kombinacja wartości parametrów  $q$  i  $w$  wymagałaby nierealistycznie wysokiej gęstości energii zewnętrznego promieniowania.

Dlatego też zaproponowaliśmy model dwukomponentowy - (1) bardziej zmienna składowa dominująca w zakresie gamma, produkowana na skali odległości 0.7 pc charakterystycznej dla obszaru szerokich linii widmowych, oraz (2) mniej zmienna składowa dominująca w zakresie podczerwonym, produkowana na skali odległości 3.2 pc charakterystycznej dla pyłowego torusa. Podobny model był dyskutowany przez naszą grupę w kontekście blazara 3C 279, gdzie obserwacje w zakresie średniej podczerwieni wykonane kosmicznym teleskopem Spitzera dostarczyły silniejszych ograniczeń [27].



Jak okazało się w kolejnych latach, nasze obserwacje były jednymi z nielicznych obserwacji blazarów kosmicznym teleskopem Herschela. Wyniki obserwacji blazara AO 0235+164 ostatecznie nie zostały opublikowane, głównie ze względu na gorszą jakość danych w innych zakresach oraz brak istotnych ograniczeń na mechanizm emisji blazarowej.

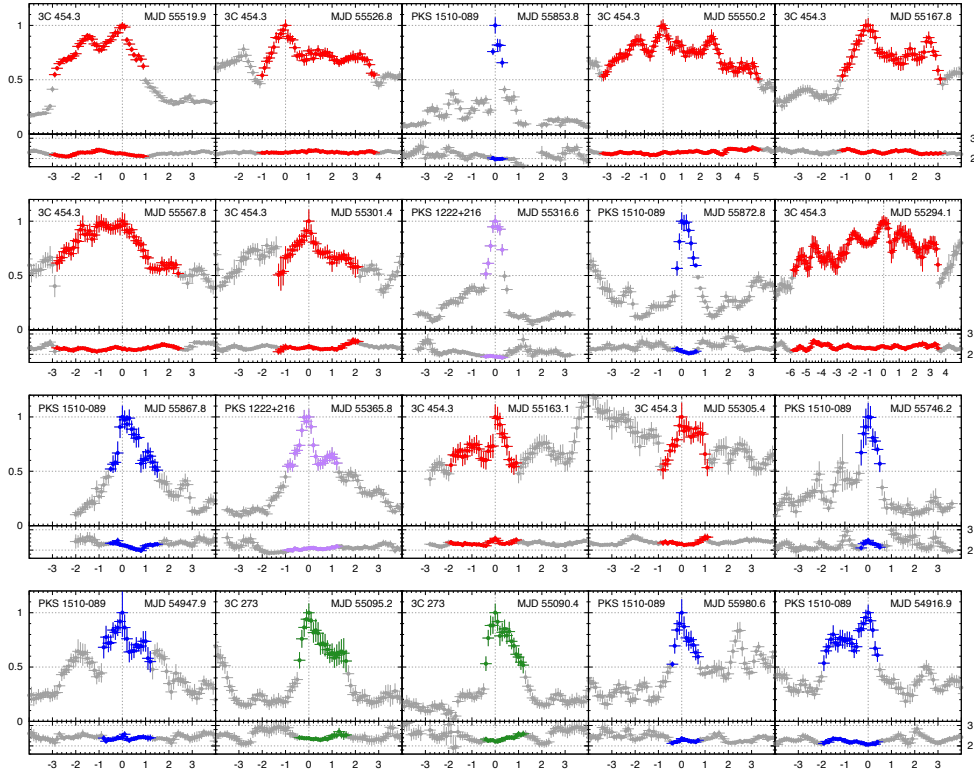
### 3.3 Analiza najjaśniejszych flar gamma w blazarach

Publikacja [P3] jest rezultatem mojej samodzielnej eksploracji publicznie dostępnych danych z głównego instrumentu (LAT) kosmicznego teleskopu Fermi. Począwszy od roku 2008, Fermi/LAT wykonuje równomierny monitoring całego nieba w zakresie promieniowania gamma, efektywnie pomiędzy 100 MeV a 10 GeV. Ponieważ blazary są źródłami charakteryzującymi się nieustanną i nieprzewidywalną zmiennością, taka strategia obserwacyjna pozwala na równomierne mierzenie ich strumienia na skalach czasowych sięgających od miesięcy do kilku godzin. Najwięcej szczegółów na temat emisji gamma można uzyskać w stanach najwyższego strumienia zwanych umownie flarami. Dlatego też podjąłem się jednolitej analizy najjaśniejszych flar gamma w blazarach.

W tym celu wyselekcjonowałem listę wszystkich epizodów z okresu pierwszych czterech lat misji Fermi (2008-2012), kiedy strumień fotonów z dowolnego blazara przekroczył poziom  $3 \times 10^{-6} \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Dla każdego takiego epizodu zostały obliczone krzywe blasku z użyciem 12-godzinnych przedziałów czasowych. Formalnie flara została zdefiniowana jako okres, w którym strumień fotonów przekracza połowę wartości maksymalnej. Analizując w ten sposób wszystkie epizody wysokiego strumienia gamma, wyselekcjonowałem ostateczną próbkę 40 flar gamma o maksymalnej wartości strumienia większej niż  $7 \times 10^{-6} \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Wszystkie te flary zostały wyprodukowane przez zaledwie 5 blazarów, a zdecydowana większość przez 3C 454.3 oraz PKS 1510-089. Niektóre flary okazały się być krótkie ( $< 1.5 \text{ d}$ ) i proste, składające się z pojedynczego maksimum; inne były dłuższe, składające się z kilku maksimum. Flary proste wykazywały tendencję do asymetrii czasowej z fazą narastania strumienia krótszą od fazy opadania strumienia. Co ciekawe, flary produkowane przez 3C 454.3 były zwykle długie i złożone, a flary produkowane przez PKS 1510-089 były zwykle krótkie i proste.

Wszystkie flary zostały przeanalizowane w przestrzeni strumień – indeks fotonowy. Taka analiza mogłaby potencjalnie wprowadzić silne ograniczenia na mechanizm przyspieszania cząstek odpowiedzialnych za emisję gamma. Nie została jednak stwierdzona żadna systematyczna zależność między wartością strumienia a twardością widma gamma. Ilość pętli histerezy o kierunkach zgodnych i przeciwnych z kierunkiem wskazówek zegara była porównywalna.

Kontynuacją projektu we współpracy z doktorantką Susanną Kohler była analiza widm gamma wyznaczonych dla każdej flary z niniejszej listy [35]. Widma były analizowane z użyciem trzech podstawowych modeli: potęgowej, złamanej potęgowej i log-parabolicznej. Przeanalizowaliśmy parametry wszystkich istotnych złamań widma (w przypadkach gdy model złamany potęgowej dawał najlepsze przybliżenie) i nie stwierdziliśmy preferencji do żadnej stałej wartości, w szczególności do wartości 4.8 GeV postulowanej przez model oparty o absorpcję promieniowania gamma przez zjonizowany hel [53]. Zauważyliśmy natomiast inną zależność - krótkie flary o prostych krzywych blasku wykazywały znaczną nieregularność widm, niektóre z nich charakteryzowały się silną krzywizną widma. Natomiast długie flary o złożonych krzywych blasku miały bardzo regularne widma podobne do widm wyznaczanych w bardzo długich przedziałach czasowych. Uznaliśmy, że nieregularności w widmach krótkich flar są przejawem fizycznych fluktuacji w funkcji rozkładu energii emitujących elektronów. W naszej interpretacji, regularności widm blazarów całkowanych po długich przedziałach czasowych niekoniecznie są wynikiem regularnych procesów przyspieszania cząstek (jak procesy Fermi’ego), ale mogą być efektem uśredniania statystycznych fluktuacji



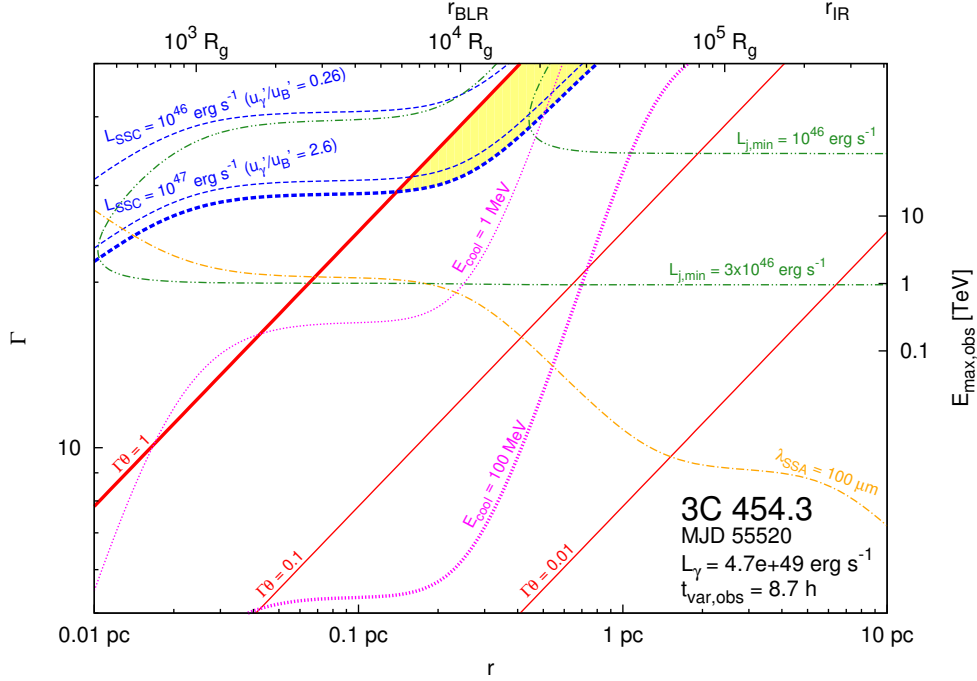
Rysunek 4: Rysunek 1 z pracy [P3] pokazujący krzywe blasku dla próbki najjaśniejszych flar gamma w blazarach na podstawie danych Fermi/LAT. Poziome osie pokazują czas obserwacji w dniach mierzony względem momentu maksimum strumienia gamma. Górne panele pokazują strumień fotonów gamma w zakresie energii 0.1-300 GeV znormalizowany do wartości maksymalnej. Dolne panele pokazują indeks fotonowy. Flara zdefiniowana jest umownie jako przedział czasu w którym strumień przekracza połowę wartości maksymalnej.

związanych z turbulencją w relatywistycznych dżetach.

### 3.4 Ograniczenia na położenie obszarów emisji gamma w jasnych blazarach

Publikację [P4] uważam za swoje najważniejsze dotychczasowe osiągnięcie w dziedzinie badań blazarów. Moim zamiarem było rozstrzygnięcie najbardziej kontrowersyjnej kwestii w teorii emisji blazarowej, jaką jest skala odległości położenia obszaru emitującego wzdłuż relatywistycznego dżetu. Jednocześnie zamierzałem porównać ograniczenia na parametry źródeł emisji blazarowej poprzez jednolitą analizę wykorzystującą dane wielozakresowe.

Metodologia przyjęta w pracy polega na ograniczaniu przestrzeni dwóch zasadniczych parametrów – skali odległości  $r$  oraz czynnika Lorentza  $\Gamma$  (Rozdział 2). Trzy rodzaje ograniczeń pozwalają wyznaczyć zamknięty obszar dozwolonych parametrów pokazany kolorem żółtym na Rysunkach 1-8 – (1) ograniczenie z wymagania kolimacji relatywistycznych dżetów; (2) ograniczenie z jasności składnika komptonizacji promieniowania synchrotronowego (SSC); (3) ograniczenie ze skali czasowej chłodzenia emitujących elektronów. Dodatkowe ograniczenia (Rozdział 3) – (1) ograniczenie z charakterystycznej częstości samoabsorpcji synchrotronowej; oraz (2) ograniczenie energetyczne – traktowane są jako przewidywania przyjętego modelu.



Rysunek 5: Rysunek 1 z pracy [P4] pokazujący ograniczenia na przestrzeń parametrów skala odległości  $r$  oraz czynnik Lorentza  $\Gamma$  dla obszaru emisji produkującego historycznie najjaśniejszą flarę gamma w blazarze 3C 454.3. Dla obserwowanej jasności  $L_\gamma$  oraz skali czasowej zmienności  $t_{\text{var}}$  narysowano następujące ograniczenia: (1) współczynnik kolimacji dżetu  $\Gamma\theta$  (linie ciągłe czerwone); (2) jasność składnika SSC  $L_{\text{SSC}}$  (linie przerywane niebieskie); (3) energia fotonu odpowiadająca efektywnemu chłodzeniu promienistemu  $E_{\text{cool}}$  (linie kropkowane różowe); (4) długość fali odpowiadająca samoabsorpcji promieniowania synchrotronowego  $\lambda_{\text{SSA}}$  (linia mieszana pomarańczowa); oraz (5) minimalna wymagana moc dżetu  $L_{j,\text{min}}$  (linie mieszane zielone). Obszar dozwolonych parametrów (kolor żółty) wyznaczony jest z kryteriów  $\Gamma\theta < 1$ ,  $L_{\text{SSC}} < L_X$  oraz  $E_{\text{cool}} < 100 \text{ MeV}$ .

Już wcześniej wykazałem, że wymaganie aby jasność składnika SSC nie przekraczała obserwowanej jasności rentgenowskiej w kwazarach radiowych daje silniejszy dolny limit na czynnik Lorentza niż popularne ograniczenie z wewnętrznej absorpcji promieniowania gamma [6]. Teraz, na przykładzie siedmiu jasnych flar gamma dla których istnieją dobre wielozakresowe dane obserwacyjne (Rozdział 4), pokazaliśmy, że kombinacja trzech ograniczeń jest bardzo efektywna w ograniczaniu przestrzeni parametrów. Każdy z siedmiu przykładów był już szczegółowo badany wcześniej przez różne grupy różnymi metodami. Jednak pierwszy raz przypadki te są poddane jednolitej analizie, a rezultaty można łatwo porównać na podstawie Rysunków 1-7 oraz Tabeli 1.

Naszą konkluzją jest, że emisja gamma w jasnych blazarach jest produkowana na skali odległości w zakresie 0.1 – 1 pc. Na tych skalach odległości, promieniowanie gamma jest zdominowane przez komptonizację szerokich linii widmowych, ewentualnie z kontrybucją komptonizacji promieniowania podczerwonego pochodzącego z torusa pyłowego.

Istotną część pracy stanowią dodatki (*Appendices*), które dyskutują istotne aspekty teorii blazarów. Dodatek A przedstawia uniwersalny i prosto sparametryzowany model rozkładu zewnętrznego promieniowania w otoczeniu relatywistycznego dżetu. Dodatek B proponuje rozwiązanie kontrowersji związanej z obserwacyjnym związkiem flar gamma z aktywnością blazarów w zakre-

się radiowym i milimetrowym. Na podstawie takich obserwacji wysuwany był wniosek, że emisja gamma produkowana jest na skali odległości rzędu 10 pc [9]. Tak dalekie położenie emisji blazarowej prowadzi do postulowania dodatkowych źródeł zewnętrznego promieniowania, które miałyby być komptonizowane do obserwowanej emisji gamma. Dwa przykłady takich dodatkowych źródeł zewnętrznego promieniowania – dwustrefowa struktura poprzeczna dżetu (*spine-sheath*) oraz “wyciągnięty” obszar szerokich linii widmowych – są dyskutowane w Dodatku C.

## 4 Inne projekty zrealizowane po uzyskaniu tytułu doktora

### 4.1 Wielozakresowe obserwacje blazarów w kolaboracji Fermi/LAT

Jeszcze w okresie studiów doktoranckich nawiązałem współpracę z prof. Grzegorzem Madejskim z Uniwersytetu Stanforda, który jest jednym z koordynatorów naukowych instrumentu LAT (*Large Area Telescope*) na kosmicznym teleskopie Fermi. Fermi/LAT prowadzi praktycznie nieprzerwany monitoring całego nieba w zakresie gamma, efektywnie między 100 MeV a 10 GeV. Obserwacje te są szczególnie ważne w badaniach blazarów, które stanowią najliczniejszą klasę punktowych kosmicznych źródeł promieniowania gamma.

W roku 2009 we współpracy z dr. Masaakim Hayashidą rozpoczęliśmy badania jasnego blazara 3C 279 (Rysunek 1). Pierwsza publikacja ukazała się w *Nature* [1], gdzie pokazana została rotacja wektora polaryzacji optycznej jednocześnie z flarą promieniowania gamma i optycznego. Dodatkowa analiza tych danych zaprezentowana została w pracach [47, 30]. Projekt był kontynuowany w kierunku coraz bardziej szczegółowej analizy bogatego zestawu danych, obejmujących radio, milimetry, podczerwień, optykę, ultrafiolet, rentgeny i promienie gamma. Druga publikacja z 2012 roku [27] prezentowała szczegółowe modelowanie szerokopasmowych widm oraz ograniczenia na fizyczne parametry obszarów emisji. Trzecia publikacja z 2015 roku [28] skupiała się na przypadku niezwykle twardego widma gamma podczas jednej z flar gamma bez spodziewanego odpowiednika optycznego. W czwartej publikacji z 2016 roku [8] zaprezentowaliśmy wyniki pierwszej udanej skierowanej obserwacji blazara podczas flary promieniowania gamma. Dzięki skierowaniu teleskopu Fermi bezpośrednio w kierunku 3C 279, uzyskaliśmy znakomitą statystykę rejestrowanych fotonów gamma, co pozwoliło na odkrycie zmienności na kilkuminutowej skali czasowej. To zaskakujące odkrycie jest poważnym wyzwaniem dla wszelkich teoretycznych modeli emisji blazarowej i struktury relatywistycznych dżetów. We wszystkich wymienionych publikacjach miałem istotny bądź wiodący udział w kształtowaniu dyskusji teoretycznej.

Innym ciekawym blazarem badanym we współpracy z kolaboracją Fermi/LAT jest AO 0235+164. W publikacji z roku 2012 [7] odkryliśmy w widmie rentgenowskim prawdopodobnie najbardziej przekonujący sygnał komptonizacji na zimnych elektronach (bulk Compton), a także zaproponowaliśmy nowy model ekstynkcji promieniowania ultrafioletowego przez interweniującą galaktykę.

Prof. Grzegorz Madejski jest również członkiem kolaboracji NuSTAR, kosmicznego obserwatorium w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego (3-80 keV). Obserwacje blazarów w tym zakresie mogą dostarczyć silnych ograniczeń na ilość niskoenergetycznych elektronów, szczególnie w przypadku kwazarów radiowych, gdzie składnik komptonizacyjny (ERC) charakteryzuje się twardym indeksem widmowym ( $\alpha \sim 0.5$ ) [61]. Niestety, mimo że regularnie składamy propozycje obserwacyjne na NuSTAR, bardzo niewiele kwazarów radiowych było przez niego obserwowanych. Jeden projekt, w którym miałem większy udział, dotyczył obserwacji lacertydy PKS 2155-304 [41], gdzie NuSTAR pokazał nadwyżkę twardego promieniowania rentgenowskiego ponad typowy wysoko-energetyczny składnik synchrotronowy, którą zinterpre-

towaliśmy jako wkład ze średnio-energetycznego składnika SSC, produkowanego przez elektrony o czynniku Lorentza  $\gamma \sim 100$ . Ponieważ nadal nie jest ograniczona liczba nisko-energetycznych elektronów ( $\gamma \sim 1$ ), trudno jest dokładnie oszacować całkowitą ich liczbę, a więc kompozycję materii w dżecie.

## 4.2 Kinetyczne symulacje relatywistycznej rekoneksji magnetycznej

Przebywając na stażu na Uniwersytecie Kolorado Boulder, nawiązałem współpracę z prof. Mitchelem Begelmanem oraz dr. Dmitrim Uzdenskim nad kinetycznymi symulacjami procesu relatywistycznej rekoneksji pól magnetycznych. Nauczyłem się pracować z kodem *Zeltron* typu *particle-in-cell* napisanym przez dr. Benoît Cerutti’ego.

Moja pierwsza publikacja w dziedzinie symulacji numerycznych dotyczy szczegółowej analizy lokalizacji procesów przyspieszania cząstek podczas rekoneksji inicjowanej z warstwy prądowej typu Harrisa w zamkniętej periodycznej domenie [50]. Cienka warstwa prądowa ewoluuje poprzez niestabilność typu rwania (*tearing*), co prowadzi do powstania szeregu plazmoidów (wysp magnetycznych) przedzielonych punktami typu X. Plazmoidy w układzie zamkniętym ewoluują poprzez hierarchiczne nieelastyczne zderzenia. Wykazaliśmy, że przyspieszanie cząstek może zachodzić w trzech sytuacjach: (1) w pobliżu punktu typu X, (2) pomiędzy zderzającymi się plazmoidami, oraz (3) w obrębie przyspieszającego plazmoidu. Wykazaliśmy także nieefektywność popularnego w badaniach rekoneksji nierelatywistycznej modelu przyspieszania cząstek w wyciągniętych plazmoidach ulegających kurczeniu się [24].

W czasie mojego stażu na Uniwersytecie Stanforda, nawiązałem współpracę z prof. Rogerem Blandfordem, jego doktorantką Yajie Yuan, a także z dr. Jonathanem Zrake’iem oraz dr. Williamem East’em. Dr Zrake zaproponował badanie klasy struktur magnetostatycznych zwanych “polami ABC”, w których pola magnetyczne opisane są przez proste funkcje trygonometryczne. Struktury te są w ogólności niestabilne i prowadzą do rekoneksji magnetycznej mimo początkowej nieobecności cienkich warstw prądowych, takich jak warstwa prądowa typu Harrisa. Badanie tych struktur pozwala więc na konsystentne studiowanie powstawania i ewolucji cienkich warstw prądowych. Razem z Yajie Yuan, którą nauczyłem pracy z kodem *Zeltron*, wykonaliśmy jedne z pierwszych (niezależnie od projektu prowadzonego przez prof. Maxima Lyutikova z dr. Lorenzo Sironi’em [39]) symulacji numerycznych relatywistycznych pól ABC. W pierwszej naszej pracy, prowadzonej przeze mnie, przeanalizowaliśmy dynamikę rekoneksji oraz przyspieszania cząstek [51]. W drugiej naszej pracy, stanowiącej kluczową część pracy doktorskiej Yajie Yuan, zbadaliśmy sygnały promieniowania synchrotronowego produkowane przez cząstki przyspieszone poprzez rekoneksję w wyniku relaksacji pól ABC [70].

## 4.3 Niestabilności zmagnetyzowanych dżetów

Jednym z fundamentalnych pytań w fizyce relatywistycznych dżetów jest stabilność ich struktury. Silnie zmagnetyzowane dżety podatne są na niestabilności prądowe (*current-driven instabilities*), w szczególności kiedy dominującą składową pola magnetycznego jest składowa toroidalna [13]. Zwykle najszybciej narastającymi modami są  $m = 0$  (*pinch*) oraz  $m = 1$  (*kink*). Lokalne niestabilności prądowe mogą potencjalnie wyjaśnić efektywną dyssypację energii, natomiast globalne niestabilności są niepożądane, ponieważ mogą doprowadzić do zniszczenia struktury dżetu. Obserwacje radiogalaktyk wskazują na występowanie dżetów globalnie stabilnych do olbrzymich skali odległości ( $\gtrsim 100$  kpc).

W pracy [48] przeprowadziłem lokalną analizę liniową niestabilności prądowych w zmagnetyzowanym dżecie, badając po raz pierwszy efekt gradientu prędkości poloidalnej. Podobnie jak



we wcześniejszej pracy prof. Mitchell’a Begelmana [13], podstawowym założeniem lokalnej analizy jest krótka długość fali modów radialnych ( $kr \gg 1$ ; przybliżenie typu WKB). Głównym wynikiem analizy jest równanie dyspersji (Równanie 25), którego rozwiązania są znajdowane metodami numerycznymi. Zidentyfikowaliśmy dwie klasy niestabilnych modów: mody czysto urojone (eksponencjalne) oraz mody mieszane (*overstable*). Mody mieszane mają być efektem niezerowego gradientu poloidalnej składowej prędkości, a zatem stanowiłyby jakościowo nowy efekt fizyczny w relatywistycznych dżetach.

Kontynuacją tego projektu były symulacje numeryczne zmagetyzowanych osiowo-symetrycznych kolumn (cylindrycznych periodycznych “dżetów” w układzie współporuszającym się) przy użyciu magnetohydrodynamicznego kodu **Athena** we współpracy z dr. Sean’em O’Neill’em (głównym autorem pracy [52]). Niestety, mimo zaangażowania dużego wysiłku i nakładu czasu, nie udało nam się potwierdzić numerycznie istnienia modów mieszanych. Wyniki symulacji wskazywały jednoznacznie, że wprowadzenie gradientu prędkości poloidalnej prowadziło do zmniejszenia tempa narastania niestabilności zamiast je zwiększać. Ponieważ nie potrafiliśmy uzyskać zgodności z przewidywaniami teoretycznymi, wyniki naszych badań numerycznych nie zostały opublikowane.

#### 4.4 Wybrane inne prace

**W pracy Danforth, Nalewajko, France i Keeney (2013) [21]** przedstawiamy obserwacje blazara S5 0716+714 przy użyciu spektrografu ultrafioletowego COS (*Cosmic Origins Spectrograph*) zainstalowanym na kosmicznym teleskopie Hubble’a (HST). Zostałem zaproszony do projektu prowadzonego przez grupę COS na Uniwersytecie Kolorado Boulder ze względu na wykrycie silnej zmienności w strumieniu blazara w skali czasowej kilku godzin. Nie jest to szczególnie zaskakujące, ponieważ blazar ten jest znany ze swojej niemal permanentnej zmienności (*duty cycle*  $> 90\%$ ) i jest obiektem intensywnych kampanii obserwacyjnych przy użyciu naziemnych teleskopów. Głównym celem obserwacji tego blazara przy użyciu HST/COS była próba identyfikacji słabych linii widmowych (emisyjnych bądź absorpcyjnych) mogących ograniczyć nieznaną wartość przesunięcia ku czerwieni, a także badać własności ośrodka międzygalaktycznego na linii widzenia.

Otrzymawszy krzywą blasku z danych HST/COS, przeprowadziłem modelowanie zmienności, którego wyniki zaprezentowane są na Rysunku 2 i w Tabeli 1. Krzywa blasku posiada regularne przerwy związane z orbitalnym cyklem HST, jednakże wskazuje na wystąpienie silnego rozbłysku o asymetrycznym profilu. Modelując dane obserwacyjne jednokomponentowym profilem (Model A), oszacowałem skalę czasową narastania strumienia (*e-folding*) na  $T_r \sim 0.13$  h, natomiast skalę czasową opadania strumienia na  $T_d \sim 1.9$  h. W Rozdziale 5 dyskutuję implikacje teoretyczne wyznaczonych skal czasowych. Skala czasowa narastania strumienia powiązana jest z fizycznym rozmiarem obszaru emisji, natomiast skala czasowa opadania strumienia powiązana jest ze skalą czasową chłodzenia promienistego. Równanie (12) pokazuje, że stosunek obserwowanych skal czasowych  $T_d/T_r$  pozwala na ograniczenie stosunku gęstości energii elektronów do promieniowania synchrotronowego  $u'_e/u'_{\text{syn}}$ , natomiast Równanie (9) pokazuje silną zależność pomiędzy czynnikiem Dopplera  $\mathcal{D}$  a współczynnikiem dominacji komptonowskiej  $q = u'_{\text{rad}}/u'_B$ . W rozważaniach nad parametrami obszaru emisji podajemy dwa przykłady: (1) zakładając ekwipartycję pomiędzy gęstościami energii elektronów i pól magnetycznych, otrzymujemy czynnik Dopplera  $\mathcal{D} \simeq 62$  przy nieistotnej emisji komptonizacyjnej ( $q \simeq 0.03$ ); natomiast (2) zakładając  $q = 1$ , otrzymujemy czynnik Dopplera  $\mathcal{D} \simeq 38$  przy silnej dominacji materii ( $u'_e/u'_B \simeq 60$ ). A zatem, niezależnie od kompozycji obszaru emitującego, wymagana jest wysoka wartość czynnika Dopplera.



**W pracy Chatterjee, Nalewajko i Myers (2013) [19]** przedstawiamy analizę zachowania blazara PKS 0208-512. Dr Ritaban Chatterjee, analizując dane optyczne i podczerwone (OIR) na temat blazarów uzyskane z teleskopu SMARTS, stwierdził anomalię podczas jednego z rozbłysków optycznych w PKS 0208-512, któremu nie towarzyszył rozbłysk w zakresie promieniowania gamma. Dr Chatterjee zaprosił mnie do projektu, abym poprzez modelowanie szerokopasmowych widm tego blazara zaproponował wyjaśnienie słabej emisji gamma. Szybko stwierdziłem, że jest to problem obniżonej dominacji komptonowskiej  $q = L_{\text{ERC}}/L_{\text{syn}}$ , gdzie  $L_{\text{ERC}}$  jest jasnością bolometryczną składnika komptonizacji zewnętrznego promieniowania (*external radiation Comptonization*; ERC) dominującego emisję gamma, a  $L_{\text{syn}}$  jest jasnością bolometryczną składnika synchrotronowego dominującego emisję OIR. Ponieważ  $q \simeq u'_{\text{ext}}/u'_B$ , gdzie  $u'_{\text{ext}}$  jest gęstością energii zewnętrznego promieniowania a  $u'_B = B'^2/8\pi$  jest gęstością energii pola magnetycznego, zaproponowałem że zmiana wartości  $q$  może wynikać ze zmiany natężenia pola magnetycznego  $B'$ . Parametry modeli wymienione w Tabeli 1 pokazują, że zwiększenie  $B'$  o czynnik 2 (a więc zwiększenie  $u'_B$  o czynnik 4) pomiędzy rozbłyskiem 1 a rozbłyskiem 2 byłoby wystarczające do wyjaśnienia obserwowanej zmienności widmowej. W Rozdziale 4 podaję także alternatywne rozwiązanie, w którym zmieniane jest położenie obszaru emisji na pograniczu obszaru szerokich linii widmowych, przyjmując że  $u'_{\text{ext}}(r)$  jest funkcją szybciej opadającą od  $u'_B(r)$ .

**W pracy Sobolewska, Siemiginowska, Kelly i Nalewajko (2014) [64]** przedstawiamy modelowanie stochastyczne długookresowej zmienności blazarów w zakresie promieniowania gamma. Moją rolą w projekcie było zredukowanie danych gamma z instrumentu *Fermi*/LAT dla 13 jasnych blazarów oraz obliczenie krzywych blasku. Aby uwzględnić fakt bardzo dużej amplitudy zmienności blazarów w zakresie gamma, obliczanie krzywych blasku wykonałem z użyciem adaptatywnej długości odcinków czasowych. Zaczynając od bardzo długich odcinków czasowych (200 dni), po każdorazowej detekcji dany odcinek czasowy dzielony był na dwa pododcinki o równej długości. Jeżeli wykazana była detekcja w obydwu tych pododcinkach, zastępowały one początkowy odcinek. W przypadku najjaśniejszych rozbłysków gamma, skala czasowa była zredukowana poniżej skali orbitalnej (1.6h). Obliczenie takich krzywych blasku było bardzo czasochłonne, w przypadku najjaśniejszego blazara 3C 454.3 zajęło kilka miesięcy. Oprócz dostarczenia danych do analizy statystycznej, brałem udział w redagowaniu dyskusji otrzymanych wyników.

**W pracy Nalewajko, Sikora i Begelman (2014) [49]** dyskutujemy konsekwencje oszacowań natężenia pól magnetycznych w dżetach jasnych blazarów uzyskanych metodą przesunięć fotosfer radiowych (*radio cores*) [55]. Zwracamy uwagę na fakt, że natężenie pola magnetycznego determinuje jasność synchrotronowego składnika widma, a zatem część mocy dżetu zawarta w polach magnetycznych  $L_B$  związana jest (Równanie 1) ze współczynnikiem dominacji komptonowskiej  $q = u'_{\text{ext}}/u'_B$ , gdzie  $u'_{\text{ext}}$  jest gęstością energii zewnętrznego promieniowania, którego komptonizacja odpowiada za obserwowaną emisję gamma, natomiast  $u'_B$  jest gęstością energii magnetycznej. Ponieważ magnetyczne moce dżetów są porównywalne z jasnościami dysków akrecyjnych  $L_d$ , powinniśmy się spodziewać umiarkowanych wartości dominacji komptonowskiej ( $q \sim 1$ ), podczas gdy obserwowane szerokopasmowe widma jasnych blazarów (w szczególności kwazarów radiowych, FSRQ) wskazują na wyraźnie wyższe wartości ( $q \sim 10 - 100$ ). Proponujemy, że wartości pól magnetycznych w obszarach odpowiedzialnych za emisję promieniowania gamma są systematycznie niższe od tych mierzonych metodą przesunięć fotosfer radiowych. Dyskutujemy pokrótce dwa scenariusze pozwalające na lokalną redukcję natężenia pola magnetycznego: (1) rekoneksja pól magnetycznych, (2) struktura poprzeczna dżetu ze słabo zmagnetyzowanym rdzeniem (*spine*).

Należy zaznaczyć, że głównym autorem przeprowadzonej analizy jest prof. Sikora, który był uprzejmy ustąpić mnie pierwszego miejsca na liście autorów w zamian za pomoc w spisaniu pracy. Moją rolą było także sporządzenie Rysunków 1 i 2 na podstawie danych z pracy [71], a także omówienie rozkładu oraz anizotropii zewnętrznego promieniowania w dodatku (*Appendix*) oraz na Rysunku 3.

**W pracy Itoh, Nalewajko i in. (2016) [29]** przeprowadziłem interpretację teoretyczną ciekawego wyniku obserwacyjnego uzyskanego przez japoński zespół KANATA wykonujący monitorowanie blazarów przy użyciu optycznego polarymetru. Stwierdzono, że istnieje systematyczna zależność pomiędzy maksymalnym stopniem polaryzacji liniowej optycznej mierzonym dla danego blazara a jego średnią jasnością w zakresie gamma wyznaczoną na podstawie danych Fermi/LAT. Zaproponowałem, że jest to związane z systematyczną różnicą w konfiguracji pól magnetycznych w dżetach blazarów o różnych mocach. Maksymalna polaryzacja liniowa może być także funkcją parametru  $\gamma_{\text{opt}}/\gamma_{\text{max}}$ , gdzie  $\gamma_{\text{opt}}$  jest charakterystycznym czynnikiem Lorentza elektronów produkujących promieniowanie optyczne w procesie synchrotronowym a  $\gamma_{\text{max}}$  jest maksymalnym czynnikiem Lorentza w rozkładzie elektronów. Tę drugą możliwość będzie można zweryfikować poprzez obserwacje słabych blazarów (lacertyd) w zakresie liniowej polaryzacji rentgenowskiej.

## 4.5 Podsumowanie osiągnięcia naukowego

Przedstawionym tutaj osiągnięciem naukowym jest wprowadzenie nowych ograniczeń na parametry obszarów emisji gamma w relatywistycznych dżetach blazarów. Systematyczne badanie przestrzeni parametrów dla siedmiu szeroko dyskutowanych flar gamma w jasnych blazarach przedstawione w pracy [P4] było możliwe dzięki zebraniu kilkuletniego doświadczenia w badaniach blazarów poprzez uczestnictwo w projektach zespołu Fermi/LAT [1, 6, 27, 7]. Szczególne znaczenie teoretyczne przypisuje się przypadkom bardzo szybkiej zmienności (skale czasowe kilku minut) promieniowania gamma, takim jak w PKS 1222+216 [P1] czy w 3C 279 [8]. Wykazałem się także skuteczną realizacją międzynarodowego projektu zespołowego [P2], a także samodzielną eksploracją danych Fermi/LAT [P3]. Uważam, że przedstawiony dorobek naukowy świadczy o różnorodności podejść do zagadki blazarów, o umiejętności łączenia wiedzy teoretycznej z uważną analizą złożonych zestawów danych obserwacyjnych, a także o dużej samodzielności badawczej. Ponadto, nie jest to wyłączna dziedzina moich zainteresowań, o czym świadczą chociażby badania numeryczne relatywistycznej rekoneksji pól magnetycznych [50, 51].

## Literatura

- [1] Abdo, A. A., et al., 2010, *Nature*, 463, 919
- [2] Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al., 2010, *ApJ*, 716, 30
- [3] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *ApJ*, 722, 520
- [4] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al., 2011, *ApJ*, 733, L26
- [5] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al., 2011, *Science*, 331, 739
- [6] Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1383
- [7] Ackermann, M., Ajello, M., Ballet, J., et al. 2012, *ApJ*, 751, 159
- [8] Ackermann, M., Anantua, R., Asano, K., et al. 2016, *ApJ*, 824, L20
- [9] Agudo, I., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al., 2011, *ApJ*, 735, L10
- [10] Ajello, M., Gasparrini, D., Sánchez-Conde, M., et al. 2015, *ApJ*, 800, L27

- [11] Aleksić, J., et al., 2011, *ApJ*, 730, L8
- [12] Begelman, M. C., Blandford, R. D., Rees, M. J., 1984, *RvMP*, 56, 255
- [13] Begelman, M. C., 1998, *ApJ*, 493, 291
- [14] Begelman, M. C., Fabian, A. C., Rees, M. J., 2008, *MNRAS*, 384, L19
- [15] Błażejowski, M., Sikora, M., Moderski, R., & Madejski, G. M., 2000, *ApJ*, 545, 107
- [16] Bromberg, O., & Levinson, A., 2009, *ApJ*, 699, 1274
- [17] Celotti, A., & Ghisellini, G., 2008, *MNRAS*, 385, 283
- [18] Cerutti, B., Werner, G. R., Uzdensky, D. A., & Begelman, M. C. 2012, *ApJ*, 754, L33
- [19] Chatterjee, R., Nalewajko, K., & Myers, A. D. 2013, *ApJ*, 771, L25
- [20] Daly, R. A., Marscher, A. P., 1988, *ApJ*, 334, 539
- [21] Danforth, C. W., Nalewajko, K., France, K., & Keeney, B. A. 2013, *ApJ*, 764, 57
- [22] Dermer, C. D., Schlickeiser, R., & Mastichiadis, A., 1992, *A&A*, 256, L27
- [23] Dermer, C. D. 2016, *JPhCS*, 718, 022008
- [24] Drake, J. F., Swisdak, M., Che, H., & Shay, M. A. 2006, *Nature*, 443, 553
- [25] Guo, F., Li, H., Daughton, W., & Liu, Y.-H. 2014, *PhRvL*, 113, 155005
- [26] Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Fichtel, C. E., et al. 1992, *ApJ*, 385, L1
- [27] Hayashida, M., Madejski, G. M., Nalewajko, K., et al., 2012, *ApJ*, 754, 114
- [28] Hayashida, M., Nalewajko, K., Madejski, G. M., et al. 2015, *ApJ*, 807, 79
- [29] Itoh, R., Nalewajko, K., Fukazawa, Y., et al. 2016, *ApJ*, 833, 77
- [30] Janiak, M., Sikora, M., Nalewajko, K., Moderski, R., & Madejski, G. M. 2012, *ApJ*, 760, 129
- [31] Jaroschek, C. H., Treumann, R. A., Lesch, H., & Scholer, M. 2004, *PhPl*, 11, 1151
- [32] Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Mattox, J. R., Wehrle, A. E., Bloom, S. D., & Yurchenko, A. V., 2001, *ApJS*, 134, 181
- [33] Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. 1989, *AJ*, 98, 1195
- [34] Kirk, J. G., & Schneider, P. 1987, *ApJ*, 315, 425
- [35] Kohler, S., & Nalewajko, K. 2015, *MNRAS*, 449, 2901
- [36] Komissarov, S. S., Barkov, M. V., Vlahakis, N., Königl, A., 2007, *MNRAS*, 380, 51
- [37] Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D., et al. 2016, *AJ*, 152, 12
- [38] Lovelace, R. V. E., Newman, W. I., & Romanova, M. M., 1997, *ApJ*, 484, 628
- [39] Lyutikov, M., Sironi, L., Komissarov, S., & Porth, O. 2016, *arXiv:1603.05731*
- [40] Madejski, G. M., & Sikora, M. 2016, *ARA&A*, 54, 725
- [41] Madejski, G. M., Nalewajko, K., Madsen, K. K., et al. 2016, *ApJ*, 831, 142
- [42] Mannheim, K., & Biermann, P. L. 1992, *A&A*, 253, L21
- [43] Maraschi, L., Ghisellini, G., & Celotti, A., 1992, *ApJ*, 397, L5
- [44] Marscher, A. P., & Gear, W. K., 1985, *ApJ*, 298, 114
- [45] Moderski, R., Sikora, M., & Błażejowski, M., 2003, *A&A*, 406, 855
- [46] Nalewajko, K., & Sikora, M., 2009, *MNRAS*, 392, 1205
- [47] Nalewajko, K. 2010, *IJMPD*, 19, 701
- [48] Nalewajko, K., & Begelman, M. C. 2012, *MNRAS*, 427, 2480
- [49] Nalewajko, K., Sikora, M., & Begelman, M. C. 2014, *ApJ*, 796, L5
- [50] Nalewajko, K., Uzdensky, D. A., Cerutti, B., Werner, G. R., & Begelman, M. C. 2015, *ApJ*, 815, 101
- [51] Nalewajko, K., Zrake, J., Yuan, Y., East, W. E., & Blandford, R. D. 2016, *ApJ*, 826, 115
- [52] O’Neill, S. M., Beckwith, K., & Begelman, M. C., 2012, *MNRAS*, 422, 1436

- [53] Poutanen, J., & Stern, B., 2010, ApJ, 717, L118
- [54] Pushkarev, A. B., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., Savolainen, T., 2009, A&A, 507, L33
- [55] Pushkarev, A. B., Hovatta, T., Kovalev, Y. Y., et al. 2012, A&A, 545, A113
- [56] Rees, M. J. 1966, Nature, 211, 468
- [57] Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J., 1994, ApJ, 421, 153
- [58] Sikora, M., Begelman, M. C., Madejski, G. M., & Lasota, J.-P., 2005, ApJ, 625, 72
- [59] Sikora, M., Moderski, R., & Madejski, G. M., 2008, ApJ, 675, 71
- [60] Sikora, M., Stawarz, Ł., Moderski, R., Nalewajko, K., & Madejski, G. M., 2009, ApJ, 704, 38
- [61] Sikora, M., Janiak, M., Nalewajko, K., Madejski, G. M., & Moderski, R. 2013, ApJ, 779, 68
- [62] Sironi, L., Spitkovsky, A., & Arons, J. 2013, ApJ, 771, 54
- [63] Sironi, L., & Spitkovsky, A. 2014, ApJ, 783, L21
- [64] Sobolewska, M. A., Siemiginowska, A., Kelly, B. C., & Nalewajko, K. 2014, ApJ, 786, 143
- [65] Spada, M., Ghisellini, G., Lazzati, D., & Celotti, A., 2001, MNRAS, 325, 1559
- [66] Tavani, M., Bulgarelli, A., Vittorini, V., et al. 2011, Science, 331, 736
- [67] Tavecchio, F., Becerra-Gonzalez, J., Ghisellini, G., Stamerra, A., Bonnoli, G., Foschini, L., Maraschi, L., 2011, A&A, 534, A86
- [68] Wehrle, A. E., Piner, B. G., Unwin, S. C., et al. 2001, ApJS, 133, 297
- [69] Werner, G. R., Uzdensky, D. A., Cerutti, B., Nalewajko, K., & Begelman, M. C. 2016, ApJ, 816, L8
- [70] Yuan, Y., Nalewajko, K., Zrake, J., East, W. E., & Blandford, R. D. 2016, ApJ, 828, 92
- [71] Zamaninasab, M., Clausen-Brown, E., Savolainen, T., & Tchekhovskoy, A. 2014, Nature, 510, 126
- [72] Zweibel, E. G., & Yamada, M. 2009, ARA&A, 47, 291

.....  
(*podpis*)