УДК 524.354:524

№ держреєстрації 0118U004941

Національна академія наук України

Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача НАН України

79601, м. Львів, вул. Наукова 3-б

тел.:(032) 263 63 94, e-mail: adm@iapmm.lviv.ua

ЗАТВЕРДЖУЮ	ЗАТВЕРДЖУЮ
Керівник Програми академік НАН України	Перший віце-президент НАН України академік НАН України
_________________Я.С. Яцків	________________________А.Г. Наумовець
«___» грудня 2018 р.	« ____ » грудня 2018 р.

ЗВІТ ЗА ПРОЕКТОМ

«Обробка спостережних даних космічних гама- та рентгенівських обсерваторій ім. Фермі, Чандра і XMM-Newton та розробка програмного забезпечення для калібрування малого черенковського телескопу SST-1M, що входить в масив черенковських гама-телескопів міжнародного проекту СТА»

виконаним в рамках Цільової комплексної програми НАН України з наукових космічних досліджень на 2018-2022 рр.

ЗАТВЕРДЖУЮ

Директор ІППММ ім.Я.С.Підстригача

___________ Р.М.Кушнір

«___» грудня 2018 р.

Керівник проекту О.Л.Петрук

Львів – 2018

Матеріали звіту розглянуто та затверджено Вченою радою ІППММ ім. Я.С.Підстригача , протокол № ___ від ___ грудня 2018 р.

Координаційна робоча група Програми

Перелік авторів

Керівник	
докт. фіз.-мат. наук ІППММ ім.Я.С.Підстригача НАН України пров. наук. співробітник	Петрук Олег Леонідович
Виконавці	
докт. фіз.-мат. наук заст. директора з наук. роботи ІППММ ім. Я.С.Підстригача	Пелих Володимир Олександрович
докт. фіз.-мат. наук пров. н. с. ІППММ ім. Я.С.Підстригача	Пляцко Роман Михайлович
канд. фіз.-мат. наук н. с. ІППММ ім. Я.С.Підстригача	Бешлей Василь Володимирович
провідний математик ІППММ ім. Я.С.Підстригача	Тайстра Юрій Вітальович
аспірант ІППММ ім. Я.С.Підстригача	Кузьо Тарас Володимирович

Реферат

Звіт по НДР: 25 стор., 16 рис., 2 табл., 47 поликань

Проведено аналіз рентгенівського випромінювання залишку наднової, яка спалахнула в лютому 1987 року в галактиці Велика Магеланова Хмара. На основі спостережуваних даних вперше показано, що після проходження ударної хвилі температури різних іонів за її фронтом є пропорційні їх масам.

Розроблено скрипт і проведено аналіз гама-спостережень залишка вибуху наднової SN1987A, здійснених орбітальною гама-обсерваторією ім.Фермі. Статистично значимого потоку гама-випромінювання від цього залишка не виявлено.

Проведено дослідження чутливості тригера малого черенковського телескопа SST-1M, який буде виготовлятися для мережі телескопів проекту CTA. Використовуючи дані, отримані при моделюванні детектування мюонних кілець цим телескопом, протестовано блок реконструкції параментів мюонних кілець, який входить в пакет програмних засобів ctapipe (пакет буде використовуватися в проекті CTA).

За результатами проведених досліджень опубліковано 8 наукових праць: 2 статті у провідних журналах (Nature Astronomy та General Relativity and Gravitation) [1, 2] та 4 тез 6 виступів на міжнародних наукових конференціях у Львові, Києві, Кракові та Римі [3]-[8]. Результати представлялися також на наукових семінарах у Кракові та Берліні.

Ключові слова: залишок наднової SN1987A, рентгенівське випромінювання, гама-випромінювання, проект CTA, телескоп SST-1M

Зміст

Вступ

Технічним завданням метою роботи було визначено:

- Обробка та аналіз рентґенівського спектру залишку наднової SN1987A
- Аналіз даних космічної обсерваторії ім. Фермі з метою пошуку гама-випромінювання від залишку SN1987A
- Чисельне моделювання відгуку малого черенковського телескопу SST-1M проекту CTA

Результати аналізу рентгенівського та гама-випромінювання SN1987A використані для написання статей [1, 2]. Результати моделювання відгуку телескопа будуть використані міжнародними партнерами для удосконалення систем телескопа SST-1M, який буде вироблятися для міжнародного проекту CTA, членом якого Україна стала в 2015 році.

Розділ 1

Рентгенівське випромінювання та визначення температури іонів за фронтом ударної хвилі залишка наднової SN1987A

Астрофізичні ударні хвилі на усіх просторових масштабах, від геліосферних до космологічних, мають як правило беззіткнювальний характер: товщина області, де значення гідродинамічних параметрів зазнають розриву, є набагато меншою за середню довжину вільного пробігу між двома частками. Очікується, що при переході через таку область, електрони, протони та іони нагріватимуться до різних температур, оскільки Кулонівські зіткнення не здатні врівноважити температури різних компонент плазми. Залишки наднових (ЗН) є ідеальними об'єктами для досліджень беззіткнювальних процесів, завдяки їх високій поверхневій яскравості в областях за фронтом ударної хвилі та високим значенням швидкості гідродинамічної течії. Оптичні спостереження ударних хвиль у молодих ЗН, в яких домінує випромінювання від ліній Бальмера, показали, що температура протонів за фронтом є вищою за температуру електронів. А залежність температури за фронтом від маси іонів все ще залишається об'єктом дискусій [9]. Ми пропонуємо поглянути на цю проблему шляхом аналізу тривалих спостережень найближчого до нас наймолодшого залишку наднової SN1987A. Спостереження виконані з високою роздільною здатністю для кількох епох за допомогою рентгенівських телескопів Chandra та XMM-Newton. Ми пропонуємо новий метод аналізу спостережуваних даних на основі порівняння повних тривимірних моделювань зі спостережуваними спектрами. Результати моделювання дають змогу самоузгоджено відтворити ширину спектральних ліній для різних іонів. Таким чином, ми можемо виміряти температуру протонів та певних іонів за фронтом ударної хвилі шляхом порівняння моделі зі спостереженнями. Ми змогли отримати інформацію про процеси нагрівання у беззіткнювальних ударних хвилях та встановили, що відношення іонної та протонної температур завжди є значно більшим за одиницю і лінійно зростає зі збільшенням маси іона для широкого діапазону параметрів ударної хвилі та мас іонів.

1.1 Температура іонів за фронтом ударної хвилі та їх маса

Ударні хвилі виникають внаслідок переходу між надзвуковими і дозвуковими течіями. Вони перетворюють кінетичну енергію руху плазми у теплову, шляхом стиснення та нагрівання зовнішнього середовища. У атмосфері Землі порядок товщини фронту ударної хвилі становить кілька молекулярних довжин вільного пробігу. З іншого боку, у розрідженому астрофізичному середовищі зіткнення часток (кулонівські зіткнення) є як правило недостатніми для забезпечення в'язкої дисипації. Тому колективні ефекти, такі як електромагнітні флуктуації та хвилі у плазмі, забезпечують умови Ранкіна-Гюгоніо [10] на фронті ударної хвилі [11, 12]. Ці умови виводяться зі законів збереження маси, імпульсу та енергії при переході через фронт ударної хвилі і передбачають, що температура за фронтом T залежить від швидкості ударної хвилі v як $kT = 3/16mv_\mathrm{s}^2$, де m – маса частки. Для плазми з частками різних мас досі незрозуміло, чи може встановитися температурна рівновага (принаймні часткова) між частками різних видів, і чи частки різних мас досягають температур, пропорційних до їх мас:

$$kT_\mathrm{i} = \frac{3}{16} m_\mathrm{i} v_\mathrm{s}^2, \tag{1.1}$$

де m_i – маса частки виду i. Беззіткнювальні ударні хвилі спостерігаються на різних масштабах: від сонячного вітру [13] до космологічних відстаней [11]. Пропорційна залежність температури за фронтом ударної хвилі від маси частки очікується у випадку ізотропізації розсіяння часток хвилями плазми. Незважаючи на це, часткова рівновага між різними видами часток є також можливою, тому питання справедливості рівняння (1.1) залишається невстановленим. Тому реальні умови на фронті ударних хвиль залишаються предметом дискусій.

Попередні дослідження показали діагностичну важливість ударних хвиль в тих ЗН, де домінує випромінювання від ліній Бальмера [14, 15]. Аналіз профіля лінії $H\alpha$ широко застосовується для вимірювання відношення електронної та протонної температур $T_\mathrm{e}/T_\mathrm{p}$ [9, 16]. Це відношення переважно є значно вищим за відношення мас $m_\mathrm{e}/m_\mathrm{p}$ і може зростати аж до 1 для повільних ударних хвиль ($v_\mathrm{s} \sim 400$ км/с) [17, 18], що вказує на залежність цього відношення від швидкості ударної хвилі. Таку залежність можна описати як $T_\mathrm{e}/T_\mathrm{p} \propto v_\mathrm{s}^{-2}$, що можна пояснити у тому випадку, коли значення температури електронів на самому фронті не залежить від швидкості ударної хвилі [19] (і визначається як $kT_\mathrm{e} \sim 0.3$ кеВ), тоді як T_p змінюється так, як у рівнянні (1.1). Така поведінка може бути пов'язаною з механізмом нагрівання електронів [20], хоча також були запрпоновані й інші сценарії [21]. Очікується, що наявність нестійкостей у плазмі може призвести до росту відношення $T_\mathrm{e}/T_\mathrm{p}$ вище за очікуване значення $m_\mathrm{e}/m_\mathrm{p}$; можливо також, що фізичні процеси нагрівання електронів у беззіткнювальних ударних хвилях відрізняються від таких процесів для іонів [11, 22, 23]. Тому для перевірки справедливості рівняння (1.1) важливо виміряти температури іонів у реальних об'єктах.

Проте, вимірювання температур за фронтом удрної хвилі для різних іонів дало інші результати [16]: а саме, значення температури іонів кисню відносно температури протонів, отримане зі спостережень залишку SN 1006 у ультрафіолетовому діапазоні [24] виявилося меншим за передбачене рівнянням 1.1, тоді як у випадку міжпланетних ударних хвиль це значення виявилося вищим за передбачуване [25]. Нещодавно було отримано важливий результат зі спостережень SN 1006, де температури іонів He, C та N виявилися узгодженими зі сценарієм пропорційності до маси [26]. Сильніші обмеження можна отримати перевіряючи справедливість формули 1.1 для більш широкого діапазону мас – досліджуючи елементи важчі за N чи O. Тому, рентгенівський діапазон є ідеальним вікном у якому як правило і спостерігаються яскраві емісійні лінії важких іонів. До сьогодні, рентгенівські спектри використовувалися лише для вимірювання ширини лінії триплету OVII, який відповідає надзвичайно високій температурі кисню ($\sim$ 300 кеВ) в ізольованому вузлі еджекти залишка SN 1006 [27, 28].

1.2 Рентгенівське випромінювання залишку наднової SN1987A: спостереження та моделювання

SN1987A у Великій Магеллановій Хмарі дає унікальну можливість спостережень близького, молодого та яскравого залишку з високим рівнем деталізації. Наднова SN1987A є результатом колапсу ядра зорі з високим вмістом водню, спалах якої детектували 23 лютого 1987 р [29]. Еволюція цього об'єкту є добре вивченою завдяки численним спостереженням на різних довжинах хвиль [30, 30, 32]. Вони показують складну взаємодію ударної хвилі з навколишнім неоднорідним середовищем, яке характеризується туманністю у формі кільця з високою концентрацією газу, яка у свою чергу розміщена у більш дифузному HII регіоні. Взаємодію з туманністю найкраще видно саме у рентгенівському діапазоні, і тому за SN1987A здійснювався ряд спостережень космічними телескопами XMM-Newton та Chandra.

Сукупність спостережень у рентгенівському діапазоні несе важливу інформацію про фізичні властивості туманності та зоряного викиду (еджекти) і потребує ретельного аналізу, проте феноменологічні моделі аналізують лише одиничні спостереження, незалежно від сукупності інших даних. У нашому новому підході одна тривимірна гідродинамічна модель [33] описує розвиток SN1987A від моменту її вибуху до теперішнього стану і самоузгоджено враховує спостереження в різних діапазонах та відтворює також еволюцію системи. Надійність моделі перевірена і підтверджена шляхом генерації з гідродинамічних симуляцій кривих блиску, зображень і спектру з низьким розділенням (CCD). Ми встановили, що модель самоузгоджено описує: а) болометричну криву блиску протягом перших 250 днів еволюції, б) криві блиску у м'якому (0.5 – 2 кеВ) та жорсткому (3 – 10 кеВ) рентгенівському діапазонах, в) еволюцію морфології рентгенівської карти залишку, г) спектри різних епох для інструментів XMM-Newton EPIC та Chandra ACIS [33]. Використання підходу, який базується на моделюванні об'єкта, дає змогу глибше зроруміти фізику нагрівання плазми ударною хвилею, шляхом детального відтворення рентгенівських спостережень SN1987A, здійснених з високою роздільною здатністю для кількох епох.

Для синтезування рентгенівського спектру з моделі, ми врахували усі механізми, які дають вклад у ширину спектральних ліній: а) доплерівський вплив швидкостей УХ у різних областях, б) інструментальні ефекти, в) "теплове" розширення ліній внаслідок теплових рухів у плазмі. Перші два ефекти враховані у нашому підході однозначно: перший з 3D моделі, другий з відомих властивостей інструментів. Необхідна для врахування вкладу теплового нагрівання у наш синтезований спектр протонна температура добре визначається нашим гідродинамічним кодом, який містить детальну модель нагрівання ударною хвилею [19] та еволюцію газу в об'ємі ЗН за фронтом УХ внаслідок кулонівських зіткнень між протонами на електронами [34]. Відтак ми згенерували синтетичні спектри з і без врахування теплового розширення ліній. Порівнюючи товщини ліній зі спостережуваними спектрами, ми змогли виявити роль теплового розширення та залежність температури іонів від їх маси.

Для профілів ліній ми розглядали два найкращих спостереження SN1987A, виконані спектрометром MEG космічного телескопу Chandra. Ці дані спостережень відповідають двом різним еволюційним стадіям та різним умовам збуреної плазми: перші складаються з набору 14 експозицій, виконаних між березнем та квітнем 2007 р. (повна тривалість експозиції – 354.9 кс), і відповідають початковій стадії взаємодії між ударною хвилею та навколозоряним кільцем, тоді як для других (4 експозиції, березень 2011 р., 175 кс) ударна хвиля вже проникла у середовище кільця, а потік випромінювання у рентгенівському діапазоні вдвічі перевищує відповідний потік для даних 2007 р [35].

1.3 Температури протонів та електронів у гідродинамічній моделі

Використана нами модель залишку базується на комбінації коду, який використовує одновимірний формалізм Лагранжа для симуляції вибуху наднової, що дає змогу отримати болометричну криву блиску та еволюцію у часі фотосферної швидкості та температури SN1987A протягом перших 250 днів з моменту вибуху, а також повного тривимірного гідродинамічного коду, який відтворює розширення залишку у період між 1 та 15 000 днів від моменту вибуху наднової [33].

Температура протонів за фронтом обчислюється за допомогою канонічного рівняння $kTp = 3/16 m_{\mathrm{p}} v_{\mathrm{s}}^2$. Електрони нагріваються на фронті ударної хвилі до енергій $kT \sim 0.3$ кеВ (незалежно від значення числа Маха) [19] для швидкостей ударної хвилі порядку 10^3 км/с, які й виникають у наших симуляціях. Після цього, ми визначаємо еволюцію електронних та протонних температур у кожній обчислювальній зоні у середовищі за фронтом, розглядаючи ефекти кулонівських зіткнень за час $\Delta t = t - t_{\mathrm{s}}$. Де t – фізичний час, а t_{s} – момент часу, у який ударна хвиля пройшла через відповідну обчислювальну зону. Таким чином, відношення електронної і протонної температур $T_{\mathrm{e}}/T_{\mathrm{p}}$ в елементі об'єму, залежить від швидкості ударної хвилі та часу, який минув з моменту проходження ударної хвилі.

Рис. 1.1 показує залежність розподілу міри емісії $EM \propto n_{\mathrm{e}}^2 dV$ плазми в обчислювальних зонах (усі зони мають однаковий об'єм) від відношення $T_{\mathrm{e}}/T_{\mathrm{p}}$ на моменти часу $t = 20$ та $t = 24$ років (з моменту вибуху, що відповідає 2007 та 2011 р. відповідно). На рисунку чітко видно вплив згустків ('клампів') у кільці (де швидкість ударної хвилі є відносно низькою і $T_{\mathrm{e}}/T_{\mathrm{p}} \sim 1$), вплив середовища між 'клампами' у межах кільця ($T_{\mathrm{e}}/T_{\mathrm{p}} \sim 0.2 - 0.6$) та більш гарячого і відносно розрідженого HII регіону (високі швидкості ударної хвилі та $T_{\mathrm{e}}/T_{\mathrm{p}} \sim 0.01 - 0.3$).

Варто відзначити, що внаслідок кулонівських зіткнень може виникнути значна варіація T_{e} від її значення на фронті ударної хвилі на коротких часових масштабах: T_{e} змінюється у межах від 3.5×10^6 до 8×10^8 K. А от еволюція протонної температури є значно повільнішою, і значення T_{p} змінюється менше 10% від значення на фронті протягом усієї тривалості наших симуляцій. Таким чином, T_{p}, як і T_{i}, досить точно відображає відповідні умови на фронті ударної хвилі у SN1987A.

Кулонівські зіткнення між іонами різних видів, а також між іонами та протонами не включені до нашої моделі. Проте з параметрів моделі можливо оцінити часові масштаби настання теплової рівноваги як для іонів, так і для протонів [34]. У випадку іон-іонних взаємодій, час, за який температура зменшиться у e разів, становить порядку 100 р., що є значно вищим за час, який минув від моменту проходження ударної хвилі (ударна хвиля дійшла до кільця у 2001, тоді як ми працюємо з даними 2007 та 2011 років), тому цим процесом можна знехтувати. У випадку іон-протонних взаємодій, характерні часові масштаби є співмірними з часом, який минув від мо-

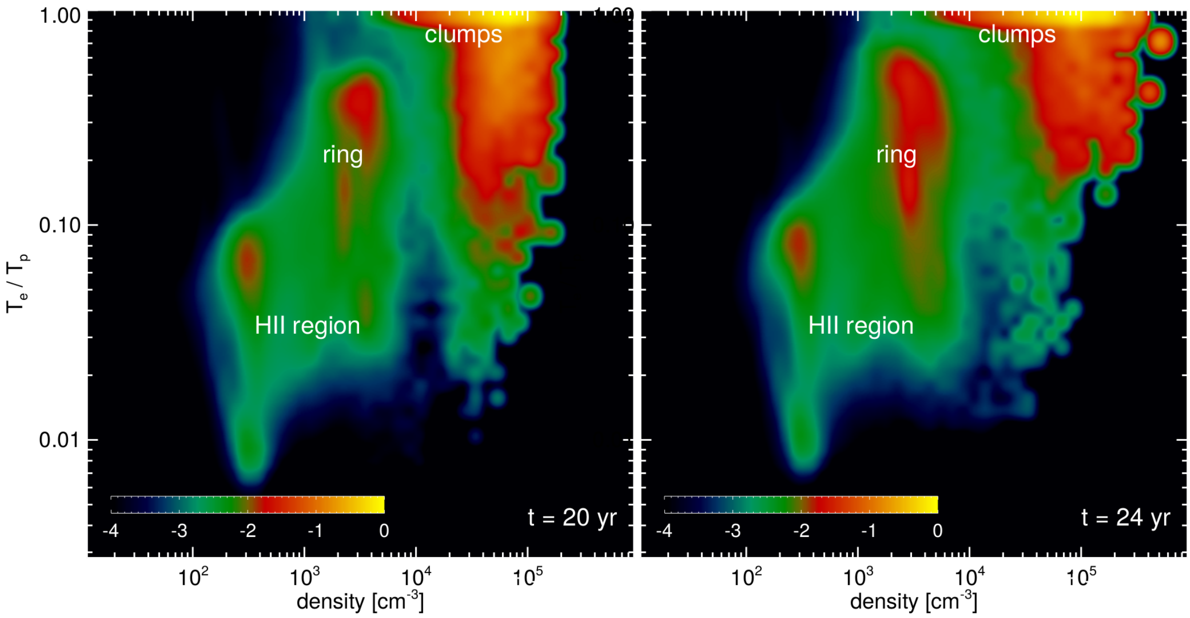

Рис. 1.1: Розподіл міри емісії за відношенням $T_\mathrm{e}/T_\mathrm{p}$ і густиною плазми, отримана з гідродинамічної моделі для моментів часу 20 та 24 роки. Кольорові шкали у логарифмічному масштабі і нормовані на відповідні максимуми.

менту взаємодії з ударною хвилею. Проте, для магнітних полів з сильною турбулентністю, яка очікується у областях за фронтом ударної хвилі [40], часові масштаби термалізації зростають [41] приблизно у 5 разів, що робить цей процес нехтовним для випадку, який ми розглядаємо.

Відношення електронної і протонної температур на *зворотній* ударній хвилі залишка SN1987A було визначене шляхом аналізу даних спостережень телескопа Хаббл [42] 2011 р. (тобто для $t = 24$ р). Отриманий результат показав, що $T_\mathrm{e}/T_\mathrm{p} \approx 0.14 - 0.35$ (це значення може дещо змінюватися, при різних припущеннях, але для пояснення спостережуваних даних необхідно, щоб $T_\mathrm{e}/T_\mathrm{p} > 0.1$ [42]). Ми обчислили значення $T_\mathrm{e}/T_\mathrm{p}$ на зворотній ударній хвилі для моменту часу $t = 24$ р. також з нашої моделі. Для цього ми розглядали лише обчислювальні зони, які складалися більше, ніж на 99% з гарячої ($kT \geq 0.3$ кеВ) еджекти. Це дозволило нам відокремити високотемпературну еджекту у області за фронтом ударної хвилі (еджекта дуже швидко перемішується з нагребеним міжзоряним газом і частка еджекти у обчислювальній зоні різко падає нижче 99%), що дало нам вузьку область за зворотньою ударною хвилею. Далі ми обчислили усереднені за густиною відношення $T_\mathrm{e}/T_\mathrm{p}$ у цих зонах, що дало нам значення $T_\mathrm{e}/T_\mathrm{p} = 0.155$, яке чудово узгодується зі спостережуваним результатом. Це служить ще одним доказом надійності нашої моделі.

1.4 Визначення температури іонів

Гідродинамічна модель дає можливість прослідкувати еволюцію збурення кільця ударною хвилею. На верхній панелі рис. 1.2 показано спостержуване і синтезоване рентгенівське зображення SN1987A для 2007 та 2011 р. На центральній панелі порівнюються спостережуваний спектр з високим розділенням та синтезований спектр, отриманий з наших гідродинамічних симуляцій з усіма можливими причинами, які дають вклад у ширину ліній. Модель добре узгоджується зі спостереженнями для обох епох ($\chi^2 = 1.95, 1.21$ з 2109 d.o.f для 2007 і 2011 років відповідно), де є видимими

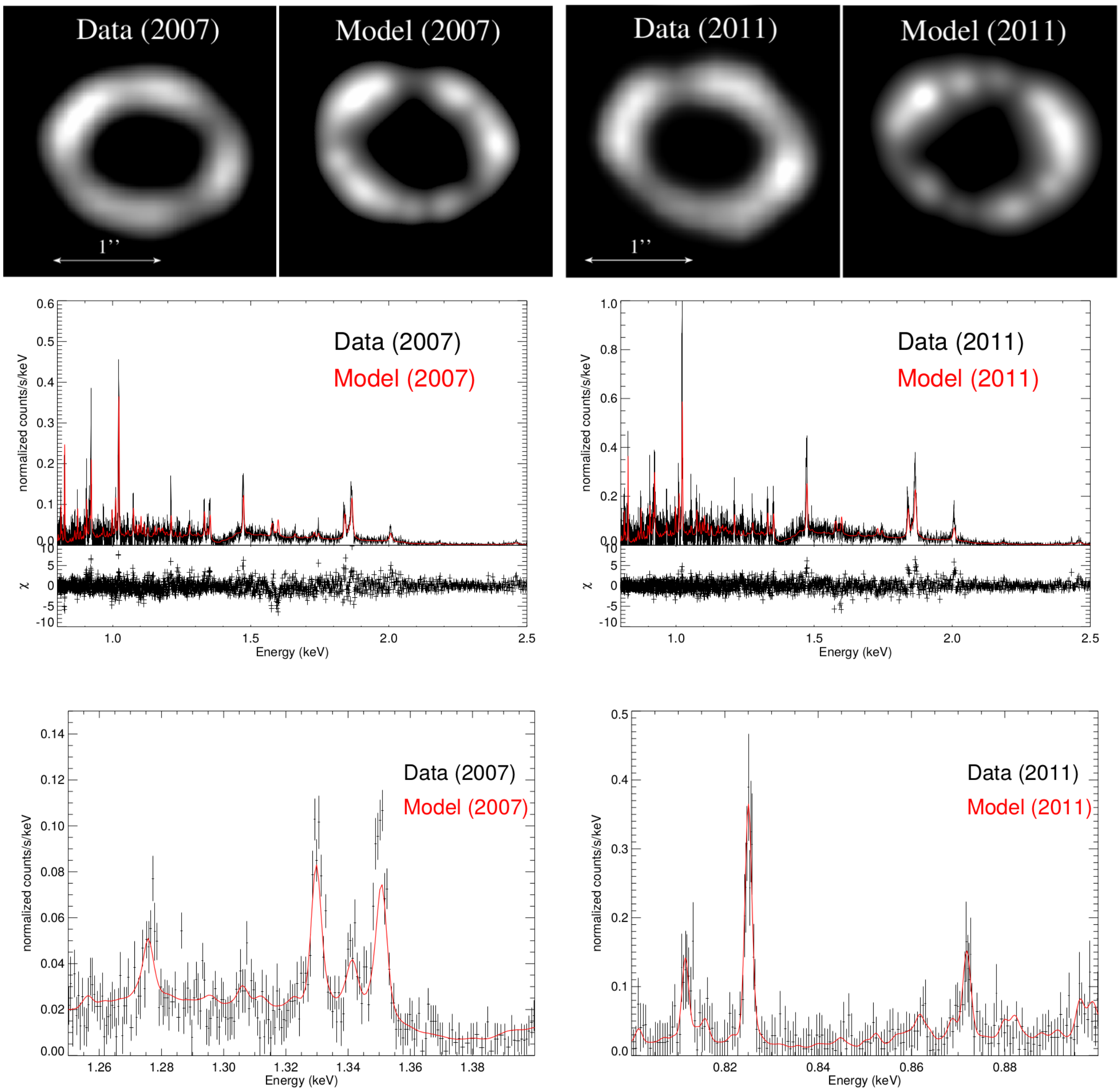

Рис. 1.2: Зверху: спостережувані і синтезовані карти SN1987A у діапазоні 0.5 – 2 кеВ для 2007 (ліворуч) та 2011 (праворуч) років. У центрі: спостережувані (чорний) та синтезовані (червоний) спектри у діапазоні 0.8 – 2.5 кеВ для 2007 (ліворуч) та 2011 (праворуч) років з відповідними похибками. Внизу: збільшене зображення центральної панелі у діапазоні енергій 1.25 – 1.4 кеВ (для 2007 р, ліворуч) та 0.8 – 0.9 кеВ (для 2011 р., праворуч).

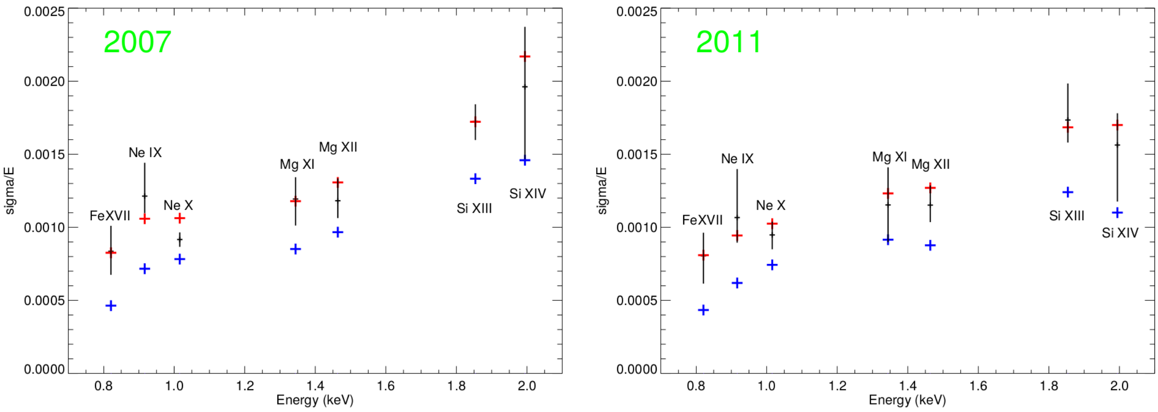

Рис. 1.3: Ширина ліній окремих іонів для рентгенівських спектрів SN1987A у 2007 (ліворуч) і 2011 (праворуч): чорні хрестики показують спостережувані значення, ширини ліній синтезовані з нашої моделі з врахуванням доплерівського та інструментального розширення позазано синіми хрестиками, а синтезовані лінії з врахуванням ефекту Доплера, інструментального і теплового розширення позначені червоним кольором. Похибки показано для рівня достовірності 90%.

емісійні лінії Fe XVII та He-подібних і H-подібних іонів Ne, Mg, та Si.

Модель відтворює навіть значне розширення окремих ліній (нижня панель рис. 1.2), яке виникає внаслідок поєднання ефекту Доплера від частин кільця, які наближаються, і тих, які віддаляються від спостерігача, теплового розширення, асоційованого з високими температурами іонів та інструментальних ефектів. У попередніх роботах теплове розширення ліній нехтувалося, а ширини ліній використовувалися для визначення швидкостей у плазмі [36, 37, 38]. Наша модель дає повну інформацію для відтворення ширини ліній і її еволюції самоузгодженим чином, іншими словами – усю гідро- і термодинаміку та швидкості руху елементів об'єму у плазмі для усіх моментів часу. Зокрема, ширина ліній за рахунок ефекту Доплера залежить від густини плазми у кільці та профілів густини і швидкості у зовнішній еджекті.

Для демонстрації впливу теплового розширення ліній ми порівняли ширину ліній, отриману у рамках нашої моделі, у двох випадкач (з і без врахування впливу теплових рухів) зі спостережуваними даними для обох епох (Рис. 1.3). На рисунку видно, що ширина лінії у моделі без врахування теплових рухів є суттєвою, і вона змінюється для різних ліній. Також вона змінюється з часом, коли ударна хвиля проходить через різні частини кільця. Проте, ця ширина завжди є меншою за спостережуване значення. Тобто, врахування лише доплерівського ефекту (руху плазми як цілого) є недостатнім для пояснення спостережуваної ширини ліній; необхідним є врахування теплових рухів в плазмі, що потребує знання розподілу та еволюції температур компонент плазми.

Натомість ширини ліній, отримані у рамках моделі з врахуванням теплового розширення ліній, розрахованого за даними нашої моделі (вони позначені позначені червоними хрестиками на Рис. 1.3), дуже добре узгоджуються зі спостережуваними значеннями для усіх іонів як з даних спостережень 2007 так і 2011 років (див. також Рис. 1.4).

Для кількісної перевірки справедливості рівняння (1.1) для іонів різного типу, ми визначили іонні температури за фронтом ударної хвилі $T_{\rm i}$ (Ne, Mg, Si, Fe) через різницю між спостережуваними ширинами ліній та значеннями отриманими з моделі, яка враховує лише доплерівське розширення та інструментальні ефекти (чорні та

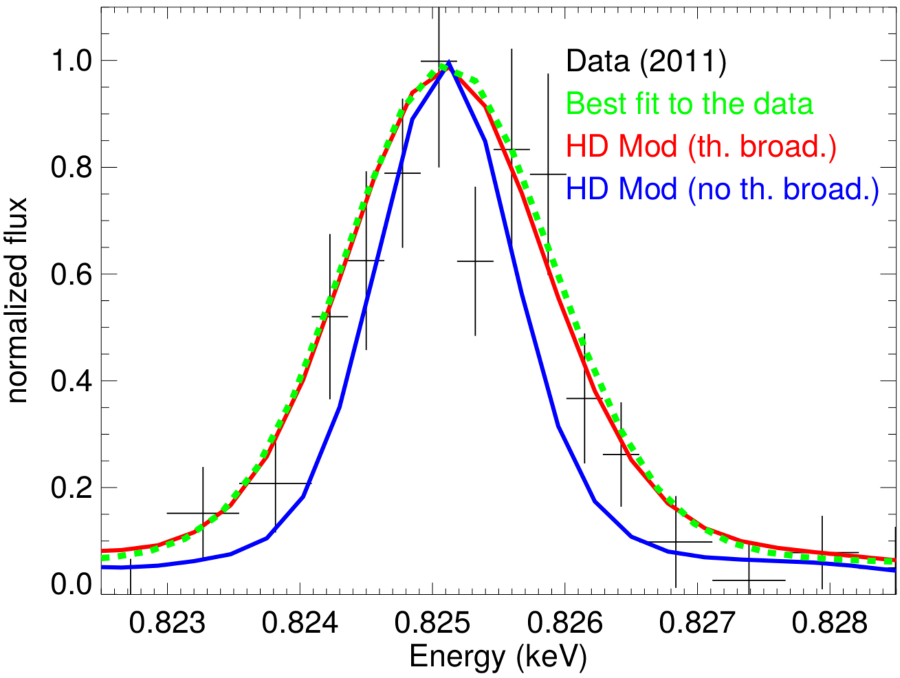

Рис. 1.4: Профіль лінії Fe XVII, отриманий з нашої гідродинамічної моделі для 2011 року з (червона крива) та без (зелена крива) врахування теплового розширення, з відповідними даними спостережень Chandra 2011 р. (чорні хрестики) та їх апроксимація Гаусовим розподілом.

блакитні хрестики на рис. 1.3). З моделі можна також отримати і відповідні протонні температури. Відтак можна розрахувати відношення температури іонів до температури протонів.

Ми встановили, що відношення іонної та протонної температур монотонно зростає зі зростанням маси іона для даних 2007 та 2011 років. Враховуючи те, що дані спостережень за ці роки дають узгоджені результати, ми поєднали їх, як також і дані для різних ступенів іонізації кожного елемента, що дозволило збільшити статистичну значимість результатів.

На Рис. 1.5 показано іонні температури за фронтом ударної хвилі для Ne, Mg, Si та Fe, нормовані на відповідні протонні температури. Ми здійснили просту лінійну апроксимацію спостережуваних даних і встановили, що відношення $T_\mathrm{i}/T_\mathrm{p}$ зростає з ростом маси іона A як $T_\mathrm{i}/T_\mathrm{p} = kA$ з $k = 0.90 \pm 0.12$. Таким чином, поведінка температури іонів за фронтом ударної хвилі є сумісною з прямою пропорційністю до маси іонів. Цей результат добре узгоджується з передбаченнями гібридного моделювання беззіткнювальних ударних хвиль [39].

1.5 Висновки

Завдяки спільному розгляду рентгенівских спектрів з високим розділенням та 3D гідродинамічних моделювань, ми з'ясували фізичну природу спостережуваних профілів спектральних ліній в SN1987A та визначили вклади доплерівського та теплового розширення товщин ліній. Наші результати однозначно показують, що температури іонів за фронтом лінійно залежать від мас часток для широкого діапазону мас. Така залежність раніше експерементально не встановлювалася. Результати дали змогу

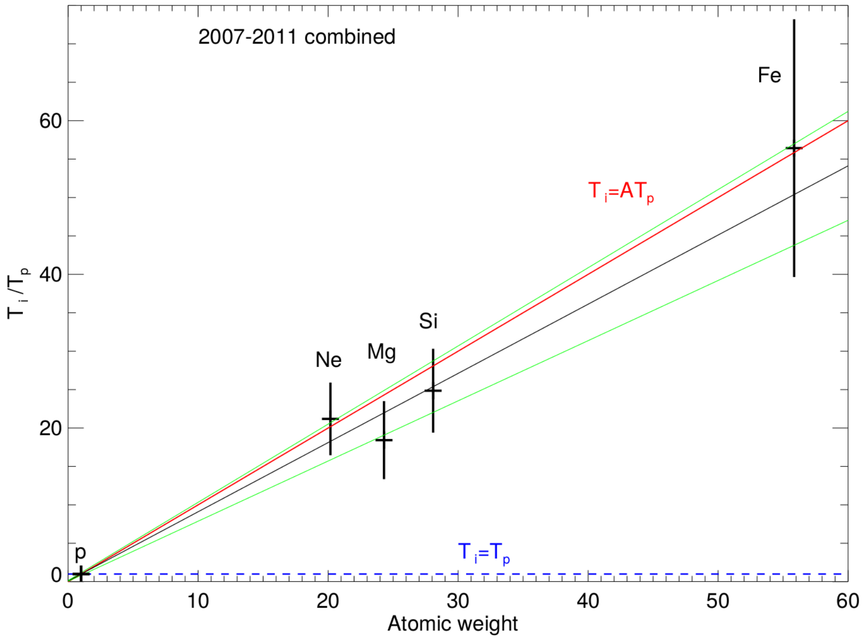

Рис. 1.5: Відношення іонної і протонної температур, виміряних зі спостережень SN1987A 2007 та 2011 років для ліній Ne, Mg, Si та Fe (з відповідними похибками для достовірності 90%). Червона лінія показує тренд, передбачений рівнянням (1.1), яке враховує пропорційність температури і маси іона, тоді як чорна лінія показує апроксимований тренд з наших результатів, з відповідними рівнями достовірності 90% (зелені лінії).

перевірити справедливість рівняння (1.1) для іонів та дослідити механізми нагрівання у беззіткнювальних ударних хвилях. Шляхом аналізу даних спостережень для кількох епох, що відповідають різним стадіям взаємодії ударної хвилі і оточуючого середовища, ми також показали, що механізм нагрівання, у якому температура іонів пропорційна до їх мас, є справедливим також для різних параметрів ударних хвиль.

Розділ 2

Пошук гама-випромінювання від залишку наднової SN1987A

Пошук гама-випромінювання від залишку наднової SN1987A здійснювався шляхом аналізу даних спостережень космічної обсерваторії ім. Фермі.

2.1 Гама-обсерваторія ім.Фермі

Телескоп LAT, що знаходиться на космічній обсерваторії ім. Фермі, спостерігає гама-промені у діапазоні енергій від 20 МеВ до 300 ГеВ й дозволяє будувати карти космічних об'єктів. Його розділення складає від кількох кутових мінут для фотонів найвищих енергій до 3 градусів для фотонів 100 МеВ. Поле його зору біля 20% неба, він швидко обертається, що дозволяє проспостерігати усю небесну сферу впродовж кількох годин. Його запуск у 2008 році перекрив останній проміжок електромагнітного спектру, що не спостерігався. Оновну інформацію про гама-обсерваторію та її інструменти можна знайти у роботах [43] та [44].

2.2 Обробка спостережуваних даних

Для пошуку гама-випромінювання від SN1987A у Великій Магелановій Хмарі використовувався останній реліз даних (Pass 8) космічної обсерваторії ім. Фермі, які отримані впродовж 10-ти років спостережень (від серпня 2008 до жовтня 2018 р.). Особливості алгоритму аналізу випромінювання вимагає розгляду широкого поля довкола області, яка нас цікавить. Гама-фотони аналізувалися в радіусі 10° з центром в точці з екваторіальними координатами (α,δ) = (83.8667,-69.2697) та діапазоні енергій 200 МеВ – 100 ГеВ. Для отримання якісних даних події з зенітним кутом, більшим за 100°, не враховувалися; це дозволяє зменшити засмічення фотонами, що надходять зі сторони Землі.

Обробка даних проводилася за допомогою програмного забезпечення обсерваторії ім. Фермі v10r0p5 з Instrument Response Function (IFRs) `P8R2_SOURCE_V6`.

Нами був розроблений відповідний скрипт, що реконструює зокрема модель гама-фону. Початкові дані моделі включають оточуючі джерела з третього каталогу Фермі радіусом 20°, а також дифузний Галактичний фон (`gll_iem_v06.fits`) та позагалактичний ізотропний фон (`iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt`). Разом модель включає 77 точкових джерел та одне протяжне джерело. Для оцінки дифузних джерел використовувався відповідний інструмент з пакету обробки даних ім. Фермі (gtdiffrsp).

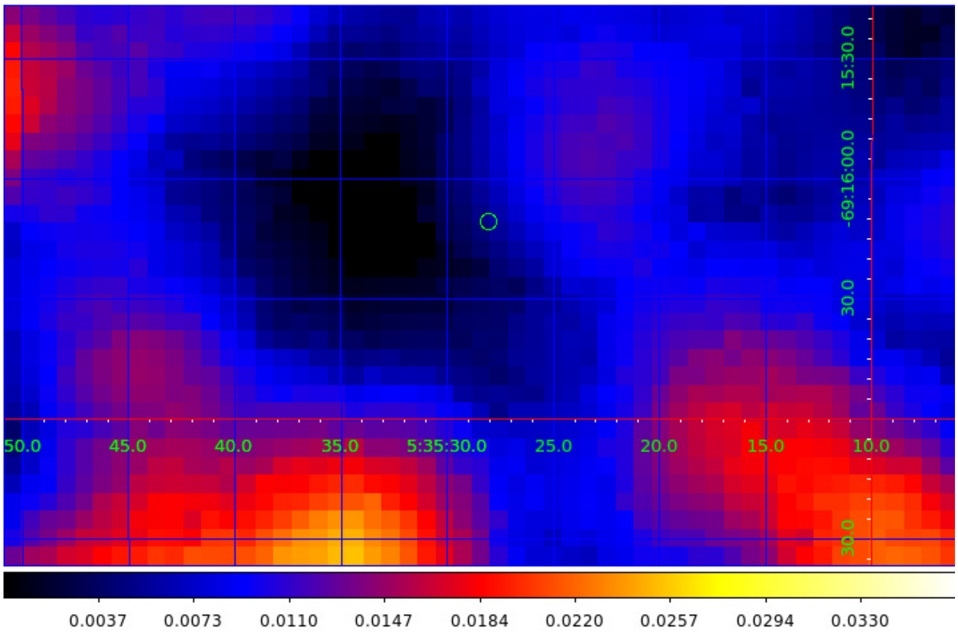

Рис. 2.1: Карта гама-випромінювання

В результаті аналізу спостережуваних даних було побудовано карту гама-випромінювання в області розташування залишку наднової SN1987A. На рис. 2.1 показана ця карта в діапазоні енергій гама-фотонів 200 МеВ – 100 ГеВ. На ній зеленим контуром показано місцезнаходження залишку наднової. Як бачимо, залишок знаходиться в області, де потоки гама-випромінювання є дуже низькими. Немає локального джерела гама-фотонів, яке могло б асоціюватися з SN1987A.

2.3 Висновки

Побудовано карту гама-випромінювання в області розташування залишку наднової SN1987A. Гама-випромінювання від залишку в діапазоні 200 МеВ – 100 ГеВ не виявлено.

Розділ 3

Чисельне моделювання відгуку малого черенковського телескопа SST-1M проекту CTA

Телескоп SST-1M (Small Size Telescope) є одним з прототипів черенковських телескопів, які повинні увійти в масив черенковських телескопів міжнародного проекту Cherenkov Telescope Array (CTA, cta-observatory.org). SST-1M розробляється спільними зусиллями двох країн Польщі та Швейцарії. Це (відносно) невеликий черенковський телескоп з діаметром дзеркала ~ 6 м. Воно складається з 18 гексагональних дзеркал діаметром 78 см кожне. Він повинен працювати в діапазоні енергій від декількох десятків гігаелектронвольт до декількох сотень тераелектронвольт.

Тригер телескопа знаходиться в камері DigiCam, яка повинна власне детектувати черенковське випромінювання, зумовлене входженням в атмосферу Землі гама-променя. Поле зору камери 9 градусів [45].

3.1 Аналіз чутливості тригера малого черенковського телескопа SST-1M

Розрахунок чутливості тригера залежить від ефективної площі телескопа. Чутливість знаходиться шляхом моделювання його відгуку за допомогою програм CORSIKA та SimtelArray.

Інтегральний показник подій Γ, індукований одним типом первинної частки, визначається за допомогою співвідношення

$$\Gamma(E,\theta) = \int_{\delta E} \frac{dN}{dE} S_{\text{eff}}(E,\theta) dE. \tag{3.1}$$

Цей показник залежить від диференціального спектру джерела часток dN/dE з енергіями в діапазоні $(E, E+\delta E)$ та ефективної площі телескопа $S_{\text{eff}}(E,\theta)$.

Для протяжного джерела, інтегруючи за тілесним кутом, отримуємо:

$$S_{\text{eff}}(E,\theta) = 2\pi \int_{\Omega} \int_0^{\infty} P(E,\theta,\Omega,R) R dR d\Omega, \tag{3.2}$$

де $P(E,\theta,\Omega,R)$ – ймовірність спостереження тригером певної зливи, Ω – тілесний кут. У загальному випадку вона є функцією енергії E, напрямку θ та відстані R від детектора до центру зливи. Для точкового джерела вираз (3.1) можна переписати так

$$\Gamma(E,\theta) = 2\pi \int_{\delta E} \frac{dN}{dE} \int_0^\infty P(E,\theta,R) R dR dE. \tag{3.3}$$

Підінтегральна функція виразу (3.3) означається як диференціальна чутливість тригера

$$\frac{d\Gamma}{dE} = 2\pi \frac{dN}{dE} \int_0^\infty P(E,\theta,R) R dR. \tag{3.4}$$

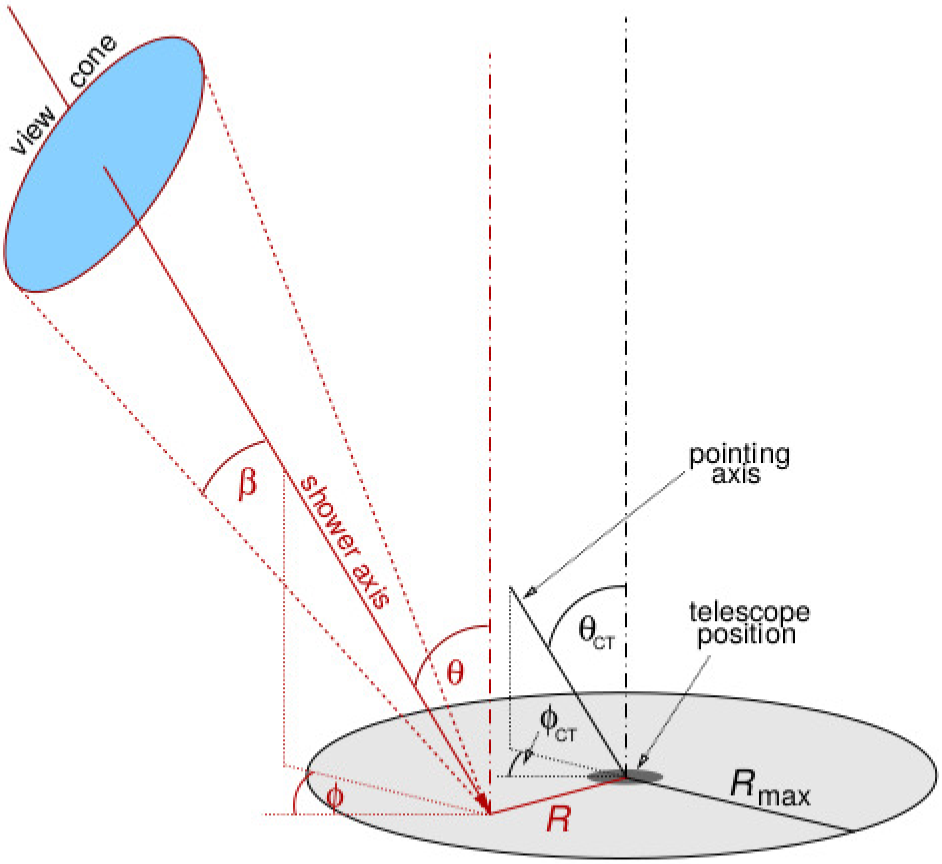

Рис. 3.1: Параметри, які закладені в розрахунки програми CORSIKA

При моделюванні зливи часток програмою CORSIKA параметри моделювання θ, ϕ, β, $R_{\max}$ і δE (Рис. 3.1) фіксуються. При таких числових розрахунках імовірність детектування тригером P в інтервалі енергій $\triangle E$ визначається співвідношенням

$$P(\triangle E) = \frac{n(\triangle E)}{N(\triangle E)}, \tag{3.5}$$

де n – число часток, що зафіксував тригер, N – загальне число промодельованих подій.

Використовуючи числові моделювання каскаду злив, вираз (3.2) можна переписати як

$$S_{\text{eff}}(\triangle E) = 2\pi^2 R^2 (1 - \cos(\beta)) \frac{n(\triangle E)}{N(\triangle E)}, \tag{3.6}$$

тоді, переписавши диференціальний спектр часток dN/dE як $\triangle N / \triangle E$ (кількість первинних часток в діапазоні енергій $\triangle E$), отримаємо

$$\Gamma(\triangle E) = S_{\text{eff}}(\triangle E)\frac{\triangle N}{\triangle E}. \quad (3.7)$$

Дослідження чутливості тригера проводиться для для чисельно-згенерованих злив, утворених трьома видами часток: гама-фотонами, протонами та мюонами.

3.1.1 Чутливість тригера до гама-фотонів

Чутливість тригера для гама-фотонів розраховувалася нами для злив часток, отриманих моделюванням програмою CORSIKA з такими параметрами

Табл. 3.1: Параметри CORSIKA для гама-фотонів

Параметр	Значення
NSHOW	10^5
ENERGY, GeV	10 300.E3
VIEWCONE	0. 7
OBSLEV	2150.E2
ATMOSPHERE	26 Y
MAGNET	21.325, -8.926

Спектр гама-фотонів, який розглядався в симуляціях, наведений на Рис. 3.2. Він описується таким виразом:

$$N(E) = 3.76 \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2.39} \cdot \exp\left(-\frac{E}{14.3}\right) \quad \mathrm{m^{-2}s^{-1}sr^{-1}TeV^{-1}}, \quad (3.8)$$

де E вимірюється в TeB.

Відгук телескопа SST-1M розраховувався за допомогою пакету SimtelArray для конкретного конфігураційного файлу камери (`camera_SST1M_DigiCam_21pix.dat`) та порогу чутливості камери в 650 ADC.

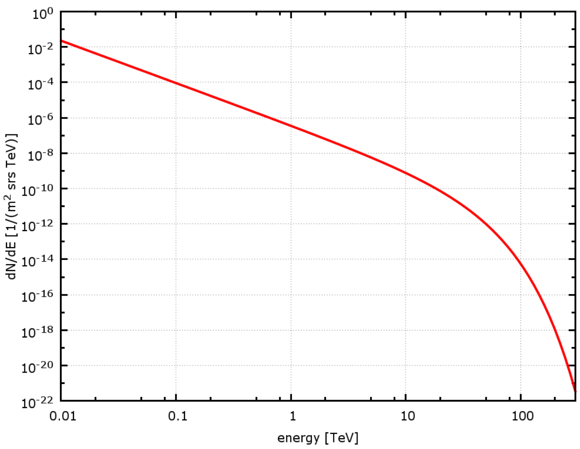

Рис. 3.2: Спектр гама-випромінювання

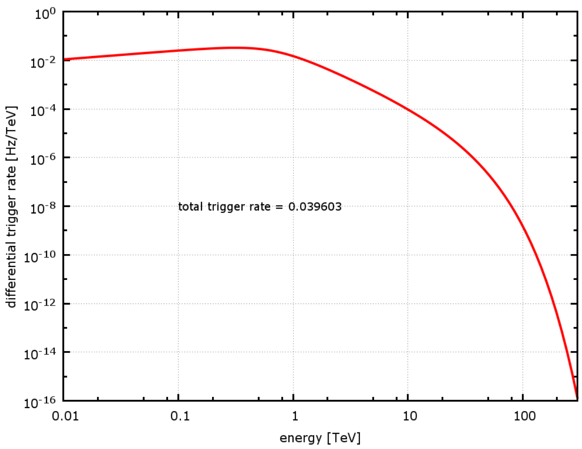

Рис. 3.3: Диференціальна чутливість тригера до гама-фотонів

На рис. 3.3 представлена диференціальна чутливість тригера для гама-фотонів, а також вказана повна чутливість тригера як інтеграл по всіх енергіях.

Розрахована чутливість тригера до гама-фотонів становить 0.04 Гц.

3.1.2 Чутливість тригера до протонів

Моделювання відгуку телескопа SST-1M на зливу протонів, згенеровану пакетом CORSIKA з параметрами, такими ж, як і у випадку гама-променів, але для енергій 0.1^3 - 50^3 ГеВ, проводилося для ідентичного конфігураційного файлу.

Спектр протонів задавався виразом

$$N(E) = 10.9 \cdot 10^{-2} E^{-2.75}\ \mathrm{m^{-2} s^{-1} sr^{-1} TeV^{-1}}, \tag{3.9}$$

він наведений на Рис. 3.4.

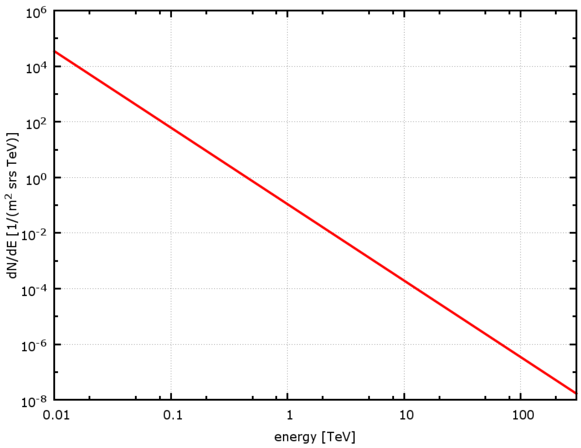

Рис. 3.4: Спектр протонів

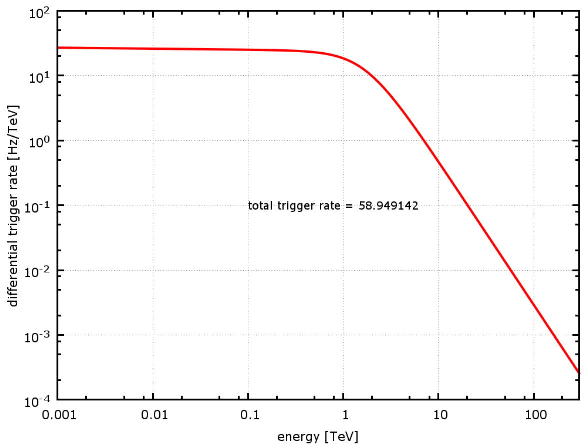

Рис. 3.5: Диференціальна чутливість тригера для протонів

Повна диференційна чутливість тригера до протонів складає 59 Гц.

3.1.3 Чутливість тригера до мюонів

Параметри CORSIKA для зливи мюонів відрізняються від протонів та гама-квантів, вони подані в Табл. 3.1.3. Параметри SimtelArray - такі ж, як і в поперeніх розрахунках.

Табл. 3.2: Параметри CORSIKA для гама-фотонів

Параметр	Значення
NSHOW	10^3
ENERGY, GeV	6.0 1.E3
VIEWCONE	0. 7.
OBSLEV	2150.E2
ATMOSPHERE	26 Y
MAGNET	21.325, -8.926

Спектр мюонів на Землі добре описується параметризацією, отриманою в роботі [47] (Рис. 3.6). Наступний рисунок 3.6 показує розраховану в симуляціях диференціальну чутливість до мюонів.

Отримано, що інтегральна чутливість тригера до мюонів становить ~ 3 Гц.

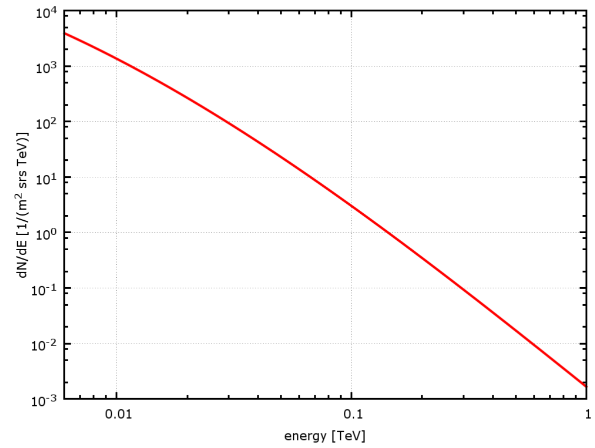

Рис. 3.6: Спектр мюонів

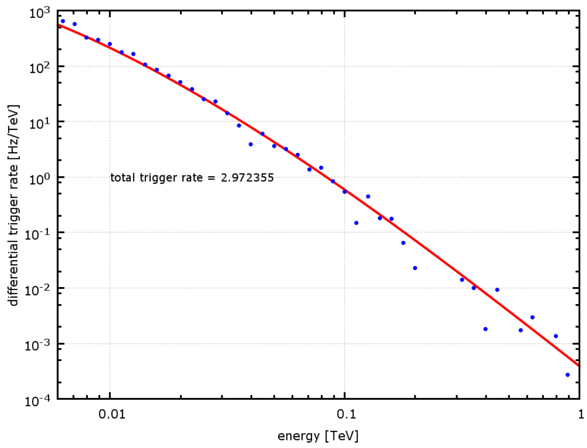

Рис. 3.7: Диференціальна чутливість тригера для мюонів

3.2 Реконструкція мюонних кілець та оптична ефективність телескопа

Оновлення програмного забезпечення ctapipe (пов'язане зокрема з визначенням місця побудови системи CTA та локальним умовами в атмосфері й магнітному полі Землі) потребувало проведення нових моделювань з реконструкції мюонних кілець та їх параметрів. З метою тестування ctapipe проведено генерування мюонних злив за допомогою програми CORSIKA та розраховано відгук телескопа SST-1M для подальшого аналізу блоком реконструкції мюонних кілець, що входить в пакет ctapipe.

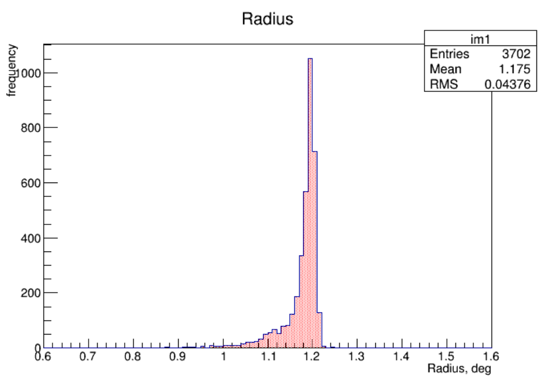

Рис. 3.8: Радіус мюонних кілець

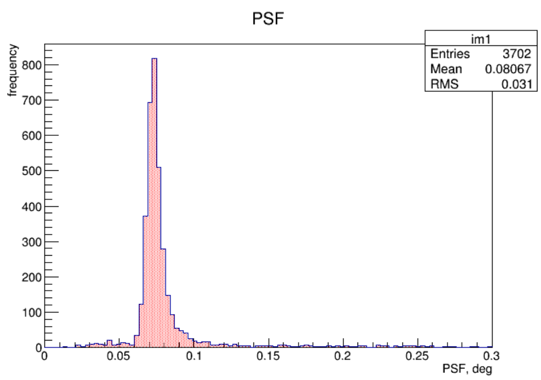

Рис. 3.9: Ширина мюонних кілець

На рис. 3.8 та рис. 3.9 наведено радіус моюних кілець та їх ширину, розраховані в симуляціях ctapipe. Радіус мюонних кілець та їх ширина співпадає з очікуваними радіусами кілець для SST-1M.

Промодельована оптична ефективність телескопу (Рис. 3.10) є нижчою, ніж очікується. Проводиться аналіз коду та можливих змін в коді чи конструкції інтерфейсу телескопу з метою покращення його оптичної ефективності.

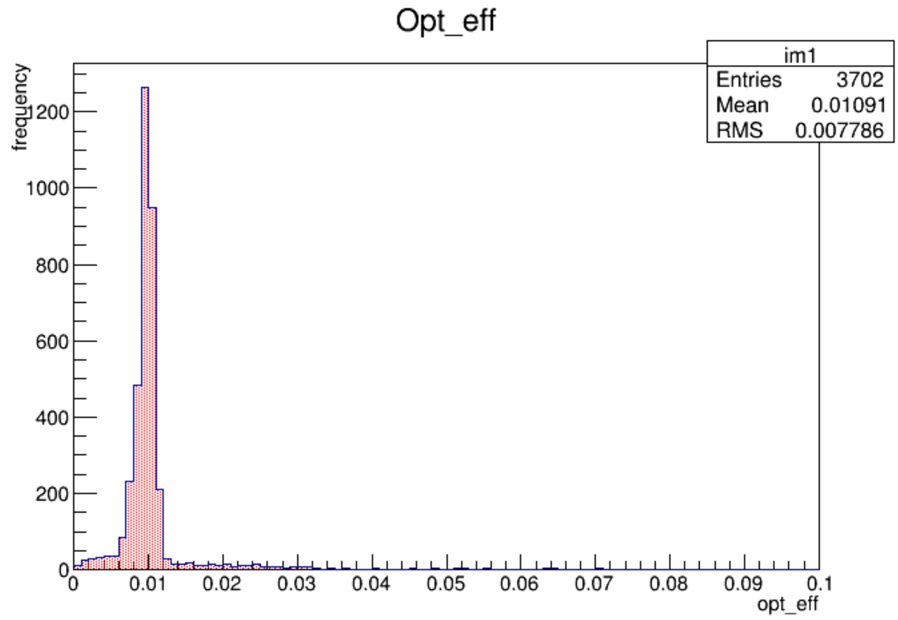

Рис. 3.10: Оптична ефективність

3.3 Висновки

Проведено розрахунки чутливості тригера малого черенковського телескопа SST-1M. Для гама-фотонів вона становить ~ 0.04 Гц, для протонів і мюонів відповідно ~ 59 та ~ 3 Гц. Аналіз блоку реконструкції мюоних кілець пакету ctapipe показав недостатню величину оптичної ефективності SST-1M, що вимагає аналізу змін, які можуть бути внесені в методику отримання та аналізу даних від телескопа.

Бібліоґрафія

[1] M. Miceli, S. Orlando, D. Burrows, K. Frank, C. Argiroffi, F. Reale, G. Peres, O. Petruk, F. Bocchino, Collisionless shock heating of heavy ions in SN1987A // Nature Astronomy, accepted (2018)

[2] R. Plyatsko, V. Panat, M. Fenyk. Nonequatorial circular orbits of spinning particles in the Schwarzschild-de Sitter background // General Relativity and Gravitation 50, 150 (2018)

[3] O. Petruk, Supernova remnants at high energies and high-performance computing // Тези Тези Дев'ятої наукова конференції пам'яті Б.Т.Бабія "Вибрані питання астрономії та астрофізики", 1-5 жовтня, Львів, с.36 (2018)

[4] В.В. Бешлей, О.Л. Петрук, Гама-промені та поляризація радіовипромінювання залишку наднової 1006 року // Тези Дев'ятої наукова конференції пам'яті Б.Т.Бабія "Вибрані питання астрономії та астрофізики", 1-5 жовтня, Львів, с.54 (2018)

[5] Р. Пляцко, М. Феник. Спінова частинка на космологічному фоні та під поверхнею горизонту // Тези Дев'ятої наукова конференції пам'яті Б.Т.Бабія "Вибрані питання астрономії та астрофізики", 1-5 жовтня, Львів, с.81-82 (2018)

[6] V. Beshley, O. Petruk. Numerical simulations of thermal X-ray composites // Annual International Conference "Astronomy and Space Physics", Kyiv, May 29 – June 1. Тези, Київ, с.21-22 (2018)

[7] O.Petruk, Supernova remnants in γ-rays // "CTA - Polish Collaboration" Spring Meeting, April 16 – 17, Krakow, Poland (2018)

[8] S. Orlando, M. Miceli, M. Ono, S. Nagataki, O. Petruk, G. Peres, Evolving supernova explosions to supernova remnants through 3D MHD modeling: the case of SN1987A // International Conference "Neutron stars: towards a global view", Rome, Italy, 19 – 21 March, https://pharos392060579.files.wordpress.com/2018/03/sorlando_pharos.pdf (2018)

[9] Ghavamian, P., Schwartz, S. J., Mitchell, J., Masters, A., Laming, J. M. Electron-Ion Temperature Equilibration in Collisionless Shocks: The Supernova Remnant-Solar Wind Connection // Space Sci. Rev. 178, 633 (2013).

[10] Landau, L. D., Lifshitz, E. M. Fluid mechanics (Course of theoretical physics, Oxford: Pergamon Press, 1959).

[11] Bykov, A. M., Dolag, K. Durret, F. Cosmological Shock Waves // Space Sci. Rev. 134, 119 (2008).

[12] Vink, J. Supernova remnants: the X-ray perspective // A&A Rev. 20, 49 (2012).

[13] Tsurutani, B., Stone, R. Collisionless shocks in the heliosphere: Reviews of current research. Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series 35 (1985).

[14] Chevalier, R. A., Raymond, J. C. Optical emission from a fast shock wave - The remnants of Tycho's supernova and SN 1006 // ApJ 225, L27 (1978).

[15] Chevalier, R. A., Kirshner, R. P., Raymond, J. C. The optical emission from a fast shock wave with application to supernova remnants // ApJ 235, 186 (1980).

[16] Raymond, J. C. Shock Waves in Supernova Ejecta // Space Sci. Rev. 214, 28 (2018).

[17] Rakowski, C. E., Ghavamian, P. Hughes, J. P. The Physics of Supernova Remnant Blast Waves. II. Electron-Ion Equilibration in DEM L71 in the Large Magellanic Cloud // ApJ 590, 846 (2003).

[18] van Adelsberg, M., Heng, K., McCray, R., Raymond, J. C. Spatial Structure and Collisionless Electron Heating in Balmer-dominated Shocks // ApJ 689, 1089 (2008).

[19] Ghavamian, P., Laming, J. M., Rakowski, C. E. A Physical Relationship between Electron-Proton Temperature Equilibration and Mach Number in Fast Collisionless Shocks // ApJ 654, L69 (2007).

[20] Rakowski, C. E., Laming, J. M., Ghavamian, P. The Heating of Thermal Electrons in Fast Collisionless Shocks: The Integral Role of Cosmic Rays // ApJ 684, 348 (2008).

[21] Vink, J., Broersen, S., Bykov, A., Gabici, S. On the electron-ion temperature ratio established by collisionless shocks // A&A 579, A13 (2015).

[22] Shimada, N., Hoshino, M. Strong Electron Acceleration at High Mach Number Shock Waves: Simulation Study of Electron Dynamics // ApJ 543, L67 (2000).

[23] Park, J., Caprioli, D., Spitkovsky, A. Simultaneous Acceleration of Protons and Electrons at Nonrelativistic Quasiparallel Collisionless Shocks // Physical Review Letters 114, 085003 (2015).

[24] Korreck, K. E., Raymond, J. C., Zurbuchen, T. H., Ghavamian, P. Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Observation of the Nonradiative Collisionless Shock in the Remnant of SN 1006 // ApJ 615, 280 (2004).

[25] Berdichevsky, D., Geiss, J., Gloeckler, G., Mall, U. Excess heating of 4 He 2+ and O6+ relative to H+ downstream of interplanetary shocks // J. Geophys. Res. 102, 2623 (1997).

[26] Raymond, J. C., Winkler, P. F., Blair, W. P., Laming, J. M. Ion-Ion Equilibration and Particle Distributions in a 3000 km s-1 Shock in SN 1006 // ApJ 851, 12 (2017).

[27] Broersen, S. et al. The northwestern ejecta knot in SN 1006 // A&A 552, A9 (2013).

[28] Vink, J., Laming, J. M., Gu, M. F., Rasmussen, A., Kaastra, J. S. The Slow Temperature Equilibration behind the Shock Front of SN 1006 // ApJ 587, L31 (2003).

[29] West, R. M., Lauberts, A., Schuster, H.-E., Jorgensen, H. E. Astrometry of SN1987A and Sanduleak-69 202 // A&A 177, L1 (1987).

[30] Arnett, W. D., Bahcall, J. N., Kirshner, R. P., Woosley, S. E. Supernova 1987A // ARA&A 27, 629 (1989).

[31] McCray, R. Supernova 1987A revisited // ARA&A 31, 175 (1993).

[32] McCray, R., Fransson, C. The Remnant of Supernova 1987A // ARA&A 54, 19 (2016).

[33] Orlando, S., Miceli, M., Pumo, M. L., Bocchino, F. Supernova 1987A: a Template to Link Supernovae to Their Remnants // ApJ 810, 168 (2015).

[34] Spitzer, L. Physics of Fully Ionized Gases (New York: Interscience, 1962).

[35] Frank, K. A. et al. Chandra Observes the End of an Era in SN1987A // ApJ 829, 40 (2016).

[36] Zhekov, S. A., McCray, R., Borkowski, K. J., Burrows, D. N., Park, S. Chandra Observations of Shock Kinematics in Supernova Remnant 1987A // ApJ 628, L127 (2005).

[37] Zhekov, S. A. et al. High-Resolution X-Ray Spectroscopy of SNR 1987A: Chandra Letg and HETG Observations in 2007 // ApJ 692, 1190 (2009).

[38] Dewey, D., Dwarkadas, V. V., Haberl, F., Sturm, R., Canizares, C. R. Evolution and Hydrodynamics of the Very Broad X-Ray Line Emission in SN1987A // ApJ 752, 103 (2012).

[39] Caprioli, D., Yi, D. T. & Spitkovsky, A. Chemical Enhancements in Shock-Accelerated Particles: Ab initio Simulations // Physical Review Letters 119, 171101 (2017).

[40] Zanardo, G. et al. Detection of Linear Polarization in the Radio Remnant of Supernova 1987A // ApJ 861, L9 (2018).

[41] Narayan, R., Medvedev, M. V. Thermal Conduction in Clusters of Galaxies // ApJ 562, L129 (2001).

[42] France, K. et al. HST-COS Observations of Hydrogen, Helium, Carbon, and Nitrogen Emission from the SN1987A Reverse Shock // ApJ 743, 186 (2011).

[43] Atwood W., Abdo A., Ackermann M., et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission // ApJ, 697, 1071 (2009)

[44] Ackermann M., Ajello M., Albert A., et al. The Fermi Large Area Telescope on Orbit: Event Classification, Instrument Response Functions, and Calibration // ApJS, 203, 4 (2012)

[45] Schioppa E. J. et al., The SST-1M camera for the Cherenkov Telescope Array // 34th International Cosmic Ray Conference, Proceeding of science, id. 930 (2015)

[46] Schmelling M. et. al. Spectrum and charge ratio of vertical cosmic ray muons up to momenta of 2.5 TeV/c // Astroparticle Physics, 49, 1 (2013)

[47] Hebbeker T., Timmermans C., A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level // Astroparticle Physics, 18, 107 (2002)