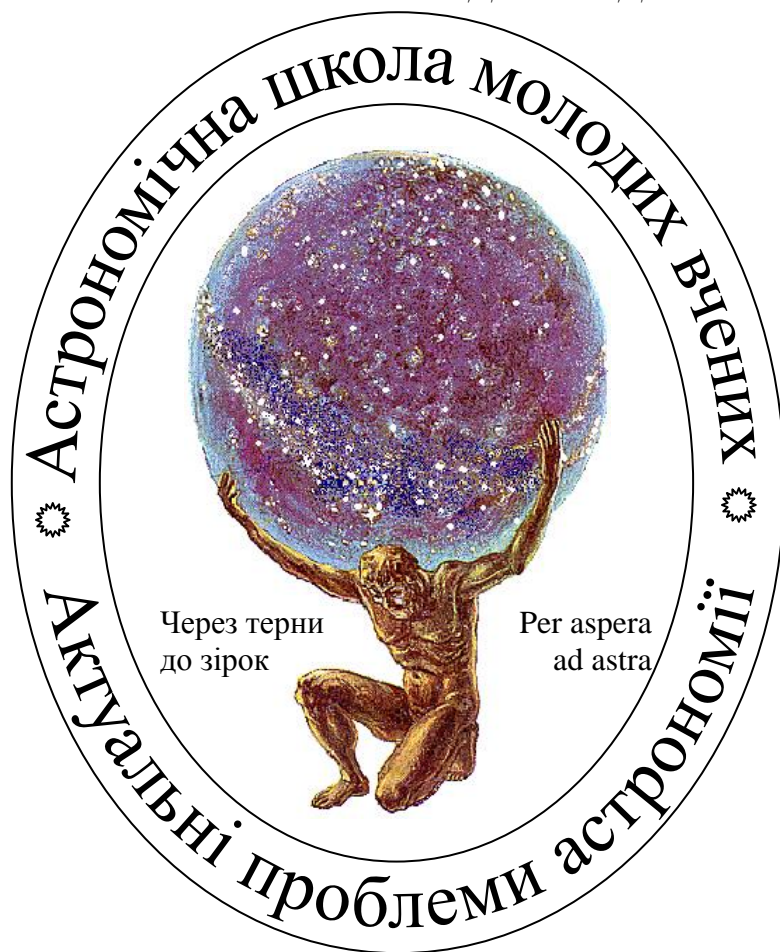


Наукова конференція
«Астрономічна школа молодих вчених»

(Україна, Умань, 17–20 травня 2000 р.)

ПРОГРАМА І ТЕЗИ ДОПОВІДЕЙ



Умань – 2000

Конференція організована Уманським педагогічним університетом при сприянні Української астрономічної асоціації та Українського товариства гравітації, релятивістської астрофізики і космології.

Згідно рішення Міністерства освіти України, на базі наукової лабораторії теоретичної астрофізики і гравітації Уманського університету засновано Астрономічну школу молодих вчених, яка покликана сприяти науковим дослідженням студентів та аспірантів, а також поширювати астрономічні знання серед молоді.

Для досягнення цієї мети на засідання (конференції) Астрономічної школи запрошуються відомі фахівці, які читають молодим вченим лекції, що стосуються актуальних проблем астрономії.

Молоді вчені надсилають на адресу наукового комітету Астрономічної школи свої дослідження, оформлені згідно вимог, що приводяться нижче. Астрономічна експертна рада уважно розглядає ці наукові роботи і дає відповідні рекомендації до друку їх у провідних наукових журналах.

Науковий оргкомітет: *П. Фомін* (голова),
О. Железняк (вчений секретар)

Члени оргкомітету: *В. Захожай, В. Каретніков, К. Чурюмов, С. Силч, Ю. Романов, О. Марченко, О. Логвиненко.*

Місцевий оргкомітет: *В. Кузь* (голова), *Ю. Краснобокий, О. Осадчий, О. Завізіон* (секретар), *А. Терещенко.*

Публікація наукових доповідей здійснюється у «*Віснику Астрономічної школи*». Доповіді (лекції) на замовлення – до 24 стор., для всіх інших – до 8 сторінок. Термін подання матеріалів – до **1 жовтня 2000 р.** на адресу наукового оргкомітету.

Вимоги до оформлення: Рукопис подається у двох примірниках українською або російською мовами. Резюме англійською і російською мовами. Дотримуватись вимог журналу «*Кінематика і фізика небесних тіл*». Паралельно **надіслати дискету** (текст доповіді у форматі WinWord 95/97; допускається авторське оформлення; ілюстративний матеріал додатково записати у одному з форматів BMP або PCX; при використанні нестандартних TrueType-шрифтів додати відповідні TTF-файли; допускається пересилка архіву RAR, ARJ або ZIP).

Адреса наукового оргкомітету:

20300 Україна, Черкаська обл., м.Умань, вул. Садова 2, Університет, фізико-технічний факультет, лабораторія теоретичної астрофізики і гравітації. *О.Завізіону*

Тел. (04744) 5-20-92, 5-05-08

E-mail: uman_astro@yahoo.com

18 травня (четвер)

9⁰⁰

Сніданок

9³⁰–10²⁰

ауд. 407 нового корпусу

1. Лекція проф. Лупішка О.М. “Фізичні властивості астероїдів”

10²⁰–10³⁰

Перерва 10 хв.

10³⁰–11³⁰

2. Лекція проф. Железняк О.О. “Особливості руху і походження супутників планет”

11³⁰–12³⁰

3. Лекція проф. Фоміна П.І. “Про особливості декаметрового випромінювання системи Юпітер–Іо”

12³⁰–12⁵⁰

Перерва 20 хв.

12⁵⁰–14⁰⁰

4. Лекція проф. Кручиненка В.Г. “Акреція космічної речовини на Землю”

14⁰⁰–15⁰⁰

Перерва на обід

15⁰⁰–18⁰⁰

5. Засідання експертної ради з астрономії Міністерства освіти і науки України
-

19 травня (п'ятниця)

9⁰⁰

Сніданок

9³⁰–10³⁰

ауд. 407 нового корпусу

1. Лекція проф. Чурюмова К.І. “Еволюційні фізичні процеси в кометах та їх моделі”

10³⁰–11³⁰

2. Лекція проф. Шульмана Л.М. “Фізичні процеси в ядрах комет”

11³⁰–11⁵⁰

Перерва 20 хв.

11⁵⁰–13⁰⁰

3. Доповіді аспірантів і студентів

13⁰⁰–14⁰⁰

4. Наукова дискусія з проблем космогонії та пошуку планетних систем в Галактиці

14⁰⁰–15⁰⁰

Перерва на обід

15⁰⁰–18⁰⁰

Експерсія у дендропарк “Софіївка”

Пульсации Солнца

Котов В.А.

Крымская астрофизическая обсерватория

Гелио- и астеросейсмология – новые области астрофизики, позволяющие по наблюдаемым глобальным колебаниям звезды изучать ее внутреннее строение, химический состав и источники энергии. Кратко дается современное теоретическое представление о нормальных колебаниях звезды (p - и g -моды). Особый интерес представляют низкочастотные колебания (гравитационные g -моды), проникающие к центральному ядру звезды.

Измерения колебаний Солнца как звезды проводятся в Крымской астрофизической обсерватории с 1974 г. Применяется дифференциальный ("центр–край") метод, в котором с помощью солнечного магнитографа измеряется доплеровское смещение спектральной линии поглощения фотосферы. Точность метода – до 0.1 м/с при накоплении сигнала за наблюдательный сезон. Систематические измерения показали, что колебание с известным периодом $P_0 = 160.010$ мин существовало только первые девять лет, с 1974 г. по 1982 г. Зато другое колебание $P_1 = 159.966$ мин, близкое по периоду, регистрировалось на протяжении всего 26-летнего интервала, причем с неизменной начальной фазой. Физические механизмы, ответственные за возбуждение обоих колебаний, до сих пор не выяснены.

Измерения 1999-го года показали усиление колебания P_1 до амплитуды, которую оно имело лишь 25 лет назад. Более того, в прошлом году колебание имело ту же начальную фазу, что и во все предыдущие годы. Это привело к существенному P_1 -пику в спектре мощности низкочастотных солнечных колебаний. Показано, что амплитуда колебания P_1 изменяется с квазипериодом 10 лет, что свидетельствует о его солнечном происхождении. Сделан вывод, что усиление колебания к 2000-му году связано (а) с повышением активности Солнца в начальной фазе 23-го цикла, а также, по-видимому, (б) с более длительным, примерно 25–30 лет, солнечным циклом. Существование обоих колебаний у Солнца, P_0 и P_1 , подтверждено аналогичными измерениями Стэнфордского университета.

Колебание $P_0 = 160.010$ мин, по-видимому, имеет космологическое происхождение, поскольку (а) частота P_0^{-1} является наилучшей резонансной (соизмеримой) частотой для пульсаций звезд типа Дельта Щита и (б) колебание с периодом P_0 недавно обнаружено в вариациях блеска активных ядер галактик и квазара 3C 273.

Истинная природа периодичности $P_1 = 159.966$ мин остается также загадкой. Можно было бы думать, например, о сверхбыстром – с периодом примерно P_1 – вращении центрального ядра, но это противоречит стандартной модели Солнца.

(Более четверти века тому назад гипотеза о быстром, с периодом 1 ч, вращении ядра выдвигалась некоторыми астрофизиками для объяснения дефицита солнечных нейтрино.) С ростом числа данных о глобальных колебаниях Солнца, – и особенно ввиду поразительной фазовой устойчивости пульсации P_1 – растет убеждение, что раскрытие загадки может оказаться важным ключом к пониманию внутреннего строения нашей звезды и других звезд, подобных Солнцу.

Сезонні зміни та власні коливання в атмосферах планет

Відьмаченко А.П.

Головна астрономічна обсерваторія НАН України

ВПЛИВ СОНЦЯ НА АТМОСФЕРИ ПЛАНЕТ. Сонце тотально діє на всі планетарні процеси і в деякому відношенні синхронізує їх. При цьому, добре прослідковується загальна тенденція до підсилення зв'язку сонячного і планетного явищ при зростанні інтенсивності сонячного випромінювання, оскільки основним безпосереднім енергетичним джерелом космічної інформації для планетних атмосфер є Сонце. Прояви зміни варіацій опромінення планети Сонцем у верхніх шарах атмосфери можуть бути дуже різноманітними. Наприклад, можна точно сказати, що режим верхніх шарів планетних атмосфер в чималій мірі визначається сонячною активністю. Іншими словами, можна представити верхню атмосферу як деякий об'єм газу, стан якого визначається, головним чином впливом сонячної радіації в різних довжинах хвиль. Значне підвищення сонячної активності, чи навіть всяка помітна перебудова режиму сонячної діяльності – дестабілізує планетну атмосферу. При цьому, сонячна активність по відношенню до планетної атмосфери виступає передовсім як тотальний синхронізатор найрізноманітніших фізикоатмосферних явищ. Синхронно протікаючі процеси діють один на інший і ведуть до формування циклічних зв'язків, зокрема, і на основі резонансних відношень, які значно підсилюють ефект впливу. При пониженні сонячної активності ці зв'язки можуть частково розпадатися, замінюючись системою випадкових відносин.

ПЛАНЕТИ-ГІГАНТИ. ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА. Низька середня густина планет гігантів вказує на малу молекулярну масу основних складових, якими можуть бути лише легкі гази – перш за все водень та гелій. Вся видима поверхня планет та деталі, по яких визначають періоди обертання навколо осі – все це є досить густі хмари. На Юпітері вони утворюють численні пояси жовто-коричневих, білих, червоних та голубуватих відтінків. Вигляд зон та полос досить мінливий, хоча основні особливості (деталі) можуть зберігатися тривалий час. Змінюється і загальний відтінок планети. Профіль атмосфери Сатурна в загальних рисах практично повторює профіль Юпітера, хоча і з деякими особливостями: протяжність хмарового шару на Сатурні майже в 7 разів більша, ніж на Юпітері, але ці хмари майже двічі більш розріджені. Потік тепла із надр планети більш ніж у 2 рази перевищує енергію від Сонця. Якщо б дві чорні сфери установити на відстані від Сонця, на яких перебувають Уран та Нептун – то їх температура установилася б на рівнях 57К та 47К відповідно. Проте виміри показують, що ефективна температура для обох планет однакова: 57К (!). Цей факт можна пояснити лише одним: на Урані майже відсутні власні джерела поповнення енергії, тоді як Нептун має значне джерело власної енергії. Через відсутність власних джерел енергії метеорологічна активність атмосфери Урана набагато менша ніж на інших планетах-гігантах. Внутрішній тепловий потік від Нептуна в 2.7 разів більший, ніж той, що він отримує від Сонця. Тому його метеорологічна активність досить значна. Розглянемо детальніше кожен із планет гігантів окремо.

ЮПІТЕР. По багаторічних фотометричних спостережних даних нами отримано, що в змінах інтегрального блиску всього диска Юпітера у видимому світлі проявляється 22.3-річний Хейлівський магнітний цикл сонячної активності, вікові зміни його зоряної величини Мю із значенням періода майже 180 р., прояв орбітального періоду 11.88 р. і періоду сонячної активності, який характеризує зміна чисел Вольфа W – 11.1 р. Крім того виконаний нами аналіз показав існування періодичних змін яскравості хмарового шару в різних півкулях планети, яке вказує на те, що в атмосфері відбувається періодична глобальна перебудова всієї системи циркуляції, структури хмарових шарів і надхмарового туману. Тобто, аналіз спостережних даних вказує на існування сезонної, вікової та ін.

сонячно-обумовленої перебудови в атмосфері Юпітера.

СЕЗОННІ ЗМІНИ В АТМОСФЕРІ САТУРНА. Розрахунки показують, що південна півкуля Сатурна одержує в сумі більшу кількість сонячної енергії, ніж північна, поскільки літнє для південної півкулі сонцестояння має місце під час знаходження планети в перигелії, і саме через еліптичність орбіти спостерігаємо асиметрію притоку енергії до південної і північної півкулі на 25 %. Особливо великі сезонні варіації притоку енергії від Сонця спостерігаються на високих широтах: в 10 і більше раз. Ясно, що така зміна режиму опромінення атмосфери Сатурна повинна відобразитися на фізичних і оптичних характеристиках хмарового покрову і/або надхмарового туману планети та на вертикальній структурі атмосфери на різних широтах. Із аналізу значень параметрів, розрахованих для різних широтних областей, ми зробили висновок, що для півкулі, в якій до моменту одержання спостережних даних тривалий час була зима (в південній півкулі до 1966 і до 1995 р. та в північній півкулі до 1980 р.), хмаровий шар є більш розрідженим і його верхня границя знаходиться на більшій висоті, ніж у півкулі, яка "пережила" до цього літній сезон. Крім того, ті екваторіальні області, які тривалий час були закриті кільцями, відчуючи дефіцит притоку в атмосферу сонячної радіації, відрізняються від інших широтних поясів підвищеною кількістю сильно поглинаючої кольорової домішки.

ВЛАСНІ КОЛИВАННЯ В АТМОСФЕРАХ ПЛАНЕТ. При дослідженні коливальності блиску небесних об'єктів необхідно проводити ретельне врахування осциляцій, які викликаються власне атмосферою Землі. Нами була виконана програма по дослідженню змін прозорості земної атмосфери із використанням спостережень Полярної зірки, розташування якої на небосхилі залишається практично незмінним. Спектральний математичний аналіз отриманих рядів по методу максимальної ентропії показав наявність осциляцій прозорості атмосфери з періодами від 2.5 до 208 хвилин. Причому, спостереження Полярної зірки дозволили нам зареєструвати коливання прозорості земної атмосфери з періодами близькими до періодів внутрішніх гравітаційних хвиль атмосфери Землі, що вказує на існування зв'язку між гравітаційними хвилями і коливаннями прозорості атмосфери Землі. Можливість того, що атмосфери Юпітера і інших планет-гігантів спроможні осцилювати так як і фотосфера Сонця, вперше була запропонована ще в 1976 р. Спостереження за осциляціями в атмосферах планет-гігантів є потужним інструментом для вивчення внутрішньої будови цих планет, поскільки реєстрація мод низьких порядків дозволяє визначити радіус ядра планети, а мод високих порядків дасть можливість виявити зону переходу молекулярного водню "рідина/метал", оскільки саме ці моди найбільш підпадають впливу загального кінематичного, динамічного і агрегатного станів зовнішніх шарів планетних атмосфер. Тобто, значення періодів власних коливальних мод планет-гігантів є чутливими до внутрішньої будови планет. Ми припустили, що спостереження за процесами коливальності хмаротворчої діяльності дозволяють зареєструвати періодичні зміни оптичних характеристик в атмосферах планет дистанційним методом. Тропосфери Юпітера і Сатурна мають багатий елементний склад, деж із компонент якого (особливо вода, гідросульфід аміаку і аміак) конденсуються на певних рівнях в атмосфері, змінюючи, тим самим, оптичні характеристики хмарового шару вцілому. Саме такі періодичні варіації ми зареєстрували при спектроскопічних спостереженнях планетних атмосфер з підрахунком фотонів в діапазоні спектра 390–460 нм: для Юпітера періоди складають $T = 103$ і 142 хвилини і для Сатурна $T = 137$ і 179 хвилин. Одержані значення періодів співпадають з теоретично врахуваними величинами.

Про фізическу природу інверсій магнітного поля Землі

Фомін П.І.

Інститут теоретическої фізики ім. М.М.Боголюбова НАНУ, Київ

Одним из актуальных вопросов в проблеме генерации и переменности геомагнитного поля является вопрос о механизме инверсий полярности поля, открытых в палеомагнетизме [1]. В настоящее время имеются данные об инверсиях за времена в несколько сот миллионов лет. Установлено, что характерные времена постоянной полярности, т.е. времена между соседними инверсиями, колеблются от 100–300 тыс. лет до 10–15 млн. лет. Среднее время составляет около 1 млн. лет. Задача теории состоит в выяснении физической природы явления инверсии и в объяснении наблюдаемого спектра времен между последовательными инверсиями. В работе [2] развит подход к проблеме инверсий, основанный на учете влияния слабого внешнего магнитного поля на поведение двухдискового динамо Рикитаке [3]. Показано, что характер фазовых траекторий динамо Рикитаке качественно меняется при включении сколь угодно малого внешнего поля: странный аттрактор [4], присущий нерегулярному поведению динамо Рикитаке, подавляется, появляется устойчивый фокус и система стабилизируется в состоянии полярности, диктуемого полярностью слабого внешнего поля. Изменение знака внешнего поля меняет положение фокуса и приводит к инверсии поля динамо. Показано, что роль слабого «управляющего» внешнего поля играет галактическое магнитное поле, замороженное в межзвездные газопылевые облака и меняющее свое направление в окрестности Земли на обратное в среднем с периодом порядка 1 млн. лет с разбросами в обе стороны примерно на порядок. Этот спектр времен как раз соответствует наблюдаемому спектру инверсий геомагнитного поля

ЛИТЕРАТУРА

1. *Jacobs J.A.* Reversals of the Earth's magnetic field / *Physics Reports*. – 1976. – **26С**, № 5. – P.185–225
2. *Фомін П.І., Юрєвич Л.В.* К теории инверсий геомагнитного поля / Препринт ИТФ-83-53Р. – Киев, 1983.
3. *Rikitake T.* *Proc. Cambridge Philos. Soc.* – 1958. – **54**. – P.89; 1970. – **68**. – P.547.
4. Сб. «Странные аттракторы» / под ред. Синая Я.Г., Шильникова. – М.: Мир, 1981.

Про особливості декаметрового випромінювання системи Юпітер–Іо

Фомін П.І.¹, Фоміна А.П.²

¹ Інститут теоретичної фізики ім. М.М.Боголюбова НАНУ, Київ

² Національний університет ім. Тараса Шевченка

Майже півстоліття тому було відкрито існування потужного спорадичного радіовипромінювання Юпітера в декаметровому діапазоні, ряд властивостей якого є унікальними в Сонячній системі і фізична природа якого залишається по деяких параметрах загадковою й досі [1].

Найбільш незвичайною є квазіперіодична мілісекундна структура так званих коротких (short) S-сплесків, ймовірність появи яких в значній мірі корелює з позицією супутника Юпітера Іо відносно лінії зору Юпітер-Земля. Найбільш важким для більшості плазмо-фізичних підходів до цієї проблеми є питання: як може така неперервна і неструктурована система, як магнітосфера Юпітера випромінювати майже періодичні серії S-сплесків з мілісекундними періодами ?

В роботах авторів доповіді розроблено квантовий підхід до проблеми S-спектрів, який базується на врахуванні існування дискретних квантових рівнів Ландау у вільних електронів в замагніченій плазмосфері Юпітера. Крім того враховується існування біля орбіти Іо плазмового тору, що утворюється завдяки вулканічним потужним викидам в космос газів з надр Іо. Вулканічна активність Іо електричними струмами в його тілі, індукованими за рахунок швидкого руху Іо відносно магнітного поля Юпітера. Наведений в тілі Іо високий потенціал ~ 500 кіловольт при взаємодії з магнітосферою Юпітера породжує також спорадичне прискорення електронних згустків в напрямку до Юпітера вздовж магнітних силових ліній, утворюючи таким чином так звану токову трубку Іо. Ці згустки при зіткненні з іоносферою Юпітера завдяки її поляризації можуть породжувати зворотній струм електронів в формі порівняно коротких згустків, що рухаються в напрямку до Іо. В свою чергу ці згустки в потужному полі біля Юпітера випромінюють на локальних циклотронних частотах досить потужні ДКМ імпульси, які при їх русі в напрямку Землі перетинають плазмосферу Юпітера, що замагнічена магнітним полем, спадаючим по дипольному закону. Частоти превинного ДКМ імпульсу в деяких шарах плазмосфери обов'язково при цьому попадають в резонанс з частотами переходів електронів між локальними рівнями Ландау. Такі “резонансні шари” розташовані періодично вздовж руху ДКМ імпульсу, і можна показати, що саме ця їхня періодичність породжує спостережувану мілісекундну періодичність S-сплесків завдяки серії послідовних відбитків ДКМ хвиль.

1. Юпитер. т.І-ІІІ / под ред. Т.Герелса. – М.: Мир, 1978.

Особливості руху і походження супутників планет

Железняк О.О.
Уманський університет

В лекції дається аналіз еволюції орбітального та обертового руху супутників планет. Динаміка супутників в основному визначається гравітаційним полем несферичної планети. Зміна елементів орбіт визначається збуреннями, які вносять в рух супутників різного роду сили в'язкості, гравітаційна взаємодія з Сонцем, іншими планетами та супутниками. На якісному рівні викладено сучасні уявлення про механізм припливної взаємодії тіл Сонячної системи та його роль в створенні орбітальних резонансів. Коротко розглянуті питання, пов'язані з стійкістю на великих проміжках часу супутникових систем.

З проведених досліджень динамічних властивостей супутників зроблено висновок, що вони сформувалися в газопиловій протосонячній туманості шляхом злиття пилових частинок до утворення великих планет. Вказано на значні проблеми, які виникають при поясненні резонансів і малих ексцентрицитетів у регулярних супутників. Залишається таємницею на даний час походження нерегулярних супутників, що мають зворотній орбітальний рух. Оскільки ймовірність їх захоплення планетами на такі орбіти дуже мала, а в рамках класичної задачі трьох тіл такий процес взагалі неможливий. Зазначено, що заслуговує уваги вивчення електромагнітного поля на формування супутників планет на різних стадіях їх еволюції

Об определении гравитационных и магнитных полей тел Солнечной системы

Марченко А.Н.

Государственный университет "Львівська політехніка"

Предлагаемая лекция посвящена обсуждению достаточно широкого круга проблем современной планетодезии и может быть условно разделена на следующие три основные части.

В первой части рассмотрены методы описания и определения внешнего гравитационного поля планеты как в статическом варианте, так и в случае временно-зависимого внешнего гравитационного потенциала. Последнее, в частности, приобретает особую актуальность в связи с развитием ряда международных проектов, предусматривающих соответствующий мониторинг гравитационного поля Земли и необходимость практически стабильного решения проблемы аналитического продолжения гравитационного потенциала вниз со спутниковых высот на земную поверхность.

Во второй части лекции обсуждены методы описания и определения главного магнитного (существенно зависимого от времени) поля планеты. Иллюстрация построения модели магнитного поля начинается здесь с анализа применимости теоремы Рунге-Краупа для построения аппроксимирующей последовательности функций и конкретных предложений по созданию таковой. Рассмотрена возможность построения главного магнитного поля планеты в виде единой аппроксимирующей последовательности как функции трех координат и времени с удобным на практике разделением всех переменных. Пример такой модели построен в случае Земли и приведен для интервала около 500 лет.

В третьей части, органически связанной с первой, рассмотрено решение обратной гравитационной (гравиметрической) задачи в ее приложениях для глобальной планетодезии. В качестве исходной информации были взяты основные фундаментальные постоянные астрономии и геодезии. Выбранная параметризация непрерывного распределения плотности в виде нормального закона Гаусса (как простейшего частного решения дифференциального уравнения Вильямсона-Адамса) приводит, собственно, к некоторым «идеальным» гидростатически/ адиабатическим радиальным моделям плотности небесных тел Солнечной системы, прекрасно согласующимся в целом с известными кусочно-непрерывными их версиями. Особое значение приобретает включение в решение сейсмической информации для случая Земли, что приводит на практике уже к гауссовому кусочно-непрерывному распределению типа PREM.

Эксперименты ОТО в Солнечной системе

Коркина М.П.

Днепропетровский государственный университет

В первые полвека своего существования общая теория относительности (ОТО) почти не могла быть проверена экспериментально. Она была "раем для теоретиков и адом для экспериментаторов". С 60-х годов положение существенно изменилось. Развитие техники достигло уровня эйнштейновского гения. В настоящее время ОТО – основа для изучения пульсаров, квазаров, черных дыр, эволюции Вселенной.

Однако, непосредственная проверка эффектов ОТО в Солнечной системе дает нам надежную экспериментальную основу этой теории, т.к. несмотря на малость эффектов уже в 70-е годы эти эффекты можно было измерить с точностью до 10^{-3} (0,1%).

Существуют различные теоретические системы для анализа результатов гравитационных экспериментов. Наиболее широко используется параметризованный пост-

ньютоновский формализм (ППН-формализм), который применяется в дальнейшем при интерпретации результатов экспериментов.

Эксперименты условно можно разделить на две группы: 1) эксперименты по проверке основ ОТО и 2) собственно, эксперименты по проверке ОТО в Солнечной Системе.

1. К первой группе относятся:

а) проверка принципа универсальности свободного падения (Этвеш, Дикке, Брагинский). В экспериментах Дикке и Брагинского вместо Земного ускорения использовалось гравитационное ускорение, вызываемое Солнцем. [Ролл, Кротков и Дикке получили совпадение солнечных ускорений алюминия и золота с точностью 10^{-11} , Брагинский и Панов – совпадение солнечных ускорений алюминия и платины с точностью 10^{-12}].

б) проверки существования метрики, определяющей измерения длины и времени, а также кинематику частиц.

Физика элементарных частиц дает экспериментальное подтверждение существования метрики. Это эксперименты, в которых непосредственно измеряются интервалы времени, например, измерения увеличения времени распада нестабильных частиц, и эксперименты, обнаруживающие фундаментальную роль, которую играет группа Лоренца в кинематике частиц. Метрика является теоретической основой этих экспериментов.

в) проверка движения по геодезическим. Эксперимент Паунда-Рибке-Снайдера по измерению красного смещения как проверка геодезичности движения.

2) Проверка принципа эквивалентности, в том числе проверка постоянства фундаментальных констант.

Вторая группа.

2. Эксперименты в Солнечной системе.

Теоретической основой экспериментов является решение Шварцшильда в ППН формализме. Вместо плоскости, в которой вращается планета в поле Солнца в ньютоновой теории, в ОТО (в метрике Шварцшильда) имеем поверхность, образуемую вращающейся параболой, которая только на бесконечности переходит в плоскость. Для экспериментального исследования гравитации используются лучи света и радиоволны.

а) Отклонение света Солнцем. Измерения при затмениях. Отклонение радиоволн Солнцем.

б) Временная задержка радиолокационных сигналов. Эксперимент Шапиро.

Экспериментальные данные по временной задержке радиосигналов дают результаты более точные, чем эксперименты по отклонению света и радиоволн. Экспериментальное значение $1,02 \pm 0,08$ (теоретическое значение -1).

в) Смещение перигелиев планет. Смещение перигелия Меркурия, обусловленное 1) тем, что наблюдатель находится в неинерциальной системе отсчета, 2) ньютоновским притяжением других планет, 3) ОТО и сплюснутостью Солнца.

Возможные эксперименты:

г) эффекты трех тел для орбиты Луны,

д) процессия гироскопов,

е) пространственные вариации гравитационной постоянной.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Мизнер Ч., Торн К., Уиллер Дж. Гравитация. В 3-х т. Т. 3. – М.: Мир, 1977.
2. Экспериментальные тесты теории гравитации / под ред. В.Б. Брагинского, В.И. Денисова. – М.: Изд-во МГУ, 1989.

Физические свойства астероидов

Лушико Д.Ф.

Астрономическая обсерватория Харьковского национального университета
им. В.Н.Каразина

Представлены основные результаты исследований астероидов методами фотометрии, поляриметрии, спектрофотометрии, радиометрии, а также данные, полученные из радарных наблюдений и космических миссий (Galileo, NEAR). Обзор включает следующие разделы:

- структура пояса астероидов, группы астероидов и семейства;
- таксономия астероидов и состав вещества их поверхностей;
- форма, размеры и вращение астероидов;
- оптические свойства и структура поверхностей;
- астероиды, сближающиеся с Землей и пересекающие ее орбиту;
- происхождение астероидов, связь с другими малыми телами Солнечной системы.

Проблема вещества астероидов – одна из немногих, которая кроме большого космогонического значения представляет также значительный прикладной интерес. Имеющиеся данные позволяют разделить все астероиды на типы (таксономические классы), отражающие прежде всего общую минералогию вещества поверхностей астероидов. Основными классами являются: С-астероиды (углеродные, подобные углистым хондритам), S-астероиды (силикатные, подобные обыкновенным хондритам и ахондритам) и М-астероиды (металлические, подобные железным и железо-каменным метеоритам). В частности, данные о составе вещества астероидов М-типа, полученные на Астрономической обсерватории Харьковского университета еще в 80-х годах, до сих пор являются наиболее полными и общепризнанными.

Вращение астероидов – это та фундаментальная характеристика их состояния, которая доступна для наземных измерений. В обзоре обобщены и проанализированы данные по определению параметров вращения астероидов с точки зрения природы наблюдаемого вращения и его эволюции в процессе столкновительных взаимодействий в поясе астероидов.

Особое внимание уделено результатам исследований астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ). Основные движущие мотивы резкого повышения интереса к обнаружению и изучению астероидов данной популяции – это стремление понять механизмы перевода их на орбиты, сближающиеся и пересекающие орбиту Земли и других планет земной группы, проблема астероидной опасности, а также перспективы освоения АСЗ как возможных источников металла и другого минерального сырья в околоземном космическом пространстве.

Анализ и обобщение имеющихся данных показывает, что по своей форме, параметрам вращения, оптическим свойствам и структуре поверхности, по распределению таксономических классов и минералогии вещества поверхностей астероиды, сближающиеся с Землей, в общем не отличаются от астероидов главного пояса соответствующих размеров. Основные различия этих астероидов состоят в их орбитах и размерах. Кроме того, относительное число объектов низкоальбедных типов среди АСЗ примерно в 2,5 раза меньше, чем в главном поясе, что связано прежде всего с их происхождением. Проблема происхождения АСЗ и их генетической связи с кометами и метеорным веществом проясняется все больше. Результаты последних исследований показывают, что главный пояс астероидов является доминирующим источником пополнения АСЗ-объектов, а доля АСЗ кометного происхождения (ядра комет, исчерпавших свою активность) не превышает 10 процентов.

Изучение физических свойств астероидов главного пояса и АСЗ-популяции

представляется очень важным не только с точки зрения понимания природы индивидуальных объектов и решения космогонических проблем Солнечной системы, но и для определения стратегии космических исследований и выбора наиболее подходящих целей для космических миссий, для решения конкретных задач проблемы "Астероидная опасность" и для других целей.

В Заключении определены наиболее важные задачи дальнейшего исследования пояса астероидов.

Аккреция космического вещества на Землю

Кручиненко В.Г.

Астрономическая обсерватория Киевского Национального университета
имени Тараса Шевченко

Комплекс малых космических тел разных размеров – наиболее динамическая составляющая Солнечной системы. Эта составляющая все время пополняется новыми частицами и телами и приблизительно столько же их теряет. Основными источниками метеорных тел и межпланетной пыли есть дезинтеграция ядер комет при приближении их к Солнцу и разрушение астероидов при их столкновениях между собой и с другими телами. При столкновении с атмосферами планет тела самых разных размеров и масс порождают явления метеоров и болидов. Самые мелкие частицы при проникновении в атмосферу Земли сохраняются в неизменном виде, так как они успевают затормозиться раньше, чем их поверхность достигнет температуры, необходимой для интенсивного испарения и разрушения. Такие частицы в виде аэрозолей осаждаются на поверхность Земли и их называют микрометеоритами Уиппла. Вопросу притока твердой составляющей космического вещества на Землю посвящены многочисленные работы. Они основаны на различных методах регистраций и исследований, так как относятся к широкому спектру размеров (масс) тел – от мельчайших космических пылинок микронного размера до крупных астероидных и кометных тел с размерами в десятки и сотни метров. Чтобы получить некоторое среднее интегральное распределение притока частиц (тел) на Землю (с массой не меньше данной) в широком интервале масс необходимо провести анализ притока тел, полученного различными методами, в отдельных небольших интервалах масс. По этим данным можно составить общую интегральную (в научной литературе сейчас часто употребляют <кумулятивную>) зависимость аккреции тел на Землю. Для этой цели использованы: измерения в области самых мелких пылевых частиц, полученные с помощью космических аппаратов и высотных ракет; обобщенные данные метеорных наблюдений, которые получены различными методами; результаты наблюдений болидов; результаты измерений акустически-гравитационных волн в атмосфере Земли, зарегистрированных микробарографами Военно-Воздушных сил США в период с 1960 по 1980 гг., т.к. эти ударные и взрывные волны связаны с полетом и разрушением в атмосфере крупных метеороидов. Анализируются также результаты по регистрации световых вспышек от болидов в земной атмосфере фотодиодами корпорации Sandia National Laboratories, которые были установлены на геостационарных спутниках США. При изучении притока космических тел на Землю использована зависимость Уиппла, полученная им «для всех лунных кратеров», а также выведена интегральная зависимость для притока астероидов. В итоге получена общая интегральная зависимость притока космических тел в широком интервале масс. Используя эту зависимость и результаты наблюдений болидов можно сделать такие выводы:

а) Каждые сутки в атмосферу Земли входит около 480 метеороидов с массами не меньше

- 1 кг. Около 30 % из этих метеороидов достигают высот 30 км и меньше. Движение таких метеороидов в атмосфере сопровождается ударными волнами и тепловыми взрывами, которые представляют реальную опасность для находящихся поблизости авиалайнеров.
- б) Каждый год на Землю падает около 900 метеоритов, начальные массы которых не меньше 1 кг.
 - в) Событие типа Тунгусского феномена происходит один раз за (приблизительно) 180 лет.
 - г) Общий приток всех космических частиц и тел на Землю в рассматриваемом диапазоне масс равен 42 тысячи тонн в год. Если за последний миллиард лет аккреция космического вещества Землей была приблизительно постоянной, то радиус Земли увеличился за это время на 4 см.

Для определения критерия разделения метеоритов на ударные и взрывные использована высота максимального торможения метеорных тел. Принимаем, что ударные кратеры порождают метеороиды, высота максимального торможения которых находится над земной поверхностью. К таким, например, относятся: Тунгусский феномен, падения Сихотэ-Алинь и недавние Стерлитамак и Кузя-Ургенч. Высоты тепловых взрывов названных явлений примерно совпадают с высотами их максимального торможения в атмосфере. Область максимальных торможений характерна тем, что потеря энергии на торможение на участке высот 100-200 метров превосходит энергию, необходимую для полного испарения тела.

Аэродинамические нагрузки превышают прочности тел не только на разрыв, но и на сжатие. Если максимальное торможение тел происходит на поверхности Земли или не достигается вследствие столкновения с поверхностью планеты, то такие метеороиды образуют взрывные кратеры. Поэтому критерием для определения минимального заатмосферного размера тела, образующего взрывной кратер, является его максимальное торможение на поверхности нашей планеты.

На основании предложенного метода получены минимальные размеры взрывных кратеров на поверхности Земли. Используются теоретические модели разрушения твердых поверхностей К.П.Станюковича и Э.Эпика. Проведен анализ обеих моделей.

Эволюционные физические процессы в кометах и их модели

Чурюмов К.И.

Киевский национальный университет

Кометы являются быстро эволюционирующими и крайне нестационарными объектами в Солнечной системе. Характер эволюционных и нестационарных физических процессов в кометах вытекает из ледяной природы их ядер. Наличие значительных запасов замороженных газов и пылевой материи в ядрах комет определяют направленность их достаточно быстрой физической эволюции в поле солнечной радиации и межпланетной среде, заключающейся в постепенном истощении запасов летучей и тугоплавкой компонент кометного ядра. Отсюда следует, что конечной стадией эволюции кометного ядра, после потери им летучей компоненты, может быть или стадия полного распада кометного ядра и превращения его в метеорный рой, или стадия частичного разрушения кометного ядра с образованием метеорного роя и остатка "угасшего" кометного ядра в виде астероидного объекта. Кометы также являются своеобразным индикаторами физических условий в межпланетном космическом пространстве. Они активно взаимодействуют с солнечным фотонным корпускулярным излучением, а также с межпланетной материей, и поэтому характер эволюционных и нестационарных физических процессов, протекающих в их ядрах, головах и хвостах,

существенно зависит как от уровня солнечной активности, так и от быстро меняющихся физических условий в межпланетном пространстве. На далеких расстояниях от Солнца в условиях низких температур и вакуума ледяное ядро кометы подвергается воздействию окружающей среды на уровне единичных элементарных процессов или крайне редким случаям столкновений с межзвездными пылинками. Поэтому эволюционные процессы в ледяных кометных ядрах идут крайне медленно. При сближении с Солнцем ледяное ядро подвергается тепловому воздействию и с его открытых ледяных поверхностей начинается все усиливающееся испарение газов. Потоки водяного пара увлекают за собой тугоплавкую и минеральную компоненту в виде пылинок и молекулярных комплексов, которые под действием светового давления уносятся в противоположную от Солнца сторону, образуя хвосты II-го и III-го бредихинских типов. Газ в голове кометы подвергается ионизации солнечным ветром, который также передает через "вмороженное" в него магнитное поле импульс кометной плазме и выталкивает ее в кометный хвост I-го бредихинского типа. При взаимодействии плазменных хвостов комет с обтекающим их солнечным ветром в них образуются быстро эволюционирующие крупномасштабные структуры, имеющих вид колец, прямолинейных лучей, волнообразных структур, сферических сгущений и других peculiarных структур, параметры которых существенно меняются в зависимости от меняющихся физических условий в межпланетной среде, зависящих от уровня пятнообразовательной деятельности Солнца. В работе рассмотрены теоретические модели крупномасштабной стратификации плазменных хвостов комет, имеющей вид лучевых систем и волнообразных структур. 1. Модель лучевой структуры плазменных хвостов комет. Рассмотрено последовательное развитие ионнозвуковой и филаментационной неустойчивостей солнечного ветра в плазменных хвостах комет с целью объяснения механизма формирования лучевой структуры. Для случая существования ионнозвуковой турбулентности оценена эффективная частота рассеяния электронов на ионнозвуковых колебаниях. Построена линейная теория филаментационной неустойчивости для недиссипативного и диссипативного случаев. Проведено численное моделирование процесса объединения филаментов на нелинейной стадии неустойчивости и показано, что их максимальный размер примерно соответствует максимально возможной длине волны, полученной в линейной теории, т.е. 5000-10000 км [1]. 2. Модель волновой структуры плазменных хвостов комет. Показано существование особого режима неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, который реализуется вблизи порога возбуждения данной неустойчивости и может объяснить формирование волновой структуры кометных хвостов. Данный режим обеспечивает возбуждение не сплошного спектра магнитогидродинамических волн, а единственной волновой моды, параметры которой соответствуют наблюдаемому отношению длины волны к радиусу волновой структуры. Величина этого отношения лежит в пределах 10–20 [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Churyumov K.I., Kotsarenko N.Ya., Verkhoglyadova O.P.* Computer simulation of the nonlinear dynamics of large-scale stratification. Bulletin of the American Astron. Soc. 1992, 24, 3, 1024
2. *Churyumov K.I., Kotsarenko N.Ya., Lizunov G.V., Verkhoglyadova O.P.* Plasma-beam instabilities in cometary ionospheres. Proceedings of the International Conference "ACM, 1991", Houston, P.125-128.
3. *Churyumov K.I., Lizunov G.V., Verkhoglyadova O.P.* Excitation of ion-acoustic and Lenglmiur waves in cometary plasma. Proceedings of the 30th Liege International Astrophysical Colloquium "Observations and physical properties of small solar system bodies. 1992, Liege, P. 291-293.

Аппроксимация поля тяготения астероидов полем гравитационного диполя

Александров Ю.В., Портянкина А.В.

Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина

В последнее время все более актуальной становится задача о движении в поле тяготения астероидов (двойные астероиды, пролетные траектории, искусственные спутники астероидов). Если при этом речь идет о движениях на расстояниях, сравнимых с размером астероида, то существенным становится учет его формы. Желательно также описать поле тяготения астероида так, чтобы задача о движении в аппроксимирующем поле была интегрируемой. Такой задачей может быть обобщенная задача двух неподвижных центров. Таким образом, возникает вопрос об аппроксимации поля тяготения астероидов полем гравитационного диполя.

Анализ кривых блеска астероидов показывает, что в первом приближении типичная форма астероидов (кроме самых крупных) – это трехосный эллипсоид с соотношением полуосей, близким к $a : b : c = 2 : \sqrt{2} : 1$. Но сначала рассмотрена задача об аппроксимации поля тяготения однородного эллипсоида вращения полем диполя. Показано, что при величинах сжатия $c/a < 0.5$ среднеквадратичная погрешность аппроксимации поля даже на поверхности эллипсоида не превышает 10 %. При увеличении сжатия она начинает быстро возрастать за счет плохого представления поля вблизи полярной оси. Однако в этом случае погрешность может быть сделана достаточно малой, если ограничиться некоторой широтной зоной, меньшей $\pm 90^\circ$. Далее показано, что поле тяготения трехосного эллипсоида, осредненное по периоду вращения этого эллипсоида, может быть с приемлемой точностью представлено полем равновеликого ему эллипсоида вращения.

Таким образом, на аппроксимации поля тяготения астероидов полем гравитационного диполя может быть основано рассмотрение различных задач о движении вблизи этих небесных тел.

Про взаємодію поступального і обертального руху тіл в гравітаційному полі

Коваленко О.М.

Уманський агротехнічний коледж

Космічні тіла Сонячної системи мають свої власні розміри, тому їх динаміка в гравітаційному полі відрізняється від динаміки матеріальної точки. Оскільки планети і супутники планет крім поступального руху мають власне обертання, то виникає взаємодія між поступальним і обертальним рухом таких космічних тіл. Це призводить до того, що центр мас реальних супутників в гравітаційному полі може рухатись по орбіті, що значно відрізняється від кеплерової траєкторії. Розглянуто три основних випадки обертального руху і обчислено перші інтеграли системи диференціальних рівнянь для моделі абсолютно твердого тіла.

Визначення космологічних параметрів, використовуючи дані по анізотропії реліктового випромінювання.

Апуневич С.Є.

Львівський національний університет

Найважливішою проблемою у сучасній космології є визначення космологічної моделі (або класу космологічних моделей), теоретичні передбачення якої найкраще відповідатимуть всій сукупності наявних спостережуваних даних про великомасштабну структуру в широкому діапазоні масштабів.

Використовуючи критерій відповідності моделі спостережуваним даним можна статистично аналізувати правдоподібність космологічних моделей, і навіть відкинути з певною достовірністю цілий клас моделей, а також визначити значення основних космологічних параметрів обраної моделі, що найкраще відповідатимуть спостереженням.

Унікальну можливість такого аналізу надають сучасні дані спостережень анізотропії мікрохвильового реліктового випромінювання. На сьогодні різними експериментами накопичено достатньо достовірних даних про флюктуації температури реліктового випромінювання, охоплюючи масштаби від розмірів горизонту до кутових масштабів менше одного градуса. На різних масштабах за формування флюктуацій мікрохвильового фону відповідають різні фізичні процеси, які у свою чергу визначаються тільки певними космологічними параметрами. Таким чином особливості спектру потужності кутових флюктуацій температури реліктового випромінювання можна використати для достатньо точного визначення космологічних параметрів.

В даній роботі розглянуто так званий стандартний сценарій утворення великомасштабної структури Всесвіту внаслідок росту малих скалярних первинних неоднорідностей, спричиненого гравітаційною нестійкістю. Фізичні властивості первинного поля флюктуацій визначаються фізикою ранніх стадій еволюції Всесвіту і описуються інфляційною теорією. Згідно з таким сценарієм, спектр потужності флюктуацій температури реліктового випромінювання повинен мати особливість у вигляді піку, так званий акустичний пік. Положення та амплітуда такого піку визначаються кривизною простору, часткою баріонів у загальній густині, постійною Хаббла та впливом космологічної постійної.

Для тестування моделі зі змішаною темною матерією і космологічним членом було використано дані різних експериментів по анізотропії реліктового випромінювання (загалом 68 точок). По сукупності цих даних визначались положення та амплітуда акустичного піку та порівнювались з теоретично передбаченими. Також використовувались дані про вміст баріонів з теорії нуклеосинтезу, обмеження на співвідношення між кривизною простору та космологічною константою з даних по наднових SNel, а також сучасні вимірювання сталої Хаббла. Як статистичний критерій відповідності використовувалась χ^2 -мінімізація.

В результаті аналізу спостережуваних даних можна стверджувати, що спектр потужності реліктового випромінювання має пік на гармоніці $l_p=211\pm 60$ з амплітудою $A_p=71\pm 8$ μK .

Згідно з цим та іншими даними зроблено наступні висновки:

- кривизна простору незначна, практично геометрія простору плоска,
- частка матерії у загальній густині становить близько 30%, решта доповнюється до критичної густини енергії космологічної константи,
- нахил первинного (післяінфляційного) спектру потужності дуже близький до одиниці, що узгоджується зі загальними припущеннями сучасних інфляційних теорій.

Висотний профіль температури в фотосфері Сонця

Богдан Т.М.

Чернігівський державний педагогічний університет імені Т.Г. Шевченка

При розрахунках фізичної моделі фотосфери знаходять, як правило, залежність температури T не від геометричної глибини h , а від оптичної товщі τ фотосферних шарів. Та для більшої наочності бажано мати фотосферний профіль T_h .

Для розрахунку T_h використаємо відомі залежності [1]

$$d\tau = -\alpha \rho dh \quad (1)$$

де α – коефіцієнт поглинання, ρ – густина речовини, τ – оптична товща.

Залежність густини ρ від T подається формулою:

$$\rho_h = \frac{4}{3} \frac{g \mu}{\alpha R^*} \frac{T_h^4 - T_0^4}{T_e T_h} \quad (2)$$

де T_0 – температура при $\tau = 0$, T_e – температура, що відповідає ефективному рівню фотосфери, R^* – універсальна газова стала.

Залежність температури від оптичної товщі τ має вигляд:

$$T_h^4 = T_e^4 \left(\frac{3}{4} \tau + \frac{1}{2} \right) = T_e^4 A_\tau \quad (3)$$

Підставивши (2) в (1), одержимо:

$$d\tau = -\alpha \frac{4}{3} \frac{g \mu}{\alpha R^*} \frac{T_h^4 - T_0^4}{T_e T_h} dh$$

Звідси, інтегруючи маємо:

$$h = -\frac{3}{4} \frac{R^* T_e^4}{g \mu} \int_{\tau_0}^{\tau_h} \frac{T_h d\tau}{(T_h^4 - \frac{1}{2} T_e^4)}$$

Тут $T_0^4 = \frac{1}{2} T_e^4$, що відповідає $\tau_0 \approx 0$

Враховуючи (3), одержимо :

$$h = -\frac{3}{4} \frac{R^* T_e^4}{g \mu} \int_{\tau_0}^{\tau_h} \frac{T_e A_\tau^{1/4}}{T_e^4 A_\tau \frac{1}{2} T_e^4} d\tau$$

Елементарні перетворення приводять до залежності:

$$h = \frac{R^*}{g \mu} T_e \int_{\tau_0}^{\tau_h} \frac{A_\tau^{1/4}}{\tau} d\tau$$

Прийемо для умовного верхнього рівня фотосфери $\tau_0 \approx 0,01$ ($h = 0$)

Залежність $h(\tau)$ наведена в таблиці

| | | | | | | | |
|----------------|------|-----|-----|------|------|------|------|
| τ | 0,02 | 0,1 | 0,2 | 0,67 | 2,00 | 3,00 | 5,00 |
| h , км | 19 | 126 | 320 | 647 | 859 | 945 | 1067 |
| T , 10^3 К | 4,9 | 5,0 | 5,2 | 5,8 | 6,9 | 7,4 | 8,3 |

1. *Соболев В.В.* Курс теоретической астрофизики. – М.: Наука, 1985. – 502 с.

Релятивистские конфигурации анизотропной жидкости

Буликов В.В.

Украинский государственный химико-технологический университет (Днепропетровск)

Получены и исследованы новые точные решения уравнений общей теории относительности для нестатических сферически-симметричных конфигураций. Считается, что вещество описывается уравнением состояния анизотропной жидкости, плотность энергии ε зависит только от временной координаты, а радиальная p_r и тангенциальная p_{\perp} составляющие давления – и от временной, и от радиальной координат.

Показано, что для рассматриваемых конфигураций функция $E = m - 8\pi\varepsilon r^3 / 3$ зависит только от временной координаты (m – массовая функция). Для моделей, которые могут иметь астрофизическое приложение, выберем значение $E = 0$. Такое решение является анизотропным аналогом однородного решения для идеальной жидкости.

Для конфигураций с $p_{\perp} - p_r = k(p_r + \varepsilon)/2$, где k – произвольный параметр модели, получено решение:

$$ds^2 = \left(\frac{\dot{r}}{r}\right)^2 \frac{r^{2k}}{\Psi^2(t)} dt^2 - r^{2-2k} f^2(R) dR^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2),$$

$$p_r = -\frac{\dot{\varepsilon} r}{3\dot{r}} - \varepsilon, \quad p_{\perp} = \frac{k}{2} \left(\frac{k+2}{k} p_r + \varepsilon \right),$$

где $\varepsilon(t)$, $\Psi(t)$ и $f(r)$ – произвольные функции интегрирования, а функция $r(R, t)$ определяется уравнением

$$\frac{r'}{r^{2-2k} f^2(R)} = 1 + \Psi^2 r^{2-2k} - \frac{8\pi}{3} \varepsilon r^2$$

(точка означает дифференцирование по t , штрих – по R). Значение $k = 0$ соответствует идеальной жидкости.

Для частного решения с $k = 1$ получено:

$$ds^2 = \frac{\dot{r}^2}{\Psi^2(t)} dt^2 - dR^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2),$$

$$r(R, t) = \sqrt{\frac{3(1 + \Psi^2(t))}{8\pi\varepsilon(t)}} \sin(\sqrt{8\pi\varepsilon(t)/3} R), \quad p_{\perp} = \frac{3}{2} p_r + \frac{1}{2} \varepsilon.$$

Произведена сшивка полученного решения ($k = 1$) с внешним решением Шварцшильда для пустого пространства. При этом

$$\varepsilon = \frac{3r_g}{8\pi r_b^3(t)}, \quad \Psi^2(t) = \frac{r_g}{r_b(t) \sin^2 \left(R_b \sqrt{r_g r_b^{-3}(t)} \right)} - 1,$$

где $R_b = const$ – значение радиальной координаты на поверхности сшивки, $r_b(t) = r(R_b, t)$ – радиус границы конфигурации. Эволюция модели с точки зрения

наблюдателя на поверхності описується уравненням $\frac{dr_b}{d\tau} = \pm\sqrt{\Psi^2}$.

Такоже отримано конформно-плоске рішення. В цьому випадку $p_{\perp} - p_r = \frac{3E(t)}{8\pi r^3}$, и рішення описує неферический шар з $r \neq 0$. Таке рішення описує тільки T -область пространства-времени и має следующий вид:

$$ds^2 = \frac{\dot{E}^2}{4E^2\Psi^2} dt^2 - r^2(t)F^2(t)dR^2 - r^2(t)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2),$$

$$r^2(t) = AE(t), \quad \Psi^2(t) = \frac{8\pi}{3} \varepsilon(t) + \frac{E - r(t)}{r^3(t)},$$

$$p_r = -\varepsilon - \frac{2\dot{E}}{3E} - \frac{1}{4\pi Ar(t)}, \quad p_{\perp} = p_r + \frac{3}{8\pi Ar(t)},$$

где $A = const$, $\varepsilon(t)$, $\Psi(t)$ и $F(R)$ – произвольные функции.

Вплив флуктуацій густини газу в планетарних туманностях на їх емісійний лінійчатий спектр

Гаврилова Н.В., Тишко Н.Л.

Львівський національний університет

Побудовано сітку (≈ 30) сферично-симетричних фотоіонізаційних моделей свічення планетарних туманностей (ПТ) з різним характером розподілу густини газу в їх оболонках для температур центральних зір $T = 50000$ К і 100000 К. Флуктуації густини задавалися випадковим статистичним розподілом. В кожному з випадків приймалося, що на фоні однорідної густини газу ($n(H) = 500 \text{ см}^{-3}$ і 1000 см^{-3}) існують флуктуації підвищеної густини в 2, 5, 10, 15 і 20 разів. Вирахувано емісійний лінійчатий спектр кожної з моделей ПТ відносно спектру відповідних однорідних моделей. Виявлено біля 10 емісійних ліній, найменш чутливих до флуктуацій густини газу ($\pm 30\%$), які можуть бути використані для більш точного визначення хімічного складу ПТ. Для кожної з моделей обчислено об'єм флуктуацій газу відносно повного об'єму туманності $\varepsilon = \sum_i V_i / V$ і знайдено $k = \sum_i n(H)_i V_i / \sum_i V_i$, де $n(H)_i$ та V_i – густина та об'єм конденсацій відповідно. Розглянуто та проаналізовано залежність ефективної густини газу в оболонці туманності $ne = \sum_i ne_i V_i / \sum_i V_i$ від параметрів ε та k , де сумування проводиться по всіх сферичних шарах моделей ПТ.

Эффект затенения поверхностей с неоднозначным рельефом

Гринько Е.С., Станкевич Д.Г., Шкуратов Ю.Г.
Харьковская Астрономическая обсерватория

Рассмотрена задача расчета затенения на поверхностях со случайным неоднозначным рельефом с помощью компьютерного моделирования. Этим разбит подход, ранее предложенный в работах [1,2]. Схема эксперимента имитирует освещение и наблюдение в реальных условиях – в памяти ЭВМ генерируется реализация квазитрехмерной модели тонкого среза среды с заданными статистическими свойствами, а затем в ней проводится трассировка лучей для заданной геометрии освещения и наблюдения. Вещество предполагается непрозрачным и достаточно темным, что дает возможность ограничиться рассмотрением рассеяния только первого порядка. Применен метод обратной трассировки: лучи трассируются от наблюдателя к объекту и далее к источнику света.

В работе исследованы два типа сред – с гауссовской и фрактальной статистикой. Получены фазовые кривые поверхностей для разных значений параметров обеих моделей. Показано: чем больше толщина переходного слоя реголитоподобной среды, тем сильнее выражен теневой эффект. Можно добиться сходства экспериментальных кривых с данными наблюдений, но при этом значения параметров не соответствуют характеристикам реального реголита. Обнаружены систематические отличия хода фазовых кривых для гауссовской модели от соответствующих кривых для фрактальной. Получены распределения яркости по диску планеты для ряда фазовых углов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Станкевич Д.Г., Шкуратов Ю.Г.* Численное моделирование затенения на статистически шероховатой планетной поверхности // *Астрон. вестник.* – 1992. – Т. 26. – № 6. – С. 90–101.
2. *Шкуратов Ю.Г.* Исследования обратного рассеяния света твердыми поверхностями небесных тел: теоретические модели оппозиционного эффекта // *Астрон. вестник.* – 1994. – Т. 28. – № 4–5. – С. 155–171.

Описання зовнішнього гравітаційного потенціалу планет потенціалом системи неоднорідних самогравітуючих дисків

Завізон О.В.

Уманський педагогічний університет

В процесі еволюції планет формується їх внутрішня будова, яка нагадує еліпсоїдальні шари певної густини. Стиснення таких шарів залежить від швидкості власного обертання та рівняння стану речовини, з якої складається дана планета.

В роботі як перше наближення використано багатшарову модель планет, в якій густина кожного шару є сталою, а їх геометричне стиснення визначається з розв'язку диференціального рівняння Клеро.

З теорії потенціалу відомо, що зовнішній потенціал однорідного еліпсоїда точно описується потенціалом неоднорідного кругового диску певних розмірів. Таким чином, взявши систему таких дисків, ми обчислили з певною точністю гравітаційний потенціал для різних планет. Отримані результати порівнюються із даними спостережень з космічних апаратів, показуючи похибки, що не перевищують 15%. Отже запропонований метод описання зовнішнього гравітаційного потенціалу різних планет є достатньо ефективним.

R- и T-области космологической модели Толмена-Фридмана

Коптева Е.М.

Днепропетровский государственный университет

Недавние наблюдения показали, что во Вселенной существуют так называемые «полости» – практически сферически-симметричные области с плотностью видимой материи, много меньшей плотности окружающего пространства. В связи с этим были проведены теоретические работы по исследованию «полостей» в модели расширяющейся вселенной.

В данной работе для построения модели полости используется эллиптический тип решения Толмена. Окружающее пространство описывается эллиптическим решением Фридмана.

Для того, чтобы полость, описываемая решением Толмена, могла существовать во вселенной Фридмана, необходимо выполнение условий сшивки Лихнеровича-Дармуа. В терминах массовой функции эти условия имеют вид:

$$m_T(R_b) = m_F(R_b),$$

$$f_T(R_b) = f_F(R_b),$$

$$r_T(R_b) = r_F(R_b),$$

где $R = R_b$ – поверхность сшивки, $m(R)$ – массовая функция, $f(R)$ – вторая производная функция интегрирования в решении Толмена, $r^2(R, t)$ – метрический коэффициент g_{22} . Индексы «Т» и «F» означают принадлежность величины к пространству Толмена или Фридмана, соответственно.

Условия сшивки накладывают ограничения на вид массовой функции в решении Толмена. Поэтому не всякое решение Толмена может быть сшито с решением Фридмана.

Интересным представляется исследование R-T-диаграмм системы «полость» – окружающее пространство. Границы R- и T-областей находятся из условия горизонта $r(R, t) = m(R)$ и строятся как функции $t(R)$. Для решения Толмена вид R-T-диаграмм зависит от радиуса поверхности сшивки R_b , от вида функции $t_0(R)$ и от вида массовой функции $m(R)$. Сшивка R-T-областей Толмена и Фридмана позволяет построить R-T-диаграмму всей рассматриваемой системы и тем самым – проанализировать возможное движение частиц.

В данной работе построены диаграммы R- и T-областей для решения Толмена при

$$R_b = 1, m = a_0 \sin^5 R / \sin^2 R_b, t_0 = (m / 2 \sin^2 R)(\alpha - \sin \alpha - \pi);$$

$$R_b = 1, m = a_0 \sin^5 R / \sin^2 R_b, t_0 = R;$$

$$R_b = 1, m = a_0 \sin^5 R / \sin^2 R_b, t_0 = 1.$$

Также произведена сшивка первого и второго случаев с решением Фридмана.

Возможность существования той или иной модели полости можно оценить путем сравнения наблюдаемых масс Фридмана и Толмена в одном и том же объеме шара $R \leq R_b$.

В частности проведено сравнение для решения Толмена с $m = a_0 \sin^5 R / \sin^2 R_b$.

Из сравнения же полной (гравитационной) и наблюдаемой масс можно сделать вывод о наличии или отсутствии в "полости" скрытой (невидимой) материи.

Спостережна програма пошуку планет поблизу зірок спектральних класів А6-К5 із використанням 2-м телескопа ГАО НАН України.

Крушевська В.М.

Головна астрономічна обсерваторія НАН України

Пошук позасонячних планет є одним з провідних напрямків планетології. Окрім природнього інтересу ця тема приваблює можливістю покращити теорію формування планетних систем, а саме відповісти на питання стосовно еволюції землеподібних та юпітероподібних планет, планет поблизу зір сонячного типу і пульсарів, а також можливістю переглянути закони розподілу за масою і розміром об'єктів у планетних системах.

Межі діапазону (А6 – К5) вибрано не випадково. Відомо, що у зірок із Sp класами від А6 до К5 кутова швидкість обертання різко зменшується в порівнянні із Sp класами від О до А5. Для останніх період обертання становить десятки годин, а для зір пізніших Sp класів – від декількох діб (А6 – F5) до декількох тижнів (F5 – К5). Це різке збільшення періоду обертання можна пояснити тим, що для зір після класу А5 кутовий момент кількості руху передається тілам, які рухаються навколо них

На сьогодні існує багато прямих і непрямих методів пошуку планет із Землі та з ближнього Космосу. Одним з найбільш ефективних є метод радіальних швидкостей.

Присутність планети, гравітаційно зв'язаної із зіркою, буде переміщувати центр мас (барицентр) системи від геометричного центру зорі. Оскільки зоря набагато масивніша, ніж планети, то її орбіта навколо барицентру буде значно менша і обертатиметься вона навколо нього повільніше. Однак через дуже велику різницю в потоках світла від зірки та планети пошук має спрямовуватися на непряму реєстрацію планет із використанням світла від зорі для вимірювання гравітаційного впливу планети на зорю. Радіальні швидкості зірки досліджуються за допомогою Доплерівського зміщення спектральних ліній. Мета – знайти зміни в цих вимірюваннях як функцію часу.

У припущенні колових орбіт спостережуваний радіальний компонент швидкості зорі навколо барицентру становитиме

$$V_* = (m_p \sin i_{orb} / (M_* + m_p)) \cdot (\sqrt{G(M_* + m_p)} / a),$$

де a – орбітальний радіус, i_{orb} – нахил орбітальної площини. Період орбіти P задається третім законом Кеплера $P^2 = 4\pi^2 a^3 / G(M_* + m_p)$. З цих двох рівнянь отримаємо

$$V_* = (2\pi G / P)^{1/3} (m_p \sin i_{orb} / (M_* + m_p))^{2/3}.$$

Спостережувані величини – це V_* і P . Можна обчислити $m_p \sin i_{orb}$, що дасть нам нижню границю маси планети m_p . Рівняння не містить залежності V_* від відстані до зорі. Тому цей метод досить ефективний, бо в астрометричному методі та при інтерферометрії перевага надається близьким до нас зорям.

У випадку колової орбіти планети крива швидкості буде синусоїдальною. Якщо зоря має далеку планету із високоексцентричною орбітою, то спостережуваний сигнал швидкості буде комбінацією орбітальних прискорень, викликаних як планетою, так і орбітальним рухом самої зорі.

Для пошуку планет біля інших зірок методом дослідження радіальних швидкостей найбільш придатними є зорі Головної Послідовності.

На сьогодні точність вимірювань радіальних швидкостей складає біля 1м/с.

Встановлений на піку Терскол 2-метровий телескоп в комбінації з куде-ешеле-спектрометром та відповідним програмним забезпеченням дозволяють виконувати весь

комплекс необхідних спостережень для пошуку планетних систем біля інших зірок. На цьому приладі можна досягти роздільної здатності 180000, що відповідає мінімальному зміщенню спектральної лінії, яке реєструється, в 0.035 \AA . Теоретична точність вимірювання радіальних швидкостей, визначена по уширенню лінії, дорівнює $\sim 4 \text{ м/с}$. На основі каталогів Lick та Keck Обсерваторій підібрані яскраві зорі згаданих Sr класів, які спостерігатимуться в даному місці.

Таблиця, наведена нижче, демонструє основні характеристики спектрометра:

| Характеристика | Камера $f = 0.45 \text{ м}$ | Камера $f = 0.875 \text{ м}$ | Камера $f = 1.8 \text{ м}$ |
|-------------------------------------|-----------------------------|------------------------------|----------------------------|
| Кількість рядків | ~ 90 | ~ 90 | ~ 45 |
| Довжина рядку в області біля 500 нм | 7.0 нм | 3.5 нм | 1.8 нм |
| Нм/піксел в області 500нм | 0.0056 | 0.0030 | 0.0015 |
| Перекриття рядків | до 680 нм | нема | нема |
| Щілини | 2? | 1? | 0.5? |
| Роздільна здатність | 45000 | 90000 | 180000 |

Про визначення хімічного вмісту областей НII в голубих компактних карликових галактиках

Мелех Б.Я.

Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету ім.І.Франка

Зібрано вибірку емпіричних співвідношень, які пропонуються різними авторами для визначення хімічного складу газових туманностей.

На основі відносних інтенсивностей спектрів спостережень знайдено хімічний вміст областей НII в голубих компактних карликових галактиках (ГККГ). Порівняно і проаналізовано отримані вмісти з відповідними даними інших авторів.

Побудовано фотоіонізаційні моделі свічення даних НII областей в ГККГ з хімічним вмістом знайденим Ю.Ізотовим та ін. (ApJ, 435, 647, (1994); ApJ, 445, 108, (1995)) і спектром іонізуючого випромінювання знайденим нами на основі потоків в лініях $H\beta$, $\lambda 4471 \text{ HeI}$, $\lambda 4686 \text{ HeII}$.

Отримано інтегральні спектри фотоіонізаційних моделей свічення областей НII в ГККГ які використано для отримання відносних іонних вмістів даних об'єктів;

Отримані відносні іонні вмісти були використані для визначення хімічного вмісту по вищезгаданих вибірці співвідношень. Знайдений вміст хімічних елементів для кожного з емпіричних співвідношень порівнювався з відповідним хімічним вмістом, заданим в фотоіонізаційній моделі свічення.

Зроблено висновок про необхідність побудови сітки фотоіонізаційних моделей свічення для НII областей в ГККГ з метою пошуку іонізаційно-корекційних факторів.

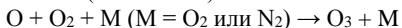
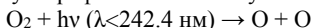
Процессы образования и разрушения озона в земной атмосфере. Причины изменения концентрации озона.

Кузнецова Ю. Г.

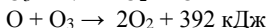
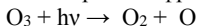
Киев, Главная астрономическая обсерватория

I. Атмосферный озон относят к одной из малых составляющих атмосферы, так как его общее содержание составляет только около $0.64 \cdot 10^{-6}$ массы всей атмосферы. Однако значение озона как в атмосферных процессах, так и для жизнедеятельности биосферы на Земле очень велико, что вызывает большой интерес к изменениям его концентрации, которые связаны с процессами образования и разрушения.

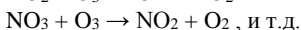
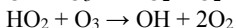
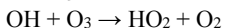
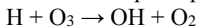
Озон в атмосфере образуется как следствие диссоциации молекулярного кислорода солнечным ультрафиолетовым излучением



и разрушается излучением короче инфракрасного



а так же в результате химических реакций с различными малыми составляющими, которые имеют каталитический характер, например:



Для анализа последствий подобных взаимодействий важна такая характеристика, как скорость протекания химических реакций, которая зависит от различных факторов – концентрации реагирующих веществ, температуры, влияния катализаторов и т.д. Количественно скорость реакции характеризуют как изменение концентрации реагирующих веществ в единицу времени. Эта скорость при постоянных внешних условиях не остается постоянной, а изменяется во времени. По мере расходования исходных веществ скорость процесса уменьшается. При увеличении же температуры она увеличивается.

II. Общепринятое мнение таково, что регистрируемое в последние десятилетия уменьшение концентрации озона в верхних слоях земной атмосферы обусловлено фреонами.

Однако имеет место и другое мнение, в соответствии с которым основной причиной этого уменьшения является увеличение концентрации атмосферного аэрозоля, вследствие чего вероятность фотодиссоциации кислорода, а значит, и образования молекул озона, уменьшается сильнее, чем для озона [1], [2]. Здесь следует указать, какое именно влияние аэрозоль оказывает на состояние озонового слоя, а именно:

Для аэрозоля, особенно очень мелкого, оптическая толщина сильно увеличивается с уменьшением длины волны. Поэтому увеличение τ_a (?) приведет к уменьшению коэффициента скорости фотодиссоциации J , а величина этого уменьшения будет наибольшей для тех молекул, для фотодиссоциации которых необходимо взаимодействие с наиболее энергичными фотонами. В данной ситуации значение коэффициента J сильнее всего уменьшится для фреонов и меньше всего для озона.

Аэрозольное загрязнение верхних слоев атмосферы приведет к изменению температурного профиля и коэффициентов поглощения различных газов.

Столкновение молекул кислорода и озона с аэрозолем приведет к изменению значения коэффициента скорости реакций двойных и более кратных столкновений, а так же к возможной абсорбции этих молекул на поверхности аэрозоля.

Выражение для коэффициента скорости фотодиссоциации в модели оптически

тонкой атмосферы имеет следующий вид:

$$J = \int_0^{\lambda_0} E_0(\lambda) \exp\left(-\frac{\tau_s^0(\lambda) + \tau_a^0(\lambda)}{\mu}\right) \alpha(\lambda) d\lambda$$

Источниками аэрозольного загрязнения могут быть как природные, так и антропогенные явления. К первым относится загрязнение верхних слоев атмосферы метеоритными частицами, продуктами извержения вулканов, лесными пожарами. Ко вторым относятся продукты и производные продуктов сгорания топлива в высотных самолетах и ракетах, мусор, который образуется при разрушении искусственных спутников Земли и т.д. Причем на высотах, превышающих 30 км, мелкий аэрозоль с радиусом частиц менее 0.1 мкм может удерживаться десятки лет, что способствует его накоплению.

1. *Мороженко О.В., Шаврина А.В., Велесь О.О.* Концепція моніторингу газового та аерозольного (для висот більше 30 км) забруднення земної атмосфери з борту міжнародної космічної станції // *Космічна наука і технологія*, 1999.
2. *Велесь А.А., Шаврина А.В., Мороженко А.В.* О влиянии стратосферного аэрозоля на процессы образования озонового слоя» // *Сборник тезисов 2-й международной конференции «Естественные и антропогенные аэрозоли», 27.09 – 1.10.1999 г. С.-Петербург – с. 103*

Нелінійний механізм генерації сонячних радіосплесків III типу

Марченко В.В.

Чернігівський державний педагогічний університет імені Т.Г. Шевченка

Розглянуто параметричну трихвильову взаємодію в корональній плазмі, як один із можливих механізмів генерації сонячних радіосплесків III типу. За хвилю накачки взято верхньогібридну хвилю (ВГХ), яка збуджується пучком заряджених частинок, інжектованих в корону під час сонячного спалаху. ВГХ накачки розпадається на звичайну (лівополяризовану) електромагнітну хвилю (ЕМХ) та іншу ВГХ. Цю взаємодію також можна інтерпретувати як розсіяння ВГХ накачки на іншій ВГХ, в результаті якого відбувається генерація електромагнітного випромінювання.

Дослідження проведено на основі дворідинної магнітогідродинаміки (МГД) [1].

Розглядаємо однорідну плазму в однорідному магнітному полі ($\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$). Ми можемо знехтувати впливом іонів, внаслідок їх інертності. Також нехтуємо тепловою швидкістю електронів у порівнянні з фазовими швидкостями розглядуваних хвиль. Враховуючи це, необхідні нам рівняння МГД запишуться у такому вигляді

$$\frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} = \frac{1}{m_e} (-e \vec{E} + \vec{F}) - \omega_{Be} (\vec{V}_e \times \vec{e}_z), \quad \vec{F} = -\frac{e}{c} (\vec{v}_e \times \vec{B}) - m_e (\vec{v}_e \cdot \nabla) \vec{v}_e$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -(\vec{n}_e \cdot \vec{V}_e), \quad \vec{j} = -en_e \vec{V}_e \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \nabla^2 \varphi = 4\pi en_e, \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Вважаємо, що виконуються умови синхронізму

$$\omega_0 = \omega + \omega_j, \quad \vec{k}_0 = \vec{k} + \vec{k}_j \quad (2)$$

де $j = 1, 2$, ω_0, \vec{k}_0 – частота і хвильовий вектор ВГХ накачки; ω, \vec{k} – частота і хвильовий вектор ВГХ розпаду

Індекс “1” стосується звичайної ЕМХ, індекс “2” – лівополяризованої.

Враховуючи, що розглядається випадок слабкої нелінійності, з (1) і (2) було отримано дисперсійне рівняння для ВГХ

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega, \vec{k}) \Phi &= \mu \Phi_0 E_{1z}^* & (3) \\ \mu &= -i \frac{e}{m_e} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_1} \frac{k_{0z} k_x}{k^2} \left[\frac{\omega}{\omega_0} k_{1x} + \frac{\omega \omega_0 + \omega_{Be}^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} k_{0x} + \frac{\omega^2 - \omega_{Be}^2}{\omega \omega_0} \frac{k_{0z} k_z}{k_x} \right] \\ \varepsilon(\omega, \vec{k}) &= \omega^2 - \omega_k^2 \\ \omega_k^2 &= \frac{1}{2} \left[(\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2) + \left((\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2)^2 - 4\omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2 \cos^2 \vartheta_2 \right)^{1/2} \right] \end{aligned}$$

та дисперсійне рівняння для звичайної ЕМХ

$$\begin{aligned} \varepsilon_1(\omega_1, \vec{k}_1) E_{1z} &= \mu_1 \Phi_0 \Phi^* & (4) \\ \mu_1 &= i \frac{e}{m_e} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega} k_{0z}^2 \left[\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} \frac{k_{0x}}{k_{0z}} \left(k_x + \frac{\omega_1}{\omega_0} k_{0x} \right) + \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{Be}^2} \frac{k_x}{k_{0z}} \left(k_{0x} + \frac{\omega_1}{\omega} k_x \right) + k_{0z} \omega_1 \left(\frac{2}{\omega_1} + \frac{1}{\omega_0} + \frac{1}{\omega} \right) \right] \\ \varepsilon_1(\omega_1, \vec{k}_1) &= \omega_1^2 - (ck_1)^2 - \omega_{pe}^2 \end{aligned}$$

З рівнянь (3), (4) отримано нелінійне дисперсійне рівняння, яке описує розпад ВГХ на звичайну ЕМХ та іншу ВГХ

$$\varepsilon(\omega, \vec{k}) \varepsilon_1^*(\omega_1, \vec{k}_1) = \mu \mu_1^* |\Phi_0|^2 \quad (5)$$

Аналогічним чином було отримано нелінійне дисперсійне рівняння, яке описує розпад ВГХ на лівополяризовану ЕМХ та іншу ВГХ

$$\varepsilon(\omega, \vec{k}) \varepsilon_2^*(\omega_2, \vec{k}_2) = \mu_3 \mu_2^* |\Phi_0|^2 \quad (6)$$

де

$$\begin{aligned} \varepsilon_2(\omega_2, \vec{k}_2) &= \omega_2^2 - (ck_2)^2 - \omega_{pe}^2 \frac{\omega_2}{\omega_2 + \omega_{Be}} \\ \mu_2 &= \frac{e}{m_e} \frac{\omega_0 \omega \omega_2}{\omega_2 + \omega_{Be}} \omega_{pe}^2 k_{0x}^2 \left[\frac{k_{0x}}{(\omega_0^2 - \omega_{Be}^2)(\omega^2 - \omega_{Be}^2)} \left\{ 2 + \frac{k_{0z} k_z}{k_{0x}^2} \left(2 - \omega_{Be}^2 \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega^2} \right) \right) \right\} + \right. \\ &\quad \left. (\omega_2 + \omega_{Be}) \left(\frac{1}{\omega_0} + \frac{1}{\omega} \right) \right] + \frac{\omega_2 + \omega_{Be}}{k_{0x}} \left\{ \frac{k_{0z}^2}{\omega_0^3 (\omega^2 - \omega_{Be}^2)} + \frac{k_z^2}{\omega^3 (\omega_0^2 - \omega_{Be}^2)} \right\} \Phi_0 \Phi^* \\ \mu_3 &= -i \frac{e^2}{m_e} \frac{\omega_{pe}^2 k_x}{ek^2 \omega} \left[\frac{\omega_{Be} - \omega}{\omega_{Be} + \omega} \frac{\omega_{Be}}{\omega_0 \omega_2} k_{0z} k_{2z} + \frac{k_{0x}^2 (\omega_{Be}^2 + \omega_0 \omega)}{(\omega_2 + \omega_{Be})(\omega_0^2 - \omega_{Be}^2)} + \frac{k_z k_{0x} k_{2z}}{k_x \omega_2 \omega} \left(\frac{\omega^2 - \omega_{Be}^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} \right) \right] \times \\ &\quad \times \left[\omega_0 + \omega_{Be} + \frac{k_{0z} \omega_2}{k_{2z} \omega_0} \left(\frac{\omega^2 - \omega_{Be}^2}{\omega_2 + \omega_{Be}} \right) \right] \end{aligned}$$

1. Юхимук А.К., Федун В.Н., Юхимук В.А., Фалько О.Г. Генерация электромагнитного излучения с помощью ВГВ накачки в замагниченной плазме // Космічна наука і технологія. – 1998. – 4, №1. – с. 102–107.

A note on the temporal trend of point positions in the Ukraine area

Marchenko D.A.

State Geodetic Enterprise “WestGeodesCartography”, Lviv, Ukraine

As well know an application of the modern high-precision positioning requires the consideration of some geodynamical factors for achievement of necessary accuracy. The Earth’s tectonic plate motions is one of such factors. Nowadays it is recommended to represent these motions (on a global scale) by the model NNR-NUVEL1. According to this model the position vector $\mathbf{p}(t)$ of a point for some moment of time t may be obtained in the linear formulation from the expression:

$$\mathbf{p}(t) = \mathbf{p}_0 + \dot{\mathbf{p}}(t - t_0), \quad (1)$$

where $\mathbf{p}_0 = \mathbf{p}(t_0)$ is the position vector of the same point for the initial moment t_0 and

$$\dot{\mathbf{p}} = \begin{bmatrix} 0 & -\dot{\omega}_3 & \dot{\omega}_2 \\ \dot{\omega}_3 & 0 & -\dot{\omega}_1 \\ -\dot{\omega}_1 & \dot{\omega}_3 & 0 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{p}_0, \quad (2)$$

where $\dot{\omega}_1, \dot{\omega}_2, \dot{\omega}_3$ are time variations of rotation angles around the axes OX, OY, OZ , respectively.

Clearly these expressions are derived after linearization of the well-known restricted kind of Helmert transformation:

$$\mathbf{p}(t) = \mathbf{Q}(\xi(t), \eta(t), \zeta(t)) \mathbf{p}_0, \quad (3)$$

where the rotation matrix $\mathbf{Q}(\xi(t), \eta(t), \zeta(t))$ describes sequential rotations around the corresponding axes

$$\mathbf{Q}(\xi(t), \eta(t), \zeta(t)) = \mathbf{R}_z(\zeta(t)) \mathbf{R}_y(\eta(t)) \mathbf{R}_x(\xi(t)), \quad (4)$$

$$\mathbf{R}_x(\xi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \xi & \sin \xi \\ 0 & -\sin \xi & \cos \xi \end{bmatrix}, \quad \mathbf{R}_y(\eta) = \begin{bmatrix} \cos \eta & 0 & -\sin \eta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \eta & 0 & \cos \eta \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{R}_z(\zeta) = \begin{bmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta & 0 \\ -\sin \zeta & \cos \zeta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Instead of the model (1)–(2) we will use directly the model (3) with the next angles

$$\xi(t) = \dot{\omega}_1(t - t_0), \quad \eta(t) = \dot{\omega}_2(t - t_0), \quad \zeta(t) = \dot{\omega}_3(t - t_0), \quad (6)$$

which were adopted here as the linear functions of time. Thus, we have tried to construct the linear model of temporal variations of point positions especially for the Ukraine area, based on the non-linear formulation or the formulas (3)–(6). Rectangular coordinates of 21 GPS permanent points, which surround the Ukraine, were chosen as the initial data. Most points have weekly solutions over time span 3.5 years. One permanent point Goloseevo located in the Ukraine area (72 weekly solutions) was used in this study. The computation of the parameters $\dot{\omega}_1, \dot{\omega}_2, \dot{\omega}_3$ was done in the frame of such non-linear problem. As a result, for the Ukrainian area we have determined the systematic differences between the constructed model and NNR-NUVEL1: $\delta x \approx +2.4 \text{ mm/year}$, $\delta y \approx -3.1 \text{ mm/year}$, $\delta z \approx +0.5 \text{ mm/year}$.

Дослідження впливу сонячної активності на магнітне поле Землі

Криськов Ц.А., Криськов А.А., Рачковський О.М., Савера І.В., Щербанюк М.А.

Кам'янець-Подільський державний педагогічний університет,

Зміни напруженості магнітного поля Землі реєстрували за допомогою симетричного феромагнітного магнітометра, який являє собою три котушки, насаджені на сердечник з пермаллою. Крайні котушки живляться від звукового генератора ГЗ-33 змінною напругою до 10 В. Котушки ввімкнені таким чином, щоб їх магнітні поля в середній котушці компенсували одне одного. Поскільки намагніченість пермаллою має кубічну компоненту напруженості магнітного поля, то саме вона й створює сигнал, який можна реєструвати. Експериментально встановлено, що використаний нами пермаллою має найкращу чутливість при частоті зміни струму 1850 Гц. Сигнал магнітометра випрямлявся і після підсилення реєструвався самописущим приладом КСП2-002. Швидкість руху стрічки була 2 см/год.

Реєстрували зміну з часом горизонтальної складової напруженості магнітного поля Землі. Такі зміни співставляли з візуальним спостереженням кількості сонячних плям та інформацією у пресі про несприятливі дні. Зафіксована певна кореляція зміни напруженості магнітного поля Землі з повідомленнями у пресі.

Найбільші зміни магнітного поля Землі зареєстровані 10 квітня 2000 року. Число Вольфа на день спостереження складало 59. Зокрема, о 14^h40^m (UT) напруженість магнітного поля зросла у 2,5 рази, о 14^h44^m спостерігався спад майже до нормальної величини, а о 14^h48^m наступне короткочасне збільшення у 1,5 рази. Після цього напруженість магнітного поля стабілізувалась і до 17^h20^m були лише незначні флуктуації тривалістю до 2^h. О 17^h20^m зафіксовано зменшення напруженості магнітного поля майже у 4 рази, а о 17^h30^m знову різке зростання до такого ж значення, як о 14^h40^m. Після цього напруженість поля знову стабілізувалась і незначні флуктуації імпульсного характеру відбувались о 03^h27^m та 05^h18^m 11 квітня.

Таких значних збурень магнітного поля Землі нами не було зафіксовано впродовж усього часу спостережень, починаючи з листопада місяця 1999 року.

Влияние сфероидальной самогравитирующей оболочки на изменение элементов орбиты частиц

Терещенко А.А.

Уманский педагогический университет

На определенных этапах эволюции самогравитирующих систем возможно их расслоение на центральное тело и периферию, которую можно представить в виде самогравитирующих колец, дисков или сфероидальных оболочек. Подтверждением сказанного служит эволюция протозвездных облаков, протогалактик, шаровых скоплений, где наблюдаются упомянутые явления. Возможно, образованием такого рода является и облако Оорта, окружающее Солнечную систему. В связи с этим возникает вопрос о влиянии на форму орбит частиц самогравитирующих сфероидальных оболочек, которые могут вращаться и порождать трение при движении внутри них.

Равновесная форма оболочек может поддерживаться за счет гравитационных сил, а также сил внешнего и внутреннего давления, магнитных полей и вращения. Постановка самосогласованной задачи с учетом упомянутых факторов очень сложна и связана с интегрированием системы нелинейных дифференциальных уравнений магнитной газодинамики. Поэтому ограничились лишь твердотельным вращением сфероидальной

оболочки, а также вращением с постоянной линейной скоростью.

Для изучения эволюции орбит частиц очень важным является вычисление изменения кинетического момента и полной энергии, которыми однозначно определяют изменения эксцентриситета, большой полуоси и долготы перицентра орбиты.

В результате наших исследований обнаружено, что такие факторы, как сила трения, вращение оболочки и ее собственное гравитационное поле способны порождать изменения большой полуоси, эксцентриситета и долготы перицентра орбиты частицы. В зависимости от угловой скорости вращения оболочки сила трения может приводить либо к уменьшению, либо к увеличению большой полуоси орбиты. Изменение эксцентриситета орбиты зависит от закона силы трения и геометрических параметров оболочки. Например, для закона силы трения вида $R = c v$ (c – коэффициент трения, v – скорость частицы) эксцентриситет увеличивается при условии $r + h/2 > a$ (здесь r , h – соответственно внутренний радиус и толщина оболочки, a – большая полуось орбиты частицы), в противном случае эксцентриситет уменьшается. Собственное гравитационное поле оболочки вызывает систематическую прецессию линии апсид в прямом направлении.

Толменовские «пустоты» во Вселенной Фридмана

Туринов А.Н.

Днепропетровский государственный университет

Астрономические наблюдения последних двух десятилетий свидетельствуют в пользу того, что, по крайней мере, в наблюдаемой нами части Вселенной существуют области, в которых плотность «видимой» материи значительно меньше, чем в окружающем пространстве. Эти области, близкие к сферическим, получили название «пустот» [1]. Эти наблюдения стимулируют теоретические исследования возможности построения и эволюции данных образований, которые ведутся по четырем направлениям [2]: малые возмущения в однородных космологических моделях; использование «вакуолей» Эйнштейна–Штрауса; использование пространства-времени Толмена; рассмотрение границы «пустоты» в приближении тонкой стенки. Эти направления иногда приводят к различным выводам относительно образования и эволюции «пустот».

В настоящей работе «пустоты» строятся путем сшивки двух различных решений Толмена, но в качестве решения, описывающего внутреннее пространство-время «пустот», рассматриваем неоднородные пылевые решения Толмена, а в качестве решения, описывающего внешнее пространство-время (пространство-время окружающей Вселенной), рассматриваем однородные и изотропные решения Фридмана, как частный случай толменовских решений. Необходимо сразу отметить, что возможна сшивка решений только одного и того же типа.

Для сшивки двух метрик будем использовать условия сшивки Лихнеровича–Дармуа, которые заключаются в равенстве первой и второй квадратичных форм на поверхности сшивки. В качестве поверхности сшивки выберем гиперповерхность $R = R_b = const$. Тогда на выбранной нами гиперповерхности должны выполняться следующие условия:

$$\begin{aligned} r_T(R_b, t_T) &= r_F(R_b, t_F), & f_T(R_b) &= f_F(R_b), \\ m_T(R_b) &= m_F(R_b), \end{aligned} \tag{1}$$

где $f(R)$ – произвольная функция интегрирования, представляющая собой полную энергию частицы, заключенной в слое R , $m(R)$ – активная гравитационная масса, заключенная в слое R . Исходя из условий шивки (1), на гиперповерхности шивки всегда выполняется условие $t_T - t_0(R_b) = t_F$, где $t_0(R)$ – начальный момент времени (временной сдвиг). Следовательно, мы можно сделать заключение, что вещество в «пустоте» старше, чем вне пустоты, на что впервые указывал Боннор [3].

Боннор показал, что «пустоты», описываемые пространством-временем Минковского не могут существовать во Фридмановской Вселенной [3,4]. Однако возможен выбор толменовской Вселенной с определенными параметрами, и такая Вселенная будет содержать «пустоты», описываемые пустым пространством-временем. Но такие модели имеют целый ряд экзотических свойств. Фридмановская Вселенная также не содержит «пустот», описываемых решением Фридмана.

Во Вселенной Фридман на параболического типа «пустоты», построенные рассмотренным выше способом, не существуют, так как однородная плотность энергии внешнего (окружающего) пространства равна средней плотности энергии пустоты.

Было проведено исследование возможности построения «пустот» в пространствах отрицательной и положительной кривизны, при определенном выборе массовой функции, описывающей пространство-время «пустоты», а также различных значениях R_b . Показано, что в гиперболическом и эллиптическом случаях, при $R_b \ll 10^{-2}$, «пустот» не существует. Однако возможно существование пустот при $R_b \rightarrow 10^{-2}, 10^{-1}, 1, 2$. Для этих случаев построены модели, в которых, плотность энергии на несколько порядков ниже, чем плотность энергии окружающего пространства (результаты для модели гиперболического типа приведены в таблице).

Гиперболическая модель «пустоты» для $R_b = 1$ и $t_0(R) = R$

| R_b | t_F | V_T / V_F | M_T / M_F | E_T / E_F |
|-------|---------|------------------|-------------|----------------------|
| | 0.00001 | $1.4 \cdot 10^9$ | | $7.4 \cdot 10^{-10}$ |
| | 0.0001 | $1.5 \cdot 10^7$ | | $7 \cdot 10^{-8}$ |
| | 0.001 | $1.5 \cdot 10^5$ | | $7 \cdot 10^{-6}$ |
| | 0.01 | $1.6 \cdot 10^3$ | | $6.5 \cdot 10^{-4}$ |
| 1 | 0.1 | 29 | 1.04 | 0.038 |
| | 0.25 | 9.8 | | 0.11 |
| | 0.5 | 4.2 | | 0.11 |
| | 0.75 | 11.9 | | 0.09 |
| | 1 | 18.9 | | 0.06 |
| | 1.5 | 61 | | 0.017 |

(t_F – реальное время, значению $t_F = 1$ соответствует настоящий момент времени, V – объем, M – масса, E – плотность энергии конфигураций).

Построены также модели «пустот», которые существовали только в ранней Вселенной.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Thompson, K.L. and Vishniac, E.T.: 1987, Ap. J. 313, 517.
- [2] Redmouth, I.H.: 1988, M.N.R.A.S. 235, 1301.
- [3] Bonnor, W.B. and Chamorro, A.: 1990, Ap. J., 350, 502.
- [4] Bonnor, W.B. and Chamorro, A.: 1991, Ap. J., 378, 461.

Эволюция интегрального блеска комет в околосолнечном космическом пространстве

Филоненко В.С.

Астрономическая обсерватория Харьковского национального университета

Автором вместе с К.И.Чурюмовым проводится работа по ревизии визуального базиса физических наблюдений комет с целью создания нового каталога кривых блеска комет, уточнению фотометрических параметров комет и параметров вспышек блеска, а также поиска новых закономерностей в эволюции интегрального блеска комет. Кривые блеска, построенные на основе наиболее полных и надежных рядов визуальных оценок интегрального блеска комет, дают возможность исследовать активные нестационарные процессы в кометах и их эволюцию при движении комет в околосолнечном космическом пространстве, а также определять ряд физических характеристик комет таких, как размер ядра, соотношение газовой и пылевой составляющих кометной атмосферы, ее массу, вековое ослабление блеска периодических комет, значения негравитационных параметров и др. В результате проведенных исследований получены следующие новые научные результаты:

- предложена методика обработки рядов визуальных оценок интегрального блеска комет, учитывающая инструментальные поправки и позволяющая получить надежные значения фотометрических параметров H_0 и n кривых блеска и значения параметров вспышек и вариаций интегрального блеска;
- на основе более чем 4000 визуальных оценок блеска кометы Галлея, полученных сетями ИНУ и СОПРОГ построена детальная кривая блеска этой кометы и обнаружена новая особенность в эволюции интегрального блеска кометы Галлея: скачкообразные изменения фотометрического параметра n , происходившие на одинаковых гелиоцентрических расстояниях, симметричных относительно перигелия. Показано, что эта особенность характерна для ряда других комет. Впервые обнаружено влияние изменений уровня солнечной активности на кривую интегрального блеска кометы Галлея, что не совпадает с прежними выводами С.В.Орлова (1923 г.);
- впервые детально исследована кривая блеска короткопериодической кометы Чурюмова–Герасименко и показано существенное влияние солнечной активности на изменения интегрального блеска этой кометы. Обнаружено влияние фазовой зависимости на кривую интегрального визуального блеска этой кометы, что частично объясняет аномально большое смещение момента максимума кривой блеска относительно момента прохождения кометы через перигелий;
- впервые обнаружено влияние фазовой зависимости блеска на кривые интегрального визуального блеска комет и определены значения фазовых коэффициентов ряда комет. Показано, что в зависимости от значения фазового коэффициента кометы делятся на три группы;
- обнаружено новое явление во вспышечной активности короткопериодической кометы Темпель 2: вспышки блеска у этой кометы происходили на одних и тех же гелиоцентрических расстояниях во время трех ее различных появлений; показано, что эта особенность вспышечной активности типична для всех наблюдавшихся комет. Это явление можно рассматривать как новый наблюдательный критерий при разработке механизма вспышечной активности комет. Показано, что гелиоцентрические расстояния, на которых с большей вероятностью происходят вспышки блеска, совпадают с гелиоцентрическими расстояниями, на которых, согласно предсказаниям теории единой закономерности в распределении вещества в системах Солнца и планет (Ю.К.Гулак), создаются условия для формирования относительно стабильных дискретных кольцевых образований – квазиизоэнергетических комплексов в виде радиальных стоячих волн.

Таким образом, показано, что кометы являются не только естественными зондами для изучения свойств солнечного ветра, высокоскоростных корпускулярных потоков солнечной плазмы и межпланетного магнитного поля, но и своеобразными индикаторами некоторых общих свойств межпланетного космического пространства;

- исследована зависимость между орбитальными и физическими характеристиками комет и показано, что принадлежность кометы к тому или иному фотометрическому кластеру зависит от возраста кометы и уровня солнечной активности во время данного появления кометы;

- составлен каталог более чем 400 реальных вспышек блеска комет, наблюдавшихся в 1927-1994 гг.;

- предложен новый индекс вспышечной активности комет, характеризующий мощность нестационарных вспышечных процессов в кометах; с его помощью обнаружено, что вспышки блеска всех комет происходят со средним периодом $6.8^d \pm 0.6^d$. Это значение составляет $\frac{1}{4}$ среднего периода вращения Солнца, следовательно, обнаруженная квазипериодичность вспышечной активности комет является новым доказательством влияния солнечной активности на нестационарные вспышечные процессы в кометах.

Зміст

| | |
|---|----|
| Наукова програма конференції | 2 |
| <i>Котов В.А.</i> Пульсации Солнца..... | 4 |
| <i>Відьмаченко А.П.</i> Сезонні зміни та власні коливання в атмосферах планет..... | 5 |
| <i>Фомін П.И.</i> Про физическую природу инверсий магнитного поля Земли..... | 7 |
| <i>Фомін П.И., Фоміна А.П.</i> Про особливості декаметрового випромінювання системи Юпітер–Іо | 7 |
| <i>Железняк О.О.</i> Особливості руху і походження супутників планет | 8 |
| <i>Марченко А.Н.</i> Об определении гравитационных и магнитных полей тел Солнечной системы..... | 9 |
| <i>Коркина М.П.</i> Эксперименты ОТО в Солнечной системе | 10 |
| <i>Лутишко Д.Ф.</i> Физические свойства астероидов..... | 11 |
| <i>Кручиненко В.Г.</i> Аккреция космического вещества на Землю | 12 |
| <i>Чурюмов К.И.</i> Эволюционные физические процессы в кометах и их модели | 13 |
| <i>Александров Ю.В., Портянкина А.В.</i> Аппроксимация поля тяготения астероидов полем гравитационного диполя | 14 |
| <i>Коваленко О.М.</i> Про взаємодію поступального і обертального руху тіл в гравітаційному полі..... | 15 |
| <i>Апуневич С.С.</i> Визначення космологічних параметрів, використовуючи дані по анізотропії реліктового випромінювання..... | 16 |
| <i>Богдан Т.М.</i> Висотний профіль температури в фотосфері Сонця..... | 17 |
| <i>Бурликов В.В.</i> Релятивистские конфигурации анизотропной жидкости | 18 |
| <i>Гаврилова Н.В., Тишко Н.Л.</i> Вплив флуктуацій густини газу в планетарних туманностях на їх емісійний лінійчатий спектр | 19 |
| <i>Гринько Е.С., Станкевич Д.Г., Шкуратов Ю.Г.</i> Эффект затенения поверхностей с неоднозначным рельефом..... | 20 |
| <i>Завізіон О.В.</i> Описання зовнішнього гравітаційного потенціалу планет потенціалом системи неоднорідних самогравітуючих дисків..... | 20 |
| <i>Коптева Е.М.</i> R- и T-области космологической модели Толмена-Фридмана..... | 21 |
| <i>Крушевська В.М.</i> Спостережна програма пошуку планет поблизу зірок спектральних класів А6-К5 із використанням 2-м телескопа ГАО НАНУ | 22 |
| <i>Мелех Б.Я.</i> Про визначення хімічного вмісту областей НІІ в голубих компактних карликових галактиках | 23 |
| <i>Кузнецова Ю.Г.</i> Процессы образования и разрушения озона в земной атмосфере. Причины изменения концентрации озона | 24 |
| <i>Марченко В.В.</i> Нелінійний механізм генерації сонячних радіосплесків ІІІ типу... .. | 25 |
| <i>Marchenko D.A.</i> A note on the temporal trend of point positions in the Ukraine area .. | 27 |
| <i>Криськов Ц.А., Криськов А.А., Рачковський О.М., Савера І.В., Щербанюк М.А.</i> Дослідження впливу сонячної активності на магнітне поле Землі | 28 |
| <i>Терещенко А.А.</i> Влияние сфероидальной самогравитирующей оболочки на изменение элементов орбиты частиц..... | 28 |
| <i>Туринов А.Н.</i> Толменовские «пустоты» во Вселенной Фридмана | 29 |
| <i>Филоненко В.С.</i> Эволюция интегрального блеска комет в околосолнечном космическом пространстве | 31 |

Наукове видання

Під загальною редакцією
доктора фізико-математичних наук, професора
Железняка О.О.

Технічний редактор *Терещенко А.О.*

Уманський державний педагогічний університет ім. П.Г. Тичини
20300, Україна, Черкаська обл., м.Умань, вул. Садова 2