









## САМУЇЛ КАПЛАН ТА РОЗВИТОК АСТРОФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ У ЛЬВІВСЬКОМУ УНІВЕРСИТЕТІ (ДО 100-РІЧЧЯ ВІД ДНЯ НАРОДЖЕННЯ)

М. Ваврух<sup>1</sup> , Н. Вірун<sup>1</sup>, Б. Гнатик<sup>2</sup> , Ю. Кулініч<sup>1</sup> , Б. Мелех<sup>1</sup> ,  
Б. Новосядлий<sup>1</sup> , О. Петрук<sup>3</sup> , Р. Пляцко<sup>3</sup> , М. Ціж<sup>1</sup> 

<sup>1</sup> Львівський національний університет імені Івана Франка, вул. Університетська, 1, Львів, 79000, Україна,

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, вул. Володимирська, 64/13, Київ, 01601, Україна,

<sup>3</sup> Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача НАН України,  
вул. Наукова, 36, Львів, 79060, Україна

(Отримано 21 січня 2022 р.; прийнято до друку — 21 червня 2022 р.; опубліковано онлайн — 10 серпня 2022 р.)

На основі архівних матеріалів та опублікованих праць описано львівський період життя й наукові праці Самуїла Ароновича Каплана (1921–1978). За 13 років роботи у Львівському університеті (1948–1961) він написав понад 80 статей та 3 монографії за 9 напрямками: стійкість колових орбіт у полі Шварцшильда, теорія білих карликів, космічна газодинаміка, природа джерел космічних променів, фізика міжзоряного середовища, фізика й еволюція зір, фізика космічної плазми, космологія та гравітація, оптичні спостереження штучних супутників Землі. Подано список і стислий огляд його праць львівського періоду у світлі сучасного стану досліджень за цими напрямками.

**Ключові слова:** чорні діри, білі карлики, космічна газодинаміка, міжзоряне середовище, космічні промені, фізика й еволюція зір, космологія, штучні супутники Землі, історія науки.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.26.3001>

### ВСТУП

Самуїл Аронович Каплан (10.10.1921–11.06.1978), видатний астрофізик ХХ століття, свою активну наукову діяльність розпочав у Львові у віці 27 років після закінчення аспірантури Ленінградського (тепер Санкт-Петербурзького) державного університету у 1948 році. Тут він написав свої перші наукові статті, започаткував напрями досліджень у галузі теоретичної астрофізики, які активно розвиваються й нині. З нагоди 100-літнього ювілею від дня народження Самуїла Каплана 6 грудня 2021 року Астрономічна обсерваторія та кафедра астрофізики Львівського університету провели одноденний онлайн-семинар<sup>1</sup>, за матеріалами якого публікуємо цю статтю. Серед доповідачів й авторів статей “наукові внуки та правнуки” Самуїла Ароновича, науковці, що є спадкоємцями та продовжувачами розпочатих ним досліджень у Львові й інших наукових центрах України та світу. Ми не подаємо тут повної біографії вченого, оскільки вона доступна на інтернет-ресурсах<sup>2</sup>, лише акцентуємо на львівському періоді його життя, мало висвітленому в наявних джерелах. Наприкінці статті наводимо бібліографію праць Самуїла Каплана львівського періоду, яка вражає не тільки кількістю (95 позицій за 13 років, з урахуванням перекладів), а й широтою тематики. Аналізуючи їх, можемо з певністю стверджувати, що більшість із них є основоположними в розбудові теорії вироджених зір, стійкості орбіт у гравітаційному полі чорних дір, космічної газодинаміки, міжзоряного середовища та космічної плазми й стали класикою теоретичної астрофізики.

### I. СТОРІНКИ БІОГРАФІЇ (З ОСОБОВОЇ СПРАВИ ТА СПОГАДІВ КОЛЕГ)

Самуїл Каплан приїхав до Львова в червні 1948 року за скеруванням до Львівського університету на посаду завідувача відділом астрофізики Астрономічної обсерваторії після успішного закінчення аспірантури Ленінградського університету захистом дисертації на тему “Источники энергии и эволюция белых карликов”. Посвідка про скерування, яка зберігається в особовій справі С. Каплана в архіві університету<sup>3</sup>, датована 30 квітня, а дата прибуття до місця призначення, що вказана в ній, — 1 червня. Науковий ступінь кандидата фізико-математичних наук йому затвердили 30 червня 1948 року. Заява С. А. Каплана на ім'я ректора Львівського університету проф. І. Білякевича про зарахування датована 10 червня. Завідувачем сектора астрофізики з посадовим окладом 2 400 карбованців його зараховано з 1 липня 1948 року, про що свідчить виписка з наказу №31 по Астрономічній обсерваторії від 17 липня (рис. 1). Оскільки згідно зі штатним розписом вільною була тільки 0.5 ставки, С. А. Каплана зарахували з 1 липня ще на пів ставки старшого викладача кафедри експериментальної фізики з посадовим окладом 1 250 карбованців на місяць (наказ №253 від 26 липня). Суміщення посад наукового працівника й викладача тогочасні порядки не підтримували, тому з 1 вересня його перевели на повну ставку старшого викладача кафедри теоретичної фізики (наказ №287 від 31 серпня).

В особовій справі С. А. Каплана є характеристика з аспірантури Ленінградського університету, яку надіслали 25 вересня 1948 року на запит проректора

<sup>1</sup> Запис семінару доступний за адресою <https://youtu.be/YewcivEhdss>

<sup>2</sup> [https://uk.wikipedia.org/wiki/Каплан\\_Самуїл\\_Аронович](https://uk.wikipedia.org/wiki/Каплан_Самуїл_Аронович)

<sup>3</sup> Особова справа С. А. Каплана, №5583, Архів Львівського національного університету імені Івана Франка.



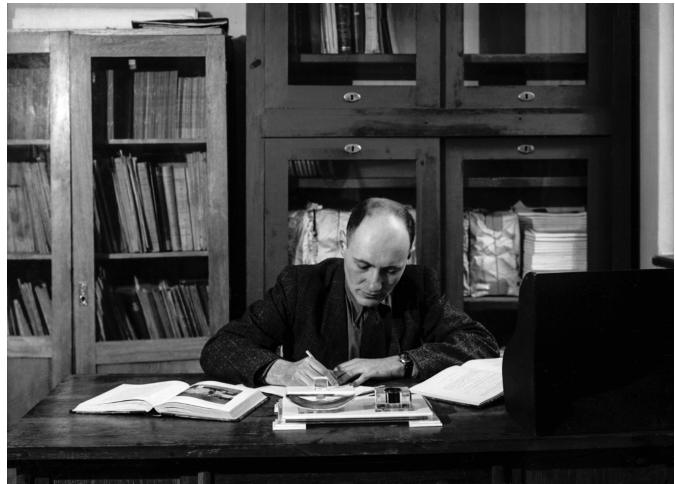
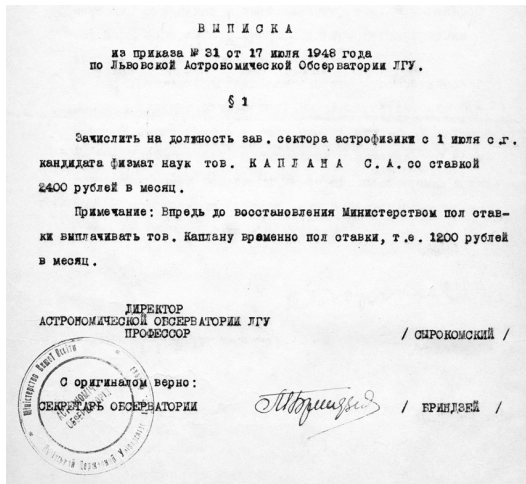


Рис. 1. Виписка з наказу про зарахування С. Каплана на посаду зав. сектором астрофізики і одна з його перших фотографій львівського періоду, що є у фотоархіві Астрономічної обсерваторії  
 Fig. 1. Extract from the order on S. Kaplan's employment in the position of head of the sector of astrophysics and one of his first photos from the Lviv period, which is in the photo archive of the Astronomical Observatory

К. М. Леутського і повторно 19 липня 1949 року на запит директора обсерваторії Олександра Сирокомського. У них зазначено, що за час навчання в аспірантурі С. Каплан зробив кілька наукових доповідей на семінарах, якими продемонстрував значну ерудицію в ділянці внутрішньої будови зір, має схильність до теоретичної роботи, але надто самовпевнений. В обох характеристиках також вказано на його непатріотичний вчинок, який полягав у тому, що на ювілейній науковій сесії математичного факультету з нагоди 30-ої річниці Жовтневої революції він зробив огляд праць зарубіжних дослідників, зовсім не згадавши праць радянських учених. За це йому висловлено догану і, очевидно, це унеможливило його працевлаштування в Ленінградському університеті в часи боротьби з космополітизмом.

Після відновлення повної ставки завідувача сектору астрофізики С. А. Каплан переходить на основне місце праці в обсерваторію (заява про переведення від 30 грудня 1948 року), залишаючись на пів ставки старшого викладача на кафедрі теоретичної фізики, з якою він уже не розлучався до кінця львівського періоду.

У Львівському університеті Самуїл Аронович Каплан розпочав дослідження в галузі теоретичної астрофізики та мав змогу самостійно обирати актуальні напрями досліджень. Тут він розпочав активну наукову діяльність, про що свідчить перший список публікацій, який є у справі (рис. 2), датований лютим 1949 року, та укладена нами бібліографія його праць львівського періоду, що нараховує 95 позицій (наведена наприкінці цієї статті).

Читання студентам курсів лекцій з електродинаміки, механіки суцільних середовищ, термодинаміки й статистичної фізики, теорії випромінювання, загальної теорії відносності, теоретичної астрофізики та внутрішньої будови зір сприяло його зростанню як на-

уковця, давало змогу братися за виконання найактуальніших завдань теоретичної астрофізики того часу, що зробило його універсальним ученим-астрофізиком ХХ століття. Володимир Проник, один із учнів С. Каплана, у спогадах в [1] згадує його слова: "Коли хочеш вивчити якийсь розділ фізики чи астрофізики — прочитай курс лекцій для студентів". Інший його учень — Олександр Логвиненко — згадує, що Самуїл Каплан щиро ділився своїми знаннями зі студентами, "кожна його лекція була оригінальною; він творив на дошці, виклад найважчих питань був доступний і зрозумілий, а темп викладу давав змогу все законспектувати" [2].

Форма № 8

**СПИСОК**  
 научных трудов, открытий и изобретений  
 КАПЛАН САМУИЛ АРОНОВИЧ  
 (фамилия, имя и отчество)  
 Кандидат физико-математических наук  
 (иметь ли звание и степень, указать дату)

№ п/п	Наименование труда, открытия, изобретения	Печатная рукопись	Название издательства	Год издания	Количество листов	Примечание указывать соавтора
1.	"Источники энергии и эволюция белых карликов" диссертация	рукопись		1947	2	
2.	"Эволюция белых карликов"	рукопись, отдана в печать	Труды ЛАО	1948	1/2	
3.	"Охлаждение белых карликов"	рукопись		1948	1/4	
4.	"О пределе плотности вырожденных электронных конфигураций"	рукопись		1948	1/4	
5.	"О круговых орбитах в теории тяготения Эйнштейна"	рукопись		1948	1/8	

Рис. 2. Перший список публікацій С. Каплана, який є у його особовій справі  
 Fig. 2. The first list of S. Kaplan's publications, which is in his personal file



Рис. 3. Колектив Астрономічної обсерваторії на початку 50-х рр. Зліва направо сидять: Т. Мандрикiна, Р. Теплицька, В. Степанов, Н. Єленевська, (?); стоять: (?), С. Каплан, Я. Капко, А. Копистянський, Г. Родіонов  
 Fig. 3. The staff of the Astronomical Observatory in the early 1950s. From the left to the right are sitting: T. Mandrykina, R. Teplytska, V. Stepanov, N. Yelenevska, (?); standing: (?), S. Kaplan, Ya. Kapko, A. Kopystianskyi, G. Rodionov

У лютому 1950 року новий директор Астрономічної обсерваторії Володимир Степанов призначає С. А. Каплана заступником директора з наукової роботи (посадовий оклад 3 200 карбованців). На цій посаді він пробує до 1953 року, до приходу Моріса Ейгенсона на посаду директора у зв'язку з переходом В. Степанова на роботу в Державний астрономічний інститут ім. Штернберга (м. Москва). У тому ж році, згідно з випискою з протоколу ВАК при МВО СРСР від 3 червня, оголошеною наказом №365 ректора університету від 11 липня, Самуїла Каплана затверджено вченому званні старшого наукового співробітника за спеціальністю «астрофізика». Він активно включився в науково-організаційну роботу. За його участі в 1950 р. вибрано ділянку в смт Брюховичі для замської станції спостережень, а в 1952 р. він домогся її відведення постановою Ради Міністрів УРСР. У тому ж році був керівником експедиції в Чилійський район Кзил-Ординської області Казахської РСР для спостережень повного сонячного затемнення, яке відбулося 25 лютого. Самуїл Каплан організував розробку проекту телескопа АЗТ-14 Ленінградським оптико-механічним об'єднанням для відділу астрофізики, який пізніше перейменовано у відділ змінних зір. В його особовій справі знаходимо заяву, датовану 2 січня 1953 року, з проханням відрядити його до Москви та Ленінграда без оплати видатків для контролю за ходом проектування 50-см рефлектора та роботи в бібліотеках від 12 січня до 5 лютого. Подібних заяв у справі є кілька. Ученого часто запрошували також до участі в наукових конференціях, що відбувалися в Москві чи Ленінграді, з оплатою видатків за рахунок оргкомітету. С. А. Каплан регулярно відвідував астрономічну обсерваторію в Сімеїзі в Криму, де подружився з родинами Шайн та Пікель-

нера. Після перших робіт кінця 40-х років, пов'язаних із компактними, дуже щільними виродженими зоряними об'єктами, на початку 50-х він розпочав дослідження дуже розріджених астрофізичних об'єктів — атмосфер зір, газових туманностей, міжзоряного середовища, космічної плазми.

Науково-освітня кар'єра С. А. Каплана швидко йшла вгору. 1-го вересня 1952 року його перевели на посаду в.о. доцента кафедри теоретичної фізики, а наказом ректора №514 від 21 липня 1954 року затверджено на цій посаді згідно з результатами конкурсу. В обсерваторії він працював за сумісництвом на пів ставки старшого наукового співробітника, де й було його постійне робоче місце. Однак з 1 квітня 1956 року С. Каплана раптово звільнили з посади старшого наукового співробітника Астрономічної обсерваторії як сумісника у зв'язку з виявленням під час ревізії фінансово-господарчої діяльності університету порушень штатно-окладної дисципліни. Підставою для цього був наказ Міністра вищої освіти УРСР т. Ковалю Б. А. за №213 від 19.III.1956 року. Проте 20 вересня 1957 року його призначають начальником станції оптичних спостережень штучних супутників Землі «Львів-1031», створеній при Астрономічній обсерваторії та підпорядкованій Астрораді СРСР<sup>4</sup>. Цю посаду вчений обіймав до 25 листопада 1958 року, згодом передавши станцію під керівництвом І. Климишина.

В особовій справі С. А. Каплана є копії його характеристик, виданих для різних потреб. Зокрема, у характеристиці від 10 листопада 1955 року за підписом ректора Є. Лазаренка для пред'явлення в Московському університеті у зв'язку із захистом докторської дисертації сказано, що за час роботи в університеті «проявив себе як здібний науковий співробітник і хороший викладач. Він опублікував понад 35 наукових праць, а також написав у співавторстві з К. П. Станюковичем і Ф. А. Баумом книгу «Вступ до космічної газодинаміки». Багато працює над підготовкою фізиків і астрофізиків у Львівському університеті. Керує виконанням дипломних робіт і кандидатських дисертацій...». У ній зазначено також, що С. А. Каплан має заслужений авторитет серед викладачів і студентів, бере участь у громадському житті університету, постійно підвищує свій ідейно-політичний рівень, часто виступає з популярними лекціями, а також те, що він закінчив роботу над докторською дисертацією.

Із чергового особового листка по обліку кадрів, який заповнив власноруч С. Каплан, дізнаємось, що докторську дисертацію на тему «Методи газодинаміки міжзоряного середовища» він захистив у Московському державному університеті ім. М. В. Ломоносова 1 березня 1957 року у віці 35 років. У копії диплома вказано, що рішення про надання йому наукового ступеня доктора фізико-математичних наук ВАК МВО СРСР прийняв 18 січня 1958 року, а диплом доктора наук МФМ №000176 видав 4 лютого. Проте уже

<sup>4</sup> У виписці з наказу №678 ЛДУ ім. І. Франка вона зазначена як оптична станція фізичного факультету.

11 жовтня 1957 року наказом ректора університету С. А. Каплана перевели на посаду в.о. професора кафедри теоретичної фізики, не чекаючи диплома, а 19 травня 1958 року затвердили на цій посаді як обраного за конкурсом. Того ж року 18 листопада йому присвоїли вчене звання професора кафедри теоретичної фізики.

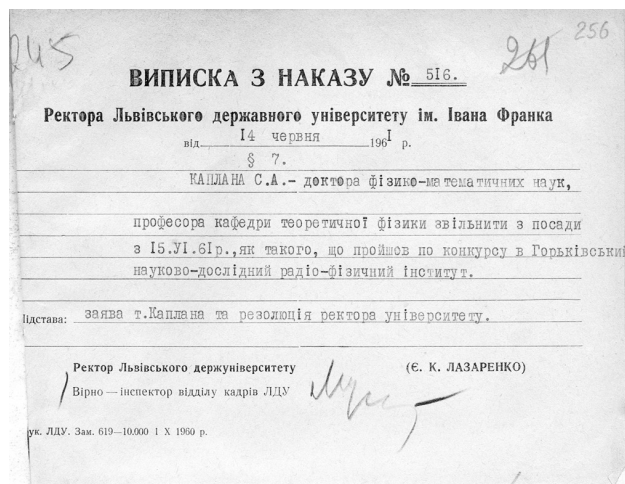


Рис. 4. Виписка з наказу про звільнення С. Каплана та одна з фотографій кінця 50-х років з фотоархіву Астрономічної обсерваторії, на якій С. Каплан крайній зліва  
Fig. 4. An extract from the order on S. Kaplan's dismissal and one of the photographs from the late 1950s from the photo archive of the Astronomical Observatory, in which S. Kaplan is the leftmost

У 1959 році знову несподівано змінився директор Астрономічної обсерваторії — ним став Ярослав Капко, магістр астрономії, член компартії. Самуїл Каплан зрозумів, що безпартійний доктор наук у Львові не має шансу очолити колектив чи то наукового відділу чи підрозділу університету. Тому він шукав можливість змінити місце праці на котрийсь із інститутів поближче до Москви чи Ленінграда, де працювали його співавтори тих років. На такі думки наводить характеристика, видана в 1960 році для пред'явлення в Пулковську обсерваторію. Але очевидно, що "столичні" заклади для нього були ще закриті.

Тому він прийняв пропозицію директора Горьківського науково-дослідного радіофізичного інституту М. Т. Грехової і перейшов туди в 1961 році, про що свідчить виписка з наказу №516 від 14 червня (рис. 4). Звичайно, що це гіпотеза, ще одна спроба знайти відповідь на запитання, чому Самуїл Каплан покинув Львів, який він любив, університет, у якому йому було комфортно працювати, де мав учнів і друзів, авторитет серед викладачів і студентів. Зрештою, місто, у якому в 1956 році народився його син Яків. На таку думку наводять також слова його горьківських колег<sup>5</sup> у спогадах про нього: "Незважаючи на те, що він був оптимально облаштований з точки зору наукового побуту, він все ж таки нарікав на відсутність у нього лабораторії або якогось її аналога, при цьому обов'язково автономного та офіційно проголошеного".

Роки праці Каплана у Горьківському радіофізичному інституті, а згодом і в Горьківському державному університеті ім. Лобачевського за сумісництвом, були так само плідними, як і у Львові. Там він працював до дня трагічної смерті 11 червня 1978 року. У пам'ять про нього в 1980 році астероїду під номером 1987, який відкрила Пелагея Шайн в Сімейській обсерваторії в 1952 році, дали ім'я "Каплан".

У наступних параграфах обговоримо праці Самуїла Каплана львівського періоду у світлі сучасного стану тих напрямів досліджень.

## II. СТІЙКІСТЬ КОЛОВИХ ОРБИТ В ТЕОРІЇ ТЯЖИННЯ АЙНШТАЙНА

У наведеній наприкінці цієї статті бібліографії праць Самуїла Каплана львівського періоду під першим номером [K1]<sup>6</sup>, за хронологією, фігурує стислий текст обсягом трохи більшим за одну сторінку "Журнала экспериментальной и теоретической физики". Він опублікований під рубрикою листів до редакції, в оригіналі так: "О круговых орбитах в теории тяготения Эйнштейна". На ту пору авторів було лише 28 років, однак ця праця здобула міжнародне визнання серед науковців, які працювали в галузі теорії відносності та астрофізики. Щоправда, це сталося не одразу, а через 25 років приблизно, після виходу у світ фундаментальної монографії з теорії гравітації відомих авторів Ч. Мізнера, К. Торна і Дж. Вілера [3]. В її обширній бібліографії на с. 1238 указано: "Kaplan S. A. 1949b. O krugovykh orbitakh v teorii tyagoteniya Einsteina (On circular orbits in Einstein's theory of gravitation)". Однак у тексті монографії, де на с. 662 описано властивості геодезичних орбіт у полі Шварцшильда з використанням результатів С. Каплана, згадка про це відсутня. Цей же недогляд зберігся і в перекладі монографії Мізнера, Торна і Вілера

<sup>5</sup> Панкрашкина Н. Г., Ситкова З. П., Самуил Аронович Каплан, <http://www.itmm.unn.ru/ob-institute/nemogo-istorii/memorial/samuil-aronovich-kaplan/>

<sup>6</sup> Цитування статей з Бібліографії праць Самуїла Каплана львівського періоду позначено буквою К

## О КРУГОВЫХ ОРБИТАХ В ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ ЭЙНШТЕЙНА

С. А. Каплан

В работах Эйнштейна [1] и Оппенгеймера [2] было показано, что для некоторых типов физических конфигураций в поле тяготения Эйнштейна существует верхний конечный предел плотности материи и нижний, отличный от особенности Шварцшильда, предел радиусов этих конфигураций. При радиусах, меньших этого предела, конфигурации становятся неустойчивыми.

В этой заметке мы покажем, что и семейство круговых орбит в гравитационном поле Эйнштейна (точнее, в сферически-симметричном стационарном поле Шварцшильда) обладает тем же свойством, а именно — круговые орбиты с радиусом меньше определенного предела — гравитационно-неустойчивы.

Как известно, интервал для сферически-симметричного стационарного поля Шварцшильда можно записать в виде [3]

$$ds^2 = \gamma dt^2 - \frac{1}{\gamma} dr^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2), \quad \gamma = 1 - \frac{2m}{r}. \quad (1)$$

Здесь приняты гравитационные релятивистские единицы, т. е. постоянная тяготения  $G = 1$  и скорость света  $c = 1$ ,  $m$  — масса центрального тела.

Для определения траектории воспользуемся уравнением Гамильтона — Якоби

$$g^{ik} \frac{\partial S}{\partial x^i} \frac{\partial S}{\partial x^k} = m_1^2. \quad (2)$$

Здесь  $S$  — действие, а  $m_1$  — масса тела, движущегося по орбите ( $m_1 \ll m$ ). Для круговой орбиты  $S$  не зависит от радиуса-вектора  $r$ . Поэтому

$$S = -Et + M\varphi, \quad (3)$$

где  $E$  — энергия и  $M$  — момент импульса. Подставляя (3) и (1) в (2), находим

$$E^2 = \gamma \left\{ m_1^2 + \frac{M^2}{4m^2} (1 - \gamma)^2 \right\}. \quad (4)$$

Дифференцируя (4) по  $\gamma$  и приравнявая производную нулю (т. е. находя минимум энергии при заданном  $M$ ), получаем выражение для  $M$  в зависимости от радиуса орбиты

$$M^2 = \frac{4m^2 m_1^2}{(3\gamma - 1)(1 - \gamma)}. \quad (5)$$

Из этой формулы следует, что  $1 \geq \gamma \geq 1/3$ , т. е. момент импульса обращается в бесконечность как на бесконечно-удаленной орбите, так и на орбите с радиусом  $r = 3m$ . Напомним, что радиус шварцшильдовской особенности равен  $2m$ . Необходимо также помнить, что  $r$  не является инвариантной величиной. Инвариантной величиной в поле Шварцшильда является длина окружности  $l = 2\pi r$ , но мы в дальнейшем для удобства попрежнему будем пользоваться „радиусом“  $r$ .

Таким образом в промежутке между сферами с радиусом  $3m$  и шварцшильдовской особенностью вообще не существуют действительные круговые орбиты. (Интервал на круговых орбитах в этой области — пространственный.)

Далее, подставляя (5) в (4), получаем

$$E^2 = m_1^2 \frac{2\gamma^2}{3\gamma - 1}. \quad (6)$$

Формула дает энергию тела на круговой орбите в зависимости от ее расстояния от центра. Отсюда следует: во-первых, что на орбите с  $r = 3m$  энергия  $E$  обращается в бесконечность, т. е. тело должно двигаться на этой орбите со скоростью света (этот результат получен еще Эйнштейном), во-вторых,  $E = m_1$  как при  $\gamma = 1$ , так и при  $\gamma = 1/3$ , т. е. при  $r \rightarrow \infty$  и при  $r = 4m$ . Следовательно, энергия тела на орбите с  $r = 4m$  равна энергии тела на бесконечно удаленной орбите. Таким образом в промежутке между сферами с  $r = 3m$  и  $r = 4m$  энергия круговых орбит больше, чем энергия на бесконечности, и поэтому эти орбиты неустойчивы.

Дифференцируя (6), мы находим, что  $E$  достигает минимума при  $\gamma = 2/3$ , т. е. при  $r = 6m$ . При этом значении  $r$

$$E_{\min} = m_1 V^{8/9}, \quad M_{\min} = m_1 m V \sqrt{12}.$$

Отсюда следует, что при  $1 \geq E/m_1 > V^{8/9}$  существуют две круговые орбиты с одинаковым значением  $E$  (но с разными значениями  $M$ ). Одна из них находится вне сферы с  $r = 6m$ , является устойчивой и может быть названа ньютоновской орбитой, а другая находится внутри сферы с  $r = 6m$  и является неустойчивой.

Орбита с  $r = 6m$  есть минимальная устойчивая круговая орбита в поле тяготения Шварцшильда. В поле тяготения Ньютона, как известно, минимальной устойчивой орбиты не существует (точнее, устойчивы все орбиты вплоть до центра, где их энергия обращается в отрицательную бесконечность).

Львовская астрономическая  
обсерватория

Поступило в редакцию  
17 февраля 1949 г.

## Литература

[1] A. Einstein. Ann. of Math., 40, 4, 1939. — [2] J. Oppenheimer. Phys. Rev., 55, 374, 1939. — [3] Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Теория поля, Москва, Гостехиздат, 1948.

Рис. 5. Фотокопія статті [K1]  
Fig. 5. Photocopy of article [K1]

російською мовою у трьох томах. Піонерська публікація С. Каплана вказана в другому томі [4], у бібліографічному списку під номером 261 на с. 512 (на відміну від оригіналу, у перекладі бібліографію подано без назви статей).

У відомій монографії Л. Ландау і Є. Ліфшица [5] на с. 399 сформульована така задача: “Для частинки в полі колапсара знайти радіуси кругових орбіт (С. А. Каплан, 1949)”. Там же подано розв’язок цієї задачі й відтворено результати статті С. Каплана про область існування колових орбіт і визначення тих значень шварцшильдівської радіальної координати, коли вони є стійкими або ж нестійкими. (Щоправда, не вказано назви публікації С. Каплана і журналу, де вона опублікована).

Не можна оминати увагою ще однієї фундаментальної монографії, присвяченої викладу теорії чорних дір [6]. Там при описі властивостей колових геодезичних орбіт у полі Шварцшильда, по суті, використано підхід С. Каплана, хоч його публікація 1949 року не вказана.

Тобто саме підхід до аналізу геодезичних орбіт у полі Шварцшильда, який запровадив С. Каплан, виявився ефективним. Він базується на використанні рівнянь геодезичних ліній у формі Гамільтона–Якобі, замість традиційної системи звичайних диференціальних рівнянь.

Безперечно, у короткому дослідженні С. Каплана є певна естетика. Водночас у першому ж абзаці він зазначає, що своє завдання розглядає в ширшому контексті вивчення властивостей реальних фізичних конфігурацій. Цей важливий напрям досліджень відображений у багатьох його подальших публікаціях.

Стаття “О круговых орбитах...” добре відома фахівцям, про що свідчить сайт Astrophysics data system (<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1949ZhETF..19..951K/citations>): він указує на 32 цитування цієї статті за період 1969–2016 рр. За відсутності англومовного перекладу вона недоступна для ширшого кола фахівців світу. Для усунення цього ми здійснили англумовний переклад статті й поставили її в бібліотеці препринтів під номером arXiv:2201.07971, її можна знайти також через базу даних астрофізичних публікацій <https://ui.adsabs.harvard.edu/>.

### III. СТІЙКІСТЬ І ОХОЛОДЖЕННЯ БІЛИХ КАРЛИКІВ

Відкриття білих карликів [7] породило проблему джерел енергії та стійкості зір, у яких термоядерні реакції відсутні або ж протікають лише в зовнішніх шарах з малою інтенсивністю й через те відіграють другорядну роль. Згідно з ідеєю Р. Фаулера [8] стійкість білих карликів забезпечується квантовим ефектом — виродженням електронної підсистеми, коли  $k_B T$  набагато менше енергії електрона на поверхні Фермі. Чандрасекар узагальнив цю ідею для високих густин, за яких електронна підсистема є релятивістською, і побудував теорію холодних карликів за  $T = 0$  К на

основі рівняння гідростатичної рівноваги [9].

Модель С. Чандрасекара — двокомпонентна: абсолютно вироджена релятивістська ідеальна електронна підсистема й підсистема статичних ядер, що розглядається як неперервне класичне середовище. Рівновага між тиском електронного газу та гравітаційним тиском, створеним ядерною підсистемою, забезпечує стабільність карлика, а його характеристики (маса, радіус, розподіл густини) є функціями двох безрозмірних параметрів: параметра релятивізму  $x_0 = \hbar(m_0 c)^{-1}(3\pi^2 n(0))^{1/3}$  (де  $n(0)$  — концентрація електронів у центрі зорі) і параметра хімічного вмісту  $\mu_e = \langle A/z \rangle \approx 2.0$ , де  $A$  — масове число,  $z$  — заряд ядра. Основні висновки теорії С. Чандрасекара — обмеження на максимальну масу карлика (межа Чандрасекара) і специфічне співвідношення маса–радіус. Із сучасного погляду, модель С. Чандрасекара дуже проста — вона не враховує важливих факторів формування структури, як-от: міжчастинкової взаємодії, теплові ефекти, осьове обертання, магнітні поля та ефекти загальної теорії відносності (ЗТВ). Це базова модель, що пояснює існування та стійкість холодних (чорних) карликів. Проте вона не може пояснити випромінювання карликів, як і основні деталі розподілу карликів на площині маса–радіус [10], відомі із сучасних спостережень.

Питання джерел енергії білих карликів активно обговорювали в 1939–1952 рр. у низці публікацій. А. Маршак [11] вважав, що світність карликів зумовлена гравітаційним тиском, але не дослідив цього механізму. Е. Шацман [12, 13] дотримувався ідеї про термоядерні реакції в поверхневих шарах карликів, що призводило до нефізичних висновків.

Фізично обґрунтовану ідею, згідно з якою карлики випромінюють запас теплової енергії, накопиченої в минулому за рахунок термоядерних реакцій, запропонував С. Каплан. Запас теплової енергії карлика розподілений між двома його підсистемами, а оцінити його можна, використовуючи рівняння стану. Для масивного гарячого карлика, коли ядерну підсистему можна розглядати як ідеальний класичний газ, а електронна підсистема має невелике відхилення від абсолютного виродження, рівняння стану набуває такої форми [10]:

$$P(r) = \frac{\pi m_e^4 c^5}{3h^3} \left\{ \mathcal{F}(x) + \frac{4\pi^2}{3} T_*^2(r) \frac{x(2+x^2)}{\sqrt{1+x^2}} + \frac{8}{z} x^3 T_*(r) + \dots \right\}. \quad (1)$$

Тут  $x \equiv x(r)$  є локальним значенням параметра релятивізму на сфері радіуса  $r$ ;  $\mathcal{F}(x)$  — внесок електронної підсистеми за  $T = 0$  К;  $T_*(r) \equiv k_B T(r)/m_e c^2$ ; внесок, пропорційний  $T_*^2(r)$ , породжений відхиленням електронної підсистеми від абсолютного виродження; останній внесок у фігурній дужці формули (1) — внесок ядерної підсистеми в прийнятому наближенні. Для масивного карлика, коли  $\langle x(r) \rangle > 1$ , а  $\langle T_*(r) \rangle \ll 1$ , другим доданком у фігурних дужках можна знехтувати. Це відповідає моделі С. Каплана, у

якій теплова енергія головно зосереджена в ядерній підсистемі, середнє значення кінетичної енергії якої дорівнює [К2, К4]

$$W_T \approx \frac{3}{2} \frac{k_B}{m_u \mu_n} \int \rho(r) T(r) dr \cong \frac{3}{2} \frac{k_B}{m_u \mu_n} M T, \quad (2)$$

де  $m_u$  — атомна одиниця маси,  $\mu_n$  — безрозмірна молекулярна маса ядра ( $\mu_n = 2z$ ),  $T \equiv \langle T(r) \rangle$ . Зі співвідношення (2) визначаємо світність

$$L \approx \frac{dW_T}{dt} \approx -\frac{3}{2} \frac{k_B}{m_u \mu_n} M \frac{dT}{dt}, \quad (3)$$

де  $t$  — час. З іншого боку, значення температури у внутрішній частині зорі (яка майже ізотермічна завдяки електронному характеру теплопровідності) можна оцінити за формулою Е. Шацмана [13]

$$T = T_0 \left\{ \frac{L/L_\odot}{M/M_\odot} \right\}^{2/7}; \quad T_0 = 6.16 \cdot 10^7 \text{ К}. \quad (4)$$

Зі співвідношень (3) і (4) одержуємо диференціальне рівняння

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{3}{2} \frac{m_u \mu_n L_\odot}{k_B M_\odot} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{7/2},$$

розв'язок якого визначає зміну температури з часом

$$T^{-5/2}(t) - T^{-5/2}(t_0) = (t - t_0) \frac{5}{3} \frac{m_u \mu_n}{k_B} \frac{L_\odot}{M_\odot} T_0^{-7/2},$$

де  $T(t_0)$  — температура в початковий момент  $t_0$ . Враховуючи, що  $T(t_0) \gg T(t)$ , бачимо, що  $T(t) \sim (t - t_0)^{-2/5}$ . Беручи до уваги співвідношення (4), знаходимо час охолодження

$$\tau \equiv t - t_0 = \tau_0 \left( \frac{M/M_\odot}{L/L_\odot} \right)^{5/7};$$

$$\tau_0 = \frac{3}{5} \frac{k_B T_0}{m_u \mu_n} \frac{M_\odot}{L_\odot} \approx \frac{5}{\mu_n} 10^7 \text{ років}.$$

За умови, що  $L/L_\odot \approx 10^{-3}$ , час охолодження  $\tau \approx 5/\mu_n 10^9$  років. Такий великий час охолодження є наслідком малого градієнта температури у внутрішній частині карлика, а також значного запасу теплової енергії ядерної підсистеми.

Для прикладу розглянемо карлик Сіріус В, що має ефективну температуру  $T_{\text{eff}} \approx 25 \cdot 10^3 \text{ К}$ , масу  $1.02 M_\odot$ , світність  $2.5 \cdot 10^{-2} L_\odot$ , радіус 5668 км, середню густину  $\langle \rho \rangle = 2.5 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$ , параметр релятивізму в центрі  $x_0 \cong 2.4$ . Запас теплової енергії в його ядерній підсистемі близький до

$$\frac{\pi m_0^4 c^5}{3h^3} \frac{8}{z} \int_V x^3(r) T_*(r) dr \approx \frac{5}{z} \cdot 10^{48} \text{ ерг}.$$

За  $T_* \approx 10^{-2}$  цього вистачить на час, що перевищує  $10^8$  років. Зауважимо, що енергія чорного карлика з параметрами зорі Сіріус В (кінетична енергія електронної підсистеми + гравітаційна енергія ядерної

підсистеми) близька до  $(-10^{50} \text{ ерг})$ . Отже, теплова енергія становить соті долі повної енергії і через те мало впливає на структуру та стійкість карлика, що підтверджує адекватність моделі С. Чандрасекара.

У монографії [14], яка є найповнішим оглядом досліджень білих карликів за минуле століття, немає посилання на роботу С. Каплана, але є на роботу Л. Местела [15], опубліковану на 3 роки пізніше, у якій повторено розрахунки С. Каплана. Проте пріоритет С. Каплана безсумнівний. Цікаво простежити, як швидко сформулював він свою позицію щодо джерел енергії білих карликів. Якщо в праці [К2] С. Каплан ще, очевидно, під впливом ідеї А. Маршака пише, що випромінювання карликів можна розглядати і як результат гравітаційного стиску, то в статті [К4] чітко сформульовано ідею про їхнє охолодження. Справді, під час охолодження карлика відбувається деяке зменшення його розмірів, що призводить до певного виділення енергії, але цей механізм дає незначний внесок, він є наслідком охолодження й дещо подовжує час охолодження. Першопричина — охолодження карлика, що є наслідком наявності градієнта температури вздовж радіуса зорі.

Відкриття білих карликів поставило загальне питання про можливість інших форм матерії за високих густин. Л. Ландау запропонував гіпотезу про наявність нейтронних зір [16], які були б аналогами білих карликів. З огляду на це питання про межі стійкості білих карликів стало дуже актуальним. Модель С. Чандрасекара не дає обмежень на густину речовини в білих карликах: маса є монотонно зростаючою функцією параметра релятивізму  $x_0$ , а радіус — монотонно спадною. Як показав Е. Шацман [13], за  $x_0 \gg 1$

$$M(x_0) = M_3 \left\{ 1 \frac{a_2}{x_0^2} + \frac{a^4}{x_0^4} + \dots \right\},$$

де  $M_3 \cong \frac{5.76}{\mu_e^2} M_\odot \approx 1.45 M_\odot$  є масою політропи Р. Емдена з індексом  $n = 3$ . Оскільки білих карликів розглядали на ту пору як попередників нейтронних зір, то актуальним стало завдання дослідити білих карликів за високих густин, коли проявляються ефекти ЗТВ, що вимагало вийти за межі ньютонівського наближення, на якому ґрунтувалась теорія С. Чандрасекара. Для цього С. Каплан використав так зване рівняння Оппенгаймера–Волкова [14], що призначалось для опису гіпотетичних на ту пору нейтронних зір. У працях [К3, К58] одержано розв'язки цього рівняння для білих карликів з урахуванням ефектів ЗТВ з точністю до  $c^{-2}$  за теорією збурень. У такому наближенні масу карлика асимптотично можна представити у вигляді

$$M = \frac{M_0}{\mu_e^2} \{ M_0(x_0) - \gamma(x_0) M_1(x_0) + \dots \}, \quad (5)$$

де  $M_0 \approx 2.89 M_\odot$ ,  $\mu_e \approx 2$ ,  $M_0(x_0)$  — безрозмірна маса карлика в моделі С. Чандрасекара, що є монотонно зростаючою функцією параметра  $x_0$ , яка прямує до значення 2.01824 при  $x_0 \gg 1$ ,  $M_1(x_0)$  — додатна функція, що слабо залежить від  $x_0$  ( $4.09 \leq M_1(x_0) \leq 4.1$

в ділянці  $20 \leq x_0 \leq 30$ ),

$$\gamma(x_0) = \varepsilon(x_0) \frac{m_e}{m_u \mu_e} \approx \frac{x_0}{4} 10^{-3}.$$

Функція (5) має максимум в околі  $x_0 \approx 26$ , коли  $\frac{m_e}{m_u \mu_e} M_1(x_0) = \frac{d}{dx_0} M_0(x_0)$ . Це значення параметра релятивізму за  $\mu_e = 2$  відповідає центральній густині  $\rho_c^{\text{крит}} \approx 2.1 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$ , а критична маса  $M_{\text{крит}} \approx 0.96 M_\odot$ . Урахування ефектів ЗТВ дає фактичне обмеження на масу карлика в моделі С. Чандрасекара. Урахування кулонівських міжчастинкових взаємодій та осевого обертання спричиняє додаткове зменшення критичної маси карлика [10] за рахунок зменшення  $M_0(x_0)$ , яке залежить як від заряду ядра  $z$ , так і кутової швидкості обертання. Однак у роботах С. Каплана вперше встановлено факт обмеження на густини електронних конфігурацій за рахунок ефектів ЗТВ. Хоча нейтронні зорі були відкриті через 18 років після публікації праць С. Каплана, а білі карлики з масами, яким відповідали  $x_0 \approx 20 - 25$ , не зафіксовані, роботи С. Каплана, присвячені стійкості електронних конфігурацій, відіграли принципову роль у розвитку теорії білих карликів.

#### IV. ЗАКОНОМІРНОСТІ РУХУ УДАРНИХ ХВИЛЬ В НЕОДНОРІДНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

Серед унікального за обсягом та глибиною наукового доробку Самуїла Каплана львівського періоду вагоме місце займають дослідження магнітогідродинамічних процесів у космічній плазмі. У 50-і роки минулого століття фізика міжзоряного середовища стала передовим фронтом астрофізичних досліджень як основа космогонічної теорії формування та еволюції зір, де магнітогідродинамічні процеси визначають фізичну картину колапсу протозоряних молекулярних хмар, формування та подальшої еволюції зір, їхніх кінцевих стадій та еволюції залишків їх спалахів як Наднових. Важливу роль у динаміці міжзоряного середовища відіграють ударні хвилі, які забезпечують швидку дисипацію кінетичної енергії плазми, що супроводжується нагрівом плазми до високих (близько keV) температур та прискоренням космічних променів до енергій близько  $10^{17}$  eV. Космічні промені, своєю чергою, стають ефективними джерелами нетеплового синхротронного (радіо- та оптичний діапазони) та оберненого комптонівського (рентгівський та гамма-діапазони) випромінювання. Радіоастрономічне вікно в 50-і роки вже ефективно використовували для досліджень нетеплового випромінювання структур міжзоряного середовища. Серед публікацій С. Каплана львівського періоду більшість стосується саме проблем магнітогідродинаміки міжзоряного середовища [K10, K11, K13–K24, K26–K39, K41–K42, K46–K53, K55–K57, K59–K62, K64, K65, K67–K79, K81, K82]. Дослідження магнітогідродинамічних процесів, пов'язаних з ударними хвилями, розпочаті в 1955 році [K31]. Від 1959 року співавтором цих досліджень стає Іван Антонович Климишин

[K60–K62], який продовжив вивчення фізичних процесів в оболонках зір та в міжзоряному середовищі, пов'язаних із генеруванням та поширенням ударних хвиль. Результати досліджень І. Климишина підсумовані, зокрема, у відомих монографіях [17, 18].

Унаслідок здатності ударних хвиль нагрівати космічну плазму та передавати частину своєї енергії (близько 10%) новоприскореним космічним променям, їхня наявність в астрофізичних об'єктах проявляється тепловим випромінюванням нагрітої плазми (рентгівівське теплове випромінювання залишків Наднових зір тощо) та нетепловим випромінюванням прискорених космічних променів (нетеплове радіовипромінювання залишків Наднових, високоенергетичне (GeV–TeV-діапазон) гамма-випромінювання релятивістських джетів ядер активних галактик тощо). Водночас нелінійність рівнянь магнітогідродинаміки, які описують течії плазми з ударними хвилями, суттєво утруднює аналітичний опис динаміки ударних хвиль в астрофізичних об'єктах. Практично єдиним повним аналітичним описом течій плазми з сильними ударними хвилями залишається відомий розв'язок Седова задачі про автономну течію плазми з ударною хвилею під час точкового вибуху в однорідному (з постійною густиною) та в неоднорідному середовищах із степеневим розподілом густини. Ці розв'язки широко використовують в астрофізичних моделюваннях процесів, пов'язаних зі швидким локалізованим виділенням енергії — від сонячних спалахів до еволюції залишків Наднових. Однак у більшості астрофізичних застосувань ударні хвилі поширюються в неоднорідних середовищах із втратою автономності й можуть бути промодельовані тільки чисельними чи наближеними аналітичними методами.

У другій половині минулого століття чисельне моделювання суттєво обмежувалося технічними комп'ютерними можливостями, тому велику увагу приділяли розробці наближених аналітичних методів опису руху ударних хвиль у неоднорідних астрофізичних середовищах. Розробкою та вдосконаленням наближених аналітичних методів займався, зокрема, І. Климишин, його результати представлені в [17].

Актуальним завданням такого типу в 50-х роках минулого століття був магнітогідродинамічний опис течій плазми, викликаних енерговиділенням у сонячних спалахах, коли профіль ударної хвилі суттєво несферичний і витягується в напрямку, протилежному до градієнта густини в короні Сонця та в сонячному вітрі. Зокрема, С. Каплан звернувся до наближених аналітичних методів для опису залежності швидкості поширення фронту ударної хвилі, спричиненої сонячним хромосферним спалахом 4 жовтня 1965 року, від відстані до Сонця. Сонячний спалах II типу спостерігали на частотах 0.21 МГц та 2 МГц, і його часову еволюцію можна пояснити в межах нетеплового радіовипромінювання ударної хвилі. На ту пору найбільш розробленими для опису динаміки ударних хвиль були наближені аналітичні методи Брінклі–Кірквуда (Brinkley–Kirkwood) і Чізнела–Вітгема (Chisnell–Whitham) [17]. Самуїл



Каплан уперше помітив, що за сильних ударних хвиль в обох методах можна знайти перший інтеграл рівнянь руху, який дає змогу записати закон руху сильної ударної хвилі в неоднорідному середовищі зі змінною густиною  $\rho(r)$  в формі

$$D(r) = \text{const} \cdot \rho^a \cdot S^b,$$

де  $r$  — відстань від місця генерування ударної хвилі (виділення енергії),  $S \propto r^N$  — фактор геометричного розходження,  $N = 0, 1, 2$  для плоскої, циліндричної та сферичної ударної хвилі відповідно,  $a = a(\gamma)$  та  $b = b(\gamma)$  — параметри, що слабо залежать від показника адиабати плазми ( $\gamma=5/3$  для ідеального газу). Оскільки в обох методах  $a \approx b \approx -0.25$ , Каплан запропонував апроксимацію

$$D(r) = \text{const} \cdot (\rho \cdot S)^{-1/4} \quad (6)$$

як універсальний закон руху сильної ударної хвилі в довільно неоднорідному середовищі зі змінною густиною  $\rho(r)$  [19]. Апроксимація (6) якісно відповідає чисельному моделюванню руху ударних хвиль у середовищах із швидким падінням густини, де  $m^*(r) = -d \ln \rho(r) / d \ln(r) > N + 1$ , але незастосовна до середовищ із повільно-спадною, постійною та наростаючою густиною, таких, що  $m^*(r) \leq N + 1$ . Тому в роботі І. Климишина та Б. Гнатика [20] на основі чисельного моделювання руху сильних ударних хвиль у середовищах із різним типом зміни густини та на основі аналізу результатів наближених автотельних розв'язків про закономірності руху сильних ударних хвиль у середовищах з експоненційним та політропним розподілом густини була запропонована точніша апроксимаційна формула для руху сильної ударної хвилі в довільно неоднорідному середовищі. Початковий етап руху сильної адиабатичної ударної хвилі в реалістичних астрофізичних середовищах ( $m^*(0) = 0$ ) завжди є сповільненням Седовського типу:

$$D(r) = D_{\text{dec}}(r) = \frac{2}{3 + N} \cdot \left( \frac{E}{\alpha_A \rho(r)} \right)^{1/2} r^{-(N+1)/2}, \quad (7)$$

$$m^*(r) \leq N + 1.$$

Якщо на всьому інтервалі  $r$  виконується умова  $m^*(r) \leq N + 1$ , то ударна хвиля весь час рухається зі сповільненням на ділянках із  $m^*(r) < N + 1$  чи з сталою швидкістю на ділянках з  $m^*(r) = N + 1$ . Якщо ж, починаючи з деякої відстані  $r_1$ , від'ємний градієнт густини менший від критичного  $m^*(r) > N + 1$ , то ударна хвиля прискорюється за законом

$$D(r) = D_{\text{acc}}(r, r_1) = D_{\text{dec}}(r_1) \cdot \left( \frac{\rho(r_1) r_1^{N+1}}{\rho(r) r^{N+1}} \right)^{1/5}, \quad (8)$$

$$m^*(r) > N + 1.$$

Тут  $E$  — енергія точкового вибуху, що породжує ударну хвилю,  $\alpha_A$  — автотельна постійна [18, 20].

Рівняння траєкторії ударної хвилі знаходимо з виразу

$$t = \int_0^r \frac{dr'}{D(r')}.$$

Запропонована апроксимація дає результати, близькі до наближених автотельних розв'язків у ділянці їх застосування, та збігається з автотельним розв'язком Седова в однорідному середовищі. За таких обставин важливою виявляється можливість застосування апроксимаційної формули для опису еволюції ударної хвилі загалом дво- та тривимірних рухів за відсутності будь-якої симетрії. У такому разі розрахунок еволюції профілю ударної хвилі проводимо в межах секторного наближення: тривимірну ділянку розбиваємо на необхідну кількість секторів і для кожного з них інтегруємо рівняння траєкторії.

Апроксимаційна формула (7)–(8) в [21] була узагальнена на довільно релятивістський випадок

$$\Gamma(r) \cdot \beta(r) = \text{const} \cdot (\rho(r) \cdot r^{N+1})^{-k},$$

де  $\beta = D/c$  — швидкість ударної хвилі, нормована на швидкість світла  $c$ ,  $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  — її фактор Лоренца,  $k = 1/2$  і  $k = 1/5$  відповідно для ударної хвилі, що сповільнюється ( $m^*(r) \leq N + 1$ ) та прискорюється ( $m^*(r) > N + 1$ ).

Завдяки високій точності запропоновані апроксимації залишаються корисними навіть у наш час розвинутого комп'ютерного моделювання динаміки ударних хвиль у неоднорідних середовищах.

## V. ГАЗОМАГНІТНА ТУРБУЛЕНТНІСТЬ

Зацікавлення властивостями ударних хвиль та магнітною газодинамікою Самуїла Каплана логічно поширилося на ще один клас задач, які на ту пору лише починали вивчати, а саме: на опис міжзоряної турбулентності. Цим дослідженням науковець присвятив роботи [K11, K16, K19, K22, K26–K29, K71, K77, K79], написані в 1952–1958 роках. У них він розробив теорію газоманітної турбулентності (це насамперед праці [K26, K27]) та методи отримання її характеристик з астрономічних спостережень. Своєрідним підсумком львівських досліджень течій плазми з ударними хвилями, магнітними полями та турбулентністю стала книжка [K42], у якій послідовно описані та узагальнені відповідні результати С. Каплана. Зауважимо, що після від'їзду зі Львова він продовжував працювати над задачами, пов'язаними з турбулентністю (див. наприклад, [22]).

Тоді вже досить добре була розвинута теорія турбулентності в нестисливій рідині. Ідеться про відомі результати Колмогорова, Гайзенберга, Чандрасекара

та інших. Суттєвою новизною результатів С. Каплана є те, що він запропонував рівняння та проаналізував розв'язки, які описують “газوماгнітну” турбулентність, тобто в течіях, де є ударні хвилі й врахування стисливості газу необхідне, а також наявне турбулентне магнітне поле.

С. Каплан узагальнив рівняння Гайзенберга [23] для немагнітної турбулентності в нестисливій рідині на газوماгнітну турбулентність. Рівняння описують спектральні функції кінетичної  $F(k)$  і магнітної  $G(k)$  енергій, які є розкладами відповідних величин в інтеграл Фур'є за хвильовими числами  $k = 2\pi/l$ , де  $l$  — просторовий масштаб відповідної гармоніки турбулентності.  $F(k)dk$  й  $G(k)dk$  — це густини кінетичної й магнітної енергій, що містяться у вихорах із хвильо-

вими числами від  $k$  до  $k + dk$ , тобто

$$F(k) = \frac{1}{2} \frac{dv_k^2}{dk}, \quad G(k) = \frac{d}{dk} \frac{H_k^2}{8\pi\rho},$$

де  $\rho$  — густина газу, а  $v_k$  і  $H_k$  — швидкість газу та напруженість магнітного поля у вихорах із масштабами руху  $l = 2\pi/k$ . Розклад Фур'є енергій передбачає ізотропну однорідну турбулентність (інакше треба було б розкласти відповідні компоненти кореляційних тензорів). Загалом у нестационарному випадку ці рівняння описують дисипацію за одиницю часу кінетичної та магнітної енергій у вихорах відповідного масштабу (члени ліворуч) та мають вигляд:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_0^k F dk = 2(\nu + \kappa_f y) \int_0^k F k^2 dk + 2 \int_0^k (F k^3)^{1/2} (\zeta_f F + \mu G) dk, \quad (9)$$

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_0^k G dk = 2(\lambda + \kappa_g y) \int_0^k G k^2 dk - 2 \int_0^k (F k^3)^{1/2} (\zeta_g G + \mu G) dk. \quad (10)$$

Тут  $\nu$  — коефіцієнт в'язкості,  $\lambda = 1/(4\pi\sigma)$ ,  $\sigma$  — електропровідність,  $\kappa_y$  відповідає за турбулентну в'язкість чи електропровідність,  $\zeta$  і  $\mu$  — безрозмірні параметри, близькі до одиниці, індекси ‘f’ і ‘g’ відповідають кінетичній та магнітній енергіям,

$$y = \int_k^\infty \sqrt{\frac{F}{k^3}} dk.$$

Перші члени праворуч (пропорційні до  $2\nu$  і  $2\lambda$ ) описують дисипацію енергій у масштабах  $> l$  у теплову внаслідок в'язкості чи електричного опору. Другі члени (пропорційні до  $2\kappa_y$ ) описують перетікання кінетичної та магнітної енергій від більших до менших масштабів турбулентності. Треті члени праворуч (пропорційні до  $2\zeta$ ) зумовлені наявністю ударних хвиль і репрезентують безпосередній перехід кінетичної енергії в теплову й зростання (тому знак мінус у другому рівнянні перед цим членом) магнітної енергії в ударних хвилях. Останні члени в рівняннях (пропорційні до  $2\mu$ ) з різними знаками описують перетікання кінетичної енергії в магнітну.

Самуїл Каплан розв'язав рівняння (9)-(10) як у стаціонарному випадку, так і в нестационарному. В останньому він зазначає, що припущення, прийняті під час розв'язування, недостатньо обґрунтовані, тому не наводить розв'язків, а лише аналізує їх якісно. Щодо стаціонарної границі в певному наближенні отримує-

мо, що

$$F(k) = G(k) \propto k^{-\alpha}, \quad \alpha = \frac{5}{3} + \frac{32}{27} \frac{\zeta_f - \zeta_g}{\kappa_f + \kappa_g} + \dots, \quad (11)$$

тобто, у стаціонарній газوماгнітній системі маємо рівність повної кінетичної та магнітної енергій, і вони рівнорозподілені серед вихорів різних масштабів. За відсутності ударних хвиль  $\zeta_f = \zeta_g = 0$  отримуємо відомий класичний спектр Колмогорова  $F(k) \propto k^{-5/3}$ . Наявність ударних хвиль, тобто другого члена у виразі (11) для  $\alpha$ , зумовлює те, що спектр турбулентності крутіший порівняно зі спектром у нестисливій рідині, адже ймовірність появи й, відповідно, дисипації енергії в дрібних вихорах є вищою, коли через середовище проходить ударна хвиля.

Для порівняння теорії зі спостереженнями потрібно розрахувати кореляційні функції та порівняти їх зі швидкостями й напруженостями магнітного поля на певних відстанях у міжзоряному середовищі. Самуїл Каплан зі своїх розв'язків вивів [К42, с. 172], що теоретично треба очікувати

$$\overline{(v_1 - v_2)^2} \approx (\varepsilon r)^{2/3} (r/r_o)^\beta, \quad \beta = \frac{32}{27} \frac{\zeta_f - \zeta_g}{\kappa_f + \kappa_g},$$

де  $\varepsilon$  — енергія джерел міжзоряної турбулентності,  $r_o$  — її характерний просторовий масштаб, а з аналізу променевих швидкостей міжзоряних хмар [К29] отримав, що на масштабах, менших за  $r_o = 80$  пк, маємо співвідношення

$$\overline{(v_1 - v_2)^2} \approx (4 \cdot 10^{-4} r)^{2/3} (r/80 \text{ pc})^{0.05}.$$

Таке узгодження з даними спостережень є вражаючим, але він застерігає, що через спостережувані ефекти селекції (спостерігаються лише достатньо щільні та повільні хмари), оцінки на  $\varepsilon \approx 4 \cdot 10^{-4}$  erg/cm<sup>3</sup> і  $\beta \approx 0.05$  не варто вважати дуже надійними.

## VI. ПРИСКОРЕННЯ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Працюючи у Львові, С. Каплан опублікував упродовж 1953–57 років чотири статті, присвячені прискоренню космічних променів [K20, K30, K33, K37]. Дві з цих публікацій вийшли в “Циркулярі астрономічної обсерваторії Львівського університету”. Остання є своєрідним підсумком попередніх праць, у яких підхід автора поступово розвивався чи описувався з різним ступенем деталізації.

Зазначимо, що С. Каплан досить швидко відгукнувся на піонерські роботи Е. Фермі на цю тему, які з’явилися в 1949 та 1954 роках [24, 25]. Космічні промені були відомі від 1912 року, але через складність експериментальних досліджень поступ у цій галузі був повільний. Наприклад, близько десяти років знадобилося на розуміння та доведення того, що космічні промені — це насправді не випромінювання, а заряджені частинки; ще коло 10 років на те, щоб установити, що це переважно позитивно заряджені частинки — протони. Інтерес Е. Фермі до космічних променів був на ту пору зумовлений головно розвитком радіоастрономії. Тому, щоб зорієнтуватися в стані розвитку науки тоді, нагадаємо ще про інший факт: статті з викладом основ теорії синхротронного випромінювання були опубліковані щойно 1965 року [26, 27].

Зауважимо, що в першій із згаданих робіт Фермі описав механізм прискорення, який тепер називають “механізмом Фермі другого роду”, коли приріст імпульсу релятивістської частинки  $\Delta p$  пропорційний другому степеню середньої швидкості розсіювальних центрів,  $\Delta p \propto u^2$ . Ударні хвилі не беруть участі в прискоренні космічних променів у такому процесі. У другій праці Фермі запропонував ідею рекурентного прискорення за наявності збіжних потоків плазми, коли частинки послідовно відбиваються від одного й другого “дзеркала”, регулярно набираючи енергію. Основний нині “механізм Фермі першого роду” (коли  $\Delta p \propto u$ ), тобто дифузійне прискорення на ударних хвилях, базується на подібній ідеї повторюваності елементарного процесу, але він буде запропонований пізніше. Самуїл Каплан та інші автори тоді розглядали ударні хвилі лише як інжектори частинок, тобто попередні прискорювачі до невисоких енергій (наприклад, під час спалахів наднових), на яких може вже відбуватися прискорення другого роду (напр., [28, с. 159]).

У своїх роботах С. Каплан розглядає два механізми прискорення в одному підході: “індукційний” (це традиційне прискорення електрона в електричному полі, яке виникає, наприклад, унаслідок зміни магнітного поля) та “статистичний” (власне механізм, запропонований Фермі), який описує (вперше?) також через

електричне поле  $E$ , що виникає внаслідок руху розсіювальних “хмарок” із магнітним полем  $B$ :  $\mathbf{E} = [\mathbf{uB}]/c$ . У такому підході він отримує, згідно з результатом Фермі, що в середньому для частинок приріст енергії  $\Delta\varepsilon/\varepsilon \propto u^2$ .

Суттєвою новизною праць С. Каплана, яка притаманна вже статті 1953 року, є те, що він розглядає, як на прискорення впливають турбулентні властивості розсіювальних центрів. А саме: розраховує коефіцієнт дифузії частинок у просторі енергій через спектр турбулентності  $F(k, t)$

$$D(\varepsilon, t) \approx \frac{p^2}{2\pi} \int_0^\infty F(k, t) k dk,$$

де  $k$  — хвильове число. У С. Каплана є цікавий і важливий цикл робіт із теорії турбулентності, яка суттєво розвинулася у львівський період. І ці результати він застосовує до опису прискорення.

У вказаних працях автор також записує кінетичне рівняння для функції розподілу  $N(\varepsilon, t)$  частинок із членом, відповідальним за прискорення Фермі (він містить  $D(\varepsilon, t)$ ):

$$\frac{1}{u} \frac{\partial N(\varepsilon, t)}{\partial t} = \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} [D(\varepsilon, t) N(\varepsilon, t)] - \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[ \frac{d\varepsilon}{dx} N(\varepsilon, t) \right] + \frac{1}{u} \nu(E, t),$$

а також враховує члени, які відповідають за різні типи втрат енергії  $d\varepsilon/dx$  (на випромінювання, на ядерні реакції, йонізаційні тощо) та інжекцію  $\nu(E, t)$ . До того ж С. Каплан вважає, що інжекція забезпечується ударними хвилями, у яких передприскорення є наслідком дисипації енергії турбулентних рухів магнітного поля, і записує  $\nu(\varepsilon, t)$  також через спектр турбулентності  $F(k, t)$ . У своєму описі С. Каплан не враховує просторової дифузії (а нині кінетичне рівняння для прискорення на ударних хвилях є дифузійного типу), аргументуючи, що для механізму Фермі другого роду достатньо розглядати ізотропну однорідну турбулентність і однорідний розподіл частинок.

Як бачимо, це рівняння нестационарне (з явною залежністю від часу). Самуїл Каплан у своїх роботах розв’язує його аналітично, що є непростю й трудомісткою задачею. Для розв’язування використовує перетворення Мелліна (версія перетворення Лапласа)

$$H(\zeta, t) = \int_{mc^2}^\infty \varepsilon^\zeta N(\varepsilon, t) d\varepsilon$$

та показує, що якщо спектр прискорених частинок у будь-який момент часу можна апроксимувати виразом  $N(\varepsilon, t) \propto \varepsilon^{-(s(t)+1)}$ , то для функцій  $s(t)$  і  $N(t)$  отримуємо за  $s(t) > 1$ :

$$s(t) = \frac{H(1, t)}{H(1, t) - mc^2 H(0, t)}, \quad N(t) = s(t) H(0, t).$$

За допомогою цього розв'язку С. Каплан аналізує, зокрема, вплив еволюції турбулентності на динаміку показника  $s(t)$  (напр., [K37]). У праці [K30] він також вказує, що спектр космічних променів за  $t \rightarrow \infty$  повинен бути  $N(\varepsilon) \sim \varepsilon^{2.3}$ , що є близьким до спостережуваних значень.

Варто ще раз зазначити, що С. Каплан пов'язує прискорення космічних променів із турбулентними характеристиками розсіювальних центрів, на яких це прискорення відбувається. Тепер основним механізмом вважається дифузійне прискорення на фронтах ударних хвиль. Кінетичне рівняння для його опису отримують у різних підходах. Шукають як стаціонарні, так і нестаціонарні розв'язки, зокрема нелінійні, які враховують вплив прискорених частинок на структуру течії (див. огляди [29, 30]) чи зростання магнітного поля [31]. Чисельні методи та потужні обчислювальні засоби поглиблюють наші знання тоді, коли отримати аналітичні розв'язки не вдається, зокрема, під час спільного розв'язку рівнянь кінетики частинок та турбулентності, на формування якої вони впливають. Такі ефекти останніми роками активно досліджують у так званих "particle-in-cell" симуляціях, які базуються на розгляді індивідуальних рухів великої кількості частинок у замагніченій турбулентності (див. напр. огляд [32]).

## VII. ФІЗИКА МІЖЗОРЯНОГО СЕРЕДОВИЩА

Основні результати Самуїла Каплана за напрямом дослідження фізики міжзоряного середовища подані в книжці "Физика межзвёздной среды" [33], яку він написав у співавторстві з С. Б. Пікельнером. Вона вийшла у світ у 1979 році, уже після його смерті. У ній наведено основні відомості про газ, молекули, пил, космічні промені та магнітне поле в міжзоряному середовищі. Також розглянуто деякі важливі аспекти перенесення випромінювання в міжзоряному середовищі, зроблено огляд даних тогочасних спостережень практично в усіх діапазонах електромагнітного спектра. Зауважимо, що §14, присвячений визначенню йонізаційної структури міжзоряного газу, містить більшість основ сучасного моделювання фізичних умов у міжзоряному середовищі. Однак цей параграф написали не автори книжки, а Н. Бочкар'єв. Далі вже автори описали хімічні процеси в міжзоряному середовищі та його динаміку, а також процеси зореутворення в різних галактиках. Значна частина матеріалу книжки є узагальненням та розвитком праць С. Каплана львівського періоду, які він опублікував в *Астрономічному журналі* [K7, K21–K24, K29, K32, K34, K35, K59, K61, K62, K73], *Доповідах Академії наук СРСР* [K10, K72], *Циркулярі астрономічної обсерваторії Львівського університету* [K11, K12, K17, K18, K28, K36, K38, K56, K57, K68, K71] та чотирьох монографіях [K41, K42, K46, K51].

Одна з перших праць Самуїла Каплана за напрямом дослідження міжзоряного середовища [K12], опу-

блікована в 1952 р., присвячена розробці методу визначення фізичних характеристик космічного пилу. За міжзоряним поглинанням випромінювання зір можна отримати залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі, а за відбиттям світла пиловими туманностями можна оцінити альbedo та індикатрису розсіяння пилу. На основі цих даних автор пропонує одержувати коефіцієнт заломлення матеріалу пилинок, а також їх розподіл за радіусами. Для розв'язку цієї задачі необхідно знати теоретичні значення коефіцієнта поглинання та індикатриси розсіяння за заданими значеннями коефіцієнтів заломлення. У сучасних розрахунках фотойонізаційних моделей світіння газопилових туманностей (див. [34]) коефіцієнт поглинання та індикатрису розсіяння розраховують в рамках теорії Мі. Самуїл Каплан у згаданій вище праці пропонує наближений метод оцінки цих характеристик пилу, базуючись на простих аналітичних виразах Шифріна [35] та Ван де Хюлста [36]. Зроблено висновок, що пропонуваний наближений метод має похибку приблизно 30%. На ту пору таку точність теоретичних оцінок вважали достатньою з огляду на точність спостережуваних даних та найпростіші моделі пилу (сферичність та однорідність пилинок зокрема). Зауважимо, що С. Каплан у 1953 р. опублікував також статті, присвячені конденсації міжзоряного газу на пилинках [K17], взаємодії міжзоряного водню з пилинками та їхнього впливу на густину  $L_\alpha$ -випромінювання в міжзоряному просторі [K18].

У 1952 р. в *Астрономічному журналі* опублікована праця С. Каплана [K7], у якій теорія розсіяння світла в середовищі з поглинанням, яку розробили В. Амбарцумян та В. Соболев, використана для дослідження відбивання світла зір пиловими туманностями з нескінченно великою оптичною товщиною. За такої умови туманності представлено у вигляді плоскопаралельних шарів. Під час досліджень автор також визначив деякі характеристики космічного пилу.

Як продовження цього напрямку можна розглядати працю С. Каплана [K57], опубліковану в 1953 р. у співавторстві з І. Климишиним, у якій розглянуто задачу розсіяння світла (як центральної зорі, так і дифузного) у сферично-симетричній туманності для широкого діапазону оптичних товщин. Автор записує інтегральне рівняння для визначення інтенсивності відбитого одиничною площадкою внутрішньої поверхні туманності як випромінювання центральної зорі, так і випромінювання іншої частини внутрішньої поверхні (проінтегрованого за всіма напрямками). Водночас для визначення коефіцієнта відбивання автор використовує вираз, який отримав Амбарцумян [37]. Виокремлення в згаданому вище рівнянні виразу для інтегрального коефіцієнта відбивання дало змогу обчислити значення останнього для різних кутів чисельним інтегруванням. Маючи ці дані, автор розраховував розподіл за зовнішньою поверхнею туманності інтенсивності дифузного випромінювання. Водночас використовував вираз для розрахунку коефіцієнта пропускання, який запропонував Амбарцумян [37]. Оскільки комп'ютерна техніка на ту пору була ще тільки в

зародковому вигляді, то автор розраховує “вручну” інтегральний коефіцієнт відбивання та розподіл інтенсивності випромінювання з зовнішньої поверхні туманності для різних кутів, оптичних товщин та значень альbedo й подає результати у вигляді таблиць. Ці дані використано для визначення густини дифузного  $L_c$ -випромінювання на внутрішній межі туманності. Автор також візуалізує графічно розподіли поверхневої інтенсивності за видимою поверхнею туманності. Отримані результати можна використовувати для порівняння з даними спостережень. Ця робота є яскравим прикладом “докомп’ютерного” моделювання світіння туманностей. Отже, Самуїла Каплана можна віднести до когорти родоначальників сучасного моделювання світіння небулярних середовищ.

Праця [K56], яку в 1953 р написав С. Каплан у співавторстві з С. Гопасюком, присвячена дослідженню ударного збудження міжзоряного водню електронними ударами. Мотивацією до її написання стало відкриття Г. Шайном та В. Газе [38] волокнистих туманностей, поблизу яких немає гарячих зір. Основним механізмом світіння водню в міжзоряному середовищі в емісійних лініях є його йонізація з подальшою рекомбінацією електронів на верхні енергетичні рівні водню та каскадними переходами на нижчі рівні. Однак відсутність поблизу згаданих вище волокнистих туманностей джерел йонізуючого випромінювання змусило астрофізиків розглянути інший шлях заселення енергетичних рівнів водню — зіткненнями з електронами. Оорт [39] припустив, що зіткнення газових хмар міжзоряного середовища може формувати умови, сприятливі для такого механізму збудження світіння водню. С. Каплан та С. Гопасюк поставили собі за мету перевірити гіпотезу Оорта в кількісний спосіб.

Цікаво порівняти, як енергетичну залежність ефективного перерізу збудження та йонізації атомів водню електронним ударом визначали в ті часи з тим, як це роблять тепер. Тепер (див. напр. [40]) для розрахунку ефективного перерізу ударного збудження та деактивації водню використовують головню метод  $R$ -матриці [41], який дає змогу розрахувати параметри розсіяння одних частинок на інших за допомогою рівняння Шредингера. С. Каплан та С. Гопасюк тоді ще не мали цього інструментарію, а тому використовували емпіричну формулу В. Фабриканта [42], у якій розділено максимальне значення цього перерізу для збудження відповідного рівня та його енергетичну залежність. Максимальне ж значення цього параметра автори обчислюють методом Борна за розрахунками Бете. Згідно з методом Борна це значення пропорційне квадрату матричного елемента відповідного переходу. Кількість збуджень атомів водню з першого рівня автори розраховують на основі енергетичної залежності відповідного ефективного перерізу для електронів, які, своєю чергою, розподілені за швидкостями згідно з розподілом Максвелла. Ударної деактивації при цьому не враховують. Швидкість зміни кількості протонів в одиниці об’єму автори визначають різницею між кількостями йонізацій водню з першо-

го рівня та рекомбінацій, що відбуваються за одиницю часу в одиничному об’ємі туманності. Рекомбінації враховують на рівні, починаючи з 2-го, оскільки рекомбінації на перший рівень приводять до появи дифузних йонізуючих квантів, що в оптично товстому міжзоряному середовищі не змінює ступеня йонізації. Сучасні підходи до оцінки цієї швидкості (див., напр., п.6.6–6.12 у праці [43]) детально враховують розсіяння фотонів цієї емісійної лінії з використанням імовірностей покидання фотоном туманності та його деструкції відповідно. Таке випромінювання робить свій внесок в охолодження міжзоряного середовища, який необхідно враховувати під час моделювання світіння останнього.

На основі згаданого вище спрощеного підходу автори [K56] розраховують час встановлення йонізаційно-рекомбінаційної рівноваги залежно від температури та ступеня йонізації водню. Автори [K56] також розглядають Бальмерівський декремент за різних температур для двох граничних випадків: 1) збудження електронним ударом та 2) для рекомбінаційного спектра. Зауважимо, що система рівнянь стаціонарності, яку використовують автори, не містить внесків від ударних деактивацій. Відношення інтенсивностей ліній  $H\alpha/H\beta$  за таких умов для рекомбінаційного спектра дають мінімальні значення, а для збуджуваного ударом — максимальні. Зауважимо, що сучасне моделювання світіння середовища навколо ділянок активного зореутворення (див. напр. [44]) дає змогу досить точно врахувати як рекомбінаційний, так і ударний внески. Обчислені під час такого моделювання значення  $H\alpha/H\beta$  перебувають у діапазоні даних сучасних спостережень [45]. Ці ж відношення, що розраховали С. Каплан та С. Гопасюк у згаданій вище праці, теж перебувають у діапазоні спостережуваних значень. З аналізу отриманих результатів автори роблять висновок, що світіння міжзоряного водню через збудження його рівнів електронними ударами може відбуватися лише за умов сталого нагрівання середовища. Одночасно вказують на турбулентність як на можливе джерело такого нагрівання. Автори звертають увагу на малу ефективність висвічування газу внаслідок проходження ударних хвиль, що виникають через зіткнення хмар міжзоряного середовища. Зауважимо, що на сьогодні врахування ударного збудження світіння водню в емісійних лініях є необхідним не тільки під час прецизійного фотойонізаційного моделювання світіння міжзоряного середовища, але і під час діагностичних досліджень, які вимагають високої точності. Наприклад, Г. Стасінська та Ю. Ізотов у праці [46], присвяченій дослідженню впливу ефекту ударного збудження водню на визначення вмісту гелію в низькометалічних зонах НІІ, показали, що врахування цього ефекту може змінити відношення інтенсивностей  $H\alpha/H\beta$  до 8 і більше відсотків, що, своєю чергою, впливає на визначення вмісту первинного гелію (збільшує до 5%), синтезованого в епоху космологічного нуклеосинтезу. Отже, С. Каплан був одним із піонерів врахування ефекту ударного збудження світіння водню в міжзоряному середовищі, який, як ба-

чимо, відіграє важливу роль в актуальних завданнях сучасної астрофізики.

Згадану вище турбулентність руху хмар міжзоряного середовища детально описав Самуїл Каплан у попередніх статтях, зокрема, у працях, опублікованих у 1952 році [K12, K71]. Зокрема, у [K12] зазначено, що найбільш надійну перевірку гіпотези про турбулентний характер руху міжзоряного середовища можна отримати з аналізу променевих швидкостей газових хмар. У цій же праці запропоновано метод розрахунку компонент тензорів кореляцій швидкостей, у якому безпосередньо зіставлено відносну променеву швидкість та взаємну відстань двох хмар. Зроблено також спробу визначити деякі компоненти тензорів кореляцій швидкостей міжзоряних хмар з їхніми взаємними відстанями за допомогою двокомпонентних ліній поглинання H та K. У праці ж [K71] сукупність спостережуваних міжзоряних хмар розглянуто як деяку невелику геліоцентричну підсистему розміром 200–500 пк. Автори шукають кореляції між середніми значеннями променевих швидкостей (різних степенів) цих хмар щодо Сонця та їхніми відстанями до Сонця. За своїми результатами автори зробили висновок, що гіпотеза про турбулентний характер руху міжзоряного газу правильна. Докладніший огляд досліджень турбулентності міжзоряного середовища у працях С. Каплана є в розділі V цієї статті.

Своєрідний проміжний підсумок підходів, які використовують лінії поглинання для вивчення міжзоряного середовища, С. Каплан подав у публікації 1957 р. [K36], де продемонстрував, як на основі профілів цих ліній можна 1) отримати інформацію про наявність на промені зору окремих хмар (за розщепленням цих ліній на компоненти); 2) променеву швидкість цих хмар або ж їхню середню швидкість (за доплерівською шириною лінії у разі, якщо її розщеплення не спостерігаються); 3) дисперсію швидкостей атомів, йонів та молекул за доплерівською шириною лінії; 4) кількість атомів, йонів та молекул у стовпчику одиничного перерізу вздовж променя зору спостерігача на зорю, на фоні якої бачимо лінію (за повним поглинанням). Фактично ці підходи лежать в основі сучасних методів аналізу ліній поглинання, сформованих у міжзоряному середовищі.

Ми навели огляд лише деяких праць Самуїла Каплана, присвячених фізиці міжзоряного середовища і написаних головно за час його роботи у Львівському університеті. Однак уже з цього короткого огляду видно його величезний внесок у цю галузь астрофізики. Самуїл Каплан є родоначальником досліджень міжзоряного середовища у Львівському університеті, де їх сьогодні активно продовжують розвивати його наукові “правнуки” та “праправнуки”.

## VIII. ФІЗИКА ТА ЕВОЛЮЦІЯ ЗІР

Як уже зазначено вище, Самуїл Каплан вирізнявся значною всесторонністю своїх наукових інтересів. За час львівського періоду він написав кілька наукових

статей також на тему фізики та еволюції зір, а також відому книжку “Фізика звезд” [K52], перше видання якої побачило світ у 1961 році.

Першою працею, присвяченою фізиці зір, була стаття [K8], у якій автор розглянув питання обчислення сумарної енергії, що випромінюють зорі певного класу в міжзоряне середовище. С. Каплан зробив важливе уточнення вже наявних тоді аналогічних обчислень для видимої та ультрафіолетової ділянок спектра. Незважаючи на те, що його результати відрізнялись від спостережних навіть на ту пору, робота цікава своїм підходом, що дає змогу обчислювати потік, виходячи з найпростіших принципів. Розбіжності неважко пояснити неповнотою даних про просторовий розподіл зір у Галактиці та розподіл за кількістю і класами зоряного населення на ту пору. Ця робота була важливою для його улюбленої теми — фізики міжзоряного середовища, адже високоенергетичне світло зір є одним з вирішальних чинників у ній. Цікаво, що наприкінці праці автор дякує Йосифу Шкловському, одному з найвидатніших астрономів в СРСР, за обговорення проблем, розглянутих у статті. Наступною працею стала оцінка рівня зореутворення в певному класі зір у Галактиці [K15]. Знов ж таки, на час її написання ще далекі від правдивих уявлення тодішньої науки про розподіл кількості зір за спектральними класами в нашій Галактиці роблять її цінною саме з історичного погляду. Адже лише в 90-х роках минулого століття з розвитком високочутливої інфрачервоної астрономії вчені дізнались про величезну кількість тьмяних червоних та коричневих карликів передусім в околиці Сонця. Однак обчислення ймовірності утворення зір певного класу за спостережною функцією світності та законом еволюції зір цього класу є актуальним і сьогодні, хоч тепер таке обчислення здійснюють зазвичай комп’ютерним моделюванням. Ще одною важливою статтею, що стосується вже еволюції руху зір у галактиці, є [K5]. У ній Самуїлові Каплану вдалось оцінити величину, яку він називає часом обертової релаксації галактики, а саме: час, за який галактика надасть кутову швидкість, що відповідає коловій орбіті навколо центру галактики, пробному тілу через гравітаційну взаємодію, за початкової швидкості, що сильно відрізняється від відповідної кутової швидкості. У цій статті проявилась висока майстерність Каплана-теоретика працювати через оцінки, а не точні обчислення фізичних величин, адже більшість формул у ній містять знак  $\approx$ , а не  $=$ . Крім цього, отримана кубічна залежність цього часу від відстані до центру галактики допомагає пояснити сильну однорідність невеликих еліптичних галактик.

Ну і нарешті, не можна не згадати відому книжку С. Каплана “Фізика звезд”, яка також була написана у Львові. Генні Ламерс у рецензії на її англійський переклад писав: “Книга написана... з мінімумом формул, але з дуже глибоким розумінням фізики і того, як різні ефекти визначають будову і життя зір. ...Книга читається дуже легко. Вона написана на рівні, доступному для студентів, але кожен, хто має належні знання з фізики, здатний її осягну-

ти.” Як зазначає автор у вступі, для отримання базових уявлень про будову й еволюцію зір достатньо шкільних знань, однак для побудови моделі процесів, скажімо, у зоряній атмосфері цих знань уже не достатньо. З іншого боку, у “Фізике звезд” розглянуто всі основні питання цього предмета: основні параметри зір, термоядерні реакції, перенос енергії в зорях, класи та типи зір і їхня еволюція, компактні астрофізичні об’єкти, змінні зорі, протозорі та утворення зір. У книжці зібрано багато фактичного матеріалу, по суті, це концентрований підсумок фізичних знань про зорі на момент її написання. Отже, вона була корисною також і студентам-астрофізикам як посібник, а в деяких аспектах залишається такою навіть сьогодні. Те, що виклад матеріалу здійснено дуже вдало, підтверджується фактом її перевидання. У 1977, за рік до трагічної загибелі автора, вийшло вже третє перевидання “Фізики звезд”, доповнене й розширене. Згаданий вище англomовний переклад “The Physics of Stars” вийшов у 1982 році у видавництві John Wiley and Sons [47] вже після смерті вченого.

Отже, за львівський період своєї наукової творчості Самуїл Каплан зробив вагомий внесок до фізики зір та їхнього випромінювання в міжзоряному просторі, а також провадив значну педагогічну роботу із зацікавлення широкого загалу цим предметом.

## ІХ. КОСМОЛОГІЯ ТА ГРАВІТАЦІЯ

Першу роботу з космології під назвою “Космологическая турбулентность” Самуїл Каплан доповідав на “Шостій нараді з питань космогонії”, що проходила в Москві в 1957 році від 5 до 7 червня. Доповідь була опублікована в 1959 році в працях цієї наради [К49]. За обсягом публікація займає дві друковані сторінки й не містить посилань. Вона опирається на цікаву на ту пору гіпотезу Вайцзекара щодо походження галактик. Згідно з нею, галактики могли утворитись із розпаду “первинної” турбулентності Метагалактики на окремі вихори. Поштовхом до такої гіпотези, вочевидь, слугували успіхи в побудові теорії турбулентності. У своїй публікації С. Каплан не висловлює свого ставлення до цієї гіпотези, а зосереджується на її математичній реалізації. Зокрема, він записує рівняння еволюції турбулентності Метагалактики, яка розширюється:

$$\begin{aligned} & - \left( \frac{\partial}{\partial t} + 2H \right) \int_0^k F(k, t) dk \\ & = 2\kappa \int_k^\infty \sqrt{\frac{F(k, t)}{k^3}} dk \int_0^k F(k, t) k^2 dk \\ & + 2\zeta \int_0^k [F(k, t) k]^{3/2} dk, \end{aligned} \quad (12)$$

де  $H$  — стала Габбла ( $1/H$  — час розширення Метагалактики),  $F(k, t)dk$  — енергія вихорів у діапазоні

хвильових чисел від  $k$  до  $k+dk$ . Доданок із числовим множником  $\kappa$  описує передачу енергії від більших вихорів до менших, а доданок із числовим множником  $\zeta$  — дисипацію енергії в метагалактичних ударних хвилях. Уведенням нових величин

$$y = \int_0^k \sqrt{\frac{F(k, t)}{k^3}} dk, \quad f = \sqrt{\frac{F(k, t)}{k}}, \quad \alpha = \frac{f}{y},$$

у припущенні, що  $\alpha$  не залежить від  $k$  та  $t$ , рівняння (12) переписуємо у вигляді:

$$\frac{1}{k^2} \left\{ \alpha \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} - \frac{2}{y} \frac{\partial y}{\partial t} - (2 - \alpha)h \right\} = (4 - 2\alpha)(\kappa + \zeta\alpha) - \kappa\alpha, \quad (13)$$

а його розв’язком буде

$$f \sim k^{-\alpha}, \quad F \sim k^{1-2\alpha}.$$

Оскільки ліва частина цього рівняння залежить від  $k$ , а права не залежить, то кожна з них дорівнює нулеві, і, як наслідок, матимемо

$$F(k, t) = \text{const} \cdot e^{-2Ht} k^{1-2\alpha},$$

$$\alpha = 1 - \frac{3\kappa}{4\zeta} + \sqrt{1 + \frac{1\kappa}{2\zeta} + \frac{9}{16} \left( \frac{\kappa}{\zeta} \right)^2}.$$

Це і є точний розв’язок рівняння (13). Розглядаючи випадок, коли дисипацією в ударних хвилях можна знехтувати (покладаючи  $\zeta \ll \kappa$  і, як наслідок,  $\alpha \rightarrow 4/3$ ), С. Каплан отримав спектр Колмогорова із часовим множником:  $F(k, t) = \text{const} \cdot e^{-2Ht} k^{-5/3}$ . За домінування дисипації енергії вихорів в ударних хвилях (покладаючи  $\kappa \ll \zeta$  і, як наслідок,  $\alpha \rightarrow 2$ ) С. Каплан одержав, як він зазначає, “майже” стаціонарний спектр вихорів:  $F(k, t) = \text{const} \cdot k^{-3}$ .

Задача про розгляд турбулентності на фоні однорідного й ізотропного Всесвіту актуальна й сьогодні з огляду на непрямі свідчення наявності первісного магнітного поля, яке здатне генерувати турбулентність у слабо йонізованому газі в післярекомбінаційному Всесвіті.

Ще одна робота Самуїла Каплана, присвячена космології, має назву “Модель “вращающегося” пространства постоянной кривизны” [К54]; вона має обсяг чотири друковані сторінки й містить одне посилання на нещодавно опублікований підручник Л. Ландау і Є. Лівшиця “Теорія поля”. Наприкінці публікації зазначено, що розрахунки провели студенти ІV курсу фізичного факультету Львівського державного університету, які спеціалізуються в теоретичній фізиці. С. Каплан разом із студентами розглянули модель Всесвіту, який обертається як ціле. Просторово-часовий інтервал такого Всесвіту має такий загальний вигляд:

$$\begin{aligned} ds^2 = a^2 & \left[ d\eta^2 - dx^2 - (\sin^2 x d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right. \\ & \left. + 2 \sin^2 x d\eta(\omega d\theta + \sigma \sin^2 \theta d\phi) \right], \end{aligned}$$

де  $a$  — радіус кривини простору,  $\eta$  — конформний час ( $cdt = a(\eta)d\eta$ ),  $x$  — супутня радіальна відстань,  $\omega(\eta)$  і  $\sigma(\eta)$  — кутові швидкості обертання простору за ку-

тами  $\theta$  і  $\phi$  відповідно. Вони обчислили ненульові компоненти тензора Айнштейна,  $R_j^k - \frac{1}{2}\delta_j^k R$ , які мають такий вигляд :

$$R_0^0 - \frac{1}{2}R = -\frac{3}{a^4}(\dot{a}^2 a^2) + 2\frac{\dot{a}}{a} \operatorname{ctg} \theta \omega, \quad R_1^1 - \frac{1}{2}R = R_2^2 - \frac{1}{2}R = -\frac{1}{a^2} \left[ 2\frac{\ddot{a}}{a} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + 1 \right] + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{a^3}(a\dot{\omega} + 2\omega\dot{a}),$$

$$R_3^3 - \frac{1}{2}R = \frac{1}{a^2} \left[ 2\frac{\ddot{a}}{a} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + 1 \right], \quad R_0^1 = \frac{\omega}{a^2} \operatorname{ctg} \theta \operatorname{ctg} x,$$

$$R_0^2 = \frac{2}{a^2} \left[ 2\frac{\ddot{a}}{a} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + 1 \right] \omega - \frac{\omega}{a^2 \sin^2 x}, \quad R_0^3 = \frac{2}{a^2} \left[ 2\frac{\ddot{a}}{a} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + 1 \right] \sigma,$$

де крапкою позначені похідні за конформним часом  $\eta$ . Компоненти тензора енергії-імпульсу мають такий вигляд:

$$T_0^0 = -\rho c^2, \quad T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = 0, \quad T_0^1 = -\rho c^2 \frac{dx}{d\eta}, \quad T_0^2 = -\rho c^2 \frac{d\theta}{d\eta}, \quad T_0^3 = -\rho c^2 \frac{d\phi}{d\eta},$$

де  $\frac{dx}{d\eta}$ ,  $\frac{d\theta}{d\eta}$  та  $\frac{d\phi}{d\eta}$  позначають систематичні швидкості, які характеризують анізотропію простору,  $\rho$  — середня густина матерії. Із рівнянь Айнштейна були знайдені розв'язки для однорідного Всесвіту, що обертається:

$$a = \operatorname{const} \cdot (1 - \cos \eta), \quad \rho = \frac{\operatorname{const}}{a^3} - \frac{\omega c^2}{4\pi G a} \operatorname{ctg} \theta, \quad \omega = \frac{\operatorname{const}}{a^2},$$

$$\frac{dx}{d\eta} = -\frac{\omega c^2}{8\pi G \rho a^2} \operatorname{ctg} x \operatorname{ctg} \theta, \quad \frac{d\theta}{d\eta} = -\frac{\omega c^2}{8\pi G \rho a^2} \operatorname{cosec}^2 x.$$

Рівняння для  $\sigma$  і  $\frac{d\phi}{d\eta}$  тотожно дорівнюють нулеві. Із третього рівняння робиться висновок про збереження моменту обертання під час розширення.

З огляду на анізотропність моделі довільність вибору системи відліку обмежена вибором азимута  $\phi$ . Гіперповерхня з  $\phi = \operatorname{const}$  є сферою з лінійним елементом  $d\psi^2 = dx^2 + \sin^2 x d\theta^2$ , тому кутова відстань  $\psi$  між точкою на сфері  $\phi = 0$  з довільними координатами  $x$  і  $\theta$  та координатами нашої галактики на ній  $x_0$  і  $\theta_0$  буде задаватися рівністю  $\cos \psi = \cos x \cos x_0 + \sin x \sin x_0 \cos(\theta - \theta_0)$ , а лінійна відстань дорівнюватиме  $a\psi$ . Рівняння поширення світлових сигналів  $d\eta^2 = d\psi^2$  або  $\psi = \pm \eta + \operatorname{const}$  тут є таким же, як і для ізотропного Всесвіту без обертання. Різниця полягає в наявності у Всесвіті, що обертається, систематичних швидкостей, різних у різних точках простору. Спостерігач у нашій галактиці повинен обсервувати відносну систематичну швидкість

$$V = a \frac{d\psi}{dt} = \frac{d\psi}{d\eta}.$$

Загалом залежність відносної систематичної швидкості від  $\psi$  і напрямку на спостережувану галактику доволі складна. Тому в цій статті розглянуто два крайні випадки. У першому із них спостерігач бачить віддалену галактику в напрямку центру/антицентру моделі. Тоді  $\psi = x - x_0$ , і, як наслідок,

$$\frac{d\psi}{d\eta} = \frac{dx}{d\eta} \frac{dx_0}{d\eta} = -\frac{\omega c^2}{8\pi G \rho a^2} \frac{\operatorname{ctg} \theta_0 \sin \psi}{\sin x_0 \sin(x_0 + \psi)}.$$

Для малих відстаней  $\psi$  матимемо, що

$$V = \pm \frac{\omega c^3}{8\pi G \rho a^2} \frac{\operatorname{ctg} \theta_0}{\sin^2 x_0} \psi,$$

де знак “-” відповідає напрямку на центр, знак “+” — на антицентр. У даному випадку систематичні швидкості як і Габблівська швидкість пропорційна відстані. В іншому випадку розглядаються галактики в напрямках перпендикулярних до напрямку на центр, для яких  $\psi = \arccos(\cos x / \cos x_0)$ , і, як наслідок,

$$\frac{d\psi}{d\eta} = \frac{\omega c^2}{8\pi G \rho a^2} \frac{\cos \psi}{\sin \theta \sin \theta_0 \sin x}.$$

Для малих відстаней  $\psi$  матимемо, що

$$V = \frac{\omega c^3}{8\pi G \rho a^2} \frac{\operatorname{cosec} x_0}{\sin^2 \theta_0} = \operatorname{const}.$$

Тут отримано сталу добавку до швидкості габблівського розширення. За одержаними в роботі формулами зі спостережень можна отримати значення або верхнє обмеження на величину  $\omega c^3 / (8\pi G \rho a^2)$ , та у разі виявлення анізотропії визначити напрямок на центр моделі. Зазначимо, що питання про відхилення від однорідності та ізотропності Всесвіту на масштабах видимих галактик залишаються актуальними й сьогодні.

Ще одна робота з теорії гравітації, на цей раз класичної, має назву “До статистичної теорії гравітуючих



систем” [К66], написана українською мовою, займає три друковані сторінки й містить п’ять посилань. У ній Самуїл Каплан за допомогою методу Больцмана отримує статистичну функцію розподілу маси  $m_k$  за параметрами навколосонячної орбіти — великою піввіссю  $a_k$ , ексцентриситетом орбіти  $e_k$  та нахилом орбіти  $i_k$ . Використовуючи інтеграли руху Лагранжа

$$\sum_k m_k \sqrt{a_k} e_k^2 = \text{const}, \quad \sum_k m_k \sqrt{a_k} \text{tg}^2 i_k = \text{const},$$

що справедливі для гравітаційно взаємодійних тіл, які є в зовнішньому полі масивнішого тіла (Сонця), і закон збереження повної енергії та маси системи у вигляді

$$\sum_k \frac{m_k}{a_k} = \text{const}, \quad \sum_k m_k = \text{const},$$

через пошук мінімуму функції  $H = \sum_k m_k \ln m_k$  Самуїл Каплан отримав функцію розподілу у вигляді:

$$m_k = C \exp \left\{ -\sqrt{a_k} (\alpha e_k^2 + \beta \text{tg}^2 i_k) \frac{\gamma}{a_k} \right\},$$

де  $C$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  і  $\gamma$  — додатні сталі величини. З отриманого розподілу, зокрема, випливає, що орбіти з великим ексцентриситетом і/або нахилом орбіти характерні для менш масивних тіл.

## Х. ОПТИЧНІ СПОСТЕРЕЖЕННЯ ШТУЧНИХ СУПУТНИКІВ ЗЕМЛІ

У 1957 році в Радянському Союзі розпочалися роботи з підготовки до запуску першого штучного супутника Землі (ШСЗ) та організації мережі оптичних станцій спостережень за ним. Останнє покладено на Астрономічну раду Академії наук СРСР. Офіційно не було жодних даних про підготовку запуску першого супутника, усі роботи проводили під грифом “секретно”. У містечку Фірузі, що поблизу державного кордону з Іраном, упродовж червня-липня 1957 року організовано перші всесоюзні курси з підготовки керівників станцій спостережень ШСЗ при Інституті фізики та геофізики АН Туркменістану. Самуїл Каплан разом з відомим астрономом Ігорем Астаповичем керували ними. Майбутнім спостерігачам читали курс лекцій з теорії руху штучних супутників Землі та методики візуальних спостережень. Тоді ж при університетах, педагогічних інститутах та астрономічних обсерваторіях Радянського Союзу створювали станції спостережень за штучними супутниками. На момент запуску першого супутника вже були готові до спостережень 66 оптичних станцій.

На фізичному факультеті Львівського державного університету імені Івана Франка в приміщенні колишньої метеостанції в корпусі за адресою вул. Ломоносова (нині Кирила і Мефодія), 8а виділили дві кімнати та даховий майданчик для спостережень, завезли все необхідне приладдя для фіксації проходжень

супутників під час візуальних спостережень: астрономічні трубки АТ-1 (діаметр об’єктива 50 мм, шести-кратне збільшення, поле зору  $-11.5^\circ$ ), радіоприймачі “Рига-10”, контактний друкувальний хронограф, біноклі, секундоміри, магнітофон, генератор коливань звукової частоти, атласи зоряного неба Михайлова. За наказом ректора університету керівництво станцією та організація спостережень першого супутника були покладені на Самуїла Каплана. Університетська станція увійшла до Всесоюзної мережі станцій оптичних спостережень супутників під номером 1031, роботу яких координувала Астрорада Академії Наук СРСР



Рис. 6. С. Каплан зі студентами після спостережень першого штучного супутника Землі (жовтень 1957 року)

Fig. 6. S. Kaplan with students after observations of the first artificial Earth satellite (October 1957)

С. Каплан сформував групу майбутніх спостерігачів першого супутника, проводив з ними заняття з методики візуальних спостережень. Серед них були студенти Олександр Логвиненко, Геннадій Крайнюк та Юрій Фридель, які по закінченні університету стали ядром майбутнього наукового відділу. Офіційне повідомлення ТАРС про запуск першого штучного супутника Землі ПС-1 (Простейший Спутник 1) голосом Левітана по радіо прозвучало 4 жовтня 1957 року о 22 год. Однак хмарна погода у Львові ні в ніч 4–5 жовтня, ні в кілька наступних не дали змоги спостерігати рух супутника на фоні зоряного неба, лише чути озвучені радіоприймачем сигнали. Тільки в ніч на 10 жовтня 1957 року — день народження С. Каплана — були проведені перші успішні візуальні спостереження першого штучного супутника Землі (рисунки 6). “Аналізуючи максимуми гучності радіосигналів від першого супутника, що записували на магнітофон, та звіряючи інтенсивність цих сигналів із положенням супутника, які давала газета “Правда”, С. Каплан зауважив деяку невідповідність та зрозумів, що в ефемеридях не врахована асферичність Землі”, — згадував О. Логвиненко [2]. Розробивши метод графічного обчислення ефемерид, він розв’язав цю проблему [К40].

3 листопада 1957 року був запущений другий, більший за розмірами штучний супутник (Спутник-2), який легше було спостерігати візуально. Тро-

хи згодом Постановою Президії АН СРСР №854 від 27.12.1957 р. при Астрономічній обсерваторії університету відкрито станцію фотографічних спостережень ШСЗ, які надалі функціонували в мережі аналогічних станцій, під назвою “Львівська станція оптичних спостережень ШСЗ 103”. Наукове керівництво, забезпечення апаратурою та витратними матеріалами всіх станцій Радянського Союзу здійснювала Астрорада АН СРСР. Ефемеридна служба забезпечувала точний час і координати супутників, які надсилали спеціальними кодованими телеграмами з центру управління польотами “Космос”. Упродовж наступних 2 годин після закінчення спостережень результати первинної обробки відсилали закодованими телеграмами. Із збільшенням кількості запусків штучних супутників зростає потреба в збільшенні позиційних спостережень: візуальні спостереження забезпечували студенти й працівники фізичного факультету, фотографічні — працівники Астрономічної обсерваторії.

Уже в листопаді 1957 року вийшла з друку перша у світовій літературі книжка, яку написав С. Каплан у співавторстві з І. Астаповичем про методику спостережень штучних супутників Землі “Визуальные наблюдения искусственных спутников Земли” [К40]. Вона була перекладена кількома мовами й адресована як професійним спостерігачам, так і астрономам-аматорам з метою залучення до візуальних спостережень штучних супутників максимальної кількості людей. У книжці викладені основні відомості про рух штучних супутників Землі, про умови їх видимості та методи візуальних спостережень. Описані методи дають змогу наближено визначити орбіту супутника, обчислити моменти проходження супутника над конкретним географічним пунктом, отримати оцінку його положень на небі у фіксовані моменти часу. С. Каплан підкреслював, що візуально-оптичні спостереження ШСЗ дуже важливі на початкових стадіях після запуску, коли орбіта супутника невідома з достатньою точністю. Знання точної орбіти дозволить розв’язувати такі важливі проблеми, як визначення структури земної кори та побудови глобальної геодезичної мережі. Для цього було необхідно встановити положення супутника з точністю до декількох десятків метрів у просторі. У книжці наведена також методика візуально-оптичних спостережень метеорів, дослідженнями яких займався І. Астапович.

Наказом Міністерства вищої освіти СРСР №143 від 11.02.1958 р. супутникова тематика була включена в плани важливих наукових досліджень, а наказом №729 від 4.07.1958 р. затверджено “Положення про станції оптичних спостережень ШСЗ”, яке регламентувало діяльність станцій і покладало всю відповідальність за їхню роботу на керівників установ, при яких вони були організовані. Завдяки зусиллям С. А. Каплана вдало проведені спостереження першого, а потім і наступних супутників створили умови для розвитку апаратурного забезпечення, розширення методів спостереження ШСЗ, створення колективу спостерігачів. Астрорада АН СРСР виділила 3 ставки молодшого наукового співробітника, крім того,

спостерігачами працювали також добровольці, переважно студенти, які теж отримували оплату за успішні візуальні спостереження.

З ініціативи Астроради АН СРСР почали друкувати спеціальні видання: “Бюллетень станцій оптичних спостережень ШСЗ”, “Результаты наблюдений советских искусственных спутников Земли” та інші. У 1958 році в Астрономічному Циркулярі (АН СРСР) були опубліковані дві наукові статті С. Каплана, у яких розраховано рівняння руху штучного супутника та описаний розроблений ним метод наближеного обчислення ефемерид супутників та їхніх орбіт [К44, К45]. У цей же період С. Каплан написав ще одну книжку “Как увидеть, услышать и сфотографировать искусственные спутники Земли” [К43], рекомендовану для професійних спостерігачів, а також для радіолюбителів та аматорів астрономії із закликом до самостійних спостережень та співпраці в спостереженнях ШСЗ. У період від 1958 до 1961 року С. Каплан разом з І. Климишиним займались науковими дослідженнями, що стосувались теорії руху супутників та розробкою методів прогнозування часу й небесних координат їх проходження на декілька днів наперед. Другий напрям робіт полягав у модернізації апаратури з метою збільшення точності спостережень та їх автоматизації, детальному дослідженні інструментальних похибок. Для визначення точних координат супутника з метою обчислення його орбіти використовували як оптичні, так радіотехнічні методи. На базі таких вимірювань можна було отримати важливі дані про фізичні властивості верхніх шарів Земної атмосфери.

Загалом С. Каплан керував роботою станції впродовж 1957–1958 років, забезпечивши її необхідною апаратурою для спостережень, навчивши співробітників обсерваторії та студентів спостерігати швидко рухомі небесні об’єкти. Самуїл Каплан зробив вагомий внесок у розвиток теорії руху штучних супутників Землі та розробку методики оптичних спостережень, заклад основи для подальших наукових досліджень у цьому напрямі. На сьогодні в Астрономічній обсерваторії Львівського національного університету імені Івана Франка створений Науково-дослідний комплекс апаратури для вивчення штучних небесних тіл ближнього космосу, що становить Національне надбання України і на якому проводять віддалемірні, фотометричні та позиційні спостереження ШСЗ.

## ПОДЯКИ

Автори висловлюють подяку Збройним силам України, які героїчно борються з підступним і жорстоким агресором — російською федерацією, що загрожують нашій державі та світу, а також всім людям доброї волі, які підтримують Україну у цій жахливій війні. БН дякує також професорові кафедри теоретичної фізики імені Івана Вакарчука Андрію Ровенчаку за допомогу у формуванні бібліографії праць С. Каплана львівського періоду, корисні обговорення та заваження.

## БІБЛІОГРАФІЯ ПРАЦЬ С. КАПЛАНА ЛЬВІВСЬКОГО ПЕРІОДУ

1. Каплан С. А. О круговых орбитах в теории тяготения Эйнштейна (Письмо в ред.) // Журн. эксп. теор. физ. 1949. Т. 19, №10. С. 951–952.
2. Каплан С. А. Источники энергии и эволюция белых карликов // Наукові записки (Львів. ун-т). Сер. фіз.-мат. Астрономія. 1949. Т. 15, Вип. 4. С. 101–107.
3. Каплан С. А. Сверхплотные звезды // Наукові записки (Львів. ун-т). Сер. фіз.-мат. Астрономія. 1949. Т. 15, Вип. 4. С. 109–116.
4. Каплан С. А. Охлаждение белых карликов // Астрон. журн. 1950. Т. 27, №1. С. 31–33.
5. Каплан С. А. Время вращательной релаксации галактики // Астрон. журн. 1950. Т. 27, №3. С. 177–179.
6. Каплан С. А. По поводу статьи “Время вращательной релаксации галактики” // Астрон. журн. 1950. Т. 27, №3, С. 177–179; (Письмо автора в ред. по поводу ошибочно сделанных выводов. С примеч. ред.) // Астрон. журн. 1950. Т. 27, №5. С. 320.
7. Каплан С. А. Отражение света пылевыми туманностями // Астрон. журн. 1952. Т. 29, №3. С. 326–333.
8. Каплан С. А. Энергия суммарного излучения звезд // Астрон. журн. 1952. Т. 29, №6. С. 649–653.
9. Каплан С. А. Краткий отчет экспедиции Львовской Астрономической обсерватории по наблюдению солнечного затмения 25 февраля 1952 г. // Астрон. циркуляр (АН СССР). 1952. №126. С. 5–6.
10. Каплан С. А. Об условиях безвихревого течения газа в межзвездном пространстве // ДАН СССР. 1952. Т. 87, №6. С. 909–912.
11. Каплан С. А. О возможности наблюдательной проверки гипотезы о турбулентном характере движения межзвездного газа // Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т). 1952. №23. С. 1–5.
12. Каплан С. А. Элементарный метод определения физических характеристик космической пыли // Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т). 1952. №23. С. 5.
13. Каплан С. А. К вопросу об образовании звезд // Астрон. журн. 1953. Т. 30, №4. С. 391–393.
14. Каплан С. А. Количественные характеристики турбулентности межзвездного газа // ДАН СССР. 1953. Т. 89, №5. С. 801–804.
15. Каплан С. А. К вопросу об образовании звезд // Доповіді та повідомлення (Львів. ун-т). 1953. Вип. 4, ч.2. С. 74–75.
16. Каплан С. А. Турбулентия межзвездного газа. Выступления на 2 совещании по вопросам космогонии: в кн.: Труды Второго совещания по вопросам космогонии. Москва, 1953. С. 221–224.
17. Каплан С. А. О конденсации межзвездного газа на частицах космической пыли // Наукові записки (Львів. ун-т). Сер. фіз.-мат. 1953. Т. 22, №5. С. 111–114.
18. Каплан С. А. Взаимодействие межзвездного водорода с космической пылью и плотность  $L_\alpha$  излучения в межзвездном пространстве // Наукові записки (Львів. ун-т). Сер. фіз.-мат. 1953. Т. 22, №5. С. 115–120.
19. Каплан С. А. О спектральной функции изотропной турбулентности в сжимаемом газе // Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т). 1953. №25. С. 1–4.
20. Каплан С. А. К теории ускорения заряженных частиц турбулентными магнитными полями // Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т). 1953. №27. С. 1–10.
21. Каплан С. А. Изотермическое течение газа в межзвездном пространстве. Скачки плотности и скорости // Астрон. журн. 1954. Т. 31, №1. С. 31–35.
22. Каплан С. А. Функция распределения скоростей турбулентного движения межзвездного газа // Астрон. журн. 1954. Т. 31, №2. С. 137–170.
23. Каплан С. А. О возможности объяснения структуры волокнистых туманностей // Астрон. журн. 1954. Т. 31, №4. С. 358–359.

24. Каплан С. А. О сохранении циркуляции скорости в магнитогазодинамике // Астрон. журн. 1954. Т. 31, №4. С. 360–361.
25. Каплан С. А. О влиянии звездных сближений на корреляцию “Эксцентриситет — Большая полуось” // Вопросы космогонии. 1954. Т. 2. С. 269–272.
26. Каплан С. А. Система спектральных уравнений магнито-газодинамической изотропной турбулентности // ДАН СССР. 1954. Т. 94, №1. С. 33–37.
27. Каплан С. А. Спектральная теория газомангнитной изотропной турбулентности // Журн. эксп. теор. физ. 1954. Т. 27, №6. С. 699–707.
28. Каплан С. А. О турбулентных флюктуациях плотности в межзвездном пространстве // Ученые записки (Львов. ун-т). Астрон. сборник. 1952. Т. 32, №2. С. 53–57.
29. Каплан С. А. Структурные, корреляционные и спектральные функции турбулентности межзвездного газа // Астрон. журн. 1955. Т. 32, №3. С. 255–264.
30. Каплан С. А. К теории ускорения заряженных частиц изотропными газомангнитными турбулентными полями // Журн. эксп. теор. физ. 1955. Т. 29, №4. С. 106–116;  
*Kaplan S. A. The theory of the acceleration of charge by isotropic gas magnetic turbulent fields // Soviet Phys. JETP. 1956. Vol. 2, No 2. P. 203–210.*
31. Каплан С. А. Ударные волны в нестационарных звездах // Труды Четвертого совещания по вопросам космогонии. Нестационарные звезды. Москва, 1955. С. 178–185.
32. Каплан С. А. Ударные волны в межзвездном пространстве. I // Астрон. журн. 1956. Т. 33, №5. С. 646–653.
33. Каплан С. А. О теории механизма Ферми // Труды Пятого совещания по вопросам космогонии. Радиоастрономия. Москва, 1956. С. 508–511.
34. Каплан С. А. Ударные волны в межзвездном пространстве. II. Ионизационные разрывы // Астрон. журн. 1957. Т. 34, №2. С. 183–192.  
*Kaplan S. A. Shock waves in interstellar space. II. Ionization discontinuities // Soviet Astron. 1957. Vol. 1. P. 183–191.*
35. Каплан С. А. Ударные волны в межзвездном пространстве. III. Газомангнитные разрывы // Астрон. журн. 1957. Т. 34, №3. С. 321–327.  
*Kaplan S. A. Shock waves in interstellar space. III. Hydromagnetic discontinuities // Soviet Astron. 1957. Vol. 1. P. 317–323.*
36. Каплан С. А. Линии поглощения межзвездного газа // Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т). 1957. №33. С. 1–5.
37. Каплан С. А. Теория статистического ускорения заряженных частиц изотропными магнитными полями // Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т). 1957. №33. С. 6–25.
38. Каплан С. А. Номограммы для расчета газомангнитных ударных волн // Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т). 1957. №33. С. 26–28.
39. Каплан С. А. Методы газодинамики межзвездной среды: автореф. дисс. ... докт. физ.-мат. наук: Москва, 1957. 21 с.
40. Астапович И. С., Каплан С. А. Визуальные наблюдения искусственных спутников Земли. Москва: Гос-техиздат, 1957. 83 с.
41. Баум Ф. А., Каплан С. А., Станюкович К. П. Введение в космическую газодинамику. Москва: Физматгиз, 1958. 424 с.
42. Каплан С. А. Межзвездная газодинамика. Москва: Физматгиз, 1958. 194 с.
43. Каплан С. А. Как увидеть, услышать и сфотографировать искусственные спутники Земли. Москва: Физматгиз, 1958. 80 с.
44. Каплан С. А. Уравнение движения искусственных спутников Земли (ИСЗ) и контроль наблюдений // Астрон. циркуляр (АН СССР). 1958. №189. С. 1–3.

45. *Каплан С. А.* Метод приближенного вычисления эфемерид искусственных спутников Земли и определение их орбит // *Астрон. циркуляр (АН СССР)*. 1958. №192. С. 5–8.
46. *Каплан С. А.* Магнитная газодинамика и вопросы космогонии: в кн.: *Вопросы космогонии*. Москва, 1958. С. 238–264.
47. *Каплан С. А.* О космических безсиловых полях // *Астрон. журн.* 1959. Т. 36, №5. С. 800–806.  
*Kaplan S. A.* On cosmic force-free fields // *Soviet Astron.* 1959. Vol. 3. P. 778–783.
48. *Каплан С. А.* О ларморовой теории плазмы. (Письмо в ред.) // *Журн. эксп. теор. физ.* 1959. Т. 36, №6. С. 1927–1928.  
*Kaplan S. A.* On the “larmoron” plasma theory // *Soviet Phys. JETP*. 1959. Vol. 9, No 6. P. 1370–1371.
49. *Каплан С. А.* Космологическая турбулентность // *Труды шестого совещания по вопросам космогонии. Внегалактическая астрономия и космология*. Москва, 1959. С. 260–262.
50. *Каплан С. А.* Влияние анизотропии проводимости в магнитном поле на структуру ударной волны в магнитной газодинамике. (Письмо в ред.) // *Журн. эксп. теор. физ.* 1960. Т. 38, №1. С. 252–253.  
*Kaplan S. A.* Effect of conductivity anisotropy in a magnetic field on the structure of a shock wave in magnetogasdynamics // *Soviet Phys. JETP*. 1960. Vol. 11, No 1. P. 183.
51. *Каплан С. А.* Новые данные о космическом пространстве. Киев, 1960. 37 с.
52. *Каплан С. А.* Физика звезд. Москва: Физматгиз, 1961. 151 с.
53. *Каплан С. А.* Простые волны и образование ударных волн в звездах // *Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т)*. 1962. №37–38. С. 3–8.
54. *Каплан С. А.* Модель “вращающегося” пространства постоянной кривизны // *Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т)*. 1962. №37–38. С. 9–12.
55. *Каплан С. А.* Про одну магнітогідродинамічну задачу // *Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фіз.* 1962. Вип. 1(8). С. 73–74.
56. *Каплан С. А., Гонасюк С. И.* Возбуждение свечения межзвездного водорода электронными ударами // *Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т)*. 1953. №25. С. 5–14.
57. *Каплан С. А., Климшин И. А.* Рассеяние света в сферических туманностях // *Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т)*. 1953. №27. С. 11–16.
58. *Каплан С. А., Климшин И. А.* О предельной плотности белых карликов // *Циркуляр астрон. обсерв. (Львов. ун-т)*. 1953. №27. С. 17–22.
59. *Каплан С. А., Климшин И. А.* О корреляции наблюдаемой разности степени межзвездной поляризации с угловым расстоянием соответствующих точек на небесной сфере // *Астрон. журн.* 1959. Т. 36, №2. С. 370–371.  
*Kaplan S. A., Klimishin I. A.* On the correlation between the observed difference in the degree of interstellar polarization and the angular distance of the corresponding points on the celestial sphere // *Soviet Astron.* 1959. Vol. 3. P. 362.
60. *Каплан С. А., Климшин И. А.* Ударные волны в оболочках звезд // *Астрон. журн.* 1959. Т. 36, №3. С. 410–421.  
*Kaplan S. A., Klimishin I. A.* Shock waves in stellar envelopes // *Soviet Astron.* 1959. Vol. 3. P. 404–414.
61. *Каплан С. А., Климшин И. А., Сиверс В. Н.* Теория рассеяния света в среде с движущейся границей // *Астрон. журн.* 1960. Т. 37, №1. С. 9–15.  
*Kaplan S. A., Klimishin I. A., Sivers V. N.* The scattering of light in a medium with a moving boundary // *Soviet Astron.* 1960. Vol. 4. P. 7–12.
62. *Каплан С. А., Климшин И. А.* Некоторые замечания об излучении света ударными волнами в космических условиях // *Астрон. журн.* 1960. Т. 37, №2. С. 281–283.  
*Kaplan S. A., Klimishin I. A.* Some notes on the emission of light by shock waves under cosmic conditions // *Soviet Astron.* 1960. Vol. 4. P. 264–266.
63. *Каплан С. А., Климовская А. И.* Об уравнении движения искусственного спутника Земли в горизонтальных координатах // *Бюлл. станций оптич. наблюд. искусст. спутн. Земли*. 1960. №1. С. 10–12.

64. *Каплан С. А., Ковальчук В. Г., Королишин В. М.* Коэффициенты электропроводности и диффузии в релятивистской однокомпонентной плазме // *Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фіз.* 1962. Вип. 1(8). С. 79–82.
65. *Каплан С. А., Колодій Б. І.* Функціональні рівняння магнітної гідродинаміки // *Доповіді та повідомлення (Львів. ун-т).* 1957. Вип. 7, ч.3. С. 229–230.
66. *Каплан С. А., Кравчук А. Н.* До статистичної теорії гравітуючих систем // *Доповіді та повідомлення (Львів. ун-т).* 1957. Вип. 7, ч.3. С. 230–232.
67. *Каплан С. А., Курт В. Г.* Разлет натриевого облака в межпланетном пространстве // *Астрон. журн.* 1960. Т. 37, №3. С. 536–542.  
*Kaplan S. A., Kurt V. G.* Expansion of a sodium cloud in interplanetary space // *Soviet Astron.* 1960. Vol. 4. P. 508–514.
68. *Каплан С. А., Кутик И. Н.* Про випромінювання магнітогідродинамічних та магнітозвукових хвиль // *Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фіз.* 1962. Вип. 1(8). С. 75–78.
69. *Каплан С. А., Логвиненко А. А., Подстригач Т.* До обчислення параметрів газомігнітних ударних хвиль // *Укр. фіз. журн.* 1959. Т. 4, №4. С. 438–447.
70. *Каплан С. А., Логвиненко А. А., Порфирьев В. В.* Некоторые вопросы магнитной газодинамики // *Вопросы магнитной газодинамики и динамики плазмы : сборник докл. Рижского сов.* Рига, 1962. С. 33–37.
71. *Каплан С. А., Проник В. И.* К вопросу о турбулентности межзвездного газа // *Циркуляр астрон. обсерв.* (Львов. ун-т). 1952. №24. С. 1–5.
72. *Каплан С. А., Проник В. И.* К вопросу о турбулентном характере движения межзвездных газовых облаков // *ДАН СССР.* 1953. Т. 89, №4. С. 643–666.
73. *Каплан С. А., Сиверс В. Н.* Общая задача о рассеянии света в одномерной среде с движущейся границей. (К проблемам астрофизики) // *Астрон. журн.* 1960. Т. 37, №5. С. 824–827.  
*Kaplan S. A., Sivers V. N.* The general problem of the scattering of light in a one-dimensional medium with a moving boundary // *Soviet Astron.* 1960. Vol. 4. P. 776–779.
74. *Каплан С. А., Станюкович К. П.* Решение уравнений магнито-газодинамики для одномерного движения // *ДАН СССР.* 1954. Т. 95, №4. С. 769–771.
75. *Каплан С. А., Станюкович К. П.* О решении неоднородных задач одномерного движения в магнитной газодинамике // *Журн. эксп. теор. физ.* 1956. Т. 30, №2. С. 382–385.  
*Kaplan S. A., Staniukovich K. P.* The solution of inhomogeneous, one-dimensional motion problems in magnetic gasodynamics // *Soviet Phys. JETP.* 1956. Vol. 3, No 2. P. 275–277.
76. *Каплан С. А., Цан Т. Т.* Ионизационные функции элементов KI, CaI, CaII, NaI, CI в межзвездном пространстве // *Астрон. циркуляр (АН СССР).* 1953. №137. С. 6–7.
77. *Kaplan S. A.* Shock waves in magnetogasdynamic turbulence // *Rev. Mod. Phys.* 1958. Vol. 30, No 3. P. 1089.
78. *Kaplan S. A.* On the formation of the interstellar gas clouds // *Rev. Mod. Phys.* 1958. Vol. 30, No 3. P. 943.
79. *Kaplan S. A.* Theory of isotropic magnetic turbulence in gases // *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics. IAU Symposium no. 6: Proceedings / edited by Bo Lehnert: Cambridge University Press.* 1958. P. 504–512.
80. *Kaplan S. A.* Jak vidět, slyšet a fotografovat uměle družicé Země. Praha: SNTL. 1959. 89 s.
81. *Kaplan S. A.* Shock-waves in stars // *Modèles d'Etoiles et Évolution Stellaire: communications présentées au neuvième Colloque International d'astrophysique, tenu à Liège, les 6, 7 et 8 juillet 1959. Liège: Société Royale de Liège,* 1960. P. 296–297.
82. *Kaplan S. A.* On the theory of propagation and decay of hydromagnetic waves in the anisotropic medium // *Rev. Mod. Phys.* 1960. Vol. 32, No 4. P. 881.
83. 阿斯塔包维契, И. С. 卡布兰, С. А. 著 人造地球卫星的目视观测. 北京: 科学出版社, 1959. 73页.  
(Переклад китайською мовою книги 40.)

- [1] И. С. Шкловский, С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Тр. гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга **67**(2), 91 (2002).
- [2] О. Логвиненко, у *Історія Астрономічної обсерваторії Львівського національного університету імені Івана Франка*, за ред. Б. Новосядлого (ЛНУ імені Івана Франка, Львів, 2011).
- [3] Ch. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, *Gravitation* (W. H. Freeman and Company, San Francisco, 1973).
- [4] Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, *Гравитация. Т. 2* (Мир, Москва, 1977).
- [5] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (Наука, Москва, 1973).
- [6] S. Chandrasekhar, *The Mathematical Theory of Black Holes* (Clarendon, Oxford, 1983).
- [7] W. S. Adams, Publ. Astron. Soc. Pacific. **27**, 236 (1915).
- [8] R. H. Fowler, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. **87**, 114 (1926); <https://doi.org/10.1093/mnras/87.2.114>.
- [9] S. Chandrasekhar, Astrophys. J. **74**, 81 (1931); <https://doi.org/10.1086/143324>.
- [10] М. В. Ваврух, С. В. Смеречинський, Н. Л. Тишко, *Нові моделі в теорії структури вироджених карликів* (Растр-7, Львів, 2018).
- [11] R. E. Marshak, Astrophys. J. **92**, 321 (1940); <https://doi.org/10.1086/144225>.
- [12] E. Schatzman, Ann. Astrophys. **8**, 143 (1945).
- [13] E. Schatzman, Ann. Astrophys. **10**, 19 (1947).
- [14] S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects* (Wiley, New York, 1983).
- [15] L. Mestel, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. **112** 583 (1950); <https://doi.org/10.1093/mnras/112.6.583>.
- [16] L. Landau, Phys. Z. Sowjetunion. **1**, 285 (1932).
- [17] І. А. Климишин, *Ударні хвилі в неоднорідних середовищах* (Вид-во Льв. ун-ту, Львів, 1972).
- [18] І. А. Климишин, *Ударные волны в оболочках звёзд* (Наука, Москва, 1984).
- [19] S. A. Kaplan, Soviet Astron. **11**, 302 (1967).
- [20] І. А. Klimishin, В. І. Gnatyk, Astrophysics **17**, 306 (1981); <https://doi.org/10.1007/BF01005593>.
- [21] В. І. Gnatyk, Sov. Astron. Lett. **11** 331 (1985).
- [22] С. Каплан, *Плазменная астрофизика* (Наука, Москва, 1972).
- [23] W. Heisenberg, Z. Phys. **124**, 628 (1948); <https://doi.org/10.1007/BF01668899>.
- [24] E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949); <https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1169>.
- [25] E. Fermi, Astrophys. J. **119**, 1 (1954); <https://doi.org/10.1086/145789>.
- [26] В. Гинзбург, С. Сыроватский, Усп. физ. наук. **87**, 65 (1965).
- [27] V. Ginzburg, S. Syrovatskii, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **3**, 297 (1965); <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.001501>.
- [28] В. Гинзбург, С. Сыроватский, *Происхождение космических лучей* (Наука, Москва, 1963).
- [29] M. Malkov, L. Drury, Rep. Prog. Phys. **64**, 429 (2001); <https://doi.org/10.1088/0034-4885/64/4/201>.
- [30] О. Petruk, J. Phys. Stud. **18**, 1901 (2014); <https://doi.org/10.30970/jps.18.1901>.
- [31] K. Schure, A. Bell, L. Drury, A. Bykov, Space Sci. Rev. **173**, 491 (2012); <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9871-7>.
- [32] M. Pohl, M. Hoshino, J. Niemiec, Prog. Part. Nucl. Phys. **111**, 103751 (2020); <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2019.103751>.
- [33] С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвёздной среды* (Наука, Москва, 1979).
- [34] В. Я. Melekh, A. R. Kuzmak, J. Phys. Stud. **16**, 1902 (2012); <https://doi.org/10.30970/jps.16.1902>.
- [35] К. С. Шифрин, *Рассеяние света в мутной среде* (Гос. изд-во тех.-теор. лит-ры, Москва–Ленинград, 1951).
- [36] С. Н. van de Hulst, Rech. Astron. Obs. Utrecht **11**(2), i (1949).
- [37] В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, *Теоретическая астрофизика* (Гос. изд-во тех.-теор. лит-ры, Москва, 1952).
- [38] Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, Изв. КрАО **6**, 3 (1951).
- [39] J. H. Oort, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. **106**, 159 (1946); <https://doi.org/10.1093/mnras/106.3.159>.
- [40] H. Anderson, C. P. Ballance, N. R. Badnell, H. P. Summers, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **33**, 1255 (2000); <https://doi.org/10.1088/0953-4075/33/6/311>; corrigendum: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **35**, 1613 (2002); <https://doi.org/10.1088/0953-4075/35/6/701>.
- [41] P. Descouvemont, D. Baye, Rep. Prog. Phys. **73**, 036301 (2010); <https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/3/036301>.
- [42] В. Г. Фабрикант, Докл. АН СССР **25**, 664 (1939).
- [43] G. Ferland, *Hazy: A Brief Introduction to CLOUDY C17.02. Results, computational environment, and test suite* (Cloudy & Associates, 2-19); <https://www.nublado.org>.
- [44] В. Melekh, S. Recchi, G. Hensler, O. Buhajenko, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. **450**, 11 (2015); <https://doi.org/10.1093/mnras/stv569>.
- [45] C. Kehrig, E. Telles, F. Cuisinier, Astron. J. **128**, 1141 (2004); <https://doi.org/10.1086/422922>.
- [46] G. Stasinska, Y. Izotov, Astron. Astrophys. **378**, 817 (2001); <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011303>.
- [47] S. A. Kaplan, *The Physics of Stars* (Wiley, Chichester, 1982).

**SAMUIL KAPLAN AND THE DEVELOPMENT OF ASTROPHYSICAL RESEARCH AT THE LVIV UNIVERSITY (DEDICATED TO HIS 100TH BIRTHDAY)**

M. Vavruk<sup>1</sup>, N. Virun<sup>1</sup>, B. Hnatyk<sup>2</sup>, Yu. Kulinich<sup>1</sup>, B. Melekh<sup>1</sup>, B. Novosyadlyj<sup>1</sup>,  
O. Petruk<sup>3</sup>, R. Plyatsko<sup>3</sup>, M. Tsizh<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ivan Franko National University of Lviv,*

<sup>2</sup>*Taras Shevchenko National University of Kyiv,*

<sup>3</sup>*Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics, NAS of Ukraine*

Samuil Kaplan (1921–1978) was a productive and famous astrophysicist. He was affiliated with a number of scientific centers in different cities of the former Soviet Union. During the earliest 13 years of his career, namely in 1948–1961, he worked at the Lviv University in Ukraine. In the present paper, the Lviv period of his life and scientific activity is described on the basis of archival materials and his published studies. Kaplan arrived in Lviv in June 1948, the same month when he obtained the degree of the Candidate of Science. He was a head of the astrophysics sector at the Astronomical Observatory of the University, a professor of the department for theoretical physics, as well as the founder and head of a station for optical observations of artificial satellites of the Earth. He was active in the organization of an astronomical observatory outside the city. During the years in Lviv, Kaplan wrote more than 80 articles and 3 monographs in 9 areas. At that time, his focus was on the stability of circular orbits in the Schwarzschild field, on the white dwarf theory, on space gas dynamics, on cosmic plasma physics and turbulence, on the acceleration of cosmic rays, on the physics of interstellar medium, on the physics and evolution of stars, on cosmology and gravitation, and on the optical observations of the Earth's artificial satellites. Some of his findings are fundamental to the development of theory in those fields as well as of observational techniques. The paper presents a complete bibliography of Kaplan's works published during the Lviv period and reviews his respective scientific achievements in the light of the current state of research in those areas.

**Key words:** black holes, white dwarfs, cosmic gas dynamics, interstellar medium, cosmic rays, physics and evolution of stars, cosmology, artificial satellites of the Earth, history of science.