



**ПРОБЛЕМЫ  
НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
АСТРОНОМИИ**

**МОСКВА—ЛЕНИНГРАД  
1977**

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ВСЕСОЮЗНОЕ АСТРОНОМО-ГЕОДЕЗИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО  
ГЛАВНАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ  
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ

Серия: ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВСЕЛЕННОЙ

Вып. 6

ПРОБЛЕМЫ  
НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ  
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
АСТРОНОМИИ

МОСКВА-ЛЕНИНГРАД  
1977

кандидат физико-математических наук  
 кандидат физико-математических наук  
 кандидат физико-математических наук  
 доктор физико-математических наук  
 кандидат физико-математических наук  
 кандидат физико-математических наук  
 доктор технических наук  
 член-корреспондент Академии наук СССР  
 академик  
 кандидат физико-математических наук  
 доктор физико-математических наук  
 кандидат физико-математических наук  
 кандидат физико-математических наук  
 кандидат физико-математических наук  
 доктор географических наук

*А. А. Ефимов (председатель)*  
*В. К. Абалакин*  
*Н. А. Беляев*  
*Б. Н. Гиммельфарб*  
*Д. В. Загребин*  
*В. А. Извеков*  
*А. К. Колесов*  
*С. И. Макарихин*  
*О. А. Мельников*  
*А. А. Михайлов*  
*Н. И. Невская*  
*К. Ф. Огородников*  
*В. С. Попов*  
*А. С. Социлина*  
*Б. К. Федюшин*  
*Л. С. Хренов*

РЕДАКТОРЫ: *О. А. Мельников (астрофизика), В. К. Абалакин (астрометрия и небесная механика).*

*В. А. Крат*

## ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ФИЗИКИ СОЛНЦА

УДК 523.7

Проблема структуры магнитного поля Солнца и звезд рассматривается как важнейшая проблема физики звездной плазмы. На примере исследований магнитного поля в солнечной фотосфере показано, что поле, обладая сложной тонкой структурой должно оказывать решающее влияние на грануляцию, на ее поведение на различных уровнях солнечной атмосферы. Солнце перестает считаться звездой с очень слабым магнитным полем, поскольку типичная для «невозмущенной грануляции» (по крайней мере для межгранульной сетки) напряженность поля имеет порядок  $10^2$  гс. Обращается внимание на то, что среди звезд, у которых можно достаточно хорошо изучать структуру магнитного поля, наиболее важную роль должны сыграть затменные переменные.

**On the Progress of Solar Physics, by V. A. Krat.** — The problem of magnetic field structure is considered to be extremely important for stellar physics. In the solar photosphere the magnetic field of complicated structure seems to be dominant in the picture of solar granulation and the motion of fine scale elements (granules, intergranular network) on different atmospheric levels. The Sun cannot be considered now as a star of faint magnetic field. The intensity of the solar magnetic field (at least in the intergranular network) is of the order  $10^2$  gs. The structure of stellar magnetic fields can be efficiently studied in eclipsing binaries being the best objects for this purpose.

Очень часто перспективы развития той или иной отрасли астрономии связывают только с развитием методов исследования. Часто говорят, что будущее исследований Солнца, ввиду ограниченности возможностей наземных обсерваторий всецело зависит от выноса астрономических инструментов в межпланетное пространство или как говорят в Космос (добавим и в верхние слои стратосферы), а также от создания лунных об-

серваторий. Однако, в таких высказываниях теряется главное — цель самих исследований. Какие проблемы окажутся в ближайшем будущем наиболее важными для физики Солнца, и только-ли для физики Солнца? Ведь Солнце не только ближайшая к нам звезда, которую мы можем изучать весьма детально вплоть до выявления в ней наиболее мелких (элементарных) процессов, но и что гораздо важнее — типичная звезда главной последовательности на диаграмме Ресселла — Хертцшпрунга. Вместе с тем как Солнце так и другие звезды и по сути дела все космические объекты (до ядер галактик и квазаров) кроме планет являются плазменными образованиями, непрерывно теряющими энергию и массу, как в форме излучения, так и в форме потоков заряженных частиц, уносящих с собой и часть магнитного поля. Вместе с тем о генерации звездной энергии и энергии магнитного поля высказываются более или менее правдоподобные гипотезы, которые только чересчур наивными оптимистами отождествляются с истинными процессами, протекающими в звездных недрах. На самом деле для объяснения существования огромных пятен на так называемых магнитных звездах не предложено никакого разумного объяснения. Еще менее понятным является сверхинтенсивное излучение некоторых звезд в рентгеновском диапазоне длин волн. Предлагаемая в качестве объяснения этого явления аккреция газовых потоков на поверхность нейтронной звезды или гипотетической «черной дыры» может объяснить интенсивность рентгеновского излучения, но не может объяснить его длительность (в связи с исчерпанием «запасов» падающей на звезду материи). Рентгеновские звезды должны были бы быть крайне редкими. В действительности же они открываются в большом количестве даже теперь при крайне примитивных и спорадических поисках.

А быстрые колебания излучения квазаров заставляют нас предполагать, что источники излучения квазаров сосредоточены в малых объемах иными словами допускать наличие в квазарах локальных мощных взрывных явлений, которые кстати могут быть и естественной причиной инжекции в газовые массы квазаров релятивистских корпускул. И не протягивается ли логическая нить теории от солнечных вспышек являющихся также инжекторами высоко энергичных частиц через так называемые вспыхивающие звезды к квазарам. Какова же суть этой логической нити? По нашему мнению главное в данной проблеме это генерация и развитие магнитных полей, образование и распад конфигураций магнитного поля в

плазме, их рассеяние — диссипация, приводящая к распространению ослабленных полей на большие расстояния. Наличие огромных по протяженности магнитных полей галактик и квазаров может быть и в какой-то мере реликтом от далекого прошлого — эпохи формирования галактических систем, так и следствием распространения магнитных полей звезд, выбрасываемых из них вместе с потоками разреженной плазмы, частью, но не совсем удачно называемыми звездным ветром. Мы знаем, что в солнечной системе такие магнитные поля простираются от Солнца далеко за орбиты больших планет. Кто знает, не является ли это межпланетное поле причиной возникновения обратной связи между движением планет и солнечной активностью, о которой теперь много говорят энтузиасты сомнительных с точки зрения классической науки гипотез.

Что, однако, представляют собой магнитные поля на звездах и в частности на Солнце? Еще не так давно, всего около пятидесяти лет тому назад, Солнце представлялось астрономам магнитным диполем, в который как бы врываются в виде отдельных возмущений группы солнечных пятен — непонятные образования сильных магнитных полей. Позднее, после изобретения Беккоком солнечного магнитографа, когда астрономы начали измерять магнитные поля по всей поверхности Солнца выявилась удивительная картина: чем короче была щель магнитографа, чем меньше был участок на солнечной поверхности, на котором измерялось магнитное поле, тем больше оказывались оценки так называемой продольной составляющей поля (составляющей по лучу зрения наблюдателя) и их колебания от места к месту. Там, где при грубом «усреднении» измерений казалось существуют однородные крупномасштабные поля с отдельными протяженными магнитными «холмами», была обнаружена сложная структура магнитного поля с часто меняющейся полярностью отдельных элементов [1, 2]. Такой вывод был сделан уже для участков на Солнце с протяженностью около 3000 км. К сожалению, дрожания изображений Солнца, вызванные неоднородностью земной тропосферы до сих пор не позволили с наземных обсерваторий изучать магнитные конфигурации более мелкого масштаба. В то же время было очевидно, что такие конфигурации существуют.

Первым доводом в пользу их существования оказалась солнечная грануляция. Солнечная грануляция известна уже около восьмидесяти лет как специфическая структура всей солнечной фотосферы. Ее связывали с конвективными движе-

ниями газа, образовавшими своеобразные ячейки, в середине которых нагретый газ поднимался вверх из нижних слоев фотосферы, а по краям опускался вниз. Теории такого движения применительно к фотосфере, где господствует лучистый перенос энергии, по сути дела не было. Все что было, это аналогия с конвективными движениями жидкости в лабораторных условиях и некоторыми формами таких движений в тропосфере. Разумеется при этом совершенно не учитывалось наличие в фотосфере Солнца магнитного поля, вернее, оно считалось слишком слабым для того, чтобы иметь какое-то значение для движения газа.

Положение радикально изменилось после того, как были начаты исследования Солнца с телескопов, поднимаемых в земную стратосферу. Уже первые наблюдения Солнца произведенные с американской стратосферной аэростанции «Стратоскоп I» выявили ряд особенностей солнечной грануляции, которые сделали крайне сомнительной ее конвективную природу [3, 4]. Но окончательно вопрос о природе грануляции удалось решить только на основе полученных в 1970—1973 гг. наблюдений с советской стратосферной солнечной обсерватории (ССО).

Из числа установленных новых фактов следует прежде всего отметить пять относящихся к грануляции:

1) Существование в фотосфере двух типов структуры — светлых гранул и темной сетки межгрануляционных промежутков, которая не видна на краю диска [5]. Темная сетка не только является сплошной, как говорят, односвязной конфигурацией, но и обладает той особенностью, что между ней и светлыми гранулами нет непрерывного перехода по яркости. Отсюда следует, что гранулы не могут возникать из темной сетки и наоборот исчезающие гранулы не переходят в эту сетку. Все это полностью разрушило прежнюю картину конвекции в фотосфере, согласно которой гранулы как конвективные ячейки тесно связаны с межгранульными промежутками и возникают внутри их, впоследствии расширяясь, ослабевая в яркости и исчезая внутри межгранульной сетки.

2) Гранулы, вопреки всем представлениям о локализации конвекции в нижних слоях фотосферы оказались хорошо видимыми до самого края (и на краю) солнечного диска [5]. Вместе с тем вблизи края межгранульная сетка исчезает и грануляция представляется просто скоплением круглых пятен различной яркости. Следовательно сетка должна быть расположена глубже гранул.

3) Различие температуры между гранулами и межгранульной сеткой вблизи центра диска по В. Н. Карпинскому в среднем составляет  $500^{\circ}$ — $600^{\circ}$  доходя в отдельных местах до  $1000^{\circ}$ . Такие большие перепады температур не могут быть объяснены конвективными движениями и сближают межгранульную сетку с пятнами.

4) На снимках с малыми пятнами и порами межгранульная сетка оказывается морфологически тесно связанной с этими образованиями, образуя около них «розетки» из ориентированных к ним гранул и переходя у пятен, у которых начала формироваться полутьна в темные волокна полутени.

5) Изучение лучевых скоростей и картины грануляции на разных уровнях фотосферы [6, 7], показало, что хотя прежнее представление о подъеме плазмы в гранулах и опускании в темных промежутках сохраняется, но само движение плазмы в грануляции происходит под разными углами к уровневой поверхности. Для некоторых элементов угол наклона к уровневой поверхности может составлять всего  $10^{\circ}$ . Такие наклоны естественно могут быть интерпретированы как следствие того, что магнитные элементы имеют характер магнитных дуг или магнитных тороидов, участки которых горизонтально расположены в вершине и наклонно в местах их выхода из фотосферы.

Создается впечатление, что для гранул нет характерного «времени жизни», некоторые из них неотожждествимы на снимках, сделанных через 2—3 минуты, а другие отождествляются и через десятки минут.

Высокая устойчивость отдельных гранул, отсутствие размывающего их ветра между более холодными и более «горячими» участками, наклонное расположение движущихся элементов, появление пор внутри межгранульной сетки и ее связь со структурой полутени пятен, все это может быть понято лишь при условии, что структура фотосферы объясняется существованием в ней (по крайней мере в «темной» сетке) магнитного поля с напряженностью не меньше чем в  $10^2$  гс. Выявить такое магнитное поле непосредственно даже в условиях стратосферных спектроскопических наблюдений чрезвычайно трудно, так как магнитные структуры расположены главным образом горизонтально и вместе с тем для того чтобы быть хотя бы локально устойчивыми должны обладать кроме магнитного поля с направлением по магнитной оси еще и азимутального поля, характеризующего скрученность силовых линий. Если при этом еще учесть, что при наземных

магнитографических наблюдениях в щель магнитографа могут попадать по крайней мере несколько элементов с различной полярностью, а при фотографических стратосферных наблюдениях точность самого измерения магнитного поля сложных конфигураций вообще мала, то вряд ли следует удивляться тому, что магнитные поля больше 10 гс. обнаруживаются в фотосфере лишь в виде исключения, скорее наоборот, то что в фотосфере повсеместно изменяется продольная компонента магнитного поля порядка 10 гс. является свидетельством того, что истинные поля по крайней мере на порядок должны быть более сильными.

Косвенным свидетельством о наличии в обычной «невозмущенной» фотосфере сильных магнитных полей является то, что буквально все сделанные до сих пор измерения магнитных полей в протуберанцах [8, 9, 10] приводят к значению продольной составляющей магнитного поля порядка 10 гс. Ввиду того, что изучаемые протуберанцы вблизи края диска ориентированы близко к картинной плоскости, а само поле имеет спиральную структуру, цифра 10 гс. может рассматриваться лишь как нижний предел напряженности поля. Кроме того известно что в местах «прикрепления» протуберанцев к фотосфере они всегда оказываются суженными по крайней мере в два три раза, а это означает, что условие постоянства магнитного потока в протуберанцах требует увеличения в этих местах напряженности поля примерно на порядок. Поэтому значение напряженности в местах «выхода» протуберанцев из фотосферы порядка  $10^2$  гс. не может считаться завышенным, но эти места ничем не выделяются на фотосфере. Это места с обычной грануляцией.

Таким образом прежние взгляды на Солнце как на звезду со слабым магнитным полем оказались неверными. В это же время магнитное поле оказалось имеющим очень сложную структуру. Установлено, что слабые магнитные поля, уносимые плазмой в межпланетное пространство, образуются из-за магнитного расширения магнитных элементов атмосферы, сначала с переходом из фотосферы в хромосферу, а затем из хромосферы в корону и «солнечный ветер». В звездах выбрасывающих мощные потоки плазмы потеря магнитного поля может быть весьма значительной. В таком случае существование на звезде сильного магнитного поля хотя бы в форме огромных пятен, как на магнитных звездах, должно свидетельствовать о том, что эти звезды не теряли (или еще не потеряли) в ходе эволюции значительной части своей массы. Правда такое

заклучение является в известной мере условным, так как при этом мы не учитываем возможных процессов генерации магнитного поля в звездах. Поэтому вопрос о генерации и диссипации магнитного поля в звездах заслуживает сейчас в теоретическом плане наибольшего внимания. Не меньшего внимания заслуживает и проблема структуры космических магнитных полей, на которую до сих пор не обращали должного внимания. В свете этой проблемы исключительно важную роль призваны сыграть затменные переменные, так как во время затмений возможна локализация магнитных пятен и общего распределения магнитного поля на звездах самых различных спектральных классов. Особенно важным представляется при этом детальное исследование «рентгеновских» спутников в тесных парах, где в принципе возможно наблюдение изменений сильного магнитного поля с приближением к спутнику — нейтронной звезде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Северный А. Б. Изв. Крымской астрофиз. обсерватории, 35, 97, 1966.
2. Гонюсюк С. И., Цан Т. Т. Солнечные данные, № 4, 1972.
3. Edmonds F. N. *Astroph. J.* 139, 1358, 1964.
4. Bahng J. *Schwarzschild M. Astroph. J.* 134, 337, 1961.
5. Правдюк Л. М., Карпинский В. Н., Андрейко А. В. Солнечные данные, № 2, 70, 1974.
6. Крат В. А., Шпитальная А. А. Солнечные данные, 1974, № 2, 63.
7. Kрат V. A. *Solar Physics*, 32, 307, 1973.
8. Tandberg-Hassenow, Malville I. M. *Solar Physics* 39, 107, 1975.
9. Smolkov G. Ya. and Bashkirtsev V. S. *Proc. 7th Reg. Consult.*, 1973.
10. Tanberg-Hanssenw. *Solar Prominences*, Dordrecht, 1974.

А. А. Немиро

## ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ АСТРОМЕТРИИ

УДК 522.0

В статье рассматриваются основные проблемы современной фундаментальной астрометрии, обсуждаются задачи связи оптической и радиоастрометрической инерциальных систем в астрономии, анализируется состояние астрометрической техники, намечаются методы решения ближайших наиболее актуальных астрометрических проблем с учетом необходимости существенного повышения точности современных наблюдений. Делается вывод о целесообразности в ближайшие годы использовать существующие меридианные инструменты, после усовершенствования наиболее важных их оптических и механических узлов и введения фотоэлектрического метода наблюдений.

**The Problems of the modern Fundamental Astrometry, by A. A. Ne-miro.** — Main urgent problems of the fundamental astrometry are considered; the problem of adjusting optical and radioastrometry results is discussed, the state of astrometrical instrumentations is examined and the methods of solving the main urgent astrometrical problems are proposed.

The author came to the conclusion that the classical meridian instruments after some modernization and making use of photoelectrical method still may be used.

Научно-техническая революция оказывает огромное влияние на все стороны жизни, от быта до идеологии. Ей отводится фундаментальная роль в строительстве коммунизма в нашей стране. Как было отмечено в докладе Л. И. Брежнева на XXV съезде Партии «...только в условиях социализма научно-техническая революция обретает верное, отвечающее интересам человека и общества направление».\*

\* Отчет Центрального Комитета КПСС и очередные задачи Партии в области внутренней и внешней политики, стр. 56—57, Политиздат, 1976.

Научно-техническая революция характеризуется, в частности бурным развитием науки, возникновением новых научных дисциплин, подъемом на новый более высокий уровень классических наук, небывалым расширением связей между науками.

На этом фоне всестороннего и динамического развития наук успехи фундаментальной астрометрии в последние годы покажутся весьма скромными. Действительно, эпохальные успехи физики, автоматике, электроники, метрологии и некоторых других наук почти не нашли себе применения в деле усовершенствования астрометрических наблюдательных средств.

Согласно данным западногерманского астронома В. Глизе [1], за последние 80 лет точность астрометрических наблюдений в отношении погрешностей вида  $\Delta\alpha$  и  $\Delta\delta$  практически не изменилась — среднеквадратическая погрешность этих величин в период с 1840 по 1900 год равнялась  $\pm 0.''113$ , в 1900—1920 гг.  $\pm 0.''116$  и в 1920—1960 гг.  $\pm 0.''103$ .

Сказанное не означает, конечно, что развитие фундаментальной астрометрии как науки приостановилось совсем. Напротив, за последние десятилетия в этой области были выполнены важные научные исследования, оказавшие положительное влияние на решение многих задач различных отраслей астрономии, таких, например, как звездная астрономия, геодезия, исследования космического пространства. Здесь, прежде всего, следует отметить составление каталога положений и собственных движений около 200000 звезд северного неба до 9-й звездной величины — AGK3. Это фундаментальное научное предприятие было выполнено на базе широкой международной кооперации методами меридианной и фотографической астрометрии. С целью продолжения астрометрических работ в стиле AGK3, в начале 60-х годов были организованы наблюдения южных опорных звезд по программе, получившей обозначение SRS (Southern Reference Stars).

Благодаря усилиям советских астрометристов задачу создания AGK3 в научном и организационном отношении удалось связать с проблемой составления, так называемого, каталога слабых звезд — KСЗ. Идея создания этого каталога была выдвинута пулковскими астрономами Б. П. Герасимовичем и Н. И. Днепровским в 1932 году [2] на первой астрометрической конференции СССР и получила свое дальнейшее развитие в трудах члена-корреспондента АН СССР М. С. Зверева, работавшего в 30-х годах в Московском астрономическом институте им. П. К. Штернберга [3].

Замечательными особенностями плана создания КСЗ яв-

ляются использование для установления инерциальной системы координат в астрономии наблюдений внегалактических туманностей и наблюдений малых планет для определения нульпунктов экваториальной системы и систематических погрешностей фундаментальных каталогов в экваториальной зоне.

К реализации этого плана советские обсерватории приступили в конце тридцатых годов, но работы были прерваны войной. В послевоенное время, после одобрения плана создания КСЗ на 8-м съезде Международного Астрономического Союза (МАС), состоявшемся в 1952 году в Риме, он приобрел характер крупной международной проблемы, в решении которой приняли участие обсерватории многих стран мира.

В связи с задачами исследования ближнего космического пространства посредством ИСЗ и космических кораблей, резко возрос интерес к проблеме изучения движений больших и малых планет. В связи с этим усилился интерес к выполнению астрометрических наблюдений тел Солнечной Системы. Результаты этих наблюдений в совокупности с данными, получаемыми посредством радарной техники, дают в настоящее время самый ценный материал для улучшений орбит больших и малых планет Солнечной Системы.

Для решения задач, связанных с проблемами геодинамики таких, например, как службы времени и широты усилиями обсерваторий разных стран, в том числе и Советского Союза, собрано большое число высокоточных наблюдений звезд, входящих в так называемые, специальные программы.

Хочется подчеркнуть, что в ходе международных кооперативных работ по созданию КСЗ, АГКЗ и SRS за последние 30 лет произведено огромное количество высокоточных наблюдений, исчисляемое многими сотнями тысяч и даже миллионами. Важной особенностью этих наблюдений является распространение их на южную полусферу неба, интенсивное астрометрическое изучение которой началось только с 60-х годов нашего столетия, когда в связи с составлением последнего международного фундаментального каталога — FK4 особенно ясной стала недостаточная точность астрометрических данных, относящихся к звездам южной полусферы неба. Отметим, что астрометристы Пулковской обсерватории, под руководством и при основном участии чл.-корр. АН СССР М. С. Зверева явились пионерами в деле интенсивного астрометрического изучения южного неба, организовав в 1961 году советскую астрометрическую экспедицию в Чили. За время с 1961 по 1973 год

до фашистского переворота, сделавшего невозможной дальнейшую работу экспедиции, советскими астрометристами было получено около 200 тысяч наблюдений звезд южного полушария. Если прибавить к ним примерно такое же количество меридианных наблюдений, полученных в Пулковке за послевоенные годы, то это составит около 400 тысяч наблюдений звезд выполненных за сравнительно короткий срок силами одной обсерватории и охватывающих звезды всего неба, от северного до южного полюса.

В наблюдениях по упомянутым выше коллективным программам кроме Пулковской, активное участие принимали также Николаевская, Голосеевская, Киевская университетская и ряд других обсерваторий Советского Союза и зарубежных стран.

Вне всякого сомнения этот большой массив точных наблюдений является крупнейшим вкладом в астрономическую науку.

Однако, несмотря на эту интенсивную и полезную научную активность состояние астрометрической науки в целом не может быть признано удовлетворительным, поскольку новые требования к точности, однородности и полноте астрометрических данных намного превышают фактически достигнутый уровень. Создалось положение, когда задачи, поставленные перед фундаментальной астрометрией развитием современной науки уже не могут решаться традиционными методами с использованием существующих технических средств — требуется революционный пересмотр инструментов и методов фундаментальной астрометрии.

Действительно, например, исследования движений тел Солнечной Системы, как уже упоминалось выше, производится сейчас путем комбинирования астрометрических данных с результатами радарных определений расстояний и скоростей планет, которые на два порядка превышают точность астрометрических измерений.

Далее, развитие радиоастрометрических методов и появление высокоточных результатов определения экваториальных координат точечных радионисточников выдвигает проблему установления связей между оптической и радиоастрометрической системами координат, что также упирается в необходимость решительного повышения точности астрометрических данных и распространения их на предельно слабые для астрометрии звезды до 15—16 звездной величины.

В поисках наиболее эффективных средств решения совре-

менных астрометрических задач рядом астрономов выдвигается идея об отказе от использования экваториальной системы координат в астрономии, а следовательно и от метода меридианных наблюдений.

Следует признать, что в наше время имеются серьезные основания для отказа от традиционной экваториальной системы координат, поскольку с выходом человека в космос экваториальная система координат потеряла свое исключительное значение.

С другой стороны определены движения оси вращения Земли в пространстве и тела Земли относительно ее оси вращения до настоящего времени изучены с относительно малой степенью точности, измеряемой несколькими сотнями долями секунды дуги, что приводит к неопределенности астрономической координатной системы и к возникновению систематических погрешностей в координатах и собственных движениях небесных тел.

Отказываясь от экваториальной системы, можно фиксировать систему координат в астрономии, отнеся ее к некоторым *практически неподвижным на небесной сфере объектам*, например, к специально выбранным внегалактическим туманностям или квазарам.

В этом случае сферические координаты небесных тел могли бы быть определены путем прямого измерения их угловых расстояний от упомянутых выше опорных внегалактических объектов и, следовательно, задача составления каталога положений и собственных движений звезд была бы сведена к измерению больших сферических дуг между небесными светилами.

Теоретическая и экспериментальная разработка метода измерения больших дуг была не так давно начата в Голосеевской обсерватории по инициативе и под руководством академика АН УССР Е. П. Федорова.

Однако, до практического внедрения этого метода в фундаментальную астрометрию еще очень далеко, т. к. его реализация в земных условиях сталкивается с труднопреодолимыми препятствиями со стороны достаточно точного учета влияния рефракции.

Вероятно метод измерения больших сферических дуг будет использован как основной при решении астрометрических задач посредством наблюдений в космическом пространстве, с искусственных небесных тел, однако организация космической астрометрии потребует предварительного решения многих достаточно сложных научных и технических задач.

Эти задачи, несомненно, будут поставлены и решены, но на это уйдет, вероятно, немало времени.

Космическая астрометрия имеет такие важные преимущества перед астрометрией земной, как отсутствие атмосферных помех, возможность быстрого обзора всего неба, возможность выполнения наблюдений непрерывно, в любое время, независимо от земных суток, отсутствие силы земного тяготения и прочее. Поэтому, несмотря на наличие ряда помех, например, вызываемых солнечным облучением, необходимостью учета влияния координат и скорости космического аппарата и пр., вклад космической астрометрии в решение практически всех астрометрических проблем, вероятно, в не столь отдаленном будущем станет решающим.

Тем не менее, проблема космической астрометрии — это все же проблема завтрашнего дня.

Другой путь возможной замены меридианных наблюдений был недавно выдвинут французскими астрономами. Они предлагают определять координаты звезд фотографическим методом, предусматривающим фотографирование всего неба от полюса до полюса перекрывающимися пластинками так, чтобы получить материал, достаточный для уравнивания всей совокупности координат, то есть приведения их к единому масштабу и ориентировке.

Метод перекрывающихся пластинок корректен в принципе, но реализация его посредством существующего инструментария сложна, поскольку она предполагает выравнивание каким либо из вариантов ценного метода большого количества неизвестных. Так, например, с довольно широкоугольными астрографами, кроющими 25 квадратных градусов на небесной сфере, пришлось бы выравнивать параметры, относящиеся, примерно, к 3300 пластинок, что вряд ли может дать реальные результаты.

Трудно сказать насколько проблема эта упростится в результате применения более широкоугольных астрографов, например, с полем в 100 квадратных градусов, так как и при этом число пластинок все же будет более 800 и, кроме того, редукция очень широкоугольных снимков влечет за собой сложности в учете погрешностей поля астрографа и атмосферной рефракции. Поэтому приходится прийти к заключению, что применение метода перекрывающихся пластинок предполагает преодоление немалых технических трудностей, и не может дать положительных результатов в самом ближайшем будущем.

В последнее время, благодаря активности французских астрономов, довольно широкое распространение получил метод определения звездных координат из наблюдений, выполненных посредством астролябий Данжона.

Не отрицая ценности, полученной из этих наблюдений астрометрической информации, необходимо все же отметить, что она существенно ограничивается узостью зоны склонения, доступной для каждой данной обсерватории и, в особенности, малой проникающей способностью астролябий, вследствие чего им доступны только самые яркие звезды, примерно, до 6-й звездной величины.

Кроме того, ценность наблюдений, выполненных посредством астролябий, снижается еще и по той причине, что их точность существенным образом меняется в зависимости от склонений наблюдаемых звезд.

В целом, мы полагаем, что результаты наблюдений, выполненных с астролябиями Данжона могут и должны быть использованы в фундаментальной астрометрии в качестве некоторого дополнительного материала, корректирующего основные данные о координатах и собственных движениях звезд, полученные посредством более светосильных инструментов.

Учитывая все сказанное о новых методах оптической фундаментальной астрометрии, можно прийти к заключению, что, по крайней мере, в настоящее время, еще не существует альтернативы классическим методам меридианной астрометрии.

Преимущества меридианных наблюдений состоят прежде всего в том, что они дают возможность относить разновременные наблюдения небесных тел, расположенных в весьма широкой области неба, к единой системе координат, определяемой направлением оси вращения Земли и положением точки весеннего равнодействия на экваторе и притом с максимальной точностью достижимой в настоящее время в оптической астрометрии.

Во-вторых, меридианные наблюдения позволяют каждую из экваториальных координат измерять независимо, что способствует повышению точности результатов.

В третьих, при заданном предельном зенитном расстоянии, они обеспечивают наблюдения звезд расположенных в максимально широкой зоне склонений.

В четвертых, при меридианных наблюдениях обеспечивается измерение координат небесных тел в верхних кульминациях при их минимальных зенитных расстояниях. Наблюдения этих же тел в нижних кульминациях, при максимальных зе-

нитных расстояниях, используются только для определения вспомогательных параметров — абсолютного азимута, при определении прямых восхождений и широты места и постоянной рефракции при определении склонений.

Итак, в ближайшие годы, при решении основных задач фундаментальной астрометрии целесообразно сохранить классические методы меридианных наблюдений.

Однако, это не значит, что должны быть сохранены в неприкосновенности программы наблюдений, конструкции меридианных инструментов и используемые светоприемники.

Напротив, задачи по установлению связи между радиоастрометрическими и оптическими системами координат и необходимость в связи с этим (и не только в этой связи) существенного повышения точности астрометрических данных, требуют пересмотра программ и усовершенствования инструментов и методов меридианной астрометрии.

Рассмотрим сперва проблему разработки современных программ меридианной астрометрии. Многие западные астрометристы считают весьма желательным, или даже необходимым, включать в эти программы слабые звезды до 13-й — 14-й звездной величины.

Нам это не представляется целесообразным по следующим соображениям:

Во первых, переход к звездам 13-й — 14-й звездной величины существенно затруднит ограждение результатов фотоэлектрических наблюдений, а такие наблюдения вероятно уже в ближайшее время станут в меридианной астрометрии основными, от влияния звездного фона; во вторых, и может быть это самое главное, нет необходимости такие слабые звезды включать в программу меридианных наблюдений, так как их положения, надежно привязанные к системе фундаментального каталога могут быть получены методами астрофотографии. Надо только, чтобы система фундаментального каталога была бы распространена на достаточное количество опорных звезд.

Примером такого рода привязки может служить составление каталога АГКЗ, положения и собственные движения звезд которого (около 200 тыс.) были определены в системе F-K4, пользуясь координатами около 20 тыс. опорных звезд, определенными методами меридианной астрометрии.

Нам представляется весьма целесообразным такое поэтапное решение основной астрометрической задачи.

Поэтому, мы считаем, что основная программа астрометрии

ческих наблюдений должна состоять из следующих подпрограмм:

а) Определения абсолютных координат звезд. Основная задача этой подпрограммы—надежно обеспечить дифференциальные меридианные наблюдения, ведущиеся в широких зонах склонения возможно более точными значениями координат опорных звезд. Она должна включать около 1000 звезд, расположенных равномерно по прямому восхождению и склонению (не по площади). Желательно, по нашему мнению, чтобы в программу абсолютных определений входили бы звезды однородные по блеску и фотометрическим характеристикам, так как это будет способствовать получению максимально точных и однородных их координат.

Рабочий список звезд ФКСЗ (931 звезда) удовлетворяет всем упомянутым выше условиям, так как он составлялся с их учетом.

Таким образом, рабочий список звезд программ абсолютных наблюдений для каждой обсерватории, при условии, что зона наблюдений ограничивается  $70^\circ$  зенитного расстояния будет включать около 800 звезд (считая и звезды, наблюдаемые в нижней кульминации). Учитывая, что это число сравнительно невелико, в программу абсолютных определений может быть включено несколько сот звезд, наблюдения которых могут дать ценный материал для решения дополнительных задач, таких как исследование уравнения блеска, спектрального класса и проч.

б) Вторая подпрограмма составляется для «квазиабсолютных» и дифференциальных определений в широких зонах склонения. В качестве определяемых она должна включать все звезды фундаментального каталога в пределах зоны склонений, доступной для данной обсерватории. Учитывая, что новый фундаментальный каталог — FK5 будет состоять примерно из 5000 звезд в программу каждой обсерватории войдет около 4000 звезд (включая и звезды, наблюдаемые в нижней кульминации).

Кроме обеспечения всех звезд фундаментального каталога новыми значениями координат (независимыми, если наблюдения будут отнесены к близким по эпохе абсолютным определениям) программы квазиабсолютных определений могут дать ценный материал для уточнения системы абсолютного каталога в отношении величин  $\Delta\alpha$ , а может быть и в смысле погрешностей вида  $\Delta\delta$ .

В программу квазиабсолютных наблюдений может быть добавлено некоторое число максимально слабых звезд для связи оптической и радиоастрономической систем координат.

в) Наконец, третья подпрограмма меридианных наблюдений должна содержать опорные звезды для астрофотографических наблюдений. Число этих звезд будет зависеть от широкоугольности астрографов. Нам, однако, представляется, что сохранение списков AGK3R и SRS (более 40000 звезд равномерно расположенных по всему небу) имело бы смысл сохранить и на будущее.

В этом случае сохранил бы свое значение и общий каталог слабых звезд, программа которого была выдвинута советскими астрометристами.

Отметим, что главная роль в установлении связей между оптической и радиоастрометрической системами координат должна принадлежать фотографической астрометрии. Поэтому окончательный список звезд третьей подпрограммы должен быть разработан при участии радиоастрономов, астрофотографов и меридианных астрометристов.

Перейдем теперь к вопросу о техническом перевооружении меридианной астрометрии, без осуществления которого не имеет смысла говорить об организации новых рядов наблюдений.

Проблеме этой посвящено много работ и у нас, и за рубежом, и круг вопросов охватываемых ею настолько обширен, что может явиться темой специальной статьи.

Здесь мы ограничимся обсуждением этой проблемы только в самом общем виде, достаточном для определения круга задач ближайшего будущего.

Отметим, прежде всего, что разработка новых и реконструкция существующих астрометрических инструментов должна исходить из специфики тех задач, для которых эти инструменты предназначены. Так, например, выявившаяся необходимость включать в программы наблюдений довольно слабые звезды диктует необходимость конструировать меридианные инструменты, снабженные достаточно мощной оптикой и оснащать их возможно более чувствительными светоприемниками.

Современную проблему технического перевооружения меридианной астрометрии можно разделить на 4 подпроблемы:

1. Разработка инструментов, основанных на применении новых оптических и механических схем. Примером такого рода инструмента может служить горизонтальный меридианный

круг Л. А. Сухарева или фотографический вертикальный круг М. С. Зверева.

2. Разработка новых светоприемников и регистрирующих устройств, заменяющих человеческий глаз. Сюда относится конструирование фотографических и фотоэлектрических микрометров.

3. Реконструкция и усовершенствование отдельных узлов и деталей классических меридианных инструментов, например, использование самоцентрирующей оправы объектива Л. А. Сухарева, замена металлических кругов стеклянными и пр.

4. Защита инструментов от влияния окружающей среды, исключение влияния местных аномалий рефракции. Исследования в этой области многочисленны. Упомянем работы Н. Н. Павлова, В. М. Васильева и других, посвященные изучению термического влияния среды на состояние пассажного инструмента и разработке способов его термической защиты. Сюда же следует отнести работу Л. А. Сухарева, направленную на создание радиационно симметричного павильона и др. Сюда же мы отнесем и работы, преследующие цель установления максимально жесткой связи инструмента с телом Земли, то есть работы по усовершенствованию фундаментов и столбов инструментов, например, предложение Л. А. Сухарева о создании подземной крыши, предохраняющей фундамент от проникновения воды, постройку в Белградской обсерватории под руководством Л. Митича вакуумных мир и проч.

Оценивая значение каждой из этих четырех подпроблем для астрометрических работ ближайшего будущего, следует заключить, что наибольшее значение в указанном смысле имеют три последние подпроблемы, в особенности вторая.

Действительно, инструменты принципиально новых конструкций пока еще не удалось широко внедрить в астрометрическую практику. Ведущая в США работа по конструированию автоматического меридианного круга сильно затянулась, и трудно предположить что она в ближайшее время сможет быть завершена. Проект голландского астронома Хега создать стеклянный меридианный круг находится в состоянии разработки и вероятно немало непредвиденных препятствий придется преодолеть прежде чем инструмент сможет быть введен в строй.

Наиболее далеко продвинулся ввод в строй горизонтального меридианного круга Л. А. Сухарева и фотографического вертикального круга М. С. Зверева. Однако до полного и эффективного внедрения этих инструментов в астрометрическую

практику необходимо и желательно внести в их конструкцию дальнейшие усовершенствования, прежде всего превратить фотографический вертикальный круг в фотоэлектрический. Первый шаг в этом направлении уже сделан — фотографический отсчет круга в этом инструменте заменен фотоэлектрическим, второй шаг должен предусматривать использование фотоэлектрического микрометра вместо фотографической пластинки для регистрации положений изображения звезд в фокальной плоскости инструмента. Это не только уменьшит трудоемкость ФВК, но и увеличит его проникающую способность и существенно облегчит выполнение наблюдений на фоне яркого неба — в сумерки и в период белых ночей.

В связи с проблемой создания новых конструкций меридианных инструментов мы хотели бы высказать здесь наше твердое убеждение в том, что будущее меридианной астрометрии связано с использованием инструментов горизонтального типа, в которых главная оптическая система во время наблюдений не должна менять своего положения относительно тела Земли. Наиболее перспективны такие конструкции, в которых не требуется жесткой фиксации оси вращения подвижных оптических элементов по отношению к телу Земли. Примером такого рода конструкции является эккерный пассажный инструмент, предложенный в Пулкове в 1967 году.

Оценивая состояние проблемы технического перевооружения фундаментальной астрометрии в целом, приходится отметить, что парк астрометрических приборов принципиально новой конструкции как в Советском Союзе, так и за рубежом очень беден и нуждается в более или менее существенных работах.

Поэтому, имея в виду решение ближайших задач, приходится, в основном, обратиться к проблеме модернизации меридианных инструментов классической конструкции.

Нам представляется, что проблема эта небесперспективна, и хорошо продуманные и выполненные работы по реконструкции существующих инструментов могут дать вполне ощутимые результаты и позволят достичь существенного повышения точности меридианных наблюдений.

Основным этапом этой реконструкции, по нашему мнению, должно быть введение фотоэлектрического метода наблюдения.

Фотоэлектрическая регистрация звездных прохождений была впервые в мире реализована в нашей стране в конце тридцатых годов в Пулкове Н. Н. Павловым. С тех пор, усилиями самого Н. Н. Павлова и других астрономов, она была

значительно усовершенствована и вошла в широкое употребление в работах советских служб времени, способствуя значительно увеличению точности их результатов. Кроме того, фотоэлектрический метод был с большим успехом использован для определений прямых восхождений звезд, входящих в программы советских служб времени, и в Пулковке, под руководством Н. Н. Павлова был составлен высокоточный сводный каталог прямых восхождений звезд советских служб времени (КСВ).

В послевоенные годы фотоэлектрический метод регистрации звездных изображений в поле зрения инструмента был реализован при дифференциальных определениях прямых восхождений звезд посредством пулковского горизонтального меридианного круга Л. А. Сухарева. Составленный пулковским астрономом Г. И. Пинигиным каталог около 200 звезд оказался превосходным как в смысле случайных, так и в отношении систематических погрешностей.

В дальнейшем, в Западной Германии и Франции двухкоординатными фотоэлектрическими микрометрами были оснащены меридианные круги классического типа, что привело к существенному повышению точности наблюдений и увеличило проникающую способность инструментов.

В приводимой таблице даются заимствованные нами у голландского астронома Хега (Hög) величины средних квадратических погрешностей одного наблюдения, выполненных посредством визуального и фотоэлектрических микрометров. В третьей колонке таблицы показана предельная звездная величина звезды, доступной наблюдению посредством меридианного инструмента, оснащенного объективом 20 см в диаметре.

В таблице данные Хега дополнены нами (под № 4) сведениями, характеризующими точность фотоэлектрических наблюдений, выполненных посредством пулковского горизонтального меридианного круга.

Как видно из таблицы фотоэлектрический метод дает существенное повышение точности наблюдений и, в перспективе, обещает значительное увеличение проникающей способности инструмента.

Нам представляется, что данные таблицы не дают полной характеристики точности наблюдений достижимой посредством меридианных инструментов классического типа поскольку в них не учтены возможности частичной модернизации этих инструментов на основе использования достижений современной техники.

№№ п/п.	Микрометр	Среднеквадратич. ошибка одного наблюдения	Предельная визуальная звездная величина доступн. наблюдений
1	Визуальный компактный	$\pm 0.24$	10
2	Многощелевой микрометр	$\pm 0.18$	10.5
3	Гамбургской обсерватории Следящий микрометр обсерватории Бордо	$\mp 0.10$	9
4	Многощелевой микрометр горизонтального меридианного круга Пулковской обсерватории	$\pm 0.16$	8.5
5	Технически возможный оптимальный фотоэлектрический микрометр	$\pm 0.13$	15.2

Действительно, многолетний опыт астрометрических наблюдений позволяют наметить те узлы и детали астрометрических инструментов, усовершенствование которых обещает дать наибольший эффект. Это, во-первых, крепление линз объектива в оправе, которое может быть решительным образом улучшено путем применения самоцентрирующей оправы Л. А. Сухарева, во-вторых, усовершенствование устойчивости нуль-пунктов подвижных деталей окулярных микрометров; в-третьих — это усовершенствование разгрузочных приспособлений меридианных инструментов.

Как недавно было показано в Пулковке В. А. Вариной и А. А. Извековой, разгрузочное приспособление может решающим образом влиять на смещение горизонтальной оси вращения инструмента при различных его установках по зенитному расстоянию, вызывая погрешности наблюдений аналогичные погрешностям, происходящим от неправильностей фигуры цапф, но как правило, значительно, превышающие их по величине.

Объяснение этого явления заключается, по нашему мнению, в упругости лагера инструмента, реагирующих на изменение величины разгрузочного усилия, происходящего от неправильности рабочих поверхностей разгрузочного приспособления и действием сил трения в его осях.

Простое повышение тщательности изготовления деталей разгрузочного приспособления, максимальное снижение сил трения в его узлах может дать существенное улучшение на-

блюдений прямых восхождений, в первую очередь в смысле снижения погрешностей вида  $\Delta\alpha_0$ .

Более радикальное решение проблемы улучшения разгрузочного приспособления, вероятно, может быть достигнуто путем его полного упразднения посредством применения гидростатических лагерь, предложенных инженером Пулковской обсерватории Ю. С. Стрелецким.

Немаловажное значение для повышения точности меридианных наблюдений, имеет установление максимально жесткой связи оси вращения инструмента с телом Земли. Проблема эта всегда привлекала к себе большое внимание астрометристов, но только в последнее время для ее более строгого решения появились новые возможности, связанные с созданием вакуумных мир, о чем уже упоминалось выше. Отсчеты этих мир практически полностью свободны от рефракционных погрешностей в приземном слое воздуха, что впервые в истории астрометрии позволяет осуществить высокоточный и надежный контроль за изменениями азимута инструмента, а также и за изменениями его коллимационной погрешности.

Нам кажется, что использование вакуумных мир не только при абсолютных, но и при дифференциальных наблюдениях станет в ближайшие годы непременным условием достижения современной точности как абсолютных, так и относительных наблюдений и не только в отношении определения прямых восхождений, но и склонений также, поскольку вакуумные миры с успехом могут быть использованы и для контроля изменений точек зенита (или экватора) на разделенном круге.

Повышение точности и стабильности отсчета вертикального круга путем применения стеклянных лимбов и фотоэлектрического снятия отсчета, уже опробировано, как в нашей стране, так и за рубежом.

Ряд существенных инструментальных и рефракционных погрешностей меридианных наблюдений вызывается асимметрией теплового поля, окружающего инструмент.

Создание астрометрического павильона с большой степенью температурной однородности, например, в виде предложенного Л. А. Сухаревым радиационно симметричного павильона, несомненно, могло бы ощутимо сказаться на повышении точности и однородности меридианных наблюдений. Определенные резервы в данном отношении заключены и в устройстве кондиционирования воздуха внутри павильона и в рациональной его вентиляции.

Подводя итог всему сказанному выше, подчеркнем, что фундаментальная астрометрия стоит на пороге нового этапа в своем развитии, этапа, для которого характерен переход к полностью автоматизированным высокоточным наблюдениям, выполняемым как с поверхности Земли, так и из космического пространства по заранее составленным программам, и первым шагом в этом направлении являются фотоэлектрические наблюдения на улучшенных меридианных инструментах классической конструкции и по программам максимально облегчающим установление тесных связей, через широкое использование методов астрофотографии, с результатами радиоастрометрических наблюдений.

Такие меридианные наблюдения планируется организовать в ближайшие годы в Пулковской обсерватории.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *W. Gliese*. Trans. IAU, vol. 12B, p. 126, 1966.
2. Тр. I-ой Астрометрической конференции СССР, 1934.
3. *М. С. Зверев*. АЖ, т. 17, вып. 5, 1940.

Я. Э. Эйнасто

## ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИК \*

УДК 523.855:523.12

Излагаются современные представления об образовании, возрасте, структуре и эволюции галактик. Рассматриваются начальное распределение звезд по массам, скорость звездообразования, эволюционные треки и болометрические поправки звезд в широком диапазоне их масс, выполненные расчеты физической эволюции галактик. Отдельно рассматриваются вопросы об эволюции галактик с химической и динамической точки зрения, а также проблема скрытой массы в галактиках.

*Evolution of galaxies, by J. Einasto.* — The article is devoted to the description of modern views on the formation, age, structure and evolution of galaxies. There are discussed such questions as the initial mass-distribution of stars, the rate of the star-formation process, the evolutionary tracks and bolometric corrections for the stars in wide range of their masses. The comparison of computations performed at present on the evolution of galaxies is given. The author discusses the chemical and dynamical aspects of their evolution and the problem of the unknown mass in the galaxies.

### 1. Введение

Сразу после выяснения природы спиральных и эллиптических туманностей как звездных систем, подобных нашей Галактике, астрономы начали думать и об их происхождении и эволюции. На первом этапе исследования галактик наблюдательных фактов было известно еще мало, поэтому космогонические работы носили весьма спекулятивный характер. Наибольшую известность среди пионерских космогонических работ получила гипотеза Джинса о гравитационной неустойчи-

\* Доклад на Всесоюзной астрономо-геодезической конференции, Тбилиси, апрель 1973.

вости газа как основного физического механизма при образовании звезд и звездных систем [1].

Новый этап в космогонии галактик наступил после второй мировой войны, когда вступил в строй 5-м телескоп, начала развиваться радиоастрономия и были использованы новые фотоэлектрические приемники света. Наши знания о структуре галактик быстро расширились, что создало почву для наблюдательного подхода к проблемам происхождения и эволюции галактик. В настоящем обзоре мы рассматриваем проблему эволюции галактик в основном как наблюдательную. Но следует сказать, что имеющийся наблюдательный материал позволил поставить на новую основу и теорию происхождения и развития галактик.

При исследовании эволюции галактик на эмпирической базе можно наметить два направления — морфологическое и количественное.

Первый метод опирается на космогоническую интерпретацию различного рода морфологических особенностей в структуре галактик. Этот метод был широко применен академиком В. А. Амбарцумяном [2], профессором Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [3], доктором Х. Арпом [4] и др.

Количественный метод исследования эволюции галактик основан на результатах теории эволюции звезд и различных численных данных о структуре галактик. Этот метод был использован В. Бааде [5], Э. Холмбергом [6], Б. Тинсли [7] Камероном [8] и рядом других астрономов.

Эти методы, конечно, дополняют друг друга. Поэтому в космогонических исследованиях целесообразно сочетать оба метода.

### 2. Образование, возраст и структура галактик

а) Возможные пути образования галактик и их подсистем. В принципе возможны два различных пути образования галактик: либо путем расширения некоторого первоначально плотного тела, либо путем сжатия первоначально однородной и разреженной протогалактики. Первая возможность была предложена В. А. Амбарцумяном [2], вторая — Джинсом [1].

Схематически эти гипотезы образования галактик и их подсистем иллюстрируются рис. 1. На оси абсцисс отложен логарифм времени (в годах), отсчитываемого от большого взрыва, который дал начало развитию всех известных нам сей-

час форм вещества. Современный возраст Вселенной считается равным примерно 10 миллиардам лет (см. ниже). На оси ординат отложены логарифмы плотности вещества (в  $\text{г/см}^3$ ). Прямая линия, идущая с левого верхнего конца диаграммы в правую нижнюю часть, показывает среднюю плотность вещества в расширяющейся Вселенной согласно модели с плотностью, равной критической. Горизонтальные линии справа показывают среднюю плотность различных подсистем галактик согласно построенной нами модели галактики Андромеды [9]. Длины линий соответствуют возрасту подсистемы, линии расположены горизонтально, т. к. мы предполагаем, что подсистемы звезд после формирования существенно не меняют свои пространственно-кинематические характеристики.

Эволюция протогалактического вещества согласно гипотезы В. А. Амбарцумяна (вариант А) изображена пунктирной линией. Галактики образуются из плотных тел неизвестной природы путем их расширения. Для различных подсистем звезд степень расширения различна. Момент образования галактик не связан с определенной эпохой развития Вселенной — галактики могут иметь любой возраст.

Согласно другой гипотезе, вещество протогалактики вначале принимает участие в общем космологическом расширении, но после достижения некоторого максимального расширения оно начинает сжиматься. При этом возможны два варианта: сначала образуется ядро галактики и последовательно другие подсистемы (вариант В) или сжатие всей галактики начинается примерно одновременно (вариант С). Начало сжатия протогалактики согласно этой гипотезе связано с освобождением вещества от влияния излучения в расширяющейся Вселенной. Этот процесс происходит почти одновременно во всей Вселенной, поэтому большинство галактик должны иметь примерно одинаковый возраст.

Рассмотрим теперь аргументы в пользу той и другой гипотезы.

б) Возраст галактик и их подсистем. Имеется два независимых количественных метода определения возраста астрономических объектов — метод радиоактивных изотопов и метод, использующий диаграмму Герцшпрунга-Рессела. Первый метод состоит в детальном определении химического состава исследуемого объекта. Возраст объекта определяется по количеству изотопов и продуктов их распада. При этом предполагается, что элементы тяжелее гелия синтезируются в недрах звезд как путем медленных атомных реак-

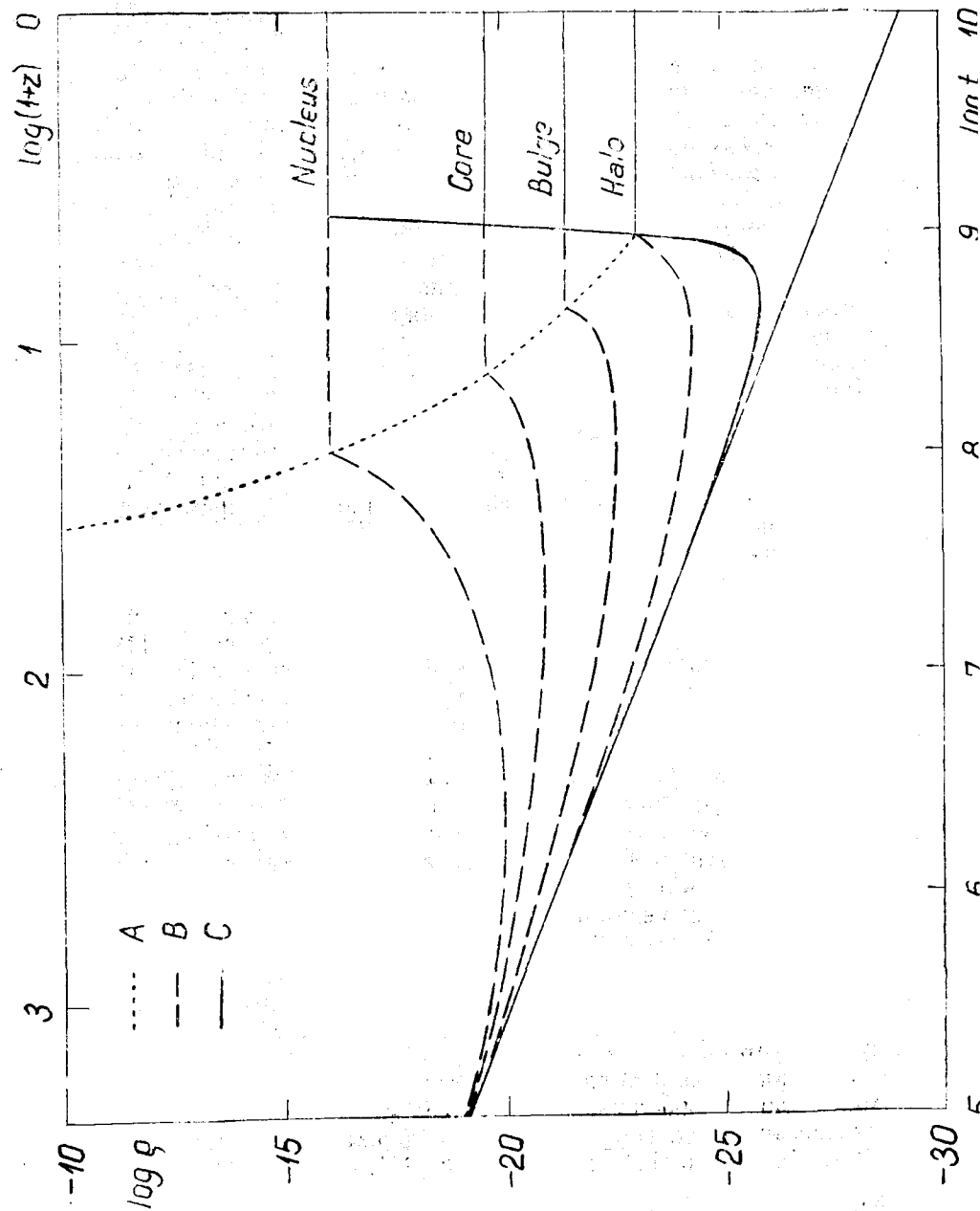


Рис. 1

ций, так и путем быстрых реакций во время вспышек сверхновых звезд. Наиболее уверенные результаты этот метод дает при лабораторном исследовании метеоритов и лунных пород. Результаты показывают, что синтез тяжелых элементов в окрестности Солнца начался 9—13 миллиардов лет тому назад [10—14]. Неуверенность связана с тем, что мы не знаем точно темп первоначального обогащения вещества тяжелыми элементами. Более короткая шкала времени получается, если допустить быстрое первоначальное обогащение металлами.

Метод, использующий диаграмму Герцшпрунга-Рессела, основан на результатах вычисления эволюции звезд разной массы и химического состава. Для наиболее старых известных объектов — шаровых звездных скоплений — этот метод дает возраст также в диапазоне 9—13 миллиардов лет [15—17]. Неуверенность обусловлена здесь неточным знанием химического состава и некоторых физических параметров внутреннего строения звезд. Следует отметить два очень важных обстоятельства: 1) дисперсия возрастов шаровых скоплений существенно меньше самого из возраста, 2) звезды шаровых скоплений очень бедны металлами [18].

Химический состав наиболее бедных металлами шаровых скоплений соответствует ожидаемому из теории горячей Вселенной. Этот факт, а также хорошее согласие указанных выше возрастов с возрастом Вселенной в 11 миллиардов лет [19] (по новому определению постоянной Хаббла с учетом фактора замедления) показывает, что образование звезд из первичного газа началось в нашей Галактике вскоре после «большого взрыва».

Население типа II по Бааде имеет диаграмму ГР, очень похожую на диаграмму шаровых скоплений. Это население имеется во всех доступных для исследования галактиках Местной группы. Отсюда вытекает, что не только в нашей Галактике, но и в других галактиках процесс звездообразования начался примерно одновременно, вскоре после «большого взрыва».

Мы приходим к заключению, что близкие галактики, доступные для исследования, имеют большой возраст. Отсюда, конечно, еще не вытекает, что молодых галактик не существует вообще.

Кандидатами в молодые галактики могут служить голубые компактные галактики, содержащие много газа и молодых массивных звезд. Такие галактики содержатся в списках Харо [20], Маркаряна [21—25] и Цвики [26]. Наиболее изученные

среди них — II Zw 40, I Zw 18, Маркарян 116 и Маркарян 36 ≡ ≡ Наго 4. Эти галактики являются карликами с диаметром порядка 250 pc и светимостью  $M_V \approx -15$ . По цвету они голубые  $(B-V)_0=0.0$ ,  $(U-B)_0=-0.6$ , спектральные наблюдения показывают наличие дефицита металлов, большая часть массы галактик находится в форме газа, плотность вещества мала.

Указанные свойства можно объяснить, предполагая, что эти объекты являются либо молодыми, либо старыми, в которых сейчас происходит интенсивная вспышка звездообразования [27]. Выбор между этими двумя гипотезами можно сделать лишь на основе статистических данных, сравнивая число голубых объектов с общим числом объектов такой же массы в одном и том же объеме пространства. На основе такого анализа Сирл с соавторами [27] пришел к заключению, что имеющиеся данные лучше согласуются с гипотезой о пульсирующей активности звездообразования в галактиках и что эти галактики, следовательно, также являются старыми. К такому же выводу относительно взрывающихся галактик NGC 1275 и NGC 5128 пришел ван ден Берг [28]. Но имеющиеся статистические данные не очень точны, поэтому отсутствие в природе молодых галактик нельзя пока считать окончательно доказанным.

в) Активность галактик. Основным аргументом в пользу гипотезы образования галактик путем расширения некоторых плотных тел В. А. Амбарцумян и его коллеги считают тот факт, что пока нет прямых наблюдений, доказывающих сжатие вещества в галактиках — все виды активности галактик связаны с расширением [29].

Открытие активности ядер галактик, безусловно, сыграло существенную роль в развитии физики галактик. Вопросы об активности посвящен доклад Л. М. Озерного на настоящей конференции, поэтому мы на нем подробно не останавливаемся. Отметим лишь следующее. Во-первых, активность галактик вполне может быть объяснена как определенный этап в развитии нормальных галактик. Далее, отсутствие прямых наблюдательных доказательств сжатия вещества в галактических масштабах еще не значит, что этот процесс никогда не имел место. Как мы видели выше, большинство, если не все галактики образовались на ранней стадии эволюции Вселенной и фаза сжатия галактик уже давно пройдена. Теперь мы можем видеть только некоторые последствия процесса сжатия, а не само сжатие.

г) Эволюционные следствия из наблюдае-

мой структуры галактик. Современные фотометрические, колориметрические и спектральные наблюдения позволяют разделить галактики на целый ряд подсистем с различными физическими параметрами и характеристиками пространственной и кинематической структуры. Так как подсистемы звезд весьма медленно изменяют свои пространственно-кинематические характеристики, то эти подсистемы несут определенную информацию о состоянии галактики в момент их образования.

Основные подсистемы звезд, которые можно сейчас выделить в галактиках, следующие [9]: ядро, сердцевина, основное тело, гало, диск и плоская составляющая. Спектральные наблюдения показывают, что имеет место определенная связь между физическими и пространственными характеристиками подсистем. Чем больше размеры и меньше плотность подсистем, тем меньше имеется в ней тяжелых элементов. Наиболее бедно металлами гало, при переходе к центральным областям галактик металличность непрерывно возрастает.

Мерой среднего химического состава служит отношение массы к светимости подсистем: чем выше металличность, тем больше отношение массы к светимости при одном и том же возрасте подсистемы. Логарифмы этого отношения для основных подсистем в зависимости от массы галактик показаны на рис. 2 [9].

Если рассматривать галактики разной массы, то здесь имеет место корреляция между массой галактики и ее химическим составом. Галактики типа Скульптора, имеющие наименьшие массы, состоят целиком из старых звезд с сильным дефицитом металлов и малым значением отношения  $f_B$ . Наиболее богаты металлами ядра гигантских эллиптических галактик.

Существенное значение для космогонии галактик имеют и кинематические данные. Звезды плоской подсистемы и диска движутся почти по круговым орбитам и нет сомнения в том, что после формирования они заметно не меняли свое среднее расстояние от центра галактики. Звезды гало, центрального тела, сердцевины и ядра имеют орбиты со значительными эксцентриситетами. Тем не менее, радиальное перемешивание звезд имеет и здесь определенные пределы. В частности, ядро галактики является практически динамически изолированной системой, его звезды только в экстремальных случаях удаляются от центра до нескольких десятков парсек [30]. С другой стороны, только ничтожная доля звезд гало входит в перигалактики в ядерную область.

Согласно гипотезе образования галактик из сжимающейся протогалактики, звездообразование начинается на определенной стадии сжатия [31, 32]. Звезды первого поколения формируются из первичного вещества, которое почти не содержит тяжелых элементов. Сейчас мы видим эти звезды как экстремальных представителей населения типа II. Массивные звезд

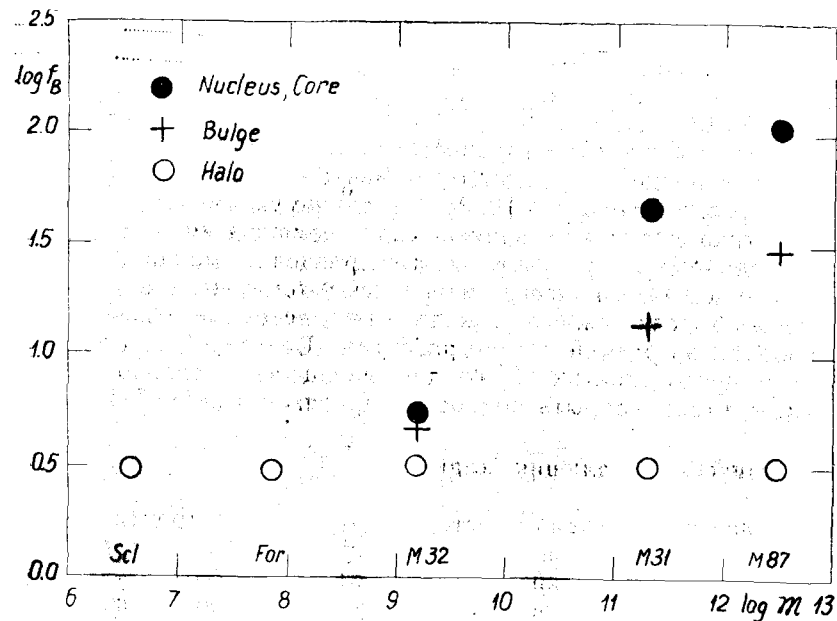


Рис. 2

ды первого поколения быстро эволюционируют и в конце своей активной жизни вспыхивают как сверхновые, синтезируя тяжелые элементы и выбрасывая их обратно в межзвездное пространство. Звезды второго поколения возникают из среды, уже обогащенной в некоторой степени тяжелыми элементами. За это время протогалактика успела еще сильнее сжаться, поэтому подсистема следующего поколения звезд имеет меньшие размеры. Это поколение звезд также вносит свой вклад в синтез тяжелых элементов. Так как взаимные сближения звезд очень редки, то подсистемы звезд сохраняют ту пространственно-кинематическую структуру, которую имела подсистема газа в момент образования соответствующих звезд. Так естественным образом объясняется наблюдаемая корреляция между

пространственно-кинематическими и физическими характеристиками подсистем звезд.

Объяснить указанную корреляцию на основе гипотезы о расширяющейся протогалактике гораздо труднее. Во-первых, трудно найти такой механизм «выстрела» звезд или прото звезд из ядерной области галактик, чтобы они потом не вернулись в перигалактику в центральную область. Еще большие трудности встречаются при объяснении стратификации звезд по химическому составу: непонятно, как могут образоваться бедные металлами звезды гало из ядра, которое очень богато металлами [33].

Имеются и другие трудности, в частности с моментом импульса. Сравнение среднего момента импульса подсистем звезд разного возраста [9, 31, 34] также указывает на то, что галактика сжалась на ранней стадии ее развития.

Подытоживая результаты этого раздела, можно сказать следующее. Большинство имеющихся наблюдательных данных лучше объясняется, если исходить из гипотезы об образовании галактик на ранней стадии развития Вселенной из сжимающихся протогалактик. Но эти данные еще не настолько определены, чтобы закрыть полностью противоположную гипотезу.

### 3. Физическая эволюция галактик

В настоящее время имеется возможность построить модели физической эволюции галактик и их подсистем. Для этой цели нужно знать функцию распределения вновь образующихся звезд по массам, зависимость скорости звездообразования от плотности межзвездного вещества и эволюционные треки звезд с разными значениями массы и химического состава. Чтобы сравнить найденные результаты с наблюдаемыми интегральными и спектральными характеристиками галактик, нужно знать болометрические поправки для разных фотометрических систем. Наконец, для определения химической эволюции галактик нужно знать еще способность звезд разных масс продуцировать различные химические элементы.

а) Начальное распределение звезд по массам. Впервые распределение вновь образующихся звезд по массам  $m$  было изучено Солпетером [35], который нашел, что

$$F(m) = am^{-p}, \quad (1)$$

где  $a$  — нормирующий параметр и  $p$  — некоторая постоянная,

для которой Солпетер получил значение  $p=2.35$ . Этот результат был подтвержден Сэндиджем [36], ван ден Бергом [37] и Реддишом [38]. В последней работе показано, что закон Солпетера применим в весьма большом диапазоне масс от некоторой минимальной массы  $m_0$  до максимальной массы  $m_v$ . При массах  $m < m_0$  и  $m > m_v$  обычно считается  $F(m) = 0$ . По оценке Реддиша в окрестности Солнца  $m_0 = 0.03 m_{\odot}$ . Нижняя граница начальной функции массы зависит от химического состава звезд [9], для звезд, бедных металлами,  $m_0 \approx 0.1 m_{\odot}$ , а для сверхметаллических звезд —  $m_0 \approx 0.01 m_{\odot}$ . Верхняя граница начальной функции массы менее определена, по разным оценкам [38—43] она может иметь значения от 60 до 100  $m_{\odot}$ . Не исключено, что параметры начальной функции массы зависят и от других факторов кроме химического состава.

б) Быстрота звездообразования. Шмидт [44] показал, что локальная быстрота звездообразования  $R_1$ , определенная как масса образующихся в единице времени и пространства звезд, выражается следующей эмпирической формулой

$$R_1 = d\rho_r/dt = \gamma \rho_g^n, \quad (2)$$

где  $\gamma$  и  $n$  — некоторые постоянные и  $\rho_g$  — плотность нейтрального газа. Для показателя степени Шмидт нашел значение  $n=2$ , постоянная  $\gamma$  не была определена. Позднее Сандулек [45] подтвердил результат Шмидта, получив для Малого Магелланова Облака  $n = 1.84$ . С другой стороны, Хартвик [46] получил для галактики M31  $n=3.5$  и предположил, что этот показатель зависит от типа галактики. Однако, нами было показано [47], что результат Хартвика был искажен неучетом эффекта размазывания при определении радиометодом распределения плотности водорода. После учета этого эффекта в [47] найдено  $n=2$ . В работе [47] нами определен и параметр эффективности звездообразования, для которого было получено значение  $\gamma = M_{\odot}^{-1} \text{pc}^3 (10^9 \text{лет})^{-1}$ . Это определение критиковалось Тинсли [48], которая указала на то, что нами не учтена масса газа, выброшенная из звезд после их активной жизни. Учет этого фактора не изменяет, однако, существенно оценку параметра  $\gamma$ .

Квирк [49] выдвигал другое возражение против закона Шмидта. Он предполагал, что интенсивный процесс звездообразования протекает только в начальной стадии развития галактик, после чего устанавливается некоторая равновесная

плотность газа, которая определяется по критерию гравитационной неустойчивости Джинса. На этой стадии звездообразование происходит только за счет газа, выброшенного из старых звезд и первичного газа, который может падать из межгалактического пространства на плоскость галактики.

Исходя из этой гипотезы, Квирк и Тинсли [50] выполнили расчет физической эволюции спиральных галактик. Оказалось, что для получения согласия с наблюдаемым распределением цвета приходится предполагать своеобразное распределение массы падающего из межгалактического пространства газа. Для M33 нужно предполагать равномерное распределение падающего газа в весьма большом количестве, а для M31 нужно допустить зависящее от расстояния распределение падающего газа: в центре галактики поток равен нулю и непрерывно возрастает наружу.

Изложенная схема представляется весьма искусственной, тем более, что для эллиптических спутников галактики Андромеды нужно предполагать нулевой приток падающего газа, а для иррегулярных спутников нашей Галактики (Магеллановых Облаков) — очень интенсивный приток газа. Другое возражение против гипотезы Квирка заключается в том, что длина волны джинсовской неустойчивости в спиральных галактиках имеет порядок нескольких килопарсек, другими словами, этот механизм может играть роль в образовании спиральной структуры, а не в формировании звезд. Таким образом, возражение Квирка против закона Шмидта не имеет достаточной почвы.

Еще одно возражение против закона Шмидта было выдвинуто ван ден Бергом [28] и Сирлом с соавторами [27]. Оно заключается в том, что, по их мнению, в малом объеме пространства звездообразование протекает не плавно, а вспышками, разделенными большими интервалами пониженной активности звездообразования. Если это предположение правильно, то закон Шмидта может быть использован лишь как средняя зависимость скорости звездообразования от плотности газа, причем усреднение происходит либо по пространству, либо по времени.

В итоге можно сказать, что зависимость скорости звездообразования от различных факторов еще далеко не ясна и что тут требуются дальнейшие исследования.

в) Эволюционные треки и болометрические поправки. Для выяснения физической эволюции звездных систем нужно знать еще эволюционные треки звезд во всем диапазоне масс, на протяжении всей эволюционной истории

звезд и для различного начального химического состава. В настоящее время не существует однородной серии таких треков. Наиболее обширные однородные серии треков вычислены Айбеном [51—61] и Пачинским [62—66]. Они охватывают весь интервал масс нормального химического состава и эволюцию звезд до стадии горения гелия (Айбен) или начала углеродной вспышки (Пачинский). Для экстремальных химических составов имеются треки лишь для небольшого диапазона масс, а для поздних эволюционных стадий — отдельные отрезки треков.

Для получения полной картины приходится соединить этот неоднородный материал в единое целое. Чтобы избежать возможных ошибок при интерполяции и экстраполяции треков, нужно сравнить вычисленные изохроны и различные фотометрические интегральные функции и параметры групп звезд с соответствующими данными для звездных скоплений. Лишь при удовлетворительном согласии можно использовать этот исходный материал для изучения эволюции галактик, имеющих в своем составе подсистемы разного возраста и химического состава.

Что касается болометрических поправок то применяется либо фотометрическая система Джонсона UVRIJKLMN [67], либо узкополосная система Спиррада-Тэйлора [68].

г) Расчеты физической эволюции галактик выполнены Тинсли и нами.

В работах Тинсли использованы эволюционные треки Айбена, различием в химическом составе пренебрегается. В работах [7, 69] вычисляются интегральные фотометрические параметры в системе Джонсона, в работах [70—78] — в системе Спиррада-Тэйлора. Параметры функции звездообразования варьированы в весьма широких пределах. При соответственном выборе параметров этой функции удалось получить хорошее согласие вычисленных интегральных фотометрических параметров с наблюдаемыми параметрами галактик, предполагая, что все галактики имеют одинаковый возраст 12 миллиардов лет.

В качестве недостатков этой обширной серии работ можно отметить следующее: не учтено различие в химическом составе составляющих галактик, показатель закона Шмидта принят равным  $p=1$ . Поэтому для получения хорошего согласия с наблюдениями пришлось очень сильно изменить другие параметры функции звездообразования, в частности параметр  $p$  фор-

мулы (1), минимальную массу  $m_0$  и параметр эффективности звездообразования  $\gamma$ .

В расчетах, выполненных в Тарту [9, 79, 80], был варьирован и химический состав. Оказалось, что при этом нужно соответствующим образом изменить и минимальную массу  $m_0$  (см. выше). Серия работ еще не закончена, но предварительные результаты показывают, что наиболее существенным параметром при физической эволюции галактик является средняя плотность вещества. От нее зависит химический состав, а также другие параметры, определяющие физическую эволюцию галактик.

#### 4. Химическая эволюция галактик

Бербидж, Фаулер и Хойл [81] показали, что химические элементы тяжелее гелия образуются в результате двух основных процессов — медленных атомных реакций в недрах звезд (S— процесс) и быстрых реакций при вспышках (r — процесс). Продукты ядерных реакций выбрасываются обратно в межзвездное пространство и обогащают имеющийся там газ тяжелыми элементами. Таким образом, все время меняется химический состав межзвездного газа и, следовательно, и химический состав образующихся из него звезд.

Исследованию нуклеосинтеза химических элементов при различных процессах посвящен целый ряд работ. Сравнивая результаты таких теоретических расчетов с наблюдаемой частотой химических элементов в звездах различного населения можно оценить возраст населения, а также быстроту звездообразования в прошлом [14]. Одним из основных результатов такого рода работ является заключение, что на начальном этапе развития галактик скорость обогащения вещества тяжелыми элементами была гораздо выше, чем сейчас [82]. Это может быть вызвано тем, что функция звездообразования имела в то время другие значения параметров (относительное количество массивных звезд было больше).

#### 5. Динамическая эволюция галактик

С течением времени пространственно-кинематические характеристики подсистем звезд и межзвездного вещества в галактиках меняются. Этот процесс может быть назван динамической эволюцией галактик.

Исследование динамической эволюции галактик может быть выполнено тремя способами: интегрированием уравнений

гидродинамики звездных систем с учетом влияния иррегулярных сил, интегрированием уравнений движения N-тел (численный эксперимент) и сравнением пространственно-кинематических характеристик подсистем звезд разного возраста.

Ни один из этих способов не является настолько надежным, чтобы мы могли сейчас говорить о ясной картине динамической эволюции галактик. Но достигнуты определенные успехи, так что некоторые контуры эволюции уже выясняются.

Эмпирический подход к выяснению динамической эволюции галактик опирается на то, что пространственно-кинематические характеристики подсистем звезд, если вообще меняются с течением времени, то очень медленно. Таким образом, исследуя характеристики подсистем разного возраста можно делать определенные заключения об эволюции звездообразующей среды, т. е. межзвездного газа. Такие исследования были проведены фон Хэрнером [83], Эггеном, Линден-Беллом и Сэнди-джем [31] и автором [9, 34]. Все эти работы показывают, что в начальный период развития галактики быстро сжимались как в радиальном, так и в вертикальном направлении. В окрестности Солнца степень радиального сжатия газа составляет примерно 5, а степень вертикального сжатия — около 50.

Последствия быстрого сжатия галактик были исследованы Линден-Беллом [84]. Он показал, что этот процесс приводит к сильной релаксации подсистем звезд, что объясняет сходство всех эллиптических галактик и центральных областей спиральных галактик.

В дальнейшем развитии спиральных галактик существенную роль играет взаимодействие звезд с массивными агрегатами звезд и газа [85—87]. Вследствие этого плоские подсистемы постепенно утолщаются и несколько сжимаются в радиальном направлении. Наиболее старые подсистемы диска нашей Галактики и галактики Андромеды имеют отношение полуосей эллипсоидов равных плотностей около 0.1 [9, 34], что примерно в 6 раз превышает отношение полуосей наиболее плоских подсистем.

В последние годы много внимания уделено разработке теории спиральной структуры. Этому был посвящен один симпозиум МАС и ряд обзорных докладов на международных конференциях. Детальное рассмотрение этого вопроса выходит, однако, за рамки настоящего обзора.

#### 6. Неизвестная масса в галактиках

Проблема неизвестной массы в скоплениях галактик воз-

никла после определения дисперсии скоростей галактик в скоплениях и вычисления вириальной массы скопления. Оказалось, что вириальная масса на несколько порядков больше, чем суммарная масса индивидуальных галактик [88]. Это можно объяснить либо молодостью скоплений галактик [2], либо наличием массы неизвестной природы.

В настоящее время разрыв между вириальной массой и суммарной массой индивидуальных галактик значительно уменьшен благодаря уточнению постоянной Хаббла в сторону уменьшения [19] (почти в 10 раз по сравнению с первоначальной величиной) и открытию в скоплениях галактик горячего газа (по рентгеновским наблюдениям) [89—92]. Но некоторый разрыв около 3—7 раз (в зависимости от принятого значения постоянной Хаббла) все же остается [93].

Проблема неизвестной массы в индивидуальных галактиках возникла позднее, когда Оорт нашел [94], что динамическая плотность вещества в окрестности Солнца примерно в 2 раза превышает плотность известных звезд и межзвездного вещества. Так как поверхностная плотность вещества довольно точно определяется по кривой вращения Галактики, то Оорт предполагал, что в Галактике имеется неизвестная масса, составляющая весьма плоскую подсистему.

Работы, выполненные в Тарту [95—98], показали, однако, что динамическая плотность вещества переоценена Оортом и что эта плотность довольно хорошо согласуется с наблюдаемой плотностью вещества. Таким образом, если неизвестная масса и существует в Галактике, то ее плотность около Солнца должна быть мала.

Недавно получены аргументы, указывающие на возможное существование массивной более или менее сферической короны очень низкой светимости вокруг спиральных галактик.

Уже давно известно, что вычисленная по скорости вращения галактик поверхностная плотность массы падает при удалении от центра галактики значительно медленнее чем поверхностная светимость, вследствие чего отношение массы к светимости на периферии спиральных галактик сильно увеличивается [9]. С другой стороны, на периферии галактик преобладают звезды гало, которые имеют низкое значение отношения массы к светимости. Это противоречие можно объяснить, если допустить наличие массивной сферической короны низкой светимости вокруг галактик [9].

К такому же выводу пришли Острикер и Пиблс [99] на основе численного эксперимента. Они показали, что плоские галактики устойчивы относительно образования перемишки лишь тогда, когда кинетическая энергия вращения меньше 0.14 общей гравитационной энергии. Это возможно лишь тогда, когда помимо плоской составляющей, содержащей практически всю вращательную энергию, в галактиках имеется еще массивная сферическая составляющая с большими хаотическими движениями. Оценки массы невидимой составляющей, полученные для галактик типа M31 указанными независимыми способами хорошо согласуются между собой; оказывается, что почти половина всей массы галактики невидима.

Природа неизвестной массы в галактиках пока не ясна. Поэтому мы не можем ничего сказать и о ее происхождении. Это является одной из загадок современной физики галактик.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Jeans. *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge, 1928.
2. В. А. Амбарцумян. Проблемы эволюции Вселенной, Ереван, 1968.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Атлас и каталог 356 взаимодействующих галактик, Изд. МГУ, 1959.
4. H. Arp. *Atlas of Peculiar Galaxies*, Pasadena, 1966.
5. W. Baade. *Evolution of Stars and Galaxies*, Harvard Univ. Press, Cambridge, 1963.
6. E. Holmberg. *Uppsala Medd.*, No. 148, 1964.
7. B. M. Tinsley. *Ap. J.*, 151, 547, 1968.
8. A. G. W. Cameron, J. W. Truran. *J. R. A. S. Canada*, 65, 1, 1971.
9. J. Einasto. *Tartu Astr. Obs. Teated*, No. 40, 3, 1972.
10. A. O. Unsöld. *Science*, 163, 1015, 1969.
11. R. H. Dicke. *Ap. J.*, 155, 123, 1969.
12. G. J. Wasserburg, D. N. Schramm, J. C. Huneke. *Ap. J. (Letters)*, 157, L91, 1969.
13. C. M. Hohenberg. *Science*, 166, 212, 1969.
14. D. N. Schramm, G. J. Wasserburg. *Ap. J.*, 162, 57, 1970.
15. R. Rood, I. Iben Jr. *Ap. J.*, 154, 215, 1968.
16. I. Iben Jr., R. T. Rood. *Ap. J.*, 161, 587, 1970.
17. A. R. Sandage. *Ap. J.*, 162, 841, 1970.
18. A. R. Sandage. *Ap. J.*, 157, 515, 1969.
19. A. R. Sandage. *Ap. J.*, 178, 1, 1972.
20. G. Haro. *Bull. Tonantzintla y Tacubaya Obs.*, No. 14, 1958.
21. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
22. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 5, 433, 1969.
23. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 5, 582, 1969.
24. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий. *Астрофизика*, 7, 511, 1971.
25. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий. *Астрофизика*, 8, 155, 1972.
26. F. Zwicky. *Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies*, Guemlingen, 1971.

27. *L. Searle, W. L. W. Sargent, W. G. Bagnuolo.* Ap. J., 179, 427, 1973.
28. *S. van den Bergh.* J. R. A. S. Canada, 66, 237, 1972.
29. *В. А. Амбарцумян.* Проблемы современной космогонии, Наука, Москва, 1973.
30. *J. Einasto.* IAU Symp., No. 44, Dordrecht, 37, 1972.
31. *O. J. Eggen, D. Lynden-Bell, A. R. Sandage.* Ap. J., 136, 748, 1962.
32. *A. R. Sandage, K. C. Freeman, N. R. Stokes.* Ap. J., 160, 831, 1970.
33. *H. J. Rood, G. A. Welch.* Ap. J., 163, 225, 1971.
34. *J. Einasto,* Tartu Astr. Obs. Teated. No. 26, 1, 1970.
35. *E. E. Salpeter.* Ap. J., 121, 161, 1955.
36. *A. R. Sandage.* Ap. J., 125, 422, 1957.
37. *S. van den Bergh.* Ap. J., 125, 445, 1957.
38. *V. C. Reddish.* Vistas in Astronomy, 7, 173, 1965.
39. *R. Stothers, N. R. Simon.* Ap. J., 152, 233, 1968.
40. *R. Stothers, N. R. Simon.* Ap. J., 160, 1019, 1970.
41. *K. Ziebarth,* Ap. J., 162, 947, 1970.
42. *R. J. Talbot Jr.* Ap. J., 163, 17, 1971.
43. *R. J. Talbot Jr.,* Ap. J., 165, 121, 1971.
44. *M. Schmidt.* Ap. J., 129, 243, 1959.
45. *N. Sanduleak.* A. J., 74, 47, 1969.
46. *F. D. A. Hartwick.* Ap. J., 163, 431, 1971.
47. *J. Einasto.* Ap. Letters, 11, 195, 1972.
48. *B. M. Tinsley.* (private communication) 1973.
49. *W. J. Quirk.* Ap. J. (Letters), 176, L9, 1972.
50. *W. J. Quirk, B. M. Tinsley.* Ap. J., 179, 69, 1973.
51. *I. Iben, Jr.* Ap. J., 141, 993, 1965.
52. *I. Iben, Jr.,* Ap. J., 142, 1447, 1965.
53. *I. Iben, Jr.,* Ap. J., 143, 483, 1966.
54. *I. Iben, Jr.,* Ap. J., 143, 505, 1966.
55. *I. Iben, Jr.,* Ap. J., 143, 516, 1966.
56. *I. Iben, Jr.,* Ap. J., 147, 624, 1967.
57. *I. Iben, Jr.,* Ap. J., 147, 650, 1967.
58. *I. Iben, Jr.,* Ap. J., 154, 581, 1968.
59. *I. Iben, Jr.,* Ap. J., 166, 131, 1971.
60. *I. Iben, Jr., J. Faulkner,* Ap. J., 153, 101, 1968.
61. *I. Iben, Jr., R. T. Rood,* Ap. J., 159, 605, 1970.
62. *B. Paczynski, J. Ziolkowski.* Acta Astr., 18, 255, 1969.
63. *B. Paczynski.* Acta Astr., 20, 47, 1970.
64. *B. Paczynski.* Acta Astr., 20, 195, 1970.
65. *B. Paczynski.* Acta Astr., 20, 287, 1970.
66. *B. Paczynski.* Acta Astr., 21, 1, 1971.
67. *H. L. Johnson,* Ann. Rev. Astron. and Astroph., 4, 193, 1966.
68. *H. Spinrad, B. J. Taylor.* Ap. J., 157, 1279, 1969.
69. *B. M. Tinsley.* Ap. Space Sci., 12, 394, 1971.
70. *B. M. Tinsley.* Ap. Space Sci., 6, 344, 1970.
71. *B. M. Tinsley.* Astr. Astroph., 15, 403, 1971.
72. *B. M. Tinsley.* Ap. Space Sci., 12, 118, 1971.
73. *B. M. Tinsley.* Astr. & Astroph., 20, 383, 1972.
74. *B. M. Tinsley.* Ap. J. (Letters), 173, L93, 1972.
75. *B. M. Tinsley.* Ap. J. (Letters), 174, L119, 1972.
76. *B. M. Tinsley.* Ap. J. (Letters), 178, L5, 1972.
77. *B. M. Tinsley.* Ap. J., 178, 319, 1972.
78. *B. M. Tinsley.* Astr. & Astroph., (in press), 1973.
79. *Я. Эйнасто.* Структура и эволюция регулярных галактик (докторская диссертация), Тарту, 1971.
80. *П. Траат.* Физическая эволюция галактик, популяций звезд и звездных скоплений (дипломная работа), Тарту, 1973.
81. *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle.* Rev. Mod. Phys., 29, 547, 1957.
82. *M. Schmidt.* Ap. J., 137, 758, 1963.
83. *S. von Hörner.* Mitt. Astr. Rechen — Inst. Heidelberg, Ser. A, 13, 1960.
84. *D. Lynden-Bell.* M. N., 136, 101, 1967.
85. *L. Spitzer, M. Schwarzschild.* Ap. J., 118, 106, 1953.
86. *Л. Э. Гуревич.* Вопросы космогонии, 2, 151, 1954.
87. *Г. Г. Кузмин.* Публ. Тартуской астр. обс., 33, 351, 1961.
88. *J. Neuman, T. Page, E. Scott.* A. J., 66, 533, 1961.
89. *J. F. Meekins, G. Fritz, T. A. Chubb, H. Friedman, R. C. Henry.* Nature, 231, No. 5298, 107, 1971.
90. *H. Gursky, E. Kellogg, S. Murray, C. Leong, H. Tananbaum, R. Giacconi.* Ap. J. (Letters), 167, L81, 1971.
91. *P. Chamaroux, T. Montmerle, M. Tadokoro.* Ap. Space Sci., 15, 383, 1972.
92. *H. Gursky, A. Solinger, E. M. Kellogg, S. Murray, H. Tananbaum, R. Giacconi, A. Cavaliere.* Ap. J. (Letters), 173, L99, 1972.
93. *H. J. Rood, T. L. Page, E. C. Kintner, J. R. King.* Ap. J., 175, 627, 1972.
94. *J. H. Oort.* B. A. N., 15, 45, 1960.
95. *Г. Г. Кузмин.* Публ. Тартуской астр. обс., 33, 3, 1955.
96. *Х. Ээлсалу.* Публ. Тартуской астр. обс., 33, 153, 1958.
97. *J. Einasto.* IAU Transact., XII B, 436, 1966.
98. *M. Jõeveer.* Tartu astr. obs. Teated. No. 37, 3, 1972.
99. *J. P. Ostriker, P. J. E. Peebles.* Ap. J. 186, 467, 1973.

В. А. Бронштэн

## НЕКОТОРЫЕ НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ МЕТЕОРНЫХ ЯВЛЕНИЙ

УДК 523.53.03

Рассматриваются отдельные проблемы физики метеорных явлений: проблема абляции метеорных тел, коэффициента светимости, дробления метеорных тел и др. Сделан критический обзор имеющихся результатов по проблеме механизма абляции метеорных тел. Пока еще нет решения задачи о соотношении между различными механизмами потери массы метеорными телами: плавлением, испарением и дроблением. Рассматривается вопрос о зависимости коэффициента светимости метеоров от их скорости. Сравниваются различные механизмы дробления метеоров и возможная зависимость этого процесса от скорости метеора. Рассмотрен вопрос о вспышках метеоров на основании наблюдательных данных и теоретических представлений о механизме вспышек. Выдвинуто предположение, что эмиссия ионизованного кальция во вспышках связана с эмиссией механоэлектронов при дроблении метеорного тела.

**Some unresolved problems of the physics of meteor phenomena, by V. A. Bronshten.** — In the physics of meteor phenomena it remains several unresolved problems such as ablation of meteoroids, velocity-dependence of the luminous efficiency, fragmentation of meteor bodies. The author gives a critical analysis of results obtained on the problem of the mechanism of ablation of meteor bodies. The problem of the comparative effect of different modes of the mass loss by meteoroids: evaporation, fusion and fragmentation is not yet solved. The velocity-dependence of the luminous efficiency coefficient is also discussed. The most probable mechanism of meteoric fragmentation — a quasistationary separation of small particles — could have a possible dependence on the velocity of the meteor.

The problem of meteor flares is discussed on basis of observational data and theoretical considerations. A suggestion is put forward that the ionized calcium emission in the flares is connected with the emission of the so-called mechanoelectrons during the fragmentation of the meteoroid.

В физике метеорных явлений до сих пор, несмотря на развитие теории, наблюдений и экспериментов, остается немало нерешенных проблем. В этом обзоре мы остановимся на некоторых из них.

Основные уравнения физической теории метеоров имеют вид [29]:

Уравнение потери массы метеорным телом:

$$\frac{dm}{dt} = - \Lambda \frac{S \rho v^3}{2Q} \quad (1)$$

уравнение торможения:

$$m \frac{dv}{dt} = - \Gamma S \rho v^2, \quad (2)$$

уравнение свечения метеора:

$$I = \tau \frac{dm}{dt} \frac{v^2}{2}, \quad (3)$$

где  $I$ ,  $m$ ,  $v$  — блеск, масса и скорость метеора в данной точке,  $\tau$  — коэффициент светимости (см. ниже),  $\Lambda$  и  $\Gamma$  — соответственно коэффициенты теплопередачи и торможения,  $S$  — площадь мишени метеорного тела (метеороида),  $\rho$  — плотность воздуха,  $Q$  — удельная теплота абляции (плавления или испарения). В случае чистого плавления  $Q = 2 \cdot 10^{10}$  эрг/г, в случае чистого испарения  $Q = 8 \cdot 10^8$  эрг/г как для железных, так и для каменных метеорных тел.

Полагая  $\Gamma$  и  $\Lambda$  постоянными для данного метеора (что, вообще говоря, неверно), можно получить следующее решение уравнений (1) и (2):

$$\frac{m}{m_0} = e^{-\frac{\sigma}{2}(v^2 - v_0^2)}, \quad (4)$$

где  $\sigma$  — параметр абляции, равный

$$\sigma = \frac{\Lambda}{2\Gamma Q} \quad (5)$$

В большинстве исследований молчаливо предполагается, что:

а) основным механизмом потери массы метеорного тела является испарение [29, 82],

б) что блеск (интенсивность излучения) метеора в соответствии с (3) прямо пропорционален скорости испарения, причем коэффициент светимости  $\tau = \tau_0 v$ , где  $\tau_0$  — коэффициент эффективности свечения, определяемый из экспериментов,

в) что на основании этого можно определить фотометрическую массу метеорного тела в любой точке пути (в том числе начальную массу) путем интегрирования уравнения свечения (3) назад от точки погасания метеора до данной точки (в частности — до точки возгорания).

Первое предположение хотя в общем и справедливо (об этом красноречиво говорят линейчатые спектры метеоров), но не в одинаковой степени у тел разных размеров, а также на разных участках пути. Альтернативный механизм — плавление и разбрызгивание жидкой пленки (как полагали до недавнего времени) имеет место преимущественно у крупных тел и в конце пути, когда скорость и температура тел значительно снижаются [7].

Очевидно, что свечение метеора связано только с испарением, поскольку светятся именно пары метеорного вещества (свечение воздуха в форме полос азота и линий кислорода дает весьма небольшой вклад). Если предположить, что часть массы уносится за счет плавления и сдувания, оценки массы описанным выше способом окажутся заниженными. Обычно предполагают, что эта часть сравнительно невелика, но надежных количественных оценок ее очень мало, а имеющиеся данные весьма противоречивы.

### Коэффициент светимости метеора

Коэффициент светимости  $\tau$ , выражающий долю кинетической энергии испаряющегося вещества метеороида, переходящую в излучение, представляет собой важную величину в метеорной физике, поскольку им определяется шкала фотометрических масс метеорных тел. От надежности определения  $\tau$  зависит знание таких величин, как доатмосферные массы метеороидов (а значит, и их распределение по массам), скорость потери массы при движении метеороида в атмосфере, зависимость ее от условий полета. Между тем, существующие определения величины  $\tau$ , а главное, — ее зависимости от скорости  $v$  (и возможных зависимостей от массы и других параметров), противоречат друг другу.

Прежде чем излагать этот вопрос, напомним вкратце системы единиц, существующие для выражения  $\tau$ . Если интенсивность излучения  $I$  выражать в энергетических единицах (например, в эргах в секунду), то  $\tau$  — величина безразмерная, причем  $2 \cdot 10^{-2} > \tau > 3 \cdot 10^{-4}$ . В астрономии удобнее выражать  $\tau$  в единицах блеска, введя определенную шкалу звездных вели-

чин, которая будет, вообще говоря, зависеть от фотометрической системы и спектральной чувствительности приемника излучения (глаз, фотопластинка). Поэтому говорят о визуальном и фотографическом коэффициентах светимости. Учитывая значительно более высокую точность фотографических наблюдений по сравнению с визуальными, мы будем в дальнейшем рассматривать только фотографический коэффициент светимости\*.

Если взять за основу единицу блеска, соответствующую звезде  $0^m$ , то  $\tau$  будет выражаться в единицах  $0^m \cdot \text{с/эрг}$ . Обозначим  $\tau$  в этой системе через  $\tau^*$ . Как показал Э. Эпик [81], между  $\tau$  (безразмерным) и  $\tau^*$  имеется соотношение:

$$\log \tau^* = \log \tau - 9,72. \quad (6)$$

Как уже говорилось выше, со времен первых работ Э. Эпика [78, 79] принято полагать

$$\tau = \tau_0 v^n, \quad (7)$$

где согласно Ф. Уипплу [96],  $n=1$ . Это значение  $n$  было подтверждено в 1965 г. Ф. Верниани [92] на основании обработки 413 точных фотографических наблюдений метеоров и широко применяется как гарвардскими, так и многими другими астрономами.

Однако, начиная с 1955 г., многие исследователи получили совершенно иные результаты. Прежде всего, уже Э. Эпик, совершенствуя свою теорию излучения метеоров, развитую в 1933—1937 гг., на основании полуэмпирической теории [81] пришел в 1955 г. к выводу, что  $\tau$ , во-первых, зависит не только от скорости метеороида, но и от его массы, а во-вторых, что для малых тел ( $m < 1$  г) зависимость  $\tau = \tau_0 v$  не имеет места, а  $\tau$  достигает максимального значения при сравнительно небольших скоростях ( $v=14+24$  км/с), после чего начинает убывать, т. е. для  $v > 24$  км/с  $n < 0$  [83]. Подробное изложение теории Э. Эпика и полученных им результатов до середины 60-х годов имеется в обзоре [5].

Система коэффициентов светимости, основанная на формуле (7), при  $n=1$  получила название «модели А», тогда как альтернативная модель, предложенная в 1955 г. Э. Эпиком для малых тел, была названа «моделью В». Модель В получила подтверждение в ходе экспериментов с искусственными метеородами [52], а также при лабораторном моделировании метеор-

\* Подробнее о фотометрических системах в метеорной астрономии см. [17].

ных явлений [56, 57, 59, 65, 66, 87, 88, 91]. Подробный обзор дискуссий по этой проблеме между сторонниками обеих моделей, а также попытки найти косвенные доказательства в пользу модели В можно найти в работе [64], а в соответствии с работой [17].

Приведем график, составленный на основании работ [17, 78, 79, 83, 92, 96], изображающий зависимость  $\tau(v)$  по большинству этих данных различных авторов (рис. 1). Бо

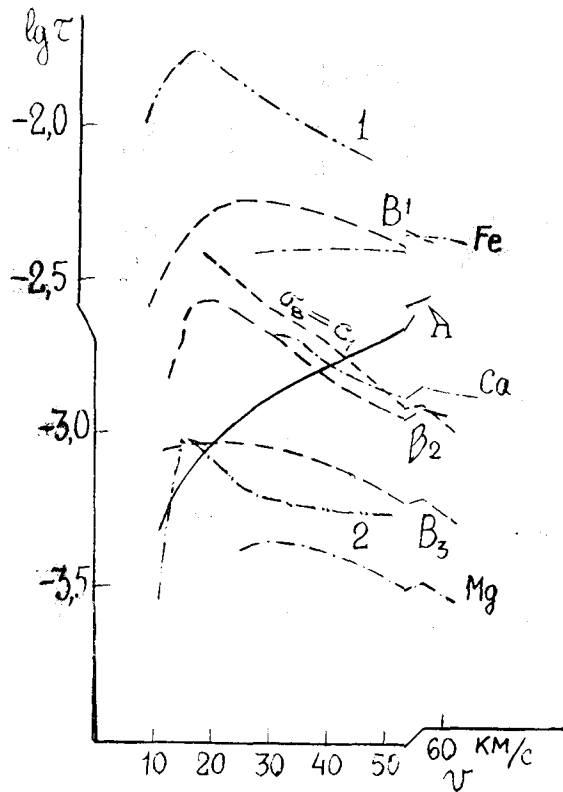


Рис. 1 Вид зависимости  $\tau(v)$  по данным различных исследователей: А — модель А (Ф. Верниани [93]), В — модель В (Э. Эппк [83]), индексы 1, 2, 3 соответствуют массам метеороидов 100 г, 1 г и 0,1 г, кривые 1, 2 — эксперименты Фрихтенхихта и др. [66] для железа и Са — эксперименты Бойтнотта и Сэведжа [88] для соответствующих элементов, прямая  $\sigma_b = C_1$  — расчет автора по формуле (15а).

симостей соответствует модели В, хотя наблюдается значительный разброс кривых по вертикальной оси ( $\log \tau$ ).

Попытка получить теоретическое выражение для  $\tau$  была предпринята А. Д. Дербеновой в 1966 г. [14]. Она исходила из следующих соображений. Рассмотрим сперва излучение одного элемента К. Пусть  $N_k$  — число возбужденных атомов данного элемента, образованных на единице пути метеороида  $\mu$  — масса атома. Тогда энергия, расходуемая на возбуждение до уровня с энергией  $E_B$  за одну секунду, равна  $N_k v E_B$ . Приравнивая ее мощности излучения данного элемента  $I_k$ , из (8) получаем:

$$-\frac{1}{2} \tau_k \frac{dm}{dt} v^2 = N_k v E_B. \quad (8)$$

Полагая, что масса возбужденных атомов, образованных за секунду, пропорциональна скорости потери массы телом, можно записать:

$$N_k \mu v = -\zeta_n \frac{dm}{dt}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) находим следующее выражение для  $\tau_k$ :

$$\tau_k = \frac{2E_B}{\mu v^2} \zeta_n = \frac{E_B}{E} \zeta_n. \quad (10)$$

Коэффициент пропорциональности  $\zeta_n$  есть число фотонов испущенных одним атомом метеороида, прежде чем его скорость в ходе столкновений с молекулами воздуха не упадет до тепловой. Его величину можно получить по аналогии с коэффициентом метеорной ионизации  $\beta$  [75]:

$$\beta = \int_{E_i}^E \frac{\sigma_i dE}{\sigma_b E}, \quad (11)$$

$$\zeta_n = \int_{E_B}^E \frac{\sigma_B dE}{\sigma_d E}. \quad (12)$$

Здесь  $\sigma_i$ ,  $\sigma_b$ ,  $\sigma_d$  — сечения ионизации, возбуждения и передачи импульса соответственно,  $E$  — начальная кинетическая энергия атома,  $E_i$ ,  $E_B$  — энергии ионизации и возбуждения.

Формулы (10) и (12) теоретически полностью определяют величину  $\tau_k$  для данного элемента. Общее  $\tau$  получится, если задать химический состав тела:

$$\tau = \frac{\sum_k N_k \tau_k}{\sum_k N_k} \quad (13)$$

Таким образом, задача будет полностью решена, если нам известен ход величин  $\sigma_B$ ,  $\sigma_d$  в функции скорости (или энергии) столкновений. К сожалению, теоретические значения сечений возбуждения  $\sigma_B$  и сечений передачи импульса  $\sigma_d$  для столкновений типичных метеорных атомов с молекулами воздуха отсутствуют, а для  $\sigma_d$  отсутствуют и экспериментальные данные. А. Д. Дербенева использовала экспериментальные значения  $\sigma_B$ , полученные С. Неффом [77], а  $\sigma_d$  оценивала по методу О. Б. Фирсова [46,] позволяющему получить функцию взаимодействия частиц численным путем. В методе Фирсова используется модель атома Томаса — Ферми и определяется максимальная и минимальная энергия системы, а по ним — потен-

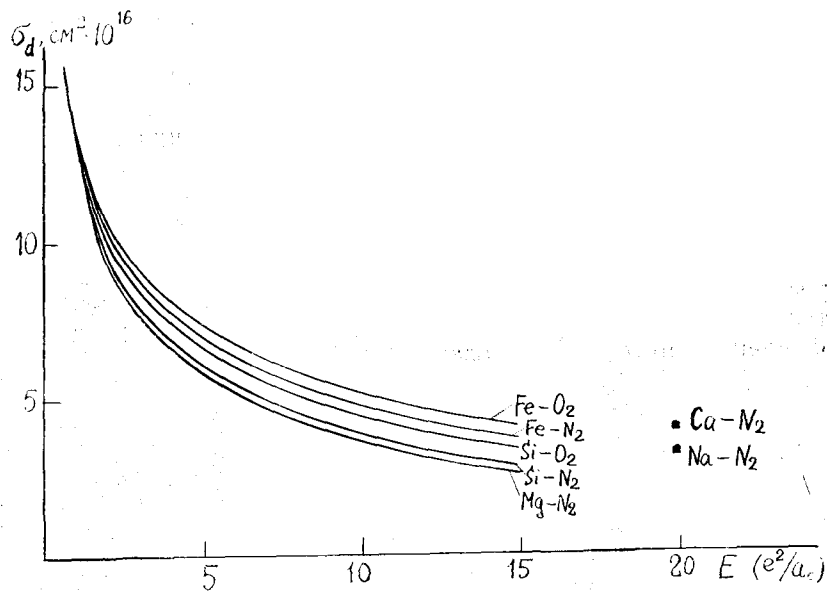


Рис. 2

циал взаимодействия. А. Д. Дербенева положила  $\sigma_d$  для рассеяния на молекуле азота вдвое большим, чем для рассеяния на атоме.

Более строго вопрос о значениях  $\sigma$  для случая взаимодей-

ствия метеорных атомов с молекулами азота и кислорода рассмотрел в 1966 г. Ю. И. Портнягин [35] (см. также [26]). Рассматривая молекулы как жесткие системы гантельного типа, Ю. И. Портнягин получил аналитическое выражение для потенциала взаимодействия «атом-молекула» и выполнил расчеты сечений  $\sigma_d$  для пар Fe—O<sub>2</sub>, Fe—N<sub>2</sub>, Si—O<sub>2</sub>, Si—N<sub>2</sub>, Mg—N<sub>2</sub> (рис. 2). Там же мы нанесли точки для взаимодействия Ca—N<sub>2</sub> и Na—N<sub>2</sub> по расчетам А. Д. Дербенева. Для среднего химического состава метеорных тел Ю. И. Портнягин получил следующее аппроксимационное выражение для  $\sigma_d$ :

$$\sigma_d \approx \frac{1,7 \cdot 10^{-9}}{v} \quad (14)$$

Аналогичное выражение, но с меньшим коэффициентом, получили ранее Г. Мессис и У. Сида [75].

В настоящее время имеется ряд определений  $\sigma_B$  для различных взаимодействующих пар «атом-молекула» (метеорный атом — молекула азота или кислорода), полученных в экспериментах Ч. Бойтнотта и Г. Сэведжа [59, 87, 88]. Все они относятся к  $E > 150$  эВ, т. е. к средним и высоким скоростям метеоров\*. Некоторые из полученных ими результатов показаны на рис. 3. Из рис. 3 видно, что  $\sigma_B$  в припороговой области растут, а при больших  $E$  почти не меняются. В соответствии с этим положим приближенно:

$$\sigma_B = c_1 (v > 30 \text{ км/с}) \quad (15a)$$

$$\sigma_B = c_2 v (v < 30 \text{ км/с}) \quad (15b)$$

Теперь, используя (10), (12), (14), найдем зависимость  $\tau$  от скорости:

$$\tau_k = \frac{4E_B}{\mu c} \cdot \frac{1}{v^2} \int_{v_B}^v \sigma_B dv, \quad (16)$$

где  $v_B = (2E_B / \mu)^{1/2}$ . Подставляя (15), получим:

$$\tau_k = \frac{4E_B c_1}{\mu c} \cdot \frac{v - v_B}{v^2} \quad (v > 30 \text{ км/с}) \quad (17a)$$

$$\tau_k = \frac{2E_B c_2}{\mu c} \cdot \frac{v^2 - v_B^2}{v^2} \quad (v < 30 \text{ км/с}) \quad (17b)$$

Учитывая, что в излучение метеора дают вклад многие мультиплеты различных атомов и ионов, ход  $\tau(v)$  будет иметь более сложный вид, скорее всего, промежуточный между

\* Условие  $E > 150$  эВ приблизительно соответствует для большинства метеорных атомов условию  $v > 30$  км/с.



В 1961 г. Б. Ю. Левин [30] высказал мнение, что  $\chi \neq 0$  только в случае одной из форм дробления, а именно, при прогрессирующем дроблении, когда тело дробится на несколько частей, которые, в свою очередь, дробятся дальше. При других формах дробления, таких, как однократное дробление на несколько «прочных» частей или единственное отделение множества мелких частиц от главного тела, индекс  $\chi$  остается равным нулю и поправка Верниани не действует. Анализ фотометрических кривых метеоров, выполненный в 1968 г. А. Н. Симоненко [40], показал, что одним из основных способов дробления метеорных тел является квазинепрерывное отделение мелких частиц, чему соответствует  $\chi = 0$  в случае мгновенного испарения отделившихся частиц и  $\chi > 0$  в случае, если их «время жизни» конечно [89]. Более подробный анализ поведения параметра  $\chi$  (а также ряда других параметров) при разных формах дробления выполнен А. Н. Симоненко в работе [41].

В целом ряде работ, посвященных анализу метеорных вспышек [33, 39, 40], оценен размер частиц, отделившихся от главного тела при вспышках. Их масса  $10^{-4} \div 10^{-6}$  г, размеры от 30 до 110 мкм с максимумом распределения на 80 мкм, причем они не зависят от размеров главного тела (см. ниже). Можно полагать, что таковы размеры зерен, составляющих структуру большинства метеорных тел. По-видимому, таковы же и размеры частиц, отделившихся в квазинепрерывном режиме от более крупных тел, создающих явление фотометеоров.

Процесс квазинепрерывного отделения частиц от метеорного тела и его влияние на кривую блеска метеора при различных способах регистрации (фотографический с обтюратом и без него, фотоэлектрический и др.) проанализирован в работе [42]. В этой работе А. Н. Симоненко справедливо полагает, что интенсивность потери массы за счет отделения частиц на начальном участке пропорциональна скорости испарения, в соответствии с формулой (1). Но, как показывают наблюдаемые кривые блеска метеоров, наклон восходящей ветви, как правило, выше, чем для недробящегося тела той же начальной массы. Это и объясняется дроблением за счет квазинепрерывного отделения частиц. А. Н. Симоненко приводит такой пример, наглядно иллюстрирующий роль этого процесса. Если за счет отделения частиц будет снят поверхностный слой в 0,02 см при радиусе тела 1 см и среднем радиусе частиц 0,01 см, то общая поверхность испарения (а значит, и блеск метеора) возрастет в 7 раз [42].

Нетрудно показать, что число частиц, отделившихся на начальном участке свечения метеора в интервале высот  $\Delta H$ , равно

$$n = \left(\frac{m_\tau}{m_\chi}\right)^{2,5} \exp\left(-\frac{\Delta H \cdot \Delta \alpha}{1,086}\right) - 1, \quad (22)$$

где  $m_\tau, m_\chi$  — массы главного тела и «средней» частицы,  $\Delta \alpha$  — разность углов наклона восходящей ветви кривой блеска метеора (по аргументу  $H$ ): наблюдаемой и теоретической для недробящегося тела той же начальной массы  $m_0$ ,  $1,086 = 2,5 \log e$ . Скорость потери массы за счет отделения частиц будет равна (на начальном участке):

$$\left(\frac{dm}{dt}\right)_{\text{др}} = \frac{nm_\chi}{\Delta H} v \cos z. \quad (23)$$

Формулы (22) и (23) позволяют в принципе по восходящим ветвям кривых блеска метеоров оценить роль процесса отделения частиц в общей потере массы метеорным телом и вклад этого процесса в коэффициент светимости  $\tau$ .

На дальнейших этапах движения метеорного тела частицы будут полностью испаряться, причем путь, проходимый ими до полного испарения, будет все короче по мере входа метеороида во все более плотные слои атмосферы. Влияние отделения частиц на блеск метеора станет более сложным и неудобным для анализа. Этот вопрос также рассмотрен в работе [42]. К сожалению, весь анализ в [42] проведен исходя из справедливости формулы (7) при  $n=1$ , т. е. модели А, хотя само явление дробления вносит, как мы видели, существенные искажения в зависимость  $\tau(v)$ .

Вопрос о механизме отделения частиц, также представляющий большой интерес, будет рассмотрен нами ниже, в разделе об абляции метеорных тел. Пока же следует отметить, что исследование зависимости интенсивности дробления от скорости по данным наблюдений, насколько нам известно, никем еще не проводилось. Выяснение этого вопроса позволит не только глубже понять механизм самого процесса дробления, но пролет свет и на зависимость коэффициента светимости от скорости, что в свою очередь позволит сделать пересчет масс метеорных тел и привести их к новой шкале, как предлагает И. Н. Ковшун [17].

#### Абляция метеорных тел

В большинстве работ унос массы (абляция) метеорных тел

приписывается либо испарению, либо плавлению и сдуванию расплавленной пленки, хотя дробление и последующее испарение отделившихся частиц — тоже одна из форм абляции. Ниже мы рассмотрим работы, посвященные выяснению сравнительной роли той или иной формы абляции.

В работе [50] Г. Аллен и К. Иосикава при обработке фотографических наблюдений яркого метеора Минук 132 попытались сопоставить кривую блеска метеора с теоретическими расчетами потери массы за счет плавления и испарения. Экспериментальная кривая значений коэффициента абляции  $\sigma$  легла между теоретическими для случаев чистого испарения и чистого плавления, ближе к первой, причем на общий ход кривой накладывались весьма сильные колебания (рис. 4).

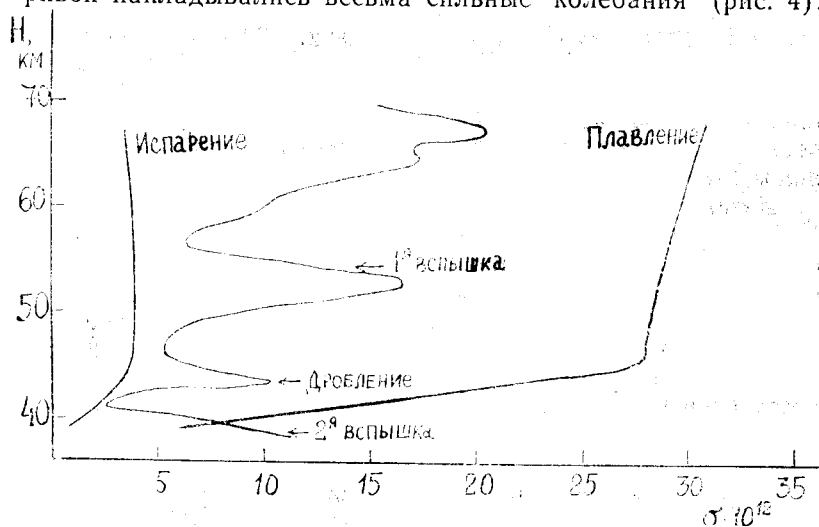


Рис. 4

Две наблюдавшихся вспышки и дробление метеора сопровождалось, на первый взгляд, временным уменьшением доли потери массы за счет испарения. В работе [50] использовалось представление о формировании перед телом ударной волны и сжатого слоя и учитывался перенос тепла как за счет конвективного потока, так и за счет излучения.

Теория, использованная в работе [50], относится к случаю очень большого единого недробящегося тела. Для вычисления отношения коэффициентов теплопередачи при испарении и

плавлении была использована полуэмпирическая формула М. Адамса [49]:

$$\frac{\Lambda_{\text{исп}}}{\Lambda_{\text{пл}}} = \frac{Q}{Q + Kv^2}, \quad (24)$$

где  $Q$  — удельная теплота испарения,  $v$  — скорость метеора,  $K=0,3$  — эмпирический коэффициент. Резкие увеличения и уменьшения коэффициента абляции  $\sigma$  соответствуют колебаниям коэффициента теплопередачи  $\Lambda$  за счет явлений, происходивших на поверхности метеорного тела. Можно полагать, что во время обеих метеорных вспышек и дробления происходили резкие выбросы пара, сопровождавшиеся сбрасыванием окружающей тело оболочки из сжатого газа и временным просветлением сжатого слоя, т. е. увеличением  $\Lambda$ , а с ним и  $\sigma$ . Таким образом, формальный вывод об уменьшении доли потери массы испарением на основании простого сравнения кривых на рис. 4 неверен, и метод Аллена — Иосикавы в оценке

коэффициента газификации  $\Gamma_* = \frac{\Lambda_{\text{исп}}}{\Lambda_{\text{исп}} + \Lambda_{\text{пл}}}$  ненадежен.

В 1963 г. А. Кук [63] попытался получить более надежный критерий механизма абляции для каменных метеороидов. Для этого он использовал теорию, развитую им незадолго до этого совместно с Я. Яккна и Р. Мак-Кроски [62]. Полагая, что метеороид движется в режиме обтекания вязким ламинарным непрерывным потоком (что справедливо для достаточно крупных тел ниже 80 км, см. [4]), авторы работы [62] принимают согласно [85] приближенное соотношение

$$\Lambda \approx (1,6 l/r)^{1/2}, \quad (25)$$

где  $l$  — средняя длина свободного пробега в воздухе на данной высоте,  $r$  — радиус метеороида. Физический смысл формулы (25) состоит в том [68, 84, 85], что при полете в гиперзвуковом режиме перенос тепла к телу определяется физическими условиями непосредственно за фронтом ударной волны, а не вблизи тела. Поскольку  $\Lambda < 1$ , формула (25) и все выводы, на ней основанные, имеют смысл для высот, где  $l \leq 0,6 r$ . Это условие выполняется для  $r=10$  см ниже 93 км, для  $r=1$  см ниже 82 км, для  $r=0,1$  см ниже 70 км и т. д. Однако, даже там, где условие  $l \leq 0,6 r$  выполняется, формула (25) имеет теоретическое обоснование [85] лишь для переходного режима от течения разреженного газа к течению сплошной среды. Она не учитывает, кроме того, ни релаксационных эффектов, ни переноса тепла излучением.

Рассматривая условие плавления и текучести расплавленного железа, А. Кук и его соавторы [62, 63] вычисляют перенос  $u$ -компоненты момента количества движения (направленной вдоль поверхности тела в плоскости оси симметрии). Коэффициентом переноса, определяющим скорость потери массы за счет плавления, является т. н. коэффициент передачи критического напряжения  $\Lambda'$ , аналогичный по своему значению коэффициенту теплопередачи  $\Lambda$  и аппроксимируемый для сферического тела выражением [62]:

$$\Lambda' \approx (0,84 l/r)^{1/2}. \quad (26)$$

В свободно-молекулярном потоке  $\Lambda' = \Lambda = 1$ . В вязком ламинарном течении  $\Lambda' \ll 1$ . Из сравнения (25) и (26) видно, что  $\Lambda' = 0,73 \Lambda$ .

Анализ условий плавления в разных точках поверхности железного метеорита сферической формы показал, что при некотором значении позиционного угла (считая от лобовой точки), а именно, при  $\theta_k \approx 55^\circ$  толщина расплавленной пленки достигает минимума, а поверхностное натяжение — максимума, и при  $\theta > \theta_k$  пленка расплава начинает течь. Если радиус тела достаточно велик, пленка срывается в виде капелек, в противном случае температура поверхности будет расти дальше, пока не начнется испарение, регулирующее толщину расплавленной пленки. Критерий размера, при котором будет происходить срыв капелек, по Э. Эпику [82], имеет вид:

$$r \gg \frac{7,6s_t}{\Gamma \rho v^2}; \quad (27)$$

где  $s_t$  — поверхностное натяжение, равное для железа, согласно Э. Эпику, 1200 дин/см. Поэтому для железа в единицах СГС:

$$r \gg \frac{9,1 \cdot 10^3}{\Gamma \rho v^2}. \quad (28)$$

Полагая  $\Gamma = 1$  и  $v = 2,5 \cdot 10^6$  см/с, получим, что срыв капелек возможен на высоте 80 км ( $\rho = 2 \cdot 10^{-8}$  г/см<sup>3</sup>) для тел, много больших 0,08 см, что соответствует массе  $\sim 10^{-2}$  г и метеору примерно 2<sup>м</sup>. На меньших высотах критический радиус должен быть еще меньше.

В работе [63] теория плавления стекловидных материалов, развитая в 1959 г. Г. Бете и М. Адамсом [58], была применена А. Куком для изучения плавления каменных метеоритов. В частности, была учтена иная форма зависимости от темпера-

туры коэффициента динамической вязкости каменных пород по сравнению с железом.

В качестве объектов применения развитой ими теории А. Кук и его соавторы использовали железный метеор, сфотографированный в 1960 г. Я. Халлидеем [67], и два метеора Гарвардской программы: № 1242 и № 19816, для которых имелись необходимые данные о скорости, торможении, фотометрической массе в нескольких точках траектории и которые, судя по их спектрам, были каменными.

Для железного метеора, как показал анализ, унос массы за счет плавления и сдувания капелек (критерий Эпика удовлетворялся) значительно превышал унос за счет испарения. Этот метеор был медленным ( $v_0 = 13,4$  км/с), летел полого ( $z \approx 60^\circ$ ), имел начальную массу  $m_0 \approx 10$  г и радиус  $r_0 \approx 0,7$  см. Толщина расплавленной пленки составляла  $10^{-3}$  г<sub>0</sub>.

Для каменных тел результаты получились несколько иными. Метеор № 1242 с  $m_0 \approx 300$  г и  $v_0 = 12$  км/с терял массу также в основном за счет плавления и сдувания пленки расплава. Удельная теплота абляции для него нигде не превышала  $3 \cdot 10^{10}$  эрг/г, тогда как удельная теплота плавления для камня  $2 \cdot 10^{10}$  эрг/г, а удельная теплота испарения  $8 \cdot 10^{10}$  эрг/г. Метеор № 19816, напротив, переходил от плавления в начале пути к испарению на большей его части и снова к плавлению в конце пути. Его начальные параметры:  $m = 10$  г,  $v_0 = 20,7$  км/с. Именно большая скорость и привела к развитию процесса испарения.

Полученные результаты заставили А. Кука искать количественный критерий механизма абляции. Такой критерий был им предложен в следующей форме:

$$C = \frac{u_0 (\partial T_0 / \partial x)}{w_0 (\partial T / \partial y) |_{y=0}}. \quad (29)$$

Здесь  $T_0$  — температура поверхности,  $u_0$  — скорость движения расплава вдоль поверхности вниз по потолку ( $x$ -компонента),  $w_0$  — скорость в радиальном направлении ( $y$ -компонента скорости). Если удовлетворяется условие

$$u \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| \ll v \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|, \quad (30)$$

абляция происходит путем испарения, поскольку вынос вещества в радиальном направлении преобладает над его переносом вдоль поверхности. В этом случае, очевидно,  $C < 1$ . А. Кук вывел довольно громоздкое выражение для  $C$  вида:

$$C=C(\Lambda, \Lambda', v, \rho, r, k, T_0, \delta, Q, C_p) \quad (31)$$

где  $\delta$  — плотность метеорного тела,  $k$  — коэффициент теплопроводности,  $C_p$  — удельная теплоемкость. Сравнение с данными для метеора № 19816 показало, что переход от плавления к испарению осуществляется при  $C=1, 2$ , а если  $C<0, 8$ , мы имеем дело практически с чистым испарением.

Следует подчеркнуть, что работы [50, 62, 63] относятся к сравнительно крупным телам, диаметром в несколько сантиметров, движущимся либо в режиме ударной волны, либо в переходном режиме. Однако, за последнее время появилась целая серия работ, главным образом советских авторов, в которых развивается представление о плавлении и сбрасывании пленки расплава как об основном механизме абляции даже малых метеорных тел.

Так, в 1967 г. В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин [28] подвергли критическому пересмотру вывод Э. Эпика [82] о том, что плавление существенно только для железных метеоритов, а также результаты А. Кука и его соавторов [62, 63]. Они полагают, что в работе [62] А. Кук использовал устаревшие данные по вязкости земных горных пород. При решении задачи о плавлении и течении пленки расплава данные о вязкости и ее температурной зависимости играют решающую роль [15]. В 1941 г. М. П. Воларович и А. А. Леонтьева [12], изучая метеорит Саратов, пришли к выводу, что вязкость каменных метеоритов при  $T=1700^\circ\text{K}$  на порядок выше, чем у большинства горных пород. К сожалению, их данные относятся к весьма узкому интервалу температур. Сравнение с данными Б. Болдуина и Г. Аллена [54] показывает, что вязкость Саратова является промежуточной между вязкостью тектитов и обычных каменных пород (оливин, базальт). Углистые хондриты по экспериментальным данным [54], имеют еще более низкую вязкость, чем горные породы. Однако для хондритов Б. Болдуин и Г. Аллен приняли ход вязкости с температурой близким к кривой для базальта (рис. 5).

Используя известные уравнения гидродинамики, описывающие движение жидкой расплавленной пленки [16, 31, 58], В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин получили выражение для скорости уноса пленки и скорости испарения в режиме свободно-молекулярного течения. Скорость испарения выражается в виде:

$$v_i \equiv \left(\frac{dr}{dt}\right)_i = f(T_i, \rho, \mu_i), \quad (32)$$

где  $\mu_i$  — коэффициент вязкости при температуре испарения  $T_i$ . Авторы работы [28] предлагают, зная зависимость  $v_i(T_i)$  и  $\mu(T_i)$ , для каждого значения  $\rho$  получать  $T_i$ , подставлять его в уравнение баланса энергии и находить отсюда скорость абляции в окрестностях критической точки. Результаты их расчетов показывают плавный рост отношения  $v_i/v_a$  по мере

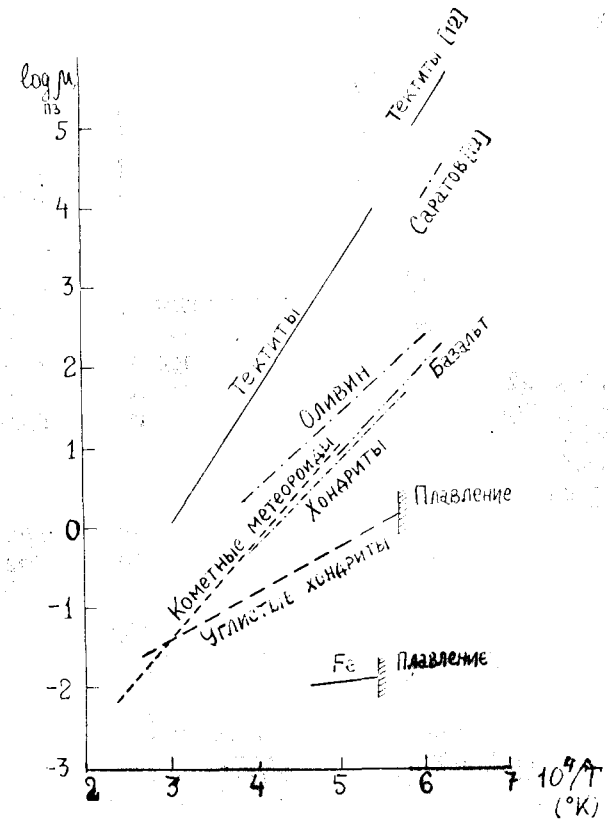


Рис. 5

снижения метеороида: при  $v_0=40$  км/с это отношение растет от 2—8% на  $H=105$  км до 50—75% на  $H=80$  км. Для более быстрых и крупных тел доля испарения выше.

В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин допускают, что при известных условиях малые метеорные тела могут проплавиться

насквозь. Задача о нагревании быстро вращающейся сферы в условиях интенсивного испарения была решена ими в 1966 г. в работе [27]. (За 5 лет до этого З. Цеплева и А. Падевет [60] решили аналогичную задачу для сферы до начала интенсивного испарения). В работе [28] дан более точный критерий устойчивости капли, чем критерий Эпика (27), изучены ее деформации и условия дробления. Капля дробится при соотношении малой и большой осей  $\eta = 1/3$ , когда число Вебера

$$We = \frac{\Gamma \rho v^2}{\sigma_n} = \frac{1 - \tau^2}{\tau^{1/2}} \geq We_0, \quad (33)$$

причем,  $We_0 = 6$  ( $\sigma_n$  — поверхностное натяжение). Построив кривые силы света для прогреваемых и проплавленных насквозь метеорных тел с учетом торможения, В. Н. Лебединец и Ю. И. Портнягин получили лучшее согласие с наблюдаемыми кривыми, чем т. н. стандартная кривая, основанная на уравнении (3). А введение критерия дробления расплавленных капель позволило им объяснить этим механизмом даже концевые вспышки метеоров.

Однако формулы, используемые в работе [28], слишком сложны, что не оправдано хотя бы потому, что многие параметры, входящие в эти формулы, известны нам далеко не с достаточной точностью.

Дальнейшее развитие концепция плавления и сдувания расплавленного слоя получила в работах В. Г. Кручиненко и его сотрудников [20—26]. Обработка фотографических наблюдений 21 метеора [20] показала в 1969 г., что наблюдаемые скорости уноса массы соответствуют теоретическим для каменных метеороидов лишь при чрезмерно высоких  $T_i > 3500^\circ \text{K}$ . Авторы работы [20] применяли, как это обычно делается [27, 29], формулу Дэшмана

$$\log \Delta M = -4,23 + C_1 - \frac{C_2}{T} + \log [\alpha \mu^{1/2} T^{-1/2}], \quad (34)$$

где  $\alpha$  — коэффициент конденсации, причем, для железа  $\alpha = 1$ , а для каменных тел  $\alpha < 1$ , но его численное значение неизвестно (оно может быть и  $10^{-1}$  и  $10^{-2}$ ). Поэтому все расчеты в [20] велись для трех значений  $\alpha$ : 1,  $10^{-1}$  и  $10^{-2}$ . Но даже для  $\alpha = 1$  требуются слишком большие значения  $T_1$ , тогда как из условия кипения

$$p \geq \Gamma \rho v^2; \quad \log p = C_1 - \frac{C_2}{T} \quad (35)$$

следует, что испарение каменных тел должно происходить при

$T_1 < 3000^\circ \text{K}$ . Авторы [20] объясняют это противоречие тем, что при определении  $\Delta M$  поверхность испарения была принята меньшей, чем на самом деле, что в свою очередь может быть связано либо с дроблением, либо с квазинепрерывным разрушением поверхности тела вследствие термических напряжений, либо с разбрызгиванием жидкой пленки.

В 1970 г. В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо [21] начали теоретический анализ гидродинамики оплавливающейся поверхности метеороида в условиях свободно-молекулярного потока. Они исходили из соотношений на границе раздела «твердая поверхность — жидкая пленка» и на поверхности пленки. В этой работе значительное внимание было уделено учету распределения вязкости расплава по глубине и изменения ее с температурой. Толщина вязкого слоя, на которой вязкость возрастает в  $e$  раз, в 10—20 раз меньше толщины теплового слоя  $x_0$ , равной

$$x_0 = b^2/w^*, \quad (36)$$

где  $w^*$  — скорость уноса вещества с поверхности твердой сферы,  $b$  — коэффициент температуропроводности. Общая схема решения задачи в [21] была такой. Интегрирование уравнения количества движения давало распределение тангенциальной скорости течения расплава  $u(x, y)$ . Из уравнения энергии находилось распределение температуры  $T(y)$ . Уравнение неразрывности давало скорость испарения  $w_0$ . Всего вместе с уравнением баланса энергии и соотношением между толщиной вязкого слоя  $\Delta$  и полной скоростью абляции  $w^*$  получалось 4 уравнения с 4 неизвестными:  $w^*$ ,  $w_0$ ,  $\Delta$  и тангенциальной скоростью на поверхности  $u_0$ .

Недостатком этого решения являлась необходимость задавать температуру  $T_0$ , тогда как она должна находиться в ходе самого решения. Кроме того, уравнение баланса энергии в [21] учитывает затраты тепла на нагрев тела и испарение, но не учитывает затрат на расплавление жидкой пленки, уносимой потоком. Между тем, в рассчитанном В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо примере  $w^*$  при  $T_0 = 3200^\circ \text{K}$  в 4 раза, а при  $T_0 = 2400^\circ \text{K}$  в 15—20 раз превосходит  $w_0$ . Более того, в том же примере только в предположении  $\Delta = 1$  энергии, сообщаемой телу налетающими молекулами, хватает на поддержание температуры поверхности  $T_0 = 3000^\circ \text{K}$ , при которой, по мнению авторов, достигается наилучшее согласие теории с наблюдениями. Таким образом, нет никакой уверенности в справедливости выводов этой работы.

По-видимому, авторы сами понимали это, и в 1973 г. опубликовали новую работу [22], где уравнение баланса энергии было составлено более тщательно и учитывало все возможные виды расхода энергии. Оно имеет следующий вид:

$$\frac{\Delta \rho v^3}{4Q_i} \left(1 + \cos \frac{X^*}{R}\right) = \Delta M_{\text{пл}} \frac{Q_{\text{пл}}}{Q_{\text{исп}}} + \Delta M_{\text{исп}} + \frac{0,65 C_{pL} (T_0 - T_{\text{пл}})}{Q_{\text{исп}}} + \frac{T_{\text{пл}} K}{X_0 Q_{\text{исп}}}. \quad (37)$$

Здесь, во-первых, принята модель невращающейся сферы, во-вторых, считается, что плавление и испарение вещества происходит только на некоторой части фронтальной поверхности, ограниченной координатой  $x^*$ . Эта координата находится из условия равенства центробежной силы, возникающей при течении пленки по сферической поверхности, аэродинамическому давлению. Найденное  $x^*$  соответствует позиционному углу  $61^\circ, 5$  (в работе [63] из других соображений получилось  $55^\circ$ , что ближе соответствует экспериментальным данным).

Первый член правой части (37) выражает расход энергии на плавление ( $\Delta M$  — средний унос с единицы части поверхности, для которой  $x \leq x^*$ , выраженный в г/см<sup>2</sup>. с), второй член — затрату на испарение, третий — на нагрев движущейся жидкости, четвертый — на нагрев твердого тела ( $C_{pL}$  и  $\delta_L$  — теплоемкость и плотность жидкого слоя,  $k$  — коэффициент теплопроводности).

Другое уравнение дает разность скоростей уноса расплавленной и испарившейся массы:

$$\Delta M_{\text{пл}} - \Delta M_{\text{исп}} = \frac{\delta_L \Delta^2 \rho v^2}{\mu_0 R} \left(1 + 2 \frac{\Delta}{R}\right) \cos \frac{X^*}{R} \left(1 + \cos \frac{X^*}{R}\right). \quad (38)$$

Совместное решение (37) и (38) позволяет найти  $\Delta M_{\text{пл}}$  и  $\Delta M_{\text{исп}}$  в отдельности. Что касается средней температуры фронтальной поверхности  $T_0$ , то авторы не указывают метод ее определения, но полагают приближенно

$$T_0 = 500 \log \rho v^3 - 3000^\circ \text{K} \quad (39)$$

Для сравнения своей теории с наблюдениями В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо использовали наблюдения 21 метеора, опубликованные в [20] (рис. 6). Теоретические кривые Ж — для железа,  $K_1, K_2, K_3$  — для камня (при  $\alpha = 10^{-2}, 10^{-1}, 1$  соответственно), построенные по Эпику [82], либо не перекрываются с полем точек, представляющих данные наблюдений,

либо лишь слегка задевают его. То же относится к прямой 3, выражающей условие, что вся подводимая к телу энергия расходуется на испарение. Наилучшее согласие дает прямая 1, построенная по уравнению (37) при значении вязкости на по-

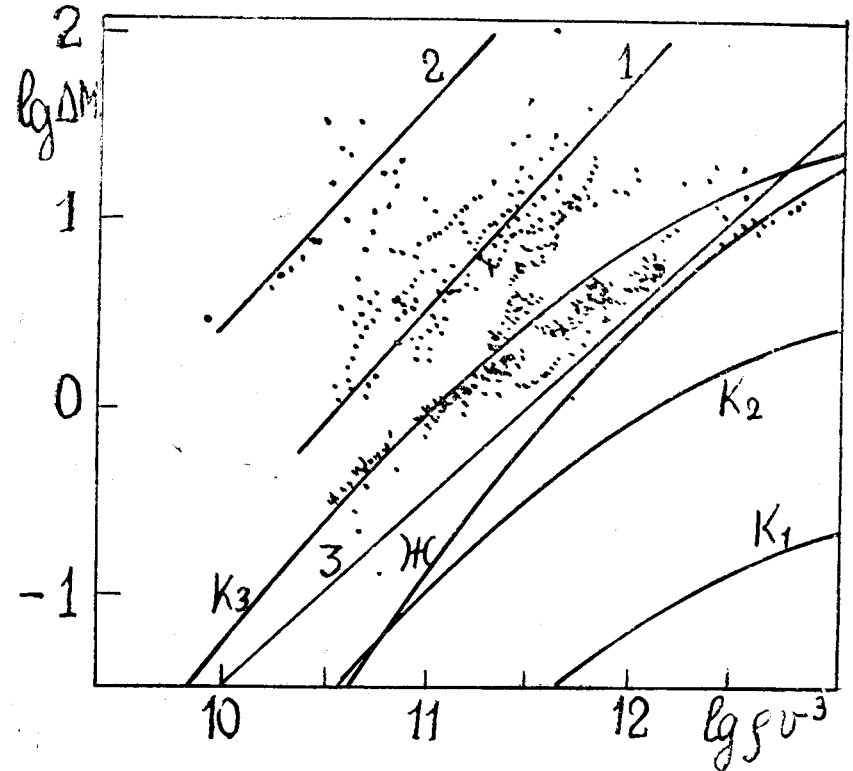


Рис. 6

Зависимость потери массы метеоров от  $\rho v^3$  (по В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо [22]). Ж — железные, К — каменные метеороиды, расчет по формуле Ленгюра при коэффициенте аккомодации  $\alpha = 0,01, 0,1$  и  $1$  (индексы 1, 2, 3 соответственно), кривые 1 — учет испарения, плавления и теплоемкости тела, 2 — абляция за счет механического разрушения, 3 — затрата всей энергии только на испарение. Наблюдения по [20] обозначены точками.

верхности  $\mu_0 = 0,20$  г/см. с, что близко соответствует вязкости железа, пирекса и некоторых пород при  $T_0 = 2800^\circ \text{K}$  и вязкости хондритов при  $T_0 = 2500^\circ \text{K}$ .

Доля уноса вещества за счет испарения по данным работы

[23] не превышает 15% при  $\Lambda=1$  и 8% при  $\Lambda=0,5$ . При значении  $\log \rho v^3 = 10,5$  все вещество уносится с расплавленной пленкой.

Однако, и эта работа имеет серьезные недостатки. Среди метеоров, используемых для сравнения с теорией, имеются и довольно яркие, соответствующие телам с  $R > 1$  см. У таких тел коэффициент теплопередачи  $\Lambda \ll 1$  и измеряется сотыми долями. Как было показано Б. Ю. Левиным [29], эта величина устанавливается в ходе испарения, причем процесс испарения становится равновесным при выполнении условия:

$$\Lambda = \exp\left(-0,85 \zeta a \frac{R}{l} \frac{v^3}{Qv_t} \Lambda\right), \quad (40)$$

где  $\zeta$  — доля испарившихся молекул, создающих загромождение.

$a$  — коэффициент аккомодации,  $l$  — длина свободного пробега,

$v_t$  — тепловая скорость испарившихся молекул. Трансцендентное уравнение (40) допускает такую аппроксимацию для  $\Lambda$ :

$$\left. \begin{aligned} \Lambda &= 1 - C + C^2 \quad \text{для } C \ll 1, \\ \Lambda &= 1,63 \frac{\log(C + \sqrt{C})}{C} \quad \text{для } C > 1, \\ C &= 0,85 \zeta \frac{R}{l} \frac{v^3}{Qv_t}. \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Условие, аналогичное (40) для крупных тел, создающих ударную волну, когда перенос энергии к телу определяется потоком излучения, приведено в работе [7].

Условие типа (40) должно быть включено в систему уравнений, определяющих процесс абляции метеороида, и коэффициент  $\Lambda$  должен (как и температура поверхности  $T_0$ ) находиться в ходе решения задачи, а не задаваться произвольно.

В следующей статье В. Г. Кручиненко [26] рассматривает быстро вращающуюся сферу и только два вида расхода энергии: испарение и нагрев. Поэтому он полагает, что распределение температуры в теле  $T(r, t)$  после начала испарения имеет тот же вид, что и на участке нагрева, и использует полученные в 1974 г. им и А. Н. Шайдо [23] решения задачи о нагреве быстро вращающейся сферы и цилиндра с плоским торцом в ограниченной атмосфере (обобщающие известные решения [27, 29, 60] для бесконечной атмосферы).

Результаты работы [26] показывают, что доля энергии, расходуемая на испарение, плавно растет от нуля в момент начала интенсивного испарения до единицы к моменту полного разрушения метеорного тела. Однако, при этом не учитывается торможение тела в атмосфере, которое может привести в конце пути к новому снижению расхода энергии на испарение.

В работе [24] В. Г. Кручиненко предложил новый путь решения задачи о нагреве и испарении сферического тела, равномерно нагреваемого со всех сторон, взяв за основу метод, предложенный в 1964 г. С. Нардо [76] для расчета абляции цилиндрической полости. Решения в [24] получены только для частных случаев. Затраты тепла на плавление и вообще абляция плавлением в [24] не рассматриваются.

Интересную попытку рассмотреть с единой точки зрения различные формы абляции: испарение, плавление и «шелушение» (т. е. квазинепрерывное отделение мелких частиц) предпринял А. Н. Шайдо в работе [48]. Для этого он заменяет  $Q$  на  $Q_{эф}$  — эффективную энергию, необходимую для превращения единицы массы тела в новую фазу и для удаления ее с поверхности тела. Расчеты выполнены для полубесконечного и конечного цилиндров. Используемый метод может быть полезен в тех случаях, когда нас интересует общий унос массы, а не распределение его по различным видам абляции. Но чтобы знать  $Q_{эф}$ , надо заранее задать это распределение. Поэтому метод А. Н. Шайдо пригоден лишь для качественных сопоставлений или для определения  $Q_{эф}$  путем сравнения с наблюдениями, что тоже имеет смысл.

Таким образом, мы видим, что несмотря на затраченные усилия, проблема все еще остается нерешенной, а полученные результаты порой противоречат друг другу. Выводы, сделанные В. Н. Лебединцом и Ю. И. Портнягиным [28], с одной стороны, и В. Г. Кручиненко и А. Н. Шайдо [21, 22], с другой, основаны на некорректном подходе к решению задачи. Именно, как уже было сказано выше, в работах [21, 22] способ определения  $T_0$  либо неправилен [21], либо неясен [22], а  $\Lambda$  задается произвольно. Но сильная зависимость от  $T_0$  коэффициента вязкости  $\mu_0$  может в случае завышения  $T_0$  привести к переоценке доли массы, теряемой за счет плавления и сдувания, а завышение  $\Lambda$ , даже при правильном способе определения температуры испарения  $T_1$ , приведет к ее преувеличению, а значит, опять-таки, к занижению вязкости и к переоценке роли плавления и сдувания.

В работе [28]  $T_i$  находится правильным путем, но уравнение баланса энергии составлено недостаточно корректно, а потому результаты этой работы, относящиеся к определению скорости испарения и общей абляции, вызывают сомнение.

Нужно отметить, что существуют и строгие решения задачи о притоке тепла к оплавливающейся и испаряющейся поверхности, например, в работах Г. А. Тирского [43—45]. Однако, все они относятся к случаю обтекания крупных тел непрерывным потоком газа, причем действие излучения ударной волны не учитывается. В более поздних работах (ссылки см. в [7]) оно учитывается, но здесь мы имеем уже совершенно другую задачу: движение весьма крупных тел в режиме гиперзвукового обтекания сплошной средой; обзор исследований в этой области дан в статье [7].

В заключение остановимся на вопросе о физическом механизме дробления путем квазинепрерывного отделения частиц («шелушения»). Различными авторами предложено несколько вариантов этого механизма.

1. Испарение легкоплавких перемычек, соединяющих, связывающих воедино структурные «зерна» в метеорном теле. Этот механизм был предложен А. Н. Симоненко в работе [42]. По ее мнению, отделение частиц происходит практически на всей поверхности метеороида, подвергающейся нагреву. После испарения перемычек частицы «тихо» покидают метеорное тело и уносятся потоком, отставая от главного тела и испаряясь.

Недостатком этого механизма является то, что если приток тепла достаточен для испарения перемычек, то он тем более достаточен для расплавления зерен, слой же расплавленной пленки будет препятствовать отделению частиц с лобовой поверхности. Сдувание капель расплава будет происходить, главным образом, с боковых поверхностей.

2. Дробление «пылевого шара» под действием аэродинамического давления. Этот механизм был предложен еще Э. Эпиком [80] в 1955 г., который по материалам визуальных наблюдений Аризонской экспедиции нашел, что аэродинамическое давление в точке появления метеора, при котором начинается дробление «пылевого шара», почти постоянно и равно  $(1 \div 2) \cdot 10^4$  дин/см<sup>2</sup>. Модель распада «пылевого шара» поддерживали Р. Мак-Кроски, Д. Мак-Кинли и другие исследователи, а у нас — В. Г. Кручиненко [19].

3. Однако, уже в 1967 г. Л. Яккиа, Ф. Верниани и Р. Бригге [72] в результате обработки 413 точных фотографических наблюдений метеоров пришли к выводу, что резкое усиление бле-

ска метеоров в начале траектории соответствует условию  $\rho v^3 = \text{const}$ , а не  $\rho v^2 = \text{const}$ . Это значит, что разрушение метеороидов определяется не аэродинамическими, а термическими процессами. Авторы работы [72] высказали предположение, что мы имеем дело в основном со столь пористыми телами, что молекулы воздуха могут проникать далеко внутрь, перенося тепло и разрушая перемычки во всем теле одновременно, что и приводит к его распаду. В больших телах это невозможно, поэтому у них процесс дробления не столь эффективен.

Как отмечает в своем обзоре [94] Ф. Верниани, дроблению подвержены метеорные тела всех размеров и масс от крупных тел, наблюдаемых как яркие болиды, до мельчайших, регистрируемых в виде радиометеоров ( $\sim 10^{-4}$  г). Этот нижний предел масс достоверно дробящихся метеорных тел близко соответствует массе «зерен», отделяющихся от крупных тел в ходе «шелушения». Таким образом, «зерна» тоже должны дробиться. Но если мы рассматриваем кривую блеска яркого метеора, дальнейшее дробление отделившихся от него «зерен» мало повлияет на фотометрическую кривую, поскольку «зерна» так или иначе сравнительно быстро испаряются, а последующее дробление лишь ускорит этот процесс и несколько уменьшит длину «хвоста» (wake), тянущегося за метеорным телом.

4. Механизм «теплого удара», рассмотренный Дж. Джонсом и Т. Кайзером [73] в 1966 г. Рассматривая метеороиды как плотные каменные или железные тела, они считают, что дифференциальное нагревание приводит к возникновению напряжений, вызывающих дробление тела на части. Этот механизм, как и предыдущий, не имеет отношения к процессу «шелушения», но даже в той постановке, в какой он выдвигается авторами, этот механизм встречает ряд возражений, одним из которых является малый температурный градиент внутри тела [53, 94].

5. Вспенивание и сбрасывание «пены» с краевых частей тела — механизм, предложенный Г. Алленом и Б. Болдуином в 1967 г. [51] на основании экспериментов по абляции горных пород и метеоритов в струе воздуха и азота, нагретых дугой. «Пена» образуется в кипящей пленке расплава, стекающей на боковую поверхность. Частицы «пены» затвердевают и сдуваются потоком уже в твердом виде. С точки зрения этой модели размеры «зерен» соответствуют характерным размерам затвердевающих хлопьев «пены». Вспениванием Г. Аллен и Б. Болдуин пытались объяснить также аномальное торможение

ние метеоров, но эта гипотеза подвергалась обоснованной критике со стороны ряда специалистов [74, 94] и вряд ли ею можно объяснить прогрессирующее торможение в конце пути.

6. В заключение рассмотрим еще один механизм, предлагаемый автором настоящего обзора и заключающийся в аэродинамическом отрыве частиц с краевых зон метеороида. Как известно [95], касательные напряжения для большинства минералов на порядок меньше, чем сжимающие напряжения. В частности, для тела из бронзита массой в 1 г, по данным Б. Болдуина и И. Шеффер [55], касательное напряжение  $\sigma_t = 2.10^8$  дин/см<sup>2</sup>, тогда как сжимающее  $\sigma_c = 2.10^9$  дин/см<sup>2</sup>. Представим себе сферическое тело в свободно-молекулярном потоке газа. Отделение частиц будет происходить не со всей лобовой поверхности тела, а с краевой зоны, где создадутся достаточные касательные напряжения. Ее площадь будет равна

$$S_1 = 2\pi r \Delta r, \quad (42)$$

где  $r$  — радиус тела,  $\Delta r$  — ширина проекции пояса, откуда отделяются частицы, на плоскость, перпендикулярную потоку. Пусть этот пояс ограничен позиционным углом  $\theta_1$ . Тогда

$$\frac{S_1}{S} = \frac{2\Delta r}{r} = 2(1 - \sin \theta_1). \quad (43)$$

Угол  $\theta_1$  определяется из условия

$$\sin \theta_1 = \frac{v_{кр}}{v}, \quad (44)$$

где  $v_{кр}$  — критическая тангенциальная скорость, достаточная для отрыва частиц при выполнении условия

$$\frac{1}{2} \rho v_{кр}^2 = \sigma_t. \quad (45)$$

Можно предполагать, в соответствии со сказанным выше, что скорость потери массы за счет «шелушения» определяется формулой, аналогичной формуле (1):

$$\left(\frac{dm}{dt}\right)_r = -\Delta \frac{S \rho v^3}{2E_{св}}, \quad (46)$$

где  $E_{св}$  — энергия связи частиц («зерен»), иначе говоря, энергия, необходимая для отрыва частиц от тела, рассчитанная на единицу массы,  $\Delta$  — коэффициент, аналогичный  $\Lambda$  в (1). Тогда отношение скорости абляции за счет «шелушения» и испарения выразится так:

$$\psi = \left(\frac{dm}{dt}\right)_r / \left(\frac{dm}{dt}\right)_i = \frac{\Delta}{\Lambda} \cdot \frac{Q}{E_{св}} \cdot \frac{S_1}{S} = \frac{\Delta \cdot Q}{\Lambda E_{св}} \left(1 - \frac{v_{кр}}{v}\right). \quad (47)$$

Из (47) следует, что  $\psi$  должно расти с  $v$ , даже если считать, что  $E_{св}$  от  $v$  не зависит. В действительности  $E_{св}$  не постоянна, она падает с ростом температуры, а температура краевой зоны должна расти с ростом  $v$ , поскольку при этом резко возрастает конвективный перенос тепла. В результате  $E_{св}$  также падает с ростом  $v$ , что еще более увеличивает зависимость  $\psi$  от скорости. Необходим более детальный анализ этого механизма, идея которого (правда, не в связи с «шелушением», а с дроблением вообще) была высказана еще Э. Эпником в 1958 г. [82]. Скоростная зависимость интенсивности дробления при данном механизме позволяет объяснить и рассмотренную выше фиктивную зависимость  $\tau(v)$ , полученную Ф. Верниани [92, 94].

### Вспышки метеоров

Вспышки, т. е. внезапные резкие усиления блеска метеоров, также относятся к числу явлений, физически еще не изученных до конца. Наиболее полное статистическое исследование вспышек было выполнено в 1969 г. Е. Н. Крамером и А. К. Маркиной [18], использовавшими фотографические наблюдения 318 метеоров со вспышками. Все вспышки были разделены на три типа: А — с резким усилением и медленным спадом блеска, С — с симметричной кривой блеска и В — промежуточный тип. Было получено распределение вспышек по высоте (рис. 7) для всех метеоров и для каждого типа в отдельности. В работе В. В. Бенюх [3] по 116 метеорам со вспышками и в работах П. Б. Бабаджанова и И. М. Ханмова [1, 2, 47] по 162 вспышкам у 85 метеоров также сделан ряд интересных статистических сопоставлений. В результате исследований ряда авторов можно отметить следующие особенности этого явления:

1. Вспышки наблюдаются обычно в диапазоне высот 73—102 км [3, 18] (согласно [2], 58—108 км), причем быстрые метеоры имеют максимум числа вспышек на  $H = 92$  км, а медленные на  $H = 79$  км [3]. Метеоры типа А по всем данным имеют  $H = 85$  км, у метеоров типа В, согласно [18],  $H = 90$  км и у типа С —  $H = 80$  км. Однако в работе [2] для типа В получено равномерное распределение (без максимума), а для типа С  $H = 97,5$  км.

2. Процент вспыхивающих метеоров растет с массой [2] и падает со скоростью [18]. У медленных метеоров ( $v_0 = 15 \div 25$  км/с) 79% дают вспышки, тогда как у средних и быстрых — лишь около 30%. Спорадические метеоры в 41,5%

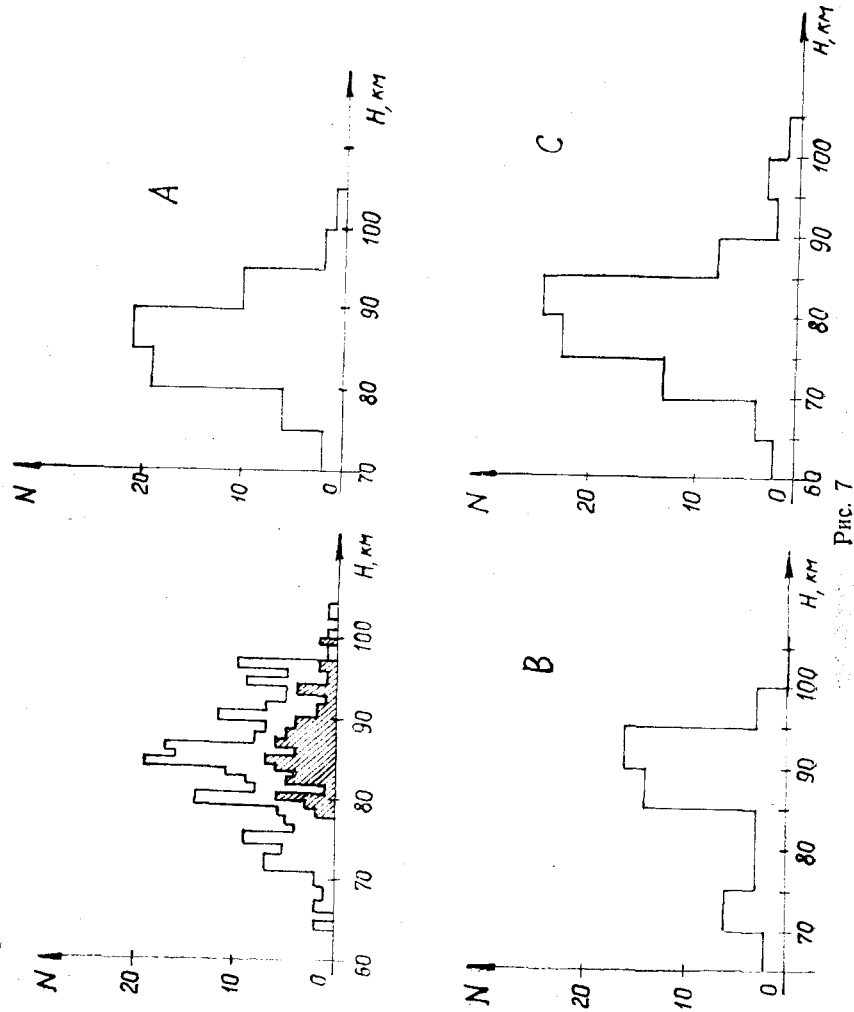


Рис. 7

случаев дают вспышки [3]. Довольно часто вспышки бывают у Персеид (39%), тогда как у  $\delta$ -Акварид и Геминид они почти не встречаются [3].

3. Длительность вспышек в 80% случаев от 0,01 до 0,04 с., в остальных случаях от 0,04 до 0,15 с. К концу пути метеора протяженность вспышек убывает [18]. По данным [85] большинство вспышек имеет длительность 0,02—0,06 с.

4. По данным В. В. Бенюх [3], все вспыхивающие метеоры имеют довольно узкий диапазон перигелийных расстояний  $q=0,7-1,1$  а. е., тогда как у спокойных метеоров  $q=0,05-1,05$  а. е. Отсутствие вспышек у метеоров с малыми  $q$  В. В. Бенюх связывает с различием их физического строения (см. ниже).

5. У медленных метеоров вспышка бывает и в начале, и в конце пути, у быстрых — всегда в конце пути [3].

6. По данным [13, 37], во вспышках чаще преобладает излучение в коротковолновой части спектра. Обычно это происходит за счет эмиссии в линиях H и K CaII [36, 39, 86].

7. Амплитуда вспышки может достигать  $5-7^m$ , что соответствует усилению блеска в 100—600 раз.

Перед исследователями стоят два следующих вопроса, требующих выяснения:

а) Каков механизм вспышек, иначе говоря, какой процесс вызывает кратковременное усиление блеска метеора?

б) Какова причина вспышек, иначе говоря, что приводит в действие этот механизм?

Поскольку как до, так и во время вспышки излучают в основном пары метеорных атомов, очевидно, что механизм вспышки должен включать либо быстрое увеличение скорости испарения метеора, либо повышение температуры возбуждения высвечивающих газов, либо и то, и другое.

Ряд авторов, начиная с Г. Смита [90], объяснял вспышки дроблением метеорного тела на множество осколков или выбросом большого роя мелких частиц, которые тут же испаряются, резко усиливая блеск метеора. Если эти частицы одинаковы и не дробятся дальше, то по длительности вспышек  $t$  или по их длине  $L$  (равной длине пути частицы до ее испарения) можно определить массу частицы  $m_0$  и ее радиус  $r_0$ . Г. Смит в 1954 г. использовал первый способ (по  $t_B$ ) и формулу

$$m_0 = \left( \frac{\Gamma A \sigma}{\delta^{2/3}} v_0^3 t_B \right)^3, \quad (48)$$

где  $\delta$  — плотность метеорного тела. Однако определения длительности вспышек ненадежны ввиду их кратковременности.

А. Н. Симоненко [39] применила второй способ (по длине вспышки  $L$ ). Используя данные по 108 вспышкам, она получила распределение отделяющихся частиц по размерам с уверенным максимумом на  $r_0 = 80$  мк и диапазоном  $r_0 = 30 \div 110$  мк. Любопытно, что в интервале скоростей  $v_0 = 35 \div 55$  км/с отделяются только частицы с  $r_0 \geq 100$  мк. Столь узкий диапазон  $r_0$  А. Н. Симоненко объясняет наличием в метеорных телах структурных элементов именно таких размеров. (Радиус частиц  $r_0$  не зависит ни от размеров самого тела, ни от скорости или высоты начала свечения). В работе И. М. Хаимова [47] получен гораздо более широкий диапазон радиусов частиц: от 10 до 1000 мк, причем «в среднем» их радиусы 70—140 мк. Однако вспышки с  $r_0 < 70$  мк по душанбинским наблюдениям составляют 28% всех вспышек, с  $r_0 = 70 \div 140$  мк — 29% и с  $r_0 > 140$  мк — 43%.

В работе [40] А. Н. Симоненко рассмотрела поведение мелких частиц, отделившихся от главного тела: величину отставания, длину пути, ход испарения, свечение. В этой работе дается такая же интерпретация вспышек, как и в [39]. В работах [36] и [33] подсчитывается общая масса, сбрасываемая метеорным телом во время вспышки:

$$m_{\text{всп}} = \frac{2}{\tau v^2} \int_{t_1}^{t_2} I dt, \quad (49)$$

где  $I$  — интенсивность излучения,  $\tau$  — коэффициент светимости,  $t_1, t_2$  — моменты начала и конца вспышки. При этом В. И. Мусий и И. С. Шестака [33] использовали две зависимости  $\tau$  от скорости  $v$ : соответствующую модели А ( $\tau = \tau_0 v$ ) и модели В, согласно которой, по Э. Эпику [83], для масс  $m < m_{\text{пред}}$  (где  $\log m_{\text{пред}} = -19 + 2,5 \log v$ , т. е.  $m_{\text{пред}} = 10^{-4} \div 10^{-2}$  г),  $\tau \sim v^{-1/2}$ . Вторая зависимость дала сравнительно узкий диапазон значений  $m_{\text{всп}}$  — от 0,26 до 0,43 г, тогда как первая — от 0,03 до 24 г. Отношение значений  $m_{\text{всп}}$  для одних и тех же метеоров, определенных первым и вторым способом, колеблется от 1 до 10. В работе [36] для одного метеора было получено  $m_{\text{всп}} = 1,6$  г (использовалась модель А).

Кроме модели дробления по Смит, в литературе обсуждаются и некоторые другие формы дробления метеорных тел, приводящие к вспышкам. Приведем перечень всех вариантов этого процесса:

\* См. первый раздел настоящего обзора.

1. Одновременное отделение множества мелких частиц (модель Смита) [33, 36, 39, 40, 90].

2. Сброс наружного слоя под действием давления паров легко испаряющихся веществ [3].

3. Сброс расплавленного слоя под действием аэродинамических сил [6, 18].

4. Вспенивание расплавленного слоя [51], — механизм, близкий к предыдущему.

5. Дробление жидкой капли проплавленного насквозь метеорного тела [28].

Для сравнительной оценки вероятности этих пяти механизмов нужно провести соответствующие расчеты. Механизм 1 предполагает нарушение прочности тела под действием механических или термических напряжений. В механизмах 3 и 5 главную роль играют аэродинамические силы, в механизме 2 — нагрев тела и испарение летучих компонент, в механизме 4 — нагрев расплавленного слоя.

В качестве причины, вызывающей резкое усиление аэродинамического нагрева, некоторые авторы [32, 86] приводят изменение режима обтекания, связанное с образованием ударной волны. Наиболее подробный анализ этого вопроса был сделан в 1972 г. Я. Райхлем [86]. Ссылаясь на данные работы [18], Я. Райхль пришел к выводу, что наступление вспышек соответствует условно

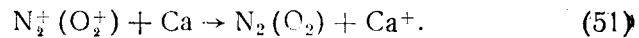
$$B = \frac{2R_B v_0}{i_0 v_s} > 20, \quad (50)$$

где  $B$  — модифицированное число Кнудсена,  $R_B$  — радиус тела,

$v_s$  — средняя скорость молекул в газовой подушке перед телом,

$i_0$  — длина свободного пробега в невозмущенной атмосфере.

Я. Райхль особо останавливается на эмиссии иона кальция  $\text{CaII}$  во вспышках. Эта эмиссия появляется, как правило, с началом режима течения со скольжением ( $B > 10$ ), вспышки же начинаются позднее, в конце течения со скольжением. Объяснение эмиссии  $\text{CaII}$  в метеорах далеко не простая задача. Модель этой эмиссии в условиях течения со скольжением была тщательно изучена Г. Хофманом и М. Лонгмайром [69, 70], согласно которым ответственным за образование возбужденных ионов кальция является реакция резонансной перезарядки:



Ионы  $\text{N}_2^+$  и  $\text{O}_2^+$ , образованные в столкновениях 1-го порядка, передают заряд и энергию, идущую на возбуждение, метеорным атомам (в частности, атомам кальция) в столкновениях 2-го порядка. Такой двухступенчатый процесс дает интенсивность излучения Ca II, на порядок более высокую, чем прямое возбуждение ударами нейтральных молекул. Резонансная перезарядка ведет к прогрессивному усилению эмиссии Ca II по мере входа метеороида в более плотные слои атмосферы, что и наблюдается.

Однако, как показали эксперименты Ч. Бойтнотта и Г. Сэведжа [87], механизм резонансной перезарядки приводит к возбуждению не только хорошо известного мультиплета Ca II (1) 3934—3968 Å, одного из самых ярких в метеорных спектрах, но и мультиплета Ca II (3) 3707—3737 Å, эффективность излучения в котором лишь в 7 раз (на  $\sim 2^m$ ) меньше, чем Ca II (1). К сожалению, на этих длинах волн наблюдается более интенсивный мультиплет железа Fe I (5). Резонансная перезарядка с атомами азота и кислорода



ведет к равным между собой интенсивностям Ca II (1) и Ca II (3), что явно не наблюдается. Во вспышке яркого болида —12<sup>m</sup>, 4, наблюдавшегося 3. Цеплехой [61] 21 апреля 1963 г., где было зафиксировано около 1000 линий, мультиплет Ca II (3) не наблюдался. Это свидетельствует против механизма резонансной перезарядки типа (51) или (52) как основного во вспышках.

С учетом всего изложенного, Я. Райхль [86] предложил несколько альтернативных механизмов возбуждения линий H и K Ca II во вспышках:

1. Перезарядка с участием ионов более высокой кратности, чем  $\text{N}^+$  и  $\text{O}^+$ , которые, согласно [4], должны образовываться в ударной волне.

2. Ионизация и последующее возбуждение атомов кальция электронным ударом, который при электронной концентрации за фронтом ударной волны  $n_e > 10^{-2}n$  является основным механизмом ударной ионизации и возбуждения [4].

3. Ионизация и возбуждение излучением ударного слоя.

Последний механизм (ионизация излучением) нам представляется маловероятным, поскольку даже в условиях сильной ударной волны толщина (как физическая, так и оптиче-

ская) ударно-сжатого слоя весьма невелика, если не рассматривать движение гигантских тел, размерами в десятки метров и более. Но даже если предполагать излучение ударного слоя планковским (что, вообще говоря, неверно, см. [5]), из общих формул астрофизики [34] можно найти отношение  $\alpha$  числа актов ионизации электронным ударом к числу актов фотоионизации. Сечение ионизации атома кальция электронным ударом можно рассчитать в приближении Бете — Борна по формулам, приведенным в книге [11]. Результаты расчета показаны на рис. 8. Сравнение с сечениями фотоионизации показывает, что  $\alpha > 1$  при  $n_e > n_e^*$  где  $n_e^* \gg 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при  $T_e > 75\,000^\circ\text{K}$ . А поскольку даже на высоте  $H = 80 \text{ км}$  в сжатом слое заведомо  $n_e > 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [86], фотоионизацией при анализе происхождения свечения Ca II во вспышках можно пренебречь.

Рассмотрим теперь ионизацию атомов кальция электронным ударом. Сечение этого процесса в диапазоне температур 50—75 тысяч градусов возрастает почти на порядок (от  $6 \cdot 10^{-17}$  — до  $7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ), после чего изменяется медленно. Электронная температура  $75\,000^\circ\text{K}$  на высоте 80 км достигается за фронтом ударной волны при скорости 60 км/с, температура  $50\,000^\circ\text{K}$  при скорости 45 км/с [4].

С помощью приближенных формул Л. А. Вайнштейна и др. [11] можно рассчитать константы скорости реакции ионизации атомов электронным ударом. Их значения также нанесены на рис. 8 и имеют порядок  $10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ .

Сечения ионизации атомов кальция электронным ударом при метеорных скоростях в несколько раз превосходят сечения ионизации за счет столкновений с молекулами азота по измерениям Г. Сэведжа и Ч. Бойтнотта [87] и более чем на порядок — измеренные Ю. Ф. Быдиным и А. М. Бухтеевым [8, 9], но примерно на порядок меньше сечений резонансной перезарядки в реакциях типа (51). Примерно так же относятся и скорости реакций. Для того чтобы ионизация электронным ударом получила преимущество, нужно, чтобы концентрация электронов в единице объема ударного слоя (или газовой подушки, если ударная волна еще не сформировалась) на порядок и более превосходила бы концентрацию молекулярных ионов азота и кислорода. В принципе это возможно за счет образования атомарных ионов, причем в случае формирования ударной волны именно атомарные ионы будут преобладать [4]. Но тогда существенную роль должна играть реакция

(52), приводящая, как мы уже видели, к почти равной интенсивности мультиплетов Ca II (1) и Ca II (3).

С другой стороны, сечения возбуждения уровней  $4p^2P$  и  $5s^2S^0$  электронным ударом (рис. 8) относятся примерно как

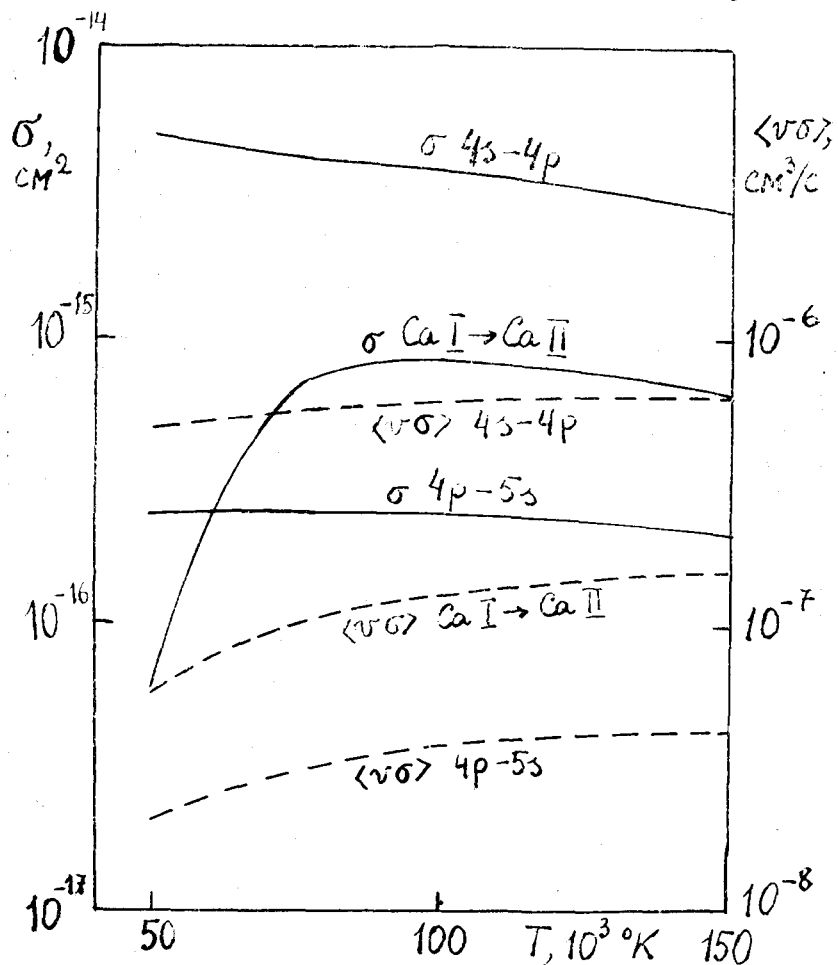


Рис. 8

20:1, причем уровень  $5s^2S^0$  (ответственный за испускание дублета  $3707-3737 \text{ \AA}$ ) может быть возбужден только в ходе двухступенчатого процесса возбуждения ( $4s-4p-5s$ ). Это зна-

чит, что если бы при вспышках действовал источник электронов, независимый от ионизации атмосферных атомов и молекул, отсутствие излучения мультиплета Ca II (3) можно было бы объяснить без труда.

Такой источник был недавно указан Ю. А. Медведевым и В. Д. Хохловым [32]. При дроблении твердых тел, согласно исследованиям по адгезии [15], происходит эмиссия механоэлектронов с энергиями 1—100 кэВ, причем каждый первичный электрон с  $E = 10$  кэВ образует около 300 вторичных электронов, часть которых имеет достаточную энергию для возбуждения низколежащих уровней атомов и молекул. В применении к метеорным телам такой процесс должен возбуждать свечение мультиплета Ca II (1), резонансных мультиплетов Na, Mg и других метеорных атомов именно во время вспышек. Этот механизм не должен приводить к заметному усилению мультиплета Ca II (3), что и наблюдается. Возможно, что и ряд атмосферных эмиссий (например, вторая положительная система молекул  $N_2$ ) связан с этим механизмом. Для проверки этого предположения нужны специальные эксперименты.

Другим источником электронов может быть ионизация самих метеорных атомов при их столкновениях с атомами и молекулами воздуха. Как показали эксперименты Ю. Ф. Быдина и В. И. Огурцова [10], электроны, образующиеся при этих процессах, обладают достаточными энергиями для участия в дальнейшем возбуждении атомов и ионов, а их число при вспышке должно резко возрастать за счет усиления испарения метеорного тела. Но этот механизм не столь эффективен, как предыдущий.

Мы остановились в этом обзоре на некоторых нерешенных проблемах физики метеорных явлений. Разумеется, это далеко не все невыясненные вопросы в этой области. Их выяснение будет способствовать не только правильному пониманию самого процесса взаимодействия метеорных тел с атмосферой Земли, но и более надежным оценкам масс и плотностей этих тел, их распределения по размерам, а тем самым — оценке притока метеорного вещества на Землю. На очереди — разработка надежной методики количественного химического анализа метеорных тел по их спектрам. Для решения этих задач нужны дальнейшие теоретические, экспериментальные и наблюдательные исследования.

1. П. Б. Бабаджанов, И. М. Хаимов. Вспышки метеоров. ДАН Тадж. ССР, 12, № 10, 16—19, 1969.
2. П. Б. Бабаджанов, И. М. Хаимов. Результаты фотографических наблюдений вспышек метеоров в Душанбе. Кометы и метеоры, № 20, 17—25, 1971.
3. В. В. Бенюх. Некоторые особенности метеоров со вспышками. Астрон. вестник, 4, № 4, 241—247, 1970.
4. В. А. Бронитэн. Проблемы движения в атмосфере крупных метеоритных тел. Изд-во АН СССР, 1963.
5. В. А. Бронитэн, К. А. Лобарский. Излучение метеоров и болидов. Сб. «Метеорная материя в атмосфере Земли», 3—37, «Наука», 1966.
6. В. А. Бронитэн, Ю. А. Буевич и др. Экспериментальное изучение абляции метеоритов. Астрон. вестник, 2, № 3, 139—152, 1968.
7. В. А. Бронитэн. Проблема входа в атмосферу больших метеоритов. Астрон. вестник, 8, № 4, 193—210, 1974.
8. А. М. Бухтеев, Ю. Ф. Быдин. Потеря электрона быстрыми атомами Са, Mg, Si и Fe при столкновениях с молекулами N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub>. Изв. АН СССР, сер. физ., 27, № 8, 1009—, 1963.
9. Ю. Ф. Быдин, А. М. Бухтеев. Ионизация быстрых атомов Na, K, Rb и Cs при столкновениях с молекулами H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub>. Ж. техн. физ., 30, № 5, 546, 1960.
10. Ю. Ф. Быдин, В. И. Огурцов. Энергетические спектры электронов при моделировании метеорных явлений. Астрон. вестник, 5, № 2, 98—106, 1971.
11. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. «Наука», 1973.
12. М. П. Воларович, А. А. Леонтьева. Исследование вязкости метеоритов и тектитов. Метеоритика, 1, 33—42, 1941.
13. Х. Д. Гульмедов, С. Мухамедназаров, В. А. Смирнов. Об изменении интенсивности линий спектра слабого метеора вдоль пути. Астрон. циркуляр, № 849, 7—8, 1974.
14. А. Д. Дербенева. Коэффициент свечения метеора. Астрон. ж., 43, № 2, 454—456, 1966.
15. Б. В. Дерягин, Н. А. Кротова, В. П. Смилга. Адгезия твердых тел. «Наука», 1973.
16. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. «Мир», 1966.
17. И. Н. Ковшун. Новая шкала метеорных масс и излучение метеоров в максимуме их блеска. Астрон. вестник, 11, № 1, 1—, 1977.
18. Е. Н. Крамер, А. К. Маркина. Статистика и природа метеорных вспышек. Астрон. вестник, 3, № 2, 96—105, 1969.
19. В. Г. Кручиненко. Про криві блиску метеорів, Вісник Київ. ун-ту, № 8, 55—63, 1967.
20. В. Г. Кручиненко и др. Результаты фотографических наблюдений метеоров в Киеве в 1962—1964 гг. Вестник КГУ № 11, 59—90, 1969.
21. В. Г. Кручиненко, А. Н. Шайдо. Некоторые вопросы гидродинамики оплавливающейся поверхности метеорного тела. Вестник КГУ № 12, 36—41, 1970.
22. В. Г. Кручиненко, А. Н. Шайдо. Оплавление метеорных тел как возможный механизм потери массы. Вестник КГУ, № 15, 64—69, 1973.
23. В. Г. Кручиненко, А. Н. Шайдо. Нагревание метеорных тел. Астрон. вестник, 8, № 1, 35—41, 1974.
24. В. Г. Кручиненко. Приближенное решение задачи о разрушении сферического метеорного тела. Сб. «Взаимодействие метеорного вещества с Землей и оценка притока метеорного вещества на Землю и Луну», 21—23, «Дониш», Душанбе, 1975.
25. В. Г. Кручиненко. Некоторые вопросы физической теории метеоров. Вестник КГУ, № 17, 66—75, 1975.
26. В. Н. Лебединец, Ю. И. Портнягин. Некоторые вопросы физической теории метеоров. Кометы и метеоры, № 13, 9—21, 1966.
27. В. Н. Лебединец, Ю. И. Портнягин. О механизме дробления мелких метеорных тел в атмосфере. Докл. АН СССР, 168, № 3, 543—546, 1966.
28. В. Н. Лебединец, Ю. И. Портнягин. Дробление плотных метеорных тел в атмосфере. Астрон. ж., 44, № 4, 874—888, 1967.
29. Б. Ю. Левин. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. Изд-во АН СССР, 1956.
30. Б. Ю. Левин. Дробление метеорных тел и метеорные оценки плотности атмосферы. Бюлл. Комиссии по кометам и метеорам Астросовета АН СССР, № 6, 3—10, 1961.
31. Л. Г. Лойцянский. Ламинарный пограничный слой. Физматгиз, 1962.
32. Ю. А. Медведев, В. Д. Хохлов. Условие образования метеорным телом ударной волны. Астрон. вестник, 9, № 2, 102—106, 1975.
33. В. И. Мусий, Н. С. Шестака. Об определении массы, испарившейся во время вспышки метеора. Астрон. вестник, 4, № 2, 108—111, 1970.
34. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. Физматгиз, 1960.
35. Ю. И. Портнягин. Эффективные сечения диффузии метеорных атомов в атмосфере. Геомагнетизм и аэронавтика, 6, № 4, 707—711, 1966.
36. Е. В. Сандакова, А. А. Деменко, В. В. Бенюх. Определение некоторых физических параметров в метеорной вспышке. Вестник КГУ, № 15, 70—74, 1973.
37. Е. В. Сандакова, Е. П. Ващенко. Изучение метеоров по фотографиям в разных участках спектра. Вестник КГУ, № 17, 75—79, 1975.
38. Е. В. Сандакова, В. А. Смирнов, Е. П. Ващенко. Распределение излучающего вещества в метеорной вспышке. Вестник КГУ, № 18, 52—56, 1976.
39. А. Н. Симоненко. Размеры частиц, отделяющихся от метеорных тел во время вспышек. Кометы и метеоры, № 15, 34—44, 1967.
40. А. Н. Симоненко. Поведение мелких частиц, отделившихся от метеорного тела. Астрон. ж., 45, № 2, 428—437, 1968.
41. А. Н. Симоненко. Зависимость параметров метеоров от процесса дробления метеорных тел. Метеоритика, вып. 32, 43—49, 1973.
42. А. Н. Симоненко. К гипотезе дробления метеорных тел путем отделения мелких частиц. Метеоритика, вып. 32, 50—64, 1973.
43. Г. А. Тирский. Оплавление тела в окрестности критической точки в плоском и осесимметричном потоке газа. Ж. выч. математики и матем. физики, 1, № 3, 481—498, 1961.
44. Г. А. Тирский. Сублимация тупого тела в окрестности критической точки в плоском и осесимметричном потоке смеси газов. Ж. выч. математики и матем. физики, 1, № 5, 884—902, 1961.
45. Г. А. Тирский. Оплавление тела в окрестности критической точки и линии в диссоциированном потоке воздуха с испарением пленки расплава. Ж. прикл. механики техн. физики, № 5, 39—52, 1961.
46. О. Б. Фирсов. Рассеяние ионов на атомах. Ж. эксп. и теор. физики, 34, 447—452, 1958. Качественная трактовка средней энергии возбуждения электронов при атомных столкновениях. Там же, 36, 1517—1523, 1959.

47. И. М. Хаимов. Сравнение наблюдаемых и теоретических профилей вспышек метеоров. Кометы и метеоры, № 25, 57—71, 1976.
48. А. Н. Шайдо. О разрушении цилиндрического метеорного тела. Сб. «Взаимодействие метеорного вещества с Землей и оценка притока метеорного вещества на Землю и Луну», 34—44, «Дониш», Душанбе, 1975.
49. M. S. Adams. Recent advances in ablation. J. Amer. Rocket Soc., 29, No 9, 625—632, 1959.
50. H. J. Allen, K. K. Yoshikawa. Luminosity from large meteoric bodies. Smithsonian Contr. Astrophys., 7, 181—193, 1963.
51. H. J. Allen, B. S. Baldwin. Frothing as an explanation of the acceleration anomalies of cometary meteors. J. Geophys. Res., 72, No 13, 3483—3496, 1967.
52. W. G. Ayers, R. E. McCrosky, C.-Y. Shao. Photographic observations of 10 artificial meteors. Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rept., No 317, 1970.
53. P. B. Babadzhanov, E. N. Kramer. Some results of investigations of instantaneous meteor photographs. In: "Physics and Dynamics of Meteors", 128—142, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht — Holland, 1968.
54. B. S. Baldwin, H. J. Allen. A method for computing luminous efficiencies from meteor data. NASA TN D-4808, 1969.
55. B. S. Baldwin, Y. Sheaffer. Ablation and breakup of large meteoroids during atmospheric entry. J. Geophys. Res., 76, No 19, 4653—4668, 1971.
56. D. G. Becker, J. J. Friichtenicht. Measurement and interpretation of the luminous efficiencies of iron and copper simulated micrometeors. Astrophys. J., 166, 699—716, 1971.
57. D. G. Becker, J. C. Slattery. Luminous efficiency measurements for silicon and aluminium simulated micrometeors. Astrophys. J., 186, No 3, Pt. 1, 1127—1140, 1973.
58. H. A. Bethe, M. C. Adams. A theory for the ablation of glassy materials. J. Aerospace Sci., 26, 321—328, 1959.
59. C. Boitnott, H. F. Savage. Light-emission measurements of sodium at simulated meteor conditions. Astrophys. J., 161, 351—358, 1970.
60. Z. Ceplecha, V. Padevet. The beginning of rapid evaporation of meteors of different dimensions. Bull. astr. inst. Czech., 12, No 5, 191—195, 1961.
61. Z. Ceplecha. Spectral data on terminal flare and wake of double-station meteor No 38421 (Ondrejov, April 21, 1963). Bull. astr. inst. Czech., 22, No 5, 219—304, 1971.
62. A. F. Cook. A criterion for the mode of ablation in stone meteors. Smithsonian Contr. Astrophys., 7, 209—220, 1963.
63. A. F. Cook. A criterion for the mode of ablation in stoke meteors. Smithsonian Contr. Astrophys., 4, No. 5, 131—136, 1963.
64. C. C. Dalton. Determination of meteoroid environments from photographic meteor data. NASA TR R-322, 1969.
65. J. F. Friichtenicht, J. C. Slattery, E. Tagliaferri. A laboratory measurement of meteor luminous efficiency. Astrophys. J., 151, 747—758, 1968.
66. J. F. Friichtenicht, D. G. Becker. Determination of meteor parameters using laboratory simulation techniques. In: Evolutionary and physical properties of meteoroids, 53—82. NASA, SP-319, N.-Y., 1973.
67. I. Halliday. The spectrum of an asteroidal meteor fragment. Astrophysical J., 132, 482—485, 1960.
68. W. D. Hayes, R. F. Probstein. Hypersonic flow theory. Acad. Press, N.-Y. — London, 1959.
69. H. S. Hoffman, M. S. Longmire. Meteor ion spectra. Nature, 218, No 5144, 858—859, 1968.
70. H. S. Hoffman. Ionic spectra of meteors. Astrophys. J., 163, 393 — 493, 1971.
71. L. G. Jacchia. The physical theory of meteors, VIII: Fragmentation as cause of the faint-meteor anomaly. Astrophys. J., 124, 521—527, 1955.
72. L. G. Jacchia, F. Verniani, R. E. Briggs. An analysis of the atmospheric trajectories of 413 precisely reduced photographic meteors. Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rept., No 175, 1965.
73. J. Jones, T. R. Kaiser. The effects of thermal radiation, conduction and meteoroid heat capacity on meteoric ablation. Monthly Notices of the RAS, 133, No 4, 411—420, 1966.
74. R. E. McCrosky, Z. Ceplecha. Fireballs and the physical theory of meteors. Bull. astr. inst. Czech., 21, No 5, 271—296, 1970.
75. H. S. W. Massey, D. W. Sida. Collision processes in meteor trails. Phil. Mag., 46, No 373, 190—198, 1955.
76. S. V. Nardo. Ablation of a cylindrical cavity in an infinite medium. AIAA Journal, 2, No 5, 2, 1964.
77. S. H. Neff. Excitation in atomic collisions related to meteor radiation. Astrophys. J., 140, No 1, 348—360, 1964.
78. E. J. Öpik. Atomic collisions and radiation of meteors. Harv. Coll. Obs. Repr. No 100, 1933.
79. E. J. Öpik. Research on the physical theory of meteor phenomena. III. Basis of the physical theory of meteor phenomena. Publ. Obs. Astr. Tartu, 29, No 5, 1937.
80. E. J. Öpik. The masses of meteors. Contr. Armagh Obs., No 14, 1955.
81. E. J. Öpik. Meteor radiation, ionization and atomic luminous efficiency. Proc. Roy. Soc., ser. A, 230, 463—501, 1955.
82. E. J. Öpik. Physics of meteor flight in the atmosphere. Interscience Publ., N.-Y., 1958.
83. E. J. Öpik. Tables of meteor luminosities. Contr. Armagh Obs., No 38, 1963.
84. R. F. Probstein. Rarefied gas aerodynamics. In: Rarefied gas dynamics Ed. F. M. Devienne. Perg. Press, 1960.
85. R. F. Probstein, N. H. Kemp. Viscous aerodynamic characteristics in hypersonic rarefied gas flow. J. Aerospace Sci., 27, No 3, 174—192, 1960.
86. J. Rajchl. Shock waves and flares by meteors. Bull. astr. inst. Czech., 23, No 6, 357—366, 1972.
87. N. F. Savage, C. A. Boitnott. Light emission measurement of calcium and magnesium at simulated meteor conditions. I. Cross section measurements. Astrophys. J., 167, 341—348, 1971.
88. H. F. Savage, C. A. Boitnott. Laboratory determinations of the luminous efficiency of meteor constituents. In: Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids. NASA SP-319, 83—87, N.-Y., 1973.
89. A. N. Simonenko. The separation of small particles from meteor bodies, and its influence on some parameters of meteors. In: Physics and Dynamics of Meteors, 207—216, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht-Holland, 1968.
90. H. J. Smith. The physical theory of meteors. V. The masses of meteor-flare fragments. Astrophys. J., 119, No 2, 438—442, 1954.
91. E. Tagliaferri, J. C. Slattery. A spectral measurement of simulated meteors. Astrophys. J., 155, 1123—1127, 1969.

92. *F. Verniani*. On the luminous efficiency of meteors. *Smithsonian Contr. Astrophys.*, 8, No 3, 141—172, 1965.
93. *F. Verniani*. Meteor masses and luminosity. *Smithsonian Contr. Astrophys.*, 10, No 3, 181—195, 1967.
94. *F. Verniani*. Structure and fragmentation of meteoroids. *Space Sci. Reviews*, 10, No 2, 230—261, 1969.
95. *W. A. Weibull*. A statistical theory of the strenght of materials. *Proc. Roy. Swedish Acad. Eng. Sci.*, 151, 1939.
96. *F. L. Whipple*. Photographic meteor studies. I. *Proc. Amer. Phil. Soc.*, 79, No 4, 499—518, 1938 (Harv. Repr. 152).

*О. А. Мельников, В. С. Попов*

## НОВЫЕ КОНСТРУКЦИИ БОЛЬШИХ ОПТИЧЕСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ

УДК 522.2

В статье рассматриваются конструкции современных больших оптических телескопов и перспективы развития их в будущем.

**New Constructions of Large Optic Telescopes, by O. A. Melnikov and V. S. Popov.** — Various constructions of modern large optical telescopes are considered and outlooks for their development in the future are presented.

Первый телескоп в астрономии был линзовым и впервые его направил на небо великий итальянский ученый Г. Галилей в 1609 году. Во второй половине 17-го века также выдающимся английским ученым И. Ньютоном был построен первый зеркальный телескоп. После этого в течение 366 лет в разное время, с учетом развития теории и техники, было попеременно выгодным изготавливать, то линзовые, то зеркальные телескопы, пока не дошли в конце 19-го века к «предельным» размерам линзовых телескопов с диаметром линз около 1 метра. При этом размере поглощение света в объективе, с учетом отношения толщины к диаметру  $\sim 1/10$ , становилось очень большим и, кроме того, линза уже не могла обеспечить необходимую жесткость, т. е. сохранять свою оптическую поверхность при различных положениях телескопа. Диаметры же зеркал продолжали расти: в 1917 г. был построен в США телескоп диаметром зеркала 254 см, а в 1948 г. телескоп с зеркалом 508 см.

Классические оптические системы, рефракторы и рефлекторы, имеют существенные недостатки, которые были изучены уже давно и было потрачено много сил и умения, чтобы их

как-то устранить, но значительно их улучшить все же не удалось. Наиболее выгодным оказался путь взаимной компенсации оптических ошибок этих двух систем. Это и привело к созданию крупных зеркально-линзовых систем, с коррекционной пластинкой в системе Б. Шмидта (1932 г.) и с мениском в системе Д. Д. Максудова (1941 г.). Наиболее крупный менисковый телескоп АЗТ-16 имеет два мениска (вогнутостью друг к другу) диаметром 70 см, с главным зеркалом диаметром 100 см, относительным отверстием  $A = 1:3$  и полем  $5^\circ$ . Изображения наиболее слабых звезд получаемых с помощью этого телескопа имеют размеры всего около 10 мкм, т. е. на пределе разрешения фотографических пластинок — это лучшее, что дает современная астрофотография, ибо современные фотоэмульсии дают изображения точечных объектов порядка этой величины.

Телескоп с наибольшей коррекционной пластинкой Шмидта диаметром 138 см установлен в 1960 году на Таутенбургской обсерватории близ г. Иены в ГДР. Главное зеркало имеет диаметр 200 см. Телескопы системы Шмидта имеют поле около  $5\text{--}6^\circ$ , кроме того они могут быть изготовлены со сравнительно большими относительными отверстиями до  $A = 1:2$  и больше и позволяют при  $D > 1$  м наблюдать слабые небесные объекты, до 22 звездной величины.

Поэтому зеркально-линзовые телескопы очень выгодны тогда, когда необходимо хорошее качество изображений и большое рабочее поле. Но, к сожалению, имея в своей конструкции специальные линзы (коррекционные пластины или мениски, поглощающие свет) они не могут быть изготовлены с объективами больших диаметров. В большой линзе толщиной стекла поглощается значительное количество света и поэтому снижается проникающая сила телескопа, т. е. та предельная звездная величина, которую при оптимальной выдержке и наилучших атмосферных условиях можно еще получить с данным телескопом. Поэтому, несмотря на высокое качество шмидтовских и максудовских телескопов (в настоящее время ведутся работы в результате исполнения которых будет, вероятно, возможно изготовлять достаточно «тонкие» коррекционные пластины), астрономы снова обратились к рефлекторам с рабочей поверхностью зеркал в виде параболоида вращения, несмотря на то, что их рабочее поле очень мало, всего несколько квадратных минут. Такими являются современные 5 м (США) и 6 м (СССР) телескопы с параболическими зеркалами. Пятиметровый американский телескоп со специальным

светоприемником (счетчиком фотонов) регистрирует звезды до  $24^m$ , т. е. на  $2^m$  слабее фона неба, который имеет освещенность равную  $22^m$  на 1 кв. секунду в синей области спектра ( $\lambda \approx 4000\text{Å}$ ) и который обязан, в основном, трем причинам: суммарному свечению слабых звезд и галактик и рассеянного их света, зоднального света, т. е. солнечного света, рассеянного межпланетной пылью и газом, и свечению верхних слоев земной атмосферы, дающего примерно две трети всего вклада, который может быть ослаблен «выносом» телескопа на высоту 200—300 км над поверхностью Земли. Вообще же атмосфера Земли в оптической области спектра сравнительно прозрачна: излучение светила, находящегося в зените, ослабляется всего на 20—30%. Однако в узких областях спектра (в области теллурических линий и полос) поглощение является большим.

Фон неба сильно ограничивает возможность регистрировать слабые звезды, особенно при наблюдениях на светосильных телескопах. Действительно, в последнем случае свет от неба уже за выдержку 20—30 минут дает на высокочувствительном фотоматериале фон настолько большой плотности, что дальнейшая выдержка уже не приводит к выигрышу при регистрации более слабых звезд. Применение еще более чувствительного фотоматериала лишь уменьшит практически целесообразную выдержку, но не позволит зарегистрировать более слабые звезды. Вследствие этого для астрофотографии более важное значение, чем сенситометрическая чувствительность, приобретает способность фотографического материала регистрировать малые контрасты, т. е. способность его передавать предельно слабые звезды на фоне неба. Перспективным направлением в борьбе с фоном неба является автоматическое вычитание из «объект + фон» фона неба.

Звезды слабее еще по крайней мере на одну звездную величину по сравнению с  $24^m$ , может дать с приемниками излучения аналогичными установленным на 5-ти метровом телескопе, советский 6-метровый телескоп БТА, который установлен в САО АН СССР на Северном Кавказе близ станции Зеленчукская Карачаево-Черкесии (РСФСР). Этот телескоп имеет азимутальную монтировку, что обеспечивает необходимый резерв механической прочности и что позволяет избежать сильных прогибов, но вес самого зеркала при диаметре в 6 метров уже столь большой, что становится близким к пределу его жесткости. Вес зеркала и механики 6 метрового телескопа почти такой же как и 5-метровый, хотя площадь его зеркала по-

чти в полтора раза больше. Если бы монтировка 6-метрового телескопа была бы экваториальной, то вес его был бы, повидному, в два раза большим. Поэтому дальнейшее увеличение размера зеркала, если идти по такому пути будет достаточно трудным. Большие усилия при конструировании современных больших телескопов уделяются расчету и реализации систем разгрузки главного (а сейчас и вторичного) зеркала, вес которого при больших диаметрах составляет десятки тонн! При этом важными оказываются, особенно при экваториальных типах монтировок, не только тыльная (на поддоне зеркала) торцевая система разгрузки, но также и радиальная (по боковой поверхности зеркала). Согласно идее Г. А. Монина (Кр. АО), К. М. Гаррисона (США) [1] и др., значительные усовершенствования могут быть достигнуты, в случае применения новых, принципиально отличных от старых, гидравлических и пневматических систем. Если значительно снизить деформации зеркала и всей монтировки больших телескопов (что «размывает» изображение звезд и снижает в принципе доступную предельную звездную величину), то, повидному, единственным путем дальнейшего прогресса в достижении более слабых объектов, является совершенствование светоприемников. Многие может дать также переход к новым (с большими значениями модуля Юнга, коэффициентами теплового расширения и др.) материалам для зеркал. Уже сейчас, даже не самые из больших зеркал современных телескопов, делаются из плавленного кварца, сервита (США), церодура (ФРГ) или ситалла (СССР). Эти и другие современные материалы являются более выгодными и начинают широко внедряться в астрономическую практику. Улучшается и оптическая схема зеркальных телескопов, например, путем перехода к двухзеркальным (трех и т. д.) апланатическим системам, позволяющим работать на больших рабочих полях. К таковым относится двухзеркальная (гиперболо-гиперболическая) система Ричи-Кретьена и др. Они обеспечивают «кружок рассеяния» от точечного объекта порядка долей секунды дуги, т. е. того, что неизбежно дает атмосфера Земли при наземных наблюдениях в местах с хорошим астроклиматом. Технически это уже сейчас вполне достижимо даже для довольно больших телескопов с диаметрами зеркал 3—4 метра. Это означает, что суммарная инструментальная ошибка (качество изготовления, термическое состояние и стабильность взаимного расположения оптических элементов, плавность и точность слежения и пр.) не должна выходить за пределы долей се-

кунды дуги ( $\sim 0.''1$ ) за время порядка нескольких часов. Турбуленция воздуха внутри купола и башни, также не должны портить качество изображения. А сами телескопы должны устанавливаться на высоте над уровнем моря 2—3 км, т. е. на горных плато, где слои воздуха расположены сравнительно ровными параллельными слоями, нет больших возмущений, мало пыли, еще не очень большая влажность, то есть где потери света в земной атмосфере меньше. Необходимо также, чтобы эти места были достаточно удалены (более 100 км) и от крупных населенных пунктов, дающих большую засветку неба и запыленность воздуха. Кроме того и башни телескопов должны быть достаточно высоки (20—30 метров), чтобы уменьшить вредное влияние приземного слоя воздуха на качество изображений. В случае апланатических систем (в которых исправлена одна из основных оптических aberrаций — кома) приходится, к сожалению, отказаться от использования прямого главного фокуса телескопа (исключение составляет наблюдение «точки на оси»), ибо главное зеркало (как и вторичное) должно быть уже не параболическим. В СССР апланатический телескоп с двумя зеркалами несферической формы (эллипсоиды вращения  $D = 40$  см и  $A = 1:3,2$ ) по идее Д. Д. Максудова был изготовлен для Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм. ССР, но не получил, в оригинальной схеме, широкого применения.

В последние годы астрономы обратили свое внимание на еще одну апланатическую схему телескопа, упоминавшуюся выше, уже давно предложенную во Франции Х. Кретьеном (1922 г.). В ней главное зеркало — вогнутый гиперболоид, а вторичное — выпуклый гиперболоид.

Система была изготовлена Г. Ричи в США, вначале с диаметром 50 см и  $D/F = 1:6,8$ , а затем крупнее — с диаметром зеркала 100 см. Выяснилось также, что небольшим отклонением формы поверхности главного зеркала от гиперболоида и введением афокального ультрафиолетового двухлинзового корректора перед фокусом можно получить хорошее рабочее поле до 3—4 градусов [2]. При этом диаметры изображений звезд на краю поля зрения получаются не хуже  $0.''5$ . Эти оптические системы называются системами Ричи-Кретьена. Система имеет преимущество в конструктивном отношении, ибо в ней эквивалентный фокус (как и в кассегреновской) значительно больше длины трубы телескопа. Однако требования к жесткости трубы очень велики, даже по сравнению с классическим Кассегреном, ибо децентрировка двухзеркальной си-

стемы Ричи-Кретьена практически не допустима и упоминавшийся выше 1 м телескоп не оправдал надежд конструктора.

Основные принципы системы Ричи-Кретьена использованы в последнее время при строительстве за рубежом серии 4-х метровых телескопов, два из которых уже построены в США (для обсерваторий Китт-Пик в Аризоне и Серро-Тололо в Чили), один — в Канаде и еще один — в Австралии (совместно Англией и Австралией). Их относительное отверстие 1:2,8. А применение корректора позволяет довести рабочее поле хороших изображений до 1°. Эти телескопы расположены в местах с хорошим астроклиматом и устанавливаются в сравнительно высоких башнях. Поэтому есть надежда, что, по крайней мере, некоторые из этих телескопов превзойдут по эффективности 5-метровый американский телескоп. Так например, главное зеркало 3,6 м телескопа системы Ричи-Кретьена Южно-Европейской обсерватории (в Чили), изготовленное в 1973 году французской фирмой «Реоск», собирает свет от точечного источника в кружке диаметром 0,05 угловой секунды в количестве 40%, в 0.''1 — 60% и в 0.''4 — 100%. Т. е. за счет улучшения качества изображения примерно в три раза можно получить выигрыш примерно на одну звездную величину, тогда, например, в пересчете на 5-ти метровый телескоп увеличится его предельная звездная величина до 25, а 6-ти метровый — вероятно до 26.

Теоретически также удалось показать, что относительные отверстия касегреновских схем телескопов (классического и Ричи-Кретьена) должны быть в пределах  $\frac{D}{F} = \frac{1}{8} \div \frac{1}{9}$ . Именно в данном случае информационная способность телескопа наибольшая, а мешающий фон неба еще допускает делать, например, при фотографировании слабых объектов неба, достаточно большие выдержки. Классический же 5 м телескоп, имеющий в главном фокусе  $A = \frac{1}{3,3} - \frac{1}{3,7}$  (с корректором), не допускает, из-за засветки фоном неба, выдержки более 30 мин. Поэтому в нем сейчас и введено вторичное зеркало дающее  $\frac{D}{F} \cong \frac{1}{8}$ .

Развитие же исследований в космосе, т. е. вне атмосферы, не остановило строительство больших наземных телескопов, а наоборот стимулирует их дальнейшее развитие, т. к. еще многие годы строительство наземных гигантских телескопов до 6

и более метров будет обходиться во много раз дешевле, чем космических, а задачи для них еще очень долго не будут полностью исчерпаны. Кроме того, наземные телескопы не очень ограничены в весе, по сравнению с космическими и не требуют специальной защиты от вредного влияния космических излучений и бомбардировок микрометеоритами. Поэтому космические телескопы еще долго будут дополнять работу наземных телескопов. Так институт Карнеги (США) планирует построить еще один 5-ти метровый телескоп для южного полушария. А также есть сведения, что американские ученые изучают возможность строительства 7,5 метрового или даже 10 метрового телескопа со сплошным зеркалом.

В настоящее время, в ряде стран, проектируются телескопы для наблюдений из космоса, с бортов ИСЗ и орбитальных станций, т. е. вне атмосферы. Выгода в данном случае получается значительная. Например, для 3 м телескопа [3] угловое разрешение увеличивается в 2,5 раза (0.''04), яркость неба из-за отсутствия земной атмосферы ослабляется (однако ослабление межпланетной и межзвездной средней остается) почти на одну звездную величину (фон неба становится примерно  $23^m (''^2)$ ), количество наблюдательных часов возрастет в три раза (6000 час/год), но телескоп со всей системой будет стоить дороже более чем в двести раз (1 миллиард долларов по оценке в США), а работать он сможет по времени в 10 раз меньше (10 лет) и потребует участие в наблюдениях космонавтов. Таким образом, учитывая, что в ближайшее время реализовать телескоп, например, на окололунной орбите (или на Луне) с 5—6 метровым зеркалом не удастся из-за его большого веса и габаритов, то можно с уверенностью сказать, что время для наземных наблюдений далеко еще не ушло! Правда, принципиально новыми явятся наблюдения в космосе в коротковолновой (УФ) и длиноволновой (ИК) областях спектра, которые при наземных наблюдениях почти невозможны (в ИК — области затруднены).

В настоящее время наземные оптические телескопы можно разделить на два класса: «телескопы, регистрирующие световые потоки» и «телескопы, регистрирующие изображения».

В первых измеряются только потоки электромагнитного излучения, а во вторых регистрируется изображение небесного объекта, т. е. «картинка» с высоким угловым разрешением. Для первых требования к оптике и «астроклимату» места расположения невелики. Ограничений «в принципе» для них, в смысле возможности достижения с современными светоприем-

никами (ЭОП, усилители изображения, особые фотоумножители и др.) очень слабых звезд (при увеличении  $D$ ) практически не существует [2]. Для вторых же требуется высококачественная оптика и очень хороший астроклимат места. Инструмент также должен быть поднят достаточно высоко ( $\sim 20$  м) над поверхностью Земли.

Сталкиваясь в проблеме «телескопов изображения» с желательностью повысить угловое разрешение, даже при наличии невысококачественных телескопов и атмосферных неоднородностей, астрономы придумали ряд новых методов. В частности, это методы аподизации, а также, например, метод, предложенный в 1970 г. А. Лайбейри [4] и в 1972 г. Д. Дейн-ти [5] и др. [6]. В данном методе на разных местах фотопластинки с короткой, почти мгновенной, выдержкой ( $< 0,01$  сек) производится целая серия фотографий, например, звезды (т. е. как бы при «замороженной» земной атмосфере, без движения). Фотография производится через узкополосный светофильтр ( $\sim 25$  нм). Фотографии, представляющие собой отдельные пятнышки [7] (поэтому метод и называется спекл-интерферометрия), сканируются денситометром и получается двумерная картина интенсивностей изображения, которая затем идет для обработки на ЭВМ. С помощью последней находят положения отдельных элементов и их изображения суммируются вместе с учетом положения. Полученные численные результаты воспроизводятся специальным устройством на фотоэмульсии. Таким образом, в этом случае получаются Фурье-образы с негативов и производится усреднение этих Фурье-образов [6]. В оптическую систему телескопа может быть помещен рассеиватель, который смещается при отдельных выдержках. Таким образом удается, даже при невысоком качестве оптики и атмосферных условиях достигнуть дифракционного предела разрешения. Для каждого, практически мгновенного, изображения применимо квазимонохроматическое некогерентное уравнение распределения яркости [8] в виде функции «свертки» (обозначается через  $*$ ).

$$I(\xi, \eta) = O(\xi, \eta) * t(\xi, \eta).$$

здесь  $I(\xi, \eta)$  — мгновенное распределение интенсивности в изображении,  $O(\xi, \eta)$  — распределение интенсивности в объекте,  $t(\xi, \eta)$  — мгновенная «функция рассеяния» системы: атмосфера Земли + телескоп. Анализ этих данных и производится на ЭВМ. В результате применения этого метода «интерферометрии пятнышек» (т. е. интерферометрии при некогерентном

наблюдении) удалось, например, впервые получить с 4-х метровым телескопом (угловое разрешение  $0.''03$ ) изображение и распределение яркости по диску большой красной звезды Бетельгейзе (угловой ее диск  $0.''06$ ), «разрешить» по углу очень тесную звезду Капеллу на два компонента (угловое расстояние  $0.''05$ ) и т. д.

Принимая, согласно [9], что световой поток от звезд нулевой звездной величины равен примерно  $10^4$  фотонов на  $\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ . нм, подсчитано [8], что этот новый, хотя и весьма трудоемкий метод, с 5 м. телескопом при рабочей полосе 25 нм (т. е. световом потоке около  $5 \cdot 10^{10}$  фот/сек для  $m = 0$ ) позволит в принципе наблюдать звезды до  $20^m$  за  $10^6 \cdot 10^{-2}$  сек  $= 2,5$  часа наблюдательного времени, но после учета ряда потерь света автор [8] считает более реальной величиной (при «квантовой эффективности обнаружения» фотоприемника 10%)  $m = 16$  для разрешения 2-х компонентного объекта. Это значительно превышает возможности известного интерферометра А. Майкельсона. В частности, в последнем использован еще в 1920 г. принцип «апертурного синтеза», который был успешно применен и в радиоастрономии (с 1946 г.) [6]. В настоящее время о нем вспомнили и в оптике [6]. Здесь также можно напомнить, что оказывается этот мощный принцип был, повидимому, использован еще Архимедом для сожжения римского флота при осаде Сиракуз (212 г. до н. э.), а в природе он используется довольно часто: в зрительных аппаратах насекомых, а также пауков (у которых он состоит из многих глаз: 8 и более) и др. Под апертурным синтезом в оптике обычно понимают (цитируется из [6]): «построение эквивалента оптической системы со сплошной апертурой, состоящего из совокупности элементов с меньшей апертурой и позволяющего получить то-же разрешение, что и система с большой сплошной апертурой». Этот новый метод позволяет увеличить суммарные площади зеркал телескопов за пределы доступного в данную эпоху, снизить стоимость, вес (что существенно для космических аппаратов) и т. д. Опыты в лаборатории с такими составными зеркалами, как например с зеркалом диаметром  $D = 50,8$  см, составленным из трех сегментов и др., уже делались [6].

В Австралии (обсерватория Нейроби) из шестиугольников, т. е. отдельных небольших зеркал, Р. Брауном [10] были собраны два 6,5 м, почти параболических по поверхности зеркала представляющих собой «интерферометр интенсивностей». Расстояние между составными зеркалами меняется от 10 до

188 метров. Свет, собираемый этими зеркалами попадает на два ФЭУ, электрические сигналы от которых затем сводятся в одном приемнике сигналов (корреляторе) и т. д. Применение интерференционной методики (интерферометра А. Майкельсона в 1921 г. и в последние годы интерферометра Р. Брауна) позволяет повысить разрешающую способность телескопов более чем в тысячу раз! Так с помощью интерферометра Р. Брауна к настоящему времени уже изменены угловые диаметры 22 звезд, в основном, довольно ярких, т. к. чувствительность интерферометров пока еще небольшая. Это и привело к тому, что дальнейшее распространение этого прибора затормозилось.

Однако все это пока перспективы на будущее, а сейчас же астрономы предпочитают, как указалось выше, работать с телескопами имеющими сплошные зеркала с полностью заполненной излучением апертурой. Но в будущем указанный метод сулит многое.

Количество собранного света от звезды и угловое разрешение телескопа определяют его эффективность. Обычно она выражается предельной звездной величиной, которую можно зафиксировать данным инструментом за оптимальную выдержку. Для данного инструмента эта величина ограничена в настоящее время не чувствительностью приемника, а фоном ночного неба, как указалось уже выше. Ночное небо даже вдали от больших городов никогда не бывает абсолютно черным. При диаметре изображения в одну угловую секунду на приемнике излучения вместе с полезным сигналом от звезды поступают и шумы фонового свечения ночного неба, интенсивность которых соответствуют приблизительно 22-ой звездной величине. Поэтому эффективность телескопа зависит не только от диаметра инструмента, а в сильной степени и от диаметра изображения звезды, который при первоклассном качестве оптики, определяется состоянием земной атмосферы. На Земле имеется много мест (например, в горах), где значительную часть времени атмосферные помехи малы и изображение звезды в фокальной плоскости телескопа имеет диаметр 0,3 и даже 0,1 угловой секунды. А так как полезный сигнал от звезды не меняется, то следовательно, фон уменьшится в 100 раз (т. е. пропорционально изменению площади изображения) и будет уже эквивалентен звезде 27-ой величины. То есть 5 м телескоп в данных условиях сможет зарегистрировать уже звезду 29<sup>m</sup>. Конечно и это еще не предел.

Для успешной работы телескопа огромную роль играет не

только площадь входного отверстия, т. е. диаметр зеркала, но и его фокусное расстояние, не только яркость фона неба и качество изображений, но и время выдержки, эффективность приемника и пр., т. е. всё взятое вместе.

Теоретические и практические исследования позволили связать эффективность телескопа с его основными характеристиками, приемной аппаратуры и атмосферы. Так, например, Новиков С. Б. [3] приводит следующую приближенную формулу для расчета предельной звездной величины, т. е. звезды едва видимой на фоне ночного неба для данного телескопа:

$$m_{\text{пред}} = 2,5 \lg \frac{D}{\tau} \sqrt{\frac{qt}{s}}$$

Здесь  $D$  — диаметр объектива телескопа,  $\tau$  — диаметр изображения звезды,  $q$  — эффективность приемника (отношение числа зарегистрированных фотонов к числу упавших на светоприемник),  $t$  — время выдержки, а  $s$  — яркость фона неба. (Оба последние параметра выражены в относительной мере).

В настоящее время, например, 5 м телескопу с фотопластинками Kodak IIIa — J доступны звезды около 25 зв. величины. Однако в местах с более лучшим астроклиматом, или качеством изображения, с новыми фотоэлектрическими и др. приемниками излучения эти же звезды будут, по-видимому, доступны и 1,5—2,0 м телескопам [3]. Так что, 5 м телескоп будучи установлен в лучших астроклиматических условиях и с лучшими, чем фотопластинки приемниками, сможет, при условии отличного качества оптики, вероятно, зарегистрировать звезды слабее 28 звездной величины.

Звезда  $m_{\text{виз}} = 28$  визуальной звездной величины создает освещенность на границе атмосферы Земли  $\approx 1,3 \cdot 10^{-17}$  люкс и при телескопе с диаметром зеркала равным 500 см соответствующий визуальный световой поток (при коэффициенте светопотери  $\eta \approx 0,66$ ) составит  $1,7 \cdot 10^{-16}$  люмена. От звезды же  $m_{\text{виз}} = 0^m$  (яркой даже при наблюдении невооруженным глазом) освещенность будет  $2,1 \cdot 10^{-6}$  люкса, а световой поток составляет при тех же условиях,  $2,5 \cdot 10^{-5}$  люмена. Предельные звезды, видимые невооруженным глазом, средним по качеству, соответствуют освещенности  $8,5 \cdot 10^{-9}$  люкса и призрачке глаза ночью диаметром 0,6 см это соответствует (при тех же светопотерях) потоку света  $1,6 \cdot 10^{-13}$  люмена.

У большинство существующих приемников изображения сигнал накапливается на фотоэмульсии, обладающей пороговым насыщением, что ограничивает время выдержки. Уже

проводятся первые наблюдения небесных объектов фотоэлектрическими приемниками, сигнал от которых накапливается в «памяти» ЭВМ. Внедрение новых приемников, во-первых, позволит увеличить предельную выдержку до нескольких десятков часов и, во-вторых, даст возможность объединить с помощью ЭВМ несколько телескопов и регистрировать наиболее слабые объекты. Если время выдержки возрастет до 20 часов, то согласно формуле эффективности выигрыш будет в 3 раза, или 1,3 звездные величины. Применение же приемников излучения с фотокатодами имеющими эффективный квантовый выход в видимой области 0,4 даст выигрыш еще почти в два раза или 0,7 звездной величины. Т. е. в сумме еще две звездные величины и общий выигрыш может составить для первоклассного 6 м телескопа почти  $10^m$  и достичь  $32^m$ ! Реализация подобных перспектив несомненно окажет огромное влияние на все разделы астрономии. Но это пока перспективы.

Величины всех рассмотренных параметров (см. формулу), кроме диаметра телескопа, уже почти достигли своего предела. Поэтому остается еще возможность увеличить разными путями диаметр зеркала телескопа, т. к. у астрономов всегда имеется необходимость зарегистрировать максимально слабые объекты, которые часто оказываются самыми интересными и важными для решения фундаментальных проблем астрономии. Но с ростом диаметров зеркал значительно возрастают трудности при конструировании телескопа. Кроме того, например, получается, что стоимость таких телескопов растет пропорционально увеличению диаметра его главного зеркала или даже быстрее. Сооружение современного большого телескопа является сложной инженерной задачей. Требуется предельная, до сотых долей миллиметра, точность изготовления разных деталей конструкции телескопа, вес которых достигает сейчас десятки тонн, а размеры — десятки метров. Точность, с которой должна быть обработана поверхность зеркала, не должна превышать  $10^{-4}$  мм в случае оптической схемы с одним только главным зеркалом и  $5 \cdot 10^{-5}$  мм (т. е. до одной десятой длины световой волны) в двухзеркальных системах.

Высокая точность оптических поверхностей предъявляет не меньшие требования к точности механики современного телескопа. Так как большое зеркало не обладает достаточной жесткостью и прогибается под собственным весом, то эти деформации, как указано выше, приходится компенсировать

системой разгрузки, устанавливаемой в опрае самого зеркала. Расчеты показывают, что деформация большого зеркала находится в допустимых пределах, если составляющая деформирующей силы, перпендикулярная поверхности зеркала, равна 0,1% общей силы, действующей со стороны опоры.

Системы управления, обеспечивающие ведение телескопа, также должны вести его за небесными телами с точностью до 0,1 угловой секунды. Это технически достигается с помощью червячной пары, диаметр основного колеса которой обычно равен или превышает размер главного зеркала. Причем зубцы колеса изготавливаются с точностью близкой к оптической, так чтобы ошибки при слежении не превышали 0,1 угловой секунды на протяжении 10 секунд. Кроме того, все же приходится иметь автоматический фотоэлектрический гид несколько «подправляющий» дефекты ведения телескопа. Таким образом, постройка современного крупного оптического телескопа происходит на пределе современных технических возможностей. Этот предел до некоторой степени достигнут при введении в 1976 г. в строй советского 6 м телескопа со сплошным стеклянным зеркалом. У этого зеркала с тыльной стороны было просверлено 60 глубоких цилиндрических каналов для введения элементов разгрузочных приспособлений. Дальнейшее увеличение диаметров зеркал повлечет за собой увеличение фокусных расстояний и, следовательно, приведет к значительному росту габаритов и поэтому веса, что особенно опасно в отношении движущихся частей телескопа, т. к. это приведет к недопустимым и трудно учитываемым деформациям (особенно гнутиям) большого количества узлов телескопа. Ощущая эти трудности, уже при проектировании 6 м телескопа, советские ученые и инженеры разработали новый вариант азимутальной или альт-азимутальной montirovki инструмента, в которой ответственные узлы телескопа испытывают, в основном, нагрузки на сжатие. Этот тип деформаций материалы выдерживают больше, но и здесь есть свои пределы. Один из них диктуется, например, явлением «усталости» материалов, проявляющимся с течением времени. А ведь наши телескопы работают десятилетия и даже сотни лет.

Будущие телескопы, по-видимому, будут несколько другими в отношении оптики и, в особенности, механики и систем управления. Материалы зеркал будущих телескопов во избежание больших оптических искажений, также должны быть другими, например, кварцевыми, пено-стеклянными или даже синтетическими материалами. Для облегчения зеркал телес-

копы будут иметь, по-видимому, составные зеркала, составленные из нескольких меньших блоков или же нескольких небольших телескопов, представляющих одну общую систему.

Существенно будут усовершенствованы и приемники излучений, употребляемые на телескопах. Это особенно относится к фотоэлектронным умножителям (при создании которых будут стремиться достичь предела — измерять почти 100% из поступивших квантов излучения), разнообразным усилителям изображения (ЭОПам), неизбирательным (реагирующим на все цвета спектра) приемникам излучения в виде оптико-акустических, болометрических, термометрических и т. д.

Следует иметь, в виду, что при установке телескопов, например, на Луне, указанные выше механические деформации будут меньше (из-за меньшей силы тяжести), а искажение изображений небесных объектов из-за атмосферы вообще будет отсутствовать. Останутся лишь искажения, связанные с наличием пыли и межпланетной среды. Кроме того, на Луне будут достигнуты труднодоступные астрономам участки электромагнитного спектра: ультрафиолетовый, рентгеновский и гамма — в коротковолновом и инфракрасный и радио — в длинноволновом диапазонах спектра. Конечно, доставка телескопа на Луну очень дорогое мероприятие.

Теперь коротко рассмотрим механику телескопов, эволюцию их конструкций. На этом выше, хотя и бегло, мы уже останавливались.

В области совершенствования монтировок телескопов астрономы, вместе с конструкторами, начиная с 17 в., сделали многое. Первоначально монтировка была азимутальная, естественно для того времени без автоматического ведения. Когда же понадобилось иметь точное ведение телескопа за объектом, появились параллактические монтировки. В дальнейшем в них был использован и часовой механизм: фрекционный, пружинный, гиревой, электрический и т. д. Телескоп перемещался за светилом и делал один оборот за 24 часа вокруг «полярной» оси, параллельной оси мира, т. е. движению осуществлялось по часовому углу (прямому восхождению). По склонению же движение было только «установочное», от руки, а позднее и электромотором. Тонкое же движение (коррекция) осуществлялась с помощью особого механизма — системы планетарных передач и «секундного контроля».

Параллактическая монтировка была разработана в трех вариантах: «немецком», исторически первом, — с вертикальной колонной на массивном фундаменте, на которой монти-

ровались, в основном, рефракторы; «английском» — в которой полярная ось крепится на двух столбах, и к которой подвешивается труба телескопа. Ведущая шестерня укреплена в нижней части полярной оси. Эта монтировка позволяет с двумя плоскими зеркалами получить в нижнем, полой конце полярной оси неподвижный «фокус кудэ».

Наконец, можно вообще убрать северную колонну и подшипник, тогда получится «американский» вариант монтировки типа «вилки». Отметим также, что труба телескопа не всегда выполняется в виде сплошной конструкции, часто, особенно в больших телескопах-рефлекторах, она заменяется жесткой фермой, рассчитанной по «компенсиционной» схеме Серрюрье». Синтезом английской и американской монтировок явилась американская монтировка с «ярмом» или «хомутом» в виде полой оси, внутри которой размещается труба телескопа.

Каждая из перечисленных монтировок имеет свои недостатки и преимущества. Основными недостатками являются механические прогибы, усилия «на разрыв» как, например, в южном подшипнике вилочной монтировки и сложные деформации зеркала при его поворотах в пространстве, в параллактической системе монтировки. Ведь астрономическое зеркало изготавливается, в лучших экземплярах, с точностью до

$\frac{1}{20} \div \frac{1}{10}$  длины волны излучения, т. е. при  $\lambda = 0,5$  мкм, с точно-

стью до 0,025—0,050 мкм! А излучение такое зеркало должно собирать до 50%, как говорилось выше, в кружке диаметром 0".05 — 0".10, а в — 0".5 все 100% излучения. Поэтому, анализируя качество разных монтировок с точки зрения минимальных деформаций и др. качеств, астрономы Пулковской обсерватории (В. П. Линник, О. А. Мельников, Н. Н. Михельсон, Ю. С. Стрелецкий), при разработке заданий на 6 м телескоп (во главе с конструктором Б. К. Иоаннисяни), в конечном итоге пришли к варианту уже известной ранее, но существенно модернизированной альт-азимутальной монтировки, первоначально предложенной для 6 м телескопа В. П. Линником и О. А. Мельниковым. В ней имеется также две оси — вертикальная и горизонтальная. Вращение телескопа по азимуту осуществляется вокруг вертикальной оси, а по высоте (зенитному расстоянию) вокруг горизонтальной оси. Этот тип монтировки [11] выгоден в механическом отношении. Основные нагрузки в этом типе приходится на сжатие, установка

симметричная, противовес не требуется. Зеркало испытывает только наклоны вокруг горизонтальной оси, т.е. эти деформации легче компенсировать. Кроме того, поправка за рефракцию, необходимая в данном случае, вводится только по одной, а не по двум координатам (как в параллактической монтировке) и т. д. Трудностью, однако, является недоступность зенита около  $3^\circ$ — $5^\circ$ . В этой монтировке скорость ведения за звездой по азимуту изменяется от 0 до  $\infty$ , а по зенитному углу [12] от 0 до  $\cos \varphi$  оборотов в сутки, где  $\varphi$  — географическая широта места. Ограничивая соответствующие, разумные зоны наблюдения, получаем возможные скорости движения телескопа по азимуту порядка 10 оборотов в сутки и по зенитному расстоянию до 1 оборота в сутки. В этом случае [12] при  $\varphi = 40^\circ \div 50^\circ$  практически недоступна зона неба близ зенита  $\pm 5^\circ$ . Кроме того, усложнением является необходимость движения телескопа с разной скоростью вокруг двух, а не вокруг одной, как в параллактической монтировке, осей. Однако и в последнем случае, с учетом рефракции, действующей в азимутальной системе координат, телескоп приходится немного вращать также и вокруг второй оси. Эту задачу может решать специальная ЭВМ и следящая система с подачей сигналов на исполнительные двигатели. Большой трудностью является необходимость компенсации вращения поля зрения.

Несмотря на эти недостатки преимущества альт-азимутальной монтировки для крупного телескопа, по-видимому, неоспоримы. Именно по такому типу выполнена монтировка нового 6 м, крупнейшего в мире, телескопа АН СССР. Целый ряд запроектированных телескопов тоже будет строиться в США и других странах с применением альт-азимутальной монтировки.

Вместе с тем астрономы и конструкторы дальше разрабатывают этот тип монтировки. Так был предложен один из вариантов альт-альт или «горизонтальной» монтировки Н. Н. Михельсоном [13]. В этом случае горизонтальное «ядро», обхватывающее телескоп, может быть расположено в ряде случаев, выгоднее, например, в первом вертикале. Горизонтальный же, но видоизмененный тип монтировки альт-альт был предложен в США А. Б. Мейнелом [14], а первоначально он был предложен в США Н. Ю. Мейнелом и С. Василевским [15]. В альт-альт или горизонтальной монтировке максимальные скорости вращения получаются вблизи горизонта — в восточной и западной его точках, что при разумном выборе объектов наблюдений не представляет трудности.

Е. В. Симмонд [16] недавно предложил «обращенную альт-альт» монтировку, в которой труба как бы «подвешена» не в нижнем конце, вблизи к среднику (т. е. недалеко от зеркала), как в предыдущей, а к верхнему концу.

В крупных телескопах, о чем уже говорилось выше, кроме очень больших трудностей с изготовлением оптических деталей, возникают и механические проблемы, например, с очень точным изготовлением ведущих шестерен большого диаметра, а также уменьшением трения на полярную или вертикальную ось, на которые приходится весьма большие нагрузки. В последнем случае подшипники заменяются соответствующей жидкой подушкой — системой «флотации». Так 1,5 и 2,5 метровые рефлекторы Маунт-Вилсоновской обсерватории имеют ртутную, а 3 метровый рефлектор Ликской и 5 метровый рефлектор Маунт-Паломарской обсерватории имеют масляную «флотацию», как и ряд телескопов в СССР.

Если механика и оптика телескопа готовы, его еще необходимо передвигать за объектом, естественным или искусственным небесным телом и контролировать это движение. Эту задачу выполняют приводы телескопа и его система управления.

Такова материальная база современной оптической астрономии, самой старой и наиболее развитой отрасли астрономии, которая и по настоящее время занимает главенствующее положение в астрономии. И это не случайно.

В разных диапазонах спектра экспериментальные возможности современной астрономии различны, так в рентгеновском диапазоне, в котором достигнуто угловое разрешение при наблюдениях Солнца  $0''.5$ , наблюдается более 200 объектов, в радиодиапазоне, с разрешением от  $1''$  до  $0''.0001$  при радиointерференционных наблюдениях на межконтинентальных базах, может наблюдаться до  $10^6$  объектов, в то время как в оптическом диапазоне с разрешением от  $0''.1$  до  $0''.0001$ , при применении интерференционной методики, даже самые скромные подсчеты показывают возможность наблюдения  $10^{12}$  объектов. Кроме того, в этом диапазоне, в котором, как уже отмечалось, земная атмосфера достаточно прозрачна, достигнуто и максимальное спектральное разрешение  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^8$ .

Нам хочется здесь также еще подчеркнуть, что спектральный анализ в астрономии является одним из основных и мощных методов исследования. В настоящее время нет ни одного

скольконибудь крупного телескопа, который бы не был оснащен хотя бы одним спектральным приемником излучения. А так как граница знаний всегда проходила и проходит по самым слабым объектам, то спектральные наблюдения этих объектов становятся все более и более затруднительными и поэтому нужны все более крупные телескопы. Однако сложные проблемы существуют не только для наблюдений слабых объектов, но и для ярких. Так получить спектры звезд  $20^m$  с хорошим разрешением, нисколько не легче, чем получить спектр звезды нулевой звездной величины, но со спектраль-

ным разрешением  $0.01 \text{ \AA}$ , что необходимо для построения современных теорий звездных атмосфер. А роль спектральных наблюдений в современной астрономии очень велика еще и потому, что именно спектральный анализ позволил установить сходство химического состава вещества у разных небесных тел, что является, конечно важнейшим достижением современной астрофизики и имеет принципиальное значение в развитии наших общих представлений о природе материи, ее единстве. Причем, особенно большую роль в астрономии играет спектроскопия в оптическом диапазоне, что важно еще и потому, что, в основном, максимум излучения подавляющего числа наблюдаемых звезд (спектральный класс G, как у нашего Солнца) приходится на оптическую область спектра (к которой чувствителен и наш глаз, что, конечно, было обусловлено в процессе эволюции зрения человека полем излучения Солнца, приходящим на Землю). А так как галактики, в основном, состоят из звезд, подобных Солнцу, то и интегральные спектры почти всех галактик имеют максимум излучения в оптическом диапазоне, который, конечно, смещается в зависимости от расстояния галактики от нас, в красную сторону (из-за влияния эффекта красного смещения линий), но этот эффект играет роль лишь для очень далеких объектов. От далеких галактик приходит максимум излучения, в основном, от очень горячих и наиболее ярких звезд (спектральных классов A и B). Так что большая доля всей информации о Вселенной поступает к нам от звезд (или галактик) в оптическом диапазоне спектра. Таким образом, успехи современной астрономии обусловлены в основном строительством новых крупных оптических телескопов, а также и усовершенствованием надлежащей аппаратуры для восприятия и анализа света, собираемого телескопом. Когда же человек наблюдал невооруженным глазом то этой проблемы не существовало, так как

глаз (точнее сам наблюдатель) выполнял роль и телескопа, и приемника и анализатора излучения. В современную эпоху, кроме спектрографов с фотопластинками, позволяющим исследовать не только химический состав небесных тел, но и физические условия на них (температуру, давление, магнитные поля, плотность) и скорость движения вещества, излучающего свет, и многое другое, появились еще электронные светоприемники: сначала фотоэлементы, затем фотоумножители, телевизионные трубки, электронно-оптические преобразователи, электронная фотография и др. усилители изображений, которые позволили существенно повысить точность измерений блеска звезд, регистрировать очень слабые объекты, а также обеспечили получение результатов в форме электрического сигнала, что позволяет почти полностью автоматизировать процесс наблюдений и получения данных, т. е. заменить человека роботом, который берет на себя нетворческую часть работы и тем самым намного облегчает процесс изучения Вселенной.

А каковы же перспективы развития технической базы оптической астрофизики на будущее?

Здесь, затрагивая вопрос о планах строительства очень больших оптических телескопов, отметим, что эта проблема сейчас живо обсуждается в астрономических кругах и выясняется необходимость коренного пересмотра принципов конструкции телескопов.

Конструкторские разработки направлены в сторону изготовления больших телескопов с составными зеркалами, т. е. из ряда меньших по диаметру. Например, многоэлементный большой оптический телескоп с управляемой фигурой зеркала описан в [17], где показывается целесообразность создания управляемого составного зеркала диаметром более 10 метров, состоящего из большого количества зеркал диаметром  $0.5 - 1.0 \text{ м.}$ , образующих вместе поверхность, достаточно близкую к параболоиду вращения. Каждое малое зеркало представляет собой шестигранный блок с исполнительными механизмами, поверхность его является частью поверхности параболоида; необходимая форма зеркала получается в результате дополнительной обработки ближайшей к параболоиду сферической поверхности. Вес составного зеркала вместе с исполнительными механизмами, определяющий в основном вес остальных элементов телескопа, значительно снижается по сравнению со сплошным. Так, например, вес зеркала БТА — 42 т., а эквивалентного составного зеркала — 6,5 т.

В качестве примера был рассмотрен проект телескопа с главным зеркалом, состоящим из 48 зеркал диаметром 0,5 м. Кружок рассеяния составляет  $0'',6$  и является вполне допустимым.

В качестве телескопа с близко разнесенными друг от друга зеркалами можно указать на проект «ММТ» (Multiple-mirror telescope)\* — шестизеркального телескопа Смитсоновской астрофизической обсерватории и Аризонского университета (США) [18]. После обследования трех мест в США его предполагается установить на вершине горы Гопкинса ( $H \cong 2600$  м над уровнем моря) в 35 милях на юг от города Туссона (штат Аризона), т. е. вдали от освещенного города. Монтровка телескопа, по-видимому, будет азимутальной (как принято было в 6-м советском телескопе), и на ней в вилке с помощью ферм крепится шесть главных вогнутых зеркал диаметром 183 см., расположенных гексагонально, параллельно друг другу. Поток излучения с помощью серии из двух небольших диагональных зеркал будет направляться в пространство между зеркалами (за их тыльную сторону) вдоль оси симметричной всей конструкции. Эффективная рабочая площадь шести зеркал будет эквивалентна сплошному однозеркальному 4,5 м телескопу. Труба телескопа будет иметь фирменную конструкцию и в пространстве между зеркалами (в направлении оптической оси) разместится телескоп для гидирования (ведения системы) (см. рис. 1 и 2). Естественно, что распределение освещенности в изображении звезды для этого телескопа будет достаточно сложным. Вид изображения, например, звезды, в отличие от обычного дифракционного с диском Эри по середине, т. е. когда освещенность в изображении звезды описывается почти гауссовской кривой в случае однозеркального телескопа, в данном случае получится очень сложным, со многими пиками, так что для его использования понадобятся специальные методы «дешифровки». Так что преимущества этого телескопа будут несомненно малы по сравнению с одиночным 4,5 м телескопом. Кроме того, анализ полученных изображений будет не столь легким, как в случае обычных телескопов. Но в случае если идея, положенная в основу его создания, оправдается, то в дальнейшем, вероятно, можно будет создать телескоп очень большого эквивалентного отверстия.

\* Многозеркальный телескоп.

В Канаде Е. Х. Ричардсоном и Г. Д. Оджерсом [19] рассматривалась еще оптическая система из 25-ти зеркал по 1,5 м

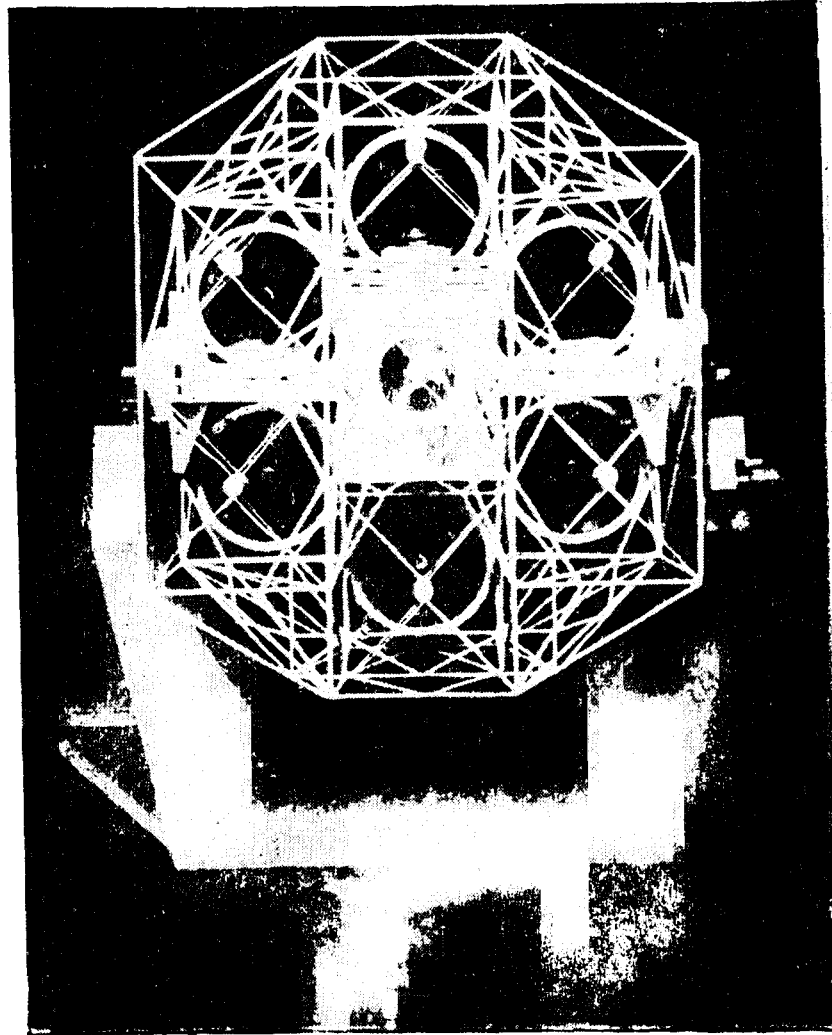


Рис. 1

в диаметре, расположенных линейно, с одним общим фокусом куда. Система по своей светособирающей силе эквивалентна 7,6 м телескопу.

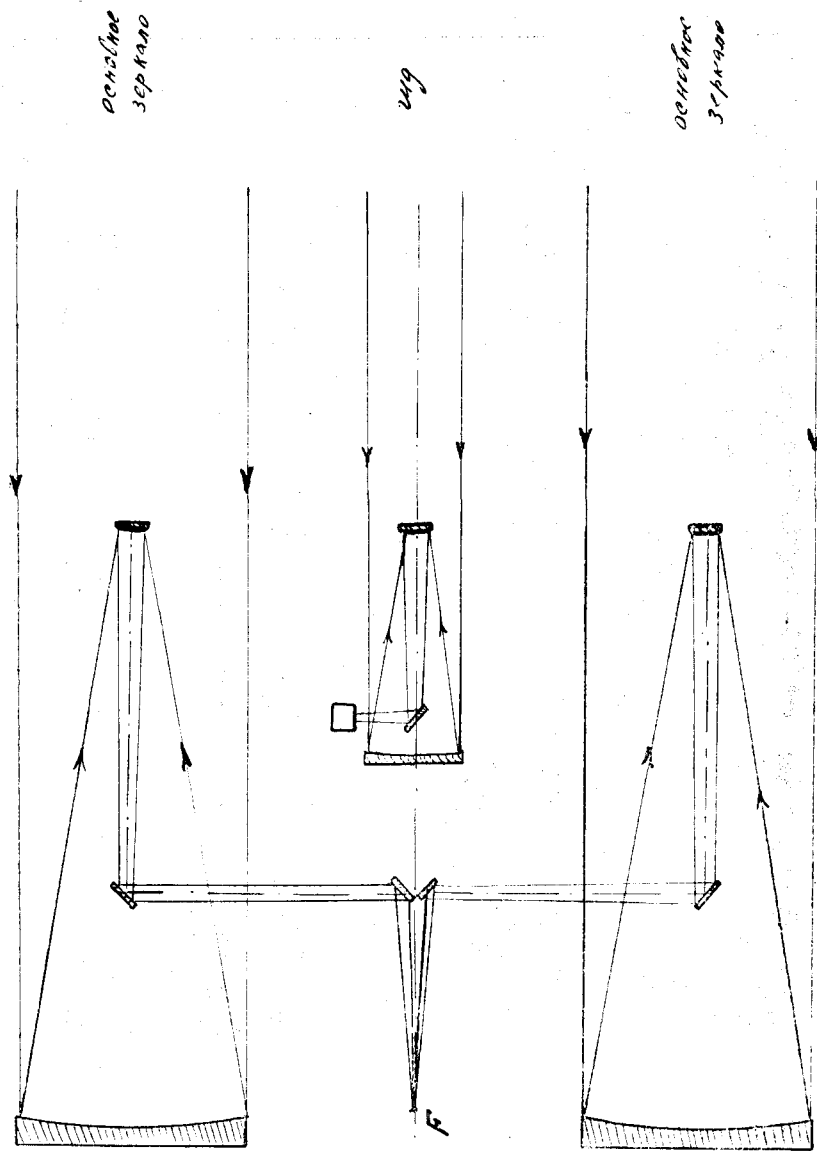


Рис. 2

Однако недостатком обеих этих систем является невозможность их использования для получения прямых широкоугольных фотографий неба и протяженных объектов (из-за малых полей зрения и невысокого качества изображений).

В настоящее время возможности дальнейшего использования нового для оптических наблюдений принципа «апертурно-го синтеза», уже давно успешно используемого в радиоастрономии, продолжают усиленно изучаться.

Например, исследуется возможность объединения нескольких крупных телескопов с помощью ЭВМ в единый комплекс, нацеленный на избранный объект небесной сферы. Если и этот замысел будет успешно реализован, то проникающая способность повысится на величину, пропорциональную корню квадратному из числа инструментов, объединенных ЭВМ.

Проект нового типа крупного телескопа выдвинут в США А. Б. Мейнелом [14]. Согласно этому проекту, главное сферическое зеркало диаметром около 10 метров может перемещаться на тележке по криволинейному рельсам, которые в свою очередь поворачиваются вокруг центра  $C$  (см. рис. 3) так, что положение центра зеркала остается всегда неизменным, а оптическая ось его может быть направлена в разные точки неба. За фокусом главного зеркала находится вогнутое зеркало, отражающее лучи на специальный асферический корректор, играющий роль зеркальной пластины Шмидта. Корректор собирает лучи в фокусе  $F'$ . Вспомогательные оптические элементы закреплены на экваториальной монтировке, позволяющей следить за участком неба до тех пор, пока пучок лучей от нее не сойдет с главного зеркала. Тогда его надо передвинуть в новое положение. Некоторыми неудобствами этой системы являются необходимость иметь главное зеркало большего размера, чем его действующий диаметр и вынужденные перерывы в наблюдениях во время перестановки его. Качество изображений в этой системе получается не очень высоким из-за аберраций высших порядков.

Предлагаются конструкции еще больших по размеру — 20 и более метров отражательных телескопов, из-за громоздкости, с упрощенной монтировкой — типа меридианных инструментов, когда наблюдения за объектом достигается движением в фокальной плоскости только вспомогательных приборов: кассеты с фотопластинкой, фотоэлемента, оптических деталей и т. п., установленных на монтировке телескопа (О. А. Мельников).

Можно также представить себе телескоп, составленный из многочисленных элементов, касающихся друг друга и регулируемых согласованно (например, с системой пьезо-электрических датчиков по идее В. П. Линника) по заданной поверхности с учетом деформаций фронтов волны при их прохождении сквозь волнующуюся атмосферу Земли, что в принципе

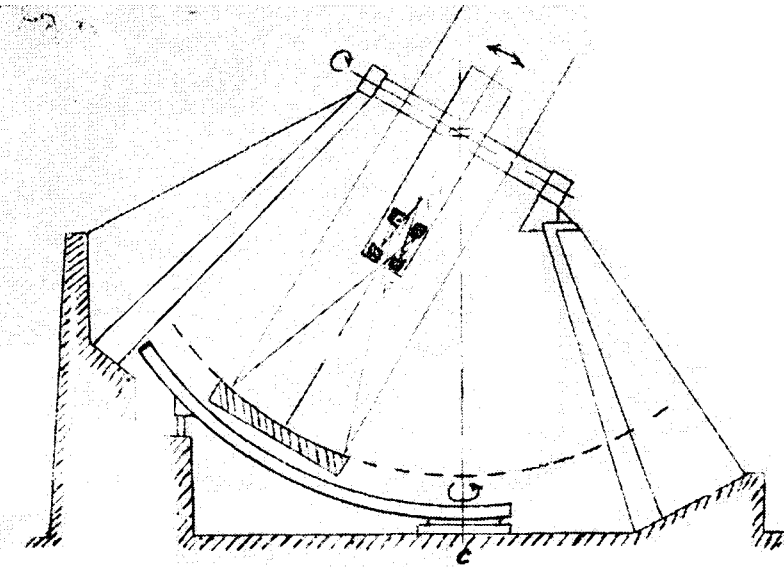


Рис. 3

напоминает Большой пулковский радиотелескоп (БПР). В этом случае можно будет достичь теоретического предела разрешения, а количество собранного света будет пропорционально  $D^2$ . При значительном же росте рабочей площади составных зеркал телескопа понадобится также специальная методика для вычитания засветки от фона неба, которая становится уже угрожающе большой, особенно вблизи больших городов. Эта засветка неба, мешающая достижению очень слабых объектов, может быть исключена методом вычитания при работе в режиме двух приемников излучения, например, ЭОПов, работающих на вычитание из поля с объектом, поля соседнего фона.

Резюмируя все сказанное, можно утверждать, что успехи технологии изготовления крупных зеркал скоро позволят в

оптическом цехе реализовать зеркала диаметром в несколько метров с качеством изображения, равным  $0'',1$  угловой секунды. Изображения звезд на поверхности Земли также часто имеют размеры около  $0'',1$  угловой секунды. Так что еще на Земле имеется возможность создавать очень большие телескопы с составными зеркалами размером 15—20 метров с качеством оптики до  $0'',1$ . Но так как механическую жесткость их обеспечить почти невозможно, то такие зеркала должны быть с очень ограниченным движением или даже совсем неподвижными, чтобы не допускать прогибов, поэтому механика их будет более простой. Естественной представляется конструкция телескопа меридианного типа, или даже полярной трубы (для определенных задач). Так зеркало около 18 метров можно составить из семи тонких шестигранных зеркал, размером по 6 м. (оборудование для изготовления которых уже имеется), соответственно обработанных. Видимо такие инструменты целесообразно делать специализированными, т. е. для решения одной или нескольких конкретных задач, например, для достижения предельных звездных величин в данном направлении, максимальных лучевых скоростей, что крайне необходимо для выбора космологической модели, т. е. для определения границ нашей Метагалактики, а может быть, и открытия соседних метagalactic, пока лишь предполагаемых. Здесь теоретические прогнозы крайне ненадежны, поэтому пробные наблюдения очень необходимы и любой их результат будет важен для будущих исследований и разработок телескопов.

Поэтому нам кажется наиболее реально осуществимым такой проект «космической иглы» как проект составного неподвижного зеркала диаметром около 18 метров, направленного на полюс, что избавит от сложной системы управления и дает возможность делать длительные выдержки, и который позволит детально исследовать область неба около северного полюса и поискать на предельных расстояниях качественно новые объекты. Башня такого инструмента тоже будет предельно простой, так как для этого достаточно иметь лишь подвижный легкий «ангар», предохраняющий зеркало от атмосферных влияний. Основание зеркала одновременно будет являться и рабочим помещением, где разместится приемная и вспомогательная аппаратура и наблюдатели. Общая стоимость сооружения такого телескопа, по-видимому, будет не больше стоимости комплекса 6 м телескопа. Конечно, из-за специальной конструкции, время работы такого телескопа бу-

дет намного меньше. Расположен телескоп может быть на равнинной местности, по возможности, дальше от населенных пунктов, дающих засветку неба и увеличивающих запыленность атмосферы.

Мы видим, что мысль астрономов и инженеров непрерывно направлена на повышение производительности труда специалистов и эффективности работы телескопа. Кроме того, при этом постоянно необходимо помнить о том, что надо строить не просто большие телескопы, а наиболее совершенные инструменты и устанавливать их в местах с отличным астроклиматом, чтобы оправдать те большие материальные затраты, которые вкладываются в их создание, чтобы они возможно быстрее окупались изучением обычных астрономических объектов, а также открытием и исследованием новых явлений во Вселенной, которые порой оказываются и принципиально важными для современной физики и астрономии (как, например, квазары или пульсары). Поэтому крайне необходимо дальнейшее значительное увеличение размеров зеркал телескопов. И нет сомнения, что при этом будут обнаружены совершенно новые неожиданные явления, как бывало часто, когда в астрономии появлялись те или иные новые наблюдательные возможности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Harrison K. M.*, M. N South Africa, **34**, 147, 1975.
2. *Ефремов Ю. Н., Новиков С. Б., Щеглов П. В.*, УФН, **115**, 301, 1975.
3. *Новиков С. Б.*, Земля и Вселенная № 5, 47, 1974.
4. *Labeyrie A.*, Astr. and Aph., **6**, 85, 1970; В сб. "Auxiliary Instrumentation for large Telescopes", ed. S. Lausten and A. Reve, CERN, Geneva, 1972; *Labeyrie A., Cezari D. Y., Stachnik R. V.*, Ap. J., **173**, 11, 1972; *Labeyrie A., Bonneau D.*, Ap. J. **181**, L1, 1973.
5. *Dainty J. C.*, Opt. Comm., **7**, 129, 1973.
6. *Синцов В. Н., Запрягаев А. Ф.*, УФН, **114**, 655, 1974.
7. *Irwin J. B.*, Sky and Tel. **49**, 164, 1975.
8. *Dainty J. C.*, M. N., **169**, 631, 1974.
9. Методы астрономии, ред. Хилтнер В. А., русск. перев. ред. Крат В. А., Изд-во «Мир», М., 1967.
10. *Brown D. H.*, Nature, **218**, 637, 1968; and M. N. **137**, 375, 1967.
11. *Мельников О. А.* Курс астрофизики и звездной астрономии, Изд-во «Наука», М., 1973, гл. I и II.
12. *Иоаннисяни Б. К.*, Оптико-мех. пром., **4**, 37, 1970.
13. *Михельсон Н. Н.*, Изв. ГАО АН СССР, № 169, 131, 1961; Курс астрофизики и звездной астрономии. «Наука», М., 1973, гл. III.
14. *Meinel A. B.*, The Construction of Large Telescopes (IAU Symp. N. 27), Edit. D. L. Crawford, p. 224, Acad Press, L. 1965; Applied Optics and

- Optical Engineering, v. 5 (Optical Instruments, part II), Edit. E. Kinglake, p. 161, Acad. Press, N. Y., 1969; *Meinel A. B., Shannon R. R., Whipple F. L., Low F. J.*, Opt. Eng., **11**, 33, 1972.
15. *Mayall N. U., Vasilevskis S.*, Lick Obs. Bull., № 567, 1960.
16. *Simmond E. W.*, Proc. Astr. Soc. Austr., **2**, 244, 1974.
17. *Гвоздев М. И., Димов Н. А., Кокурин Ю. Л., Марченко Т. И., Орлов Е. П., Сауркин В. А.*, УФН, **111**, 558, 1973.
18. *Weymann R. J., Carlton N. P.*, Sky and Tel., Sept. p. 159, 1972.
19. *Richardson E. H., Odgers G. J.*, J. Roy. Astron. Soc. Can., **66**, 99, 1972.

*Н. Ф. Купревич*

## О ТЕХНИКЕ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН, НАБЛЮДАЕМЫХ В ИК ОБЛАСТИ ДЛИННЕЕ $\lambda = 1$ мкм

УДК 522.617

Перечисляются методы используемые в астрофизике и трудности по визуализации ИК солнечных изображений. Рассматриваются примеры использования систем с единичным детектором излучения, с фотодиодной линейкой. Приводятся результаты наблюдений, выполненные в обсерватории Китт Пик (США) по фотосъемке изображений солнечных пятен и грануляции в ИК области: 22 мкм., 10 мкм, 1,65 мкм и 0,55 мкм. Кратко даются сведения об опытных двухканальных телевизионных фотосъемках в 1975 г. в ГАО АН СССР изображений солнечных пятен в ИК области 1,667 мкм, 1,327 мкм и 0,45 мкм. с использованием ИК видикона. Делается предварительный вывод, что форма изображения пятен вероятно незначительно зависит от длины волны в пределах 1,667 мкм.  $\div$  0,45 мкм.

*About the technique of visualization of the I. R. Images of the Sunspots, by N. F. Kuprevitch.* — Methods of observations and difficulties connected with the visualization of the I. R. images of sunspots are described. A brief survey of the equipment used in Pulkovo observatory is presented. Some information is given on the results TV photographs of sunspots at  $\lambda_0 = 0.45$ ,  $\lambda_1 = 1.327$  and  $\lambda_2 = 1.667$  microns.

### Введение

Получение информации о различных физических процессах на Солнце основано на анализе результатов астрономических наблюдений. При наблюдениях, на фотопластинке регистрируются изображения активных образований на Солнце, а также и их спектры. В некоторых случаях получение изображений, отражающих процессы происходящие на Солнце

оказываются более наглядными, например для быстрой оценки развития явлений во времени, чем это достижимо в случае изучения их спектров.

Исследование Солнца при наземных наблюдениях производится в достаточно ограниченном участке спектрального излучения примерно от 0,4 мкм. до  $09 \div 1.0$  мкм., редко доходя до 1,2 мкм., т. е. границы спектральной светочувствительности современных фотоэмульсий и некоторых фотоэлектрических приборах, применяемых наблюдателями для фиксации изображений и их спектров.

Относительно недавно в астрофизике стали использовать ИК диапазон длинее 1,2 мкм. Это относится как к Солнцу, так и к другим небесным объектам. Если ИК спектрофотометрия указанных объектов производилась уже сравнительно давно (1947 г.), [1,2], то визуализация их изображений стала доступной только в последние годы, для Солнца это 1967-1968 гг. о чем имеется ряд опубликованных работ [3, 4, 5, 6, 7, 8].

Использование ИК диапазона длинее визуального представляет дополнительный интерес, поскольку дает возможность получать изображения процессов, развивающихся или над поверхностью фотосферы Солнца или же в ее глубине [9, 10], что недоступно обычными средствами наблюдения. Следует однако отметить, что получение снимков ИК изображений Солнца, сравнимых по разрешению с таковыми, получаемые в визуальных лучах требует использования больших телескопов  $1 \div 1,5$  м. в диаметре т. к. ИК наблюдения ограничиваются из-за:

1. Значительного понижения контраста в ИК изображении Солнца по сравнению с контрастом, получаемым в видимой области. Контраст падает с увеличением длины волны. Подсчитано, что [7] для масштаба разрешения в 1 угловую секунду в видимом свете контраст грануляции на Солнце соответствует 6%, а на волне 1,65 мкм. он не превышает 2%.

ИК область на  $\lambda = 1,65$  мкм. представляет особый интерес, поскольку позволяет получить изображения глубинных процессов в фотосфере. Волна 1,65 мкм. является близкой к предельной  $\lambda = 1,665$  мкм. [11], при которой существует возможность для проникновения фотона из глубины фотосферы. Согласно работы Р. I. Тигон, Р. I. Лёна [4] вероятная высота наблюдаемых слоев в км. над поверхностью фотосферы зависит от длины волны следующим образом:

$\lambda$ мкм	h км
0,55	+3
10,45	+118
1,615	-22

для  $\lambda = 1,68$  мкм. из [8] следует, что высота  $h = -25$  км.

2. Наличие малой энергетической чувствительности ИК детектора излучения, отсутствие в нем свойства накапливать информацию во времени, достаточно большого уровня собственных электронных шумов является второй трудностью при регистрации ИК изображения.

3. Третьей — является снижение энергии излучения самого Солнца, которое уменьшается в 10 раз на  $\lambda = 1,65$  мкм. и в 10 000 ÷ 15 000 раз [12] на волне 10 мкм.

4. Необходимость охлаждения ИК детектора, в некоторых случаях до температуры жидкого гелия, для снижения в нем собственных электронных шумов, вносит свои неудобства при наблюдениях. Снижение помех в электронной аппаратуре достигается уменьшением полосы частот в сигнале. Это ограничивает быстродействие прибора, что является важным для фиксации быстротеменяющихся явлений на Солнце и для борьбы с влиянием атмосферной турбулентции.

5. Наземные наблюдения астрономических объектов в ИК диапазоне возможны только в спектральных окнах прозрачности земной атмосферы, параметры которой сильно зависят от метеорологических условий, времени года, высоты и географического места наблюдения. Это обстоятельство также ограничивает возможности солнечных ИК наблюдений.

Число опубликованных работ по наземным ИК наблюдениям изображений Солнца невелико. В основном это результаты наблюдений проведенных в обсерватории Китт Пик (США) по фотографированию в ИК диапазоне 22 мкм., 10 мкм., 1,65 мкм. и 0,55 мкм. солнечных пятен и грануляции [3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 13].

В настоящее время используются различные способы преобразования ИК изображение в видимое это:

1. Способ с оптико-механической разверткой изображения в 2х направлениях с использованием одного детектора излучения, электронной аппаратурой с цифровой регистрацией сигналов, их обработкой на электронно-вычислительной машине (ЭВМ) и построением визуального изображения объекта на

экране электролучевой трубке (ЭЛТ). Такая аппаратура использовалась в обсерватории Китт Пик в 1969-70 гг для фотографирования в ИК изображений солнечных пятен на волне 10 мкм.

2. Вторым способом является применение многоканальной светочувствительной системы, состоящей из ряда фотодиодов, смонтированных в виде линейки, с оптико-механическим сканированием изображения в одном направлении, с использованием системы усилительных каналов, равных по числу фотодиодов. Усилительные каналы, помимо своего прямого назначения усиливать слабые электрические сигналы от фотодиодов, служат также для выравнивания неодинаковой чувствительности в каждом фотодиоде, вызываемой технологией их изготовления. Последующая обработка полученной информации дает возможность визуализировать ИК изображение на экране ЭЛТ.

В 1972—1973 гг в этой же обсерватории продолжались работы по фотографированию изображения Солнца в области  $\lambda = 1,65$  мкм [7, 8] с использованием фотодиодной линейки на 64 канала и со всей необходимой электронной техникой.

Дальнейшее развитие этой многообещающей техники дало возможность создать в солнечной обсерватории Локхид (Калифорния, США) магнитограф на 512 каналов, работающий на волне 6300Å, с весьма высокими оптическими и электронными показателями [14].

Надо отметить, что система с применением многоканальной светочувствительной линейкой обладает выигрышем в скорости регистрации в  $n$  раз, где  $n$  число каналов, по сравнению со скоростью регистрации в системе с единичным светоприемником. Однако качество преобразования свет-электрический сигнал зависит от технологии изготовления, т. е. получения однородности в световых характеристиках отдельных фотодиодов, что и сейчас представляет некоторые технологические трудности.

Из анализа результатов фотографирования ИК изображений солнечных пятен некоторые авторы [5] делают вывод, что форма изображений примерно одинакова как в  $\lambda = 0,55$  мкм., так и в ИК области  $\lambda = 10$  мкм., но в ИК области их резкость оказывается выше, чем в визуальной области. С другой стороны ряд мелких пятен или пор лучше видны в визуальной области спектра, чем на волне 10 мкм. Однако причина

повышения резкости в ИК области на 10 мкм. недостаточна ясна и требует дальнейшего наблюдения и уточнения.

3. Третий возможный способ наблюдений ИК изображений Солнца это использование, в качестве светоприемника, передающей телевизионной трубки с накоплением зарядов — типа ИК видикон. Подобные трубки применялись ранее в 1962—1963 гг в ГАО АН СССР для ИК лунных наблюдений [15, 16], в области до 2,3 мкм. Следует однако отметить, что в случае передачи малоконтрастных темных изображений на ярком фоне (случай ИК солнечных наблюдений), телевизионный светоприемник работает в неблагоприятном режиме, с пониженной контрастной светочувствительностью. В случае же лунных наблюдений, где контраст в отдельных деталях изображения достигает 80—100%, условия преобразования свет-сигнал оказываются иными, чем в первом случае. Это обстоятельство вносит определенные трудности в проведении вышеуказанных наблюдений, а также ограничивает возможности телевизионной аппаратуры. Следует отметить, что до сего времени в опубликованной литературе не встречаются сообщения об использовании ИК телевизионных светоприемников для целей регистрации малоконтрастных изображений отдельных деталей на солнечной поверхности. Нет также сведений о попытках или начале исследований в этом направлении. Повидимому представляет известный интерес этот пробел в опубликованной литературе заполнить и провести ряд экспериментов в этом направлении. Исходя из этого, настоящая работа посвящена описанию попыток применения ИК видикона для наблюдения солнечных изображений в ИК области до 2 мкм. В работе кратко описывается оптическая и электронная часть телескопа и приводятся некоторые результаты первых опытных наблюдений, выполненных в 1975 г. в ГАО АН СССР на 2-х канальном телевизионном телескопе [17], специально приспособленного для этой цели. В задачу эксперимента только входило обнаружение в возможной разницы форм ИК изображений солнечных пятен в области  $\lambda_1 = 1,327$  мкм. и  $\lambda_0 = 0,45$  мкм., регистрируемых одновременно, а также и на  $\lambda_2 = 1,67$  мкм. т. е. на волнах длиннее или короче предельной  $\lambda = 1,665$  мкм. [11].

#### Описание оптики телескопа:

Конструкция двухканального телевизионного телескопа, построенная ранее для ночных наблюдений астрономических объектов [17] содержит два одинаковых Кассегреновских

системы, смонтированными на общем штативе АПШ-6. Расстояние между осями оптических систем равно 560 мм. Такая система дает возможность наблюдать объект одновременно в двух каналах и получать два изображения объекта в интегральных или монохроматических лучах, с применением соответствующих светофильтров. Из предыдущих работ [18] выяснилось, что в разнесенной на расстояние 560 мм двухканальной оптической системы помехи от атмосферной турбулентности проявляются не одновременно, что не обеспечивает одинаковости в формах двухканальных монохроматических изображения объекта. Диаметр главного зеркала в 2-х каналах телескопа равен 450 мм, при относительном отверстии 1:3,5 ( $F = 1.6$  м). Такая светосильная система при солнечных наблюдениях вызывала бы сильный перегрев вторичного зеркала и повышала бы вредную для наблюдений турбулентцию в объеме воздуха, заполняющего трубу телескопа. Поэтому оказалось целесообразным использовать только один оптический канал телескопа, передать оптическую схему в внеосевую (для уменьшения влияния рассеянного света), снизить входное отверстие телескопа внеосевой диафрагмой до диаметра 140 мм и применить в кассетной части светоделительное устройство со светофильтрами для получения двух монохроматических изображений в видимой и ИК области спектра.

Следует добавить, что расположение павильона телевизионного телескопа на территории ГАО АН СССР и сама конструкция павильона не позволяет вести солнечные наблюдения в утренние часы, когда высота Солнца над горизонтом небольшая, а атмосферная турбулентция невелика. Поэтому опытные наблюдения проводились ближе к полудню в условиях повышенной турбулентности атмосферы, что и сказывалось на качестве солнечных изображений. С учетом влияния атмосферных помех, в телескопе выбран средний фокус, равный 10,4 м, в котором и строились изображения солнечных пятен на телевизионных трубках.

На рис. 1 показана оптическая схема телескопа, приспособленная для опытных солнечных наблюдений в ИК области. Здесь: 1 — металлическая труба телескопа длиной 1,3 м., 2 — внеосевая диафрагма из алюминия, 3 — главное зеркало, 4 — вторичное зеркало, 5 — светоделительный стеклянный кубик для разделения световых пучков на 2 канала, 6 — плоское зеркало, 7 — оптический фильтр предварительной селекции ИКС-3 или кремниевый, 8 — интерференцион-

ный фильтр на  $\lambda_1 = 1,327$  мкм. с пропусканием в максимуме 55% излучения и полосой  $\Delta\lambda_{0,5} = 0,166$  мкм. или взамен него, интерференционный фильтр на  $\lambda_2 = 1,667$  мкм., с 69% пропускания,  $\Delta\lambda_{0,5} = 0,026$  мкм., 9 — сменный фильтр СС-1, 11 — планшайба суперортика, 12 — плотный нейтральный фильтр, толщиной 12 мм, с набором дополнительных нейтральных фильтров, на выходе которых обеспечивается освещенность в изображении Солнца  $E_\phi = 0,1 \div 1$  лк., 13 — механический затвор, управляемый внешними электрическими импульсами.

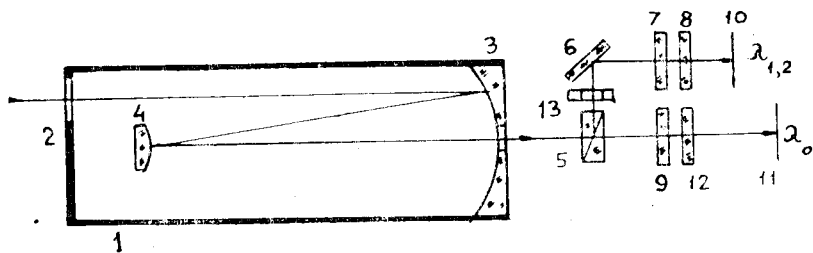


Рис. 1

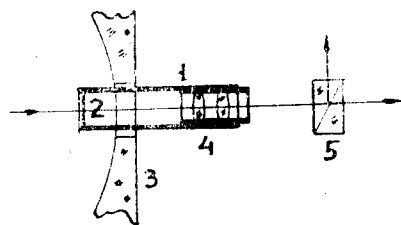


Рис. 2

Для юстировки и фокусировки изображения на 2-х передающих трубках, в качестве контрольного устройства, применен сменный солнечный проектор с «тестом»: испытательной таблицей или негативом ступенчатого ослабителя, устанавливаемый перед светоделительным кубиком, обеспечивающий, после фильтров, получение одновременно монохроматических изображений Солнца на входе передающих трубок.

Оптическая схема этого устройства показана на рис. 2,

где: 1 — основание проектора, закрепляемого в нужном положении на телескопе; 2 — негатив ослабителя с размером  $2,8 \times 1$  мм, изготовленного на киноплёнке КН-3; 3 — главное зеркало телескопа; 4 — объектив для фокусировки изображения «теста» на плоскости 10 и 11.5 — светоделительный кубик.

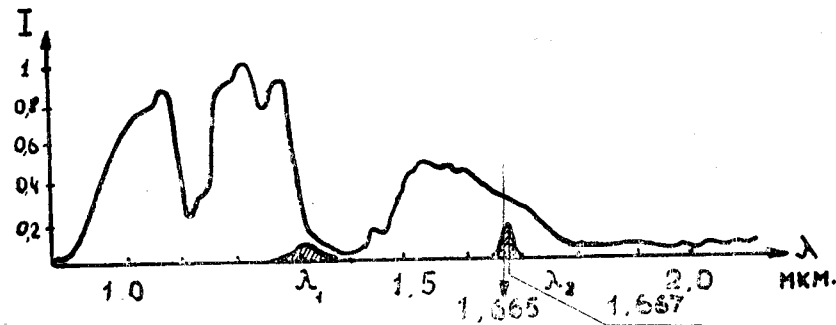


Рис. 3

Земная атмосфера является своеобразным оптическим фильтром с селективной прозрачностью. На рис. 3 приводится осциллограмма интенсивности  $I$  полос пропускания атмосферы как  $I(\lambda)$ , полученная А. Х. Курмаевой по наблюдению в ГАО АН СССР на телескопе АСИ-5 с дифракционным фотоэлектрическим спектрографом. На осциллограмму нанесен в том же масштабе спектральное пропускание интерференционных фильтров, примененных для наблюдений в ИК области, с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Как видно из осциллограммы рабочая область видикона оказывается вблизи минимума пропускания атмосферы в этой области спектра, что значительно снижает энергетическую освещенность солнечного изображения на мишени ИК видикона. Весьма приближенные расчеты, с учетом потерь в оптической системе, полосах пропускания фильтров, атмосферы и пр. показывают, что общее ослабление излучения от Солнца, на волне 1,6 мкм, на входе ИК видикона достигает величины порядка  $25000 \div \div 30000$ .

Для солнечной постоянной  $I = 3,2 \times 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>, в интервале длин волн 1—2 мкм. [19], расчетная плотность излучения в ИК изображении Солнца, на мишени ИК видикона, приблизительно составляет  $I_v = 2,5 \times 10^{-5}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Теоретическая разрешающая способность оптики телескопа на  $\lambda = 1,67$  мкм. для  $D = 140$  мм. и  $F = 10,4$  м. ориентировочно равна 2,6 угл. сек., в видимой области она оказывается 0,86" дуги. Линейный масштаб изображения в фокальной плоскости телескопа равен 18"/мм.

### Электронная схема

Спектральная характеристика ИК видикона [20, 21] имеет максимум чувствительности в области  $1 \div 1,2$  мкм., с небольшим спадом у  $\lambda = 0,8$  и 1,4 мкм. Красная граница лежит у длины волны 2,0—2,3 мкм. Площадь раstra на мишени трубки равна  $12 \times 16$  мм. или в угловых величинах  $3',36'' \times 4',48''$ .

В визуальном канале используется суперортикон ЛИ218 или ЛИ213 со схемой электронного масштабирования ( $M \times 2$ ) для выравнивания масштабов в изображениях обоих каналов. Это оказывалось необходимым, т. к. площадь входного окна (кадра) и суперортикона в 2 раза больше, чем таковая у ИК видикона. В телевизионной аппаратуре применен черезстрочный или построчный стандарт разложения на 625 строк при 25 кадрах в сек.

Для случая фотосъемки ИК изображения с экрана ЭЛТ с времени выдержки равной продолжительности передачи 1 поля, в случае черезстрочной развертки с  $z = 300$  строк по вертикали, расстояние между строками, перечисленное на размер раstra в видиконе, составляет 0,04 мм. или 0,72 угл. сек.

Изображение от 2-х каналов воспроизводится одновременно на экране ЭЛТ, при помощи электронного коммутатора. В этом случае переключение видеосигналов производится с частотой строк и ИК канал занимает левую половину экрана. Правая же его часть воспроизводит изображение переданного визуальным каналом. Изображение с экрана ЭЛТ фотографируется фотокамерой на 35 мм. киноплёнке. Для получения однокадровой выдержки используется схема электронного затвора, синхронизированная с частотой кадров, обеспечивающая выдержку в 1/50 или 1/25 сек. [22].

При устойчивых солнечных изображениях, при малой турбулентности в атмосфере Земли, возможно производить фотосъемку с выдержкой порядка 0,2—0,5 сек.

ИК видикон, по сравнению с суперортиконом, обладает достаточно большой остаточной «памятью». Это выражается в медленном убывании остаточных зарядов потенциального рельефа, накопленного на мишени во время экспозиции ИК

изображения. Поэтому часто требуется применять дополнительные операции для уничтожения этих остаточных зарядов (изображений) и подготовки мишени для дальнейшей регистрации ИК изображения.

На рис. 4 показана осциллограмма изменения величины видеосигнала 1 от времени  $1t$ , протекающего с момента прекращения экспозиции. Вертикальные метки соответствуют времени 1/25 сек. На осциллограмме виден длинный «хвост» —

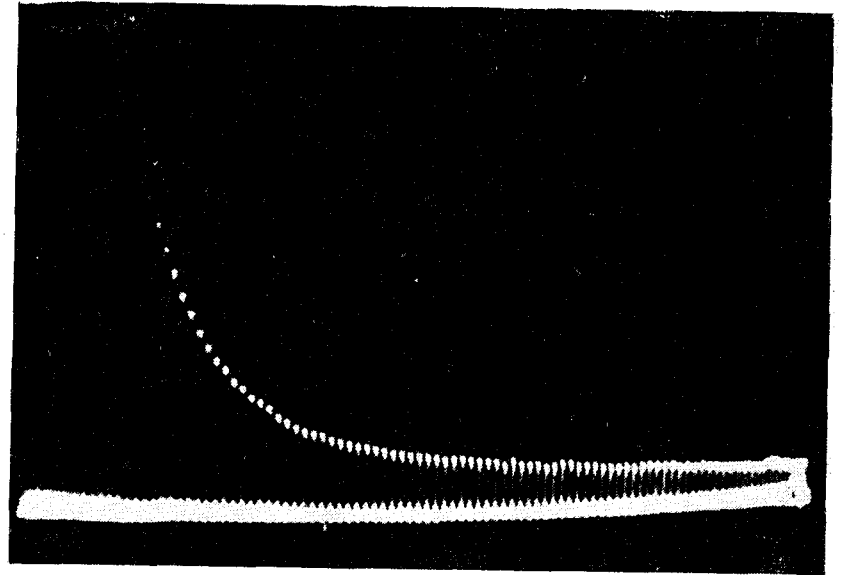


Рис. 4

след медленного убывания амплитуды видеосигнала в течение длительного интервала времени. Это время может быть десятками секунд, а в некоторых экземплярах трубок доходить и до минуты. Одним из простейших способов борьбы с остаточными изображениями является метод стирания путем непродолжительной засветки мишени при выключенном электронном пучке, в видиконе. [23]. В нашей практике для этой цели служит лампочка накаливания 6. Зв, свет от которой подается по стеклянному волоконному жгуту на мишень видикона, минуя интерференционные фильтры.

Управление режимом телевизионных передающих камер, с суперортиконом и видиконом, включением и выключением лампочки, открыванием и закрыванием затвора и пр. произ-

водится дистанционно из здания лаборатории, расположенного на расстоянии 35 метров от павильона.

При смещении или дрожании изображения, вследствие атмосферных помех, наличие остаточных изображений на мишенях передающих телевизионных трубок сказывается по-разному: в малой степени это заметно в визуальном канале, где используется суперорбитон ЛИ218, обладающий относительно малой остаточной памятью. В большей степени это заметно в ИК канале, где на фотографируемое ИК изображение объекта может накладываться остаточное изображение от предыдущей экспозиции. Это обстоятельство, в ряде случаев, может приводить к снижению действительной картины одинаковости форм в изображениях солнечных пятен, регистрируемых одновременно в двух каналах: визуальном и инфракрасном. В действительности это иногда и наблюдается.

Для борьбы с остаточными изображениями может быть применен импульсный метод прецирования ИК изображения на мишень видикона, с выдержкой 1/50 сек и короче, с одновременным однокадровым фотографированием изображения с экрана ЭЛТ. Для проведения в дальнейшем наблюдений по этому методу в ГАО АН СССР готовится соответствующая электронная аппаратура.

При применении электронного коммутатора для двухканального воспроизведения изображения на экране ЭЛТ, в каждой из телевизионных передающих трубок используется только половина стандартного кадра. В ИК видиконе используемая площадь мишени снижается до величины  $12 \times 8$  мм. Вследствие этого размер изображения солнечных пятен на мишени трубки не должен превышать указанных выше пределов.

На рис. 5 приводятся фотоснимки двойных кадров №№ 30 и 31 изображения солнечного пятна, полученные 22/7-1975 г. с экрана ЭЛТ, с размером пятна на входе передающих трубок около 1,5 мм по диаметру, в  $\lambda = 1,327$  мкм. и 0,45 мкм.

Из сравнения крупных форм изображений солнечного пятна, полученных в двух каналах, можно приблизительно считать, что по-видимому их форм сравнительно мало меняется с изменением длины волны от 0,45 мкм. до 1,327 мкм.

Что же касается строения с более мелкой структурой, то в данном эксперименте ответа на этот вопрос не было получено. Объясняется что вследствие недостаточной четкости оптических изображений на входе телевизионной системы, из-за

неустойчивости таковых, из-за помех от атмосферной турбулентности.

Для получения большего разрешения в ИК изображениях требуется применение более короткой экспозиции и выбора особого режима работы трубки, а также проведения наблюдений в период пониженной турбулентности в атмосфере Земли.

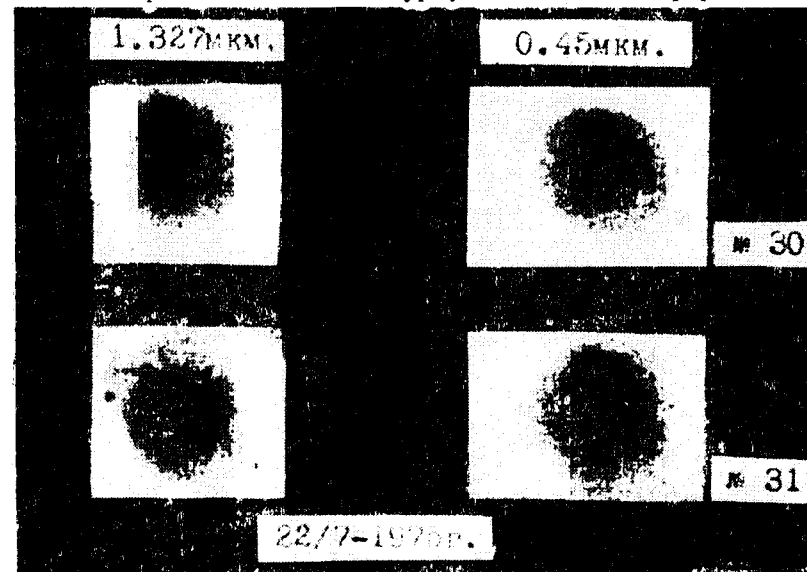


Рис. 5

С увеличением длины волны в ИК изображении контраст такого снижается. Это заметно при рассматривании рис. 6, где двойные кадры №№ 17 и 26 изображения солнечного пятна получены 26/7-1975 г. в длинах волн  $\lambda = 1,667$  мкм. и  $\lambda_0 = 0,45$  мкм., в промежутке времени между фотосъемкой кадров 17—26 в течение 0,5 минуты. На кадрах 23, 24 и 26 рис. 7 от 24/7 1975 г. показаны изображения двух сравнительно небольших по оптическому размеру солнечных пятен. Диаметр наибольшего из них составляет, приблизительно 0,6 мм в фокальной плоскости телескопа. Наблюдения выполнены в условиях заметной нестабильности солнечного изображения, и вследствие этого фотоснимки оказались недостаточно качественными.

На изображениях ИК канала на  $\lambda = 1,667$  мкм. заметно влияние остаточных изображений в ИК видиконе, наложенные

которых создали дополнительные изображения в виде различных по форме разрывов в полутени пятна, с их преобладающей односторонней направленностью, что вероятно вызвано особым состоянием земной атмосферы, в моменты наблюдений.

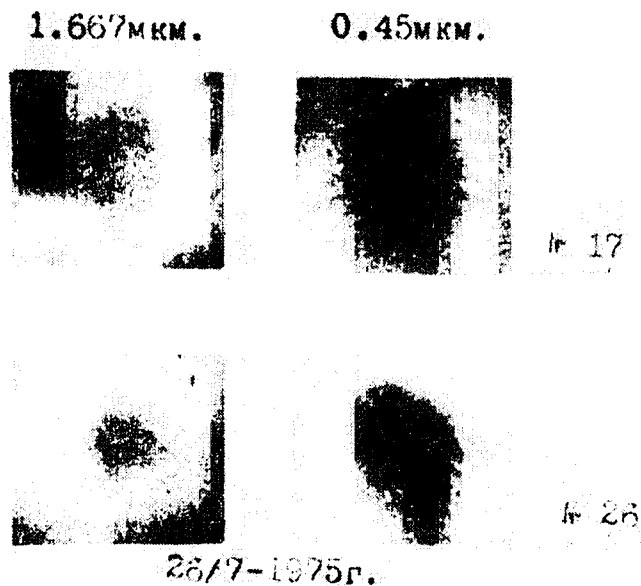


Рис. 6

Получение изображения на экране ЭЛТ производилось в условиях обычного режима передачи телевизионного изображения, т. е. одновременного экспонирования и считывания изображения с мишеней передающих трубок. Фотографирование же экрана ЭЛТ осуществлялось в моменты некоторого успокоения солнечного изображения, что контролировалось по изображению визуального канала ( $\lambda = 0,45$  мкм.) передаваемого суперорбитальным каналом.

Продолжительность выдержки при фотосъемке изображения составляло около десятка кадров, т. е. времени 0,4 сек., что повышало отношение сигнала к шуму на фотоснимках, но иногда было причиной размытости изображения, при наличии помех от атмосферной турбулентции. В некоторых случаях применялась и однокадровая выдержка в 1/25 сек.

## Выводы

1. Выполненные в 1975 г., в ГАО АН СССР опытные работы по визуализации ИК изображений солнечных пятен в ИК области спектра 0,45 мкм., 1,327 мкм. и 1,667 мкм. являются первой попыткой применения в ГАО АН СССР телевизионной

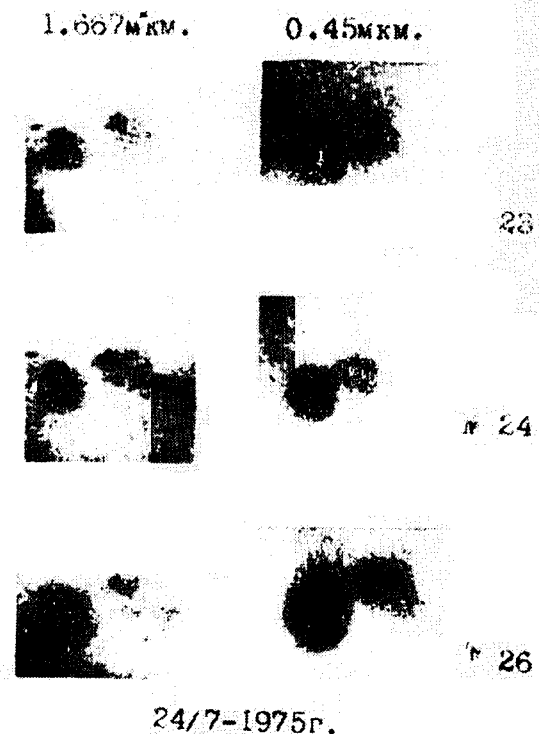


Рис. 7

техники с ИК видеоконсом для солнечных наблюдений.  
 2. Анализ проведенных экспериментов показал перспективность примененного телевизионного метода наблюдений Солнца в ИК области до 1,8—2,0 мкм.  
 3. В процессе проведения экспериментов выявлен ряд недостатков в примененном оборудовании и электронной технике. С учетом результатов первых опытов намечена дальнейшая

программа работ, которая и будет осуществляться в последующие годы.

В заключение автор приносит благодарности: А. Х. Курмаевой, Л. Н. Губановой и И. Б. Сальникову за помощь в работе.

28/12 1975 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. P. Kuiper, W. Wilson, R. F. Cashman, *Astroph. Journ.*, **106**, No. 2, 242, 1947.
2. G. P. Kuiper, *Astroph. Journ.*, **106**, No. 2, 251, 1947.
3. P. Léna, *Solar Phys.*, **7**, No. 2, 217, 1969.
4. P. J. Turon, P. J. Léna, *Solar Phys.*, **14**, No. 1, 112, 1970.
5. P. J. Turon, D. Stefanwisch, *Rapport de Medon Obs.*, **92**, No. 94/IRS, 1972.
6. B. Brockmann, *Rapport sur la mission a l'observatory de Kitt Peak*, **72**, No. 98/IRS, 1971.
7. P. J. Turon, *Appl. Opt.*, **11**, No. 10, 2177, 1972.
8. P. J. Turon, P. Léna, *Solar Phys.*, **30**, No. 1, 3, 1973.
9. P. Léna, *Astron. and Astroph.*, **4**, 202, 1970.
10. A. K. Piece, *Solar Phys.*, **6**, No. 3, 498, 1969.
11. Д. Я. Мартынов. Курс общей астрофизики, «Наука», М., 1965.
12. Е. А. Макарова, А. В. Харитонов. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. Наука, М., 1972.
13. W. C. Livingston, *Appl. Opt.*, **7**, No. 3, 425, 1968.
14. R. C. Smith, *Solar Phys.*, **40**, No. 1, 241, 1975.
15. Н. Ф. Купревич, Изв. ГАО АН СССР № 173, 110, 1963.
16. Н. Ф. Купревич, *Астрономич. журнал*, **40**, № 5, 880, 1963.
17. Н. Ф. Купревич, Изв. ГАО АН СССР, № 184, 156, 1968.
18. Н. Ф. Купревич, Изв. ГАО АН СССР, № 186, 72, 1971.
19. А. В. Павлов, *Оптико-электронные приборы*, Энергия, М., 1974.
20. Н. Л. Артемьев, А. М. Герасимова, Н. П. Степченко. Техн. кино и телевидения, № 4, 15, 1961.
21. Н. Л. Артемьев, Н. П. Селиверстова. Техн. кино и телевидения, № 6, 58, 1963.
22. Н. Ф. Купревич, Изв. ГАО АН СССР № 163, 133, 1960.
23. И. Л. Валик, Л. И. Хромов. Бюлл. изобр., М., № 13—14, 32, 1966.

Н. Г. Пономарев.

#### К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ АЗИМУТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ БОЛЬШИХ ТЕЛЕСКОПОВ-РЕФЛЕКТОРОВ

УДК 522.22:522.21

В недавно найденной статье покойного Н. Г. Пономарева предлагается альт-азимутальная монтировка для установки больших телескопов. Описано аналоговое счетно-решающее устройство (фиг. 1) для преобразования координат. Предлагается связать его с телескопом с помощью сельсинов. Выполнен анализ монтировки 5-м телескопа Паломарской обсерватории. Описана предлагаемая автором альт-азимутальная монтировка (фиг. 2) с гидростатическими подшипниками для обеих осей. Предложена система крепления больших спектрографов на балконах вертикальной оси телескопа.

В небольшом предисловии кратко изложена история обнаружения рукописи статьи Н. Г. Пономарева и приведено письмо его жены, написанное за несколько дней до его смерти, описывающее его гибель.

*The Use of Azimuthal Mounting for Large Telescopes-Reflectors, by N. G. Ponomarev.* — The paper written in January 1942 has been recently found in the archives at Pulkowo Observatory. The paper suggests the use of alt-azimuth mounting for large telescopes.

*Разбирая документы покойного профессора Александра Владимировича Маркова, я обнаружил 11 июня 1970 г. среди них тоненькую пачку бумаг, обернутых в сложенный пополам лист ватмана. На нем было написано: «К вопросу о применении азимутальной установки для больших телескопов-рефлекторов. Н. Г. Пономарев. Акад. наук Главн. Астроном. Обсерв. Пулково 17.1.42 г.». Перелистав обложку такой самодельной папки я первым делом обнаружил в ней письмо:*

## 5.7. Ковров

«Дорогие Мария Соломоновна и Александр Владимирович! Очень мы были тронуты, что Вы так горячо отозвались на нашу телеграмму. Спасибо. Коля находится в тяжелом состоянии, вот уже 4-ый день живет камфорой, завтра будет переливание крови, я прямо теряюсь, что делать, где искать спасения для него, я послала Вам, Тихову, Литвинову и Фесенкову телеграммы о возможности вылета на санитарном самолете в Алма-Ату, где врачебные силы другие, можно было бы создать консилиум, а здесь никого нет, город маленький, лечат его врач Брынцева и Троицкий, это лучшие силы гор. Коврова, как мне говорят, что делать, посоветуйте мне. Я голову теряю, здесь никого нет, с кем было бы можно посоветоваться, я одна бессильна, вдобавок с деньгами у нас плохо дело обстоит. Я дала телеграммы директору завода, но ответа никакого, что сие означает, я не знаю, Коля 5-й м[есяц] в б[ольнице] и ни откуда зарплаты не получает, первая помощь, это была оказана лично Вами, спасибо и Высшей школе. Ведь мы были эвакуированы в гор. Казань на постоянную работу, значит Коля хотя бы по бюллетеню должен был бы получать, но и этого нет, он очень удручен таким отношением. Я работаю в детсаде и Танюша со мной, но получаю мизерный оклад жалованья. Конечно, этого мало. Александр Владимирович, нажмите Вы пожалуйста, где нужно, возможно его удалось бы перевезти в Алма-Ату (далее несколько слов залиты чернилами и неразборчивы). Пишите, жду, извините за беспокойство, телеграфируйте.

А. Пономарева.

Привет от Николая Георгиевича. Он очень слаб, настолько слаб, что еле губами переводит дыхание, все на почве истощения организма».

Письмо это написано Анастасией Владимировной Пономаревой — женой Николая Георгиевича Пономарева в тяжелые дни эвакуации из Ленинграда и адресовано в Алма-Ату М. С. Зельцер и А. В. Маркову. А 18 июля 1942 года Николай Георгиевич скончался в Коврове. Так погиб основоположник астрономической промышленности СССР, крупнейший советский инженер, лауреат Государственной премии 1941 года, первого года присуждения Государственных премий.

Как известно, в настоящее время в СССР построен первый в мире большой рефлектор на альт-азимутальной монтировке.

Главное зеркало имеет диаметр 6 метров. Основные черты его гениально предвидел Н. Г. Пономарев еще почти 30 лет назад.

Н. Н. М.



Азимутальная установка является наиболее простой и компактной системой для астрономических труб небольшого размера. Однако существенным недостатком этой системы является неудобство перемещения трубы за суточным движением небесного свода. Приходится, помимо вращения поля зрения ее, трансформировать азимутальные координаты в параллактические, чтобы осуществить непрерывное наблюдение за выбранным небесным объектом. Таким образом, если можно было бы построить вычислительный механизм, работающий по формулам перехода азимутальных координат в координаты параллактические, т. е.

$$\left. \begin{aligned} \sin z \sin A &= \cos \delta \sin \theta \\ \sin z \cos A &= -\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos \theta \\ \cos z &= +\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \theta \end{aligned} \right\} (1)$$

где:

- |                                     |   |     |
|-------------------------------------|---|-----|
| $\theta$ — часовой угол             | } | (2) |
| $\varphi$ — широта места наблюдения |   |     |
| $\delta$ — склонение светила        |   |     |
| $z$ — зенитное расстояние           |   |     |
| $A$ — азимут светила                |   |     |

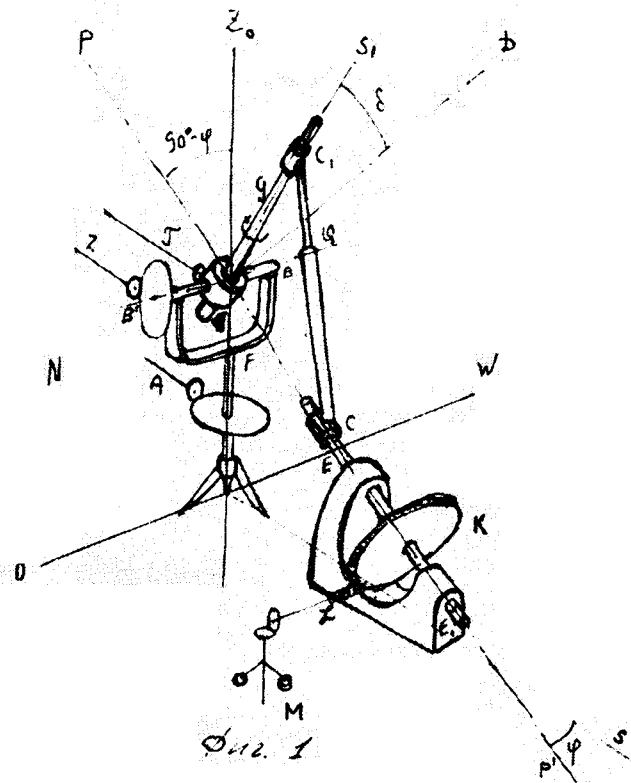
то задавая этому механизму значения величин  $\theta$  и  $\delta$  группы (2), можно было бы получить непрерывное и плавное изменение  $z$  и  $A$  и передать их на азимутальную установку телескопа. Тогда очевидно мы имели бы непрерывное наблюдение за выбранным объектом. И все же при этих обстоятельствах остается неисправленным вращение поля зрения трубы. Автору данной заметки удалось найти такой механизм, названный нами построителем азимутальных координат  $z$  и  $A$  по заданным  $\theta$  и  $\delta$  при постоянном  $\varphi$ , который дает одновременно с одной стороны плавные изменения  $z$  и  $A$  и с другой также поправку за вращение поля зрения.

Представим себе азимутальную установку, схема которой приведена на фиг. 1, где:

- NS — проекция меридиана
- OW — направление восток-запад
- PP' — направление на полюс мира
- $\varphi$  — широта места наблюдения
- Z<sub>0</sub> — положение зенита
- D — направление на экватор
- S<sub>1</sub> — направление на выбранное небесное светило

Вилка F вращается в горизонтальной плоскости вокруг

направления на зенит Z<sub>0</sub>; вокруг горизонтальной оси BB' — вращается штанга G, направленная на выбранное светило. В направлении на полюс мира PP' расположена полярная ось EE<sub>1</sub>, которая с помощью червячной пары K и L приводится в равномерное вращение со скоростью одного звездного обобо-



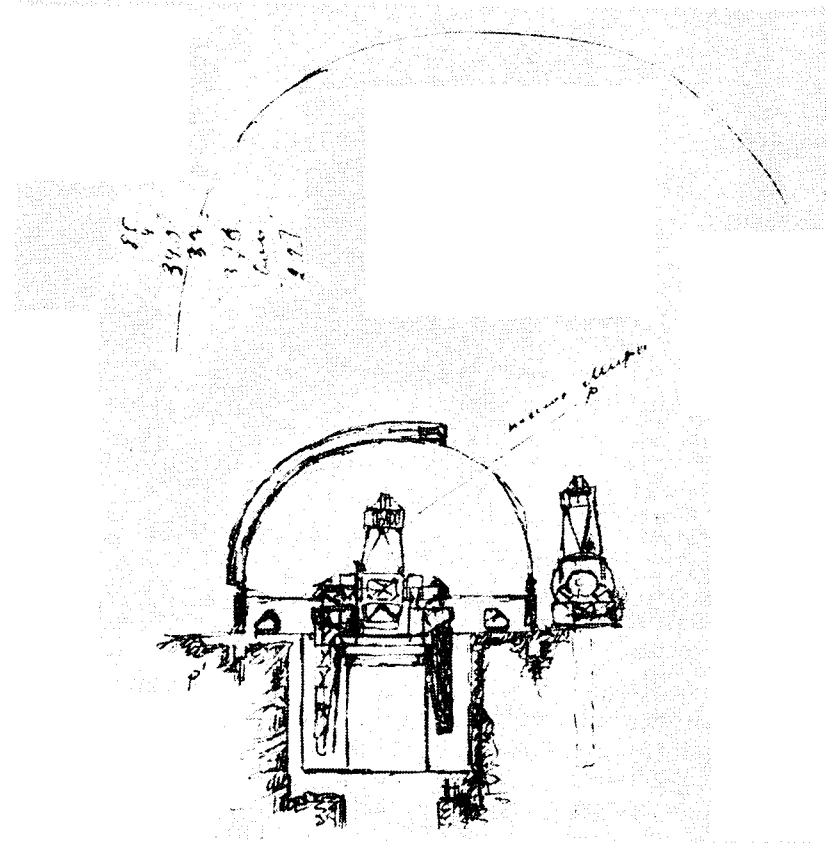
та в сутки от часового механизма M. Конец этой оси несет шарнир C, соединяющийся с помощью раздвижной штанги Q с другим подвижным шарниром C<sub>1</sub>, расположенным на штанге G, ориентированной на светило S<sub>1</sub>. Нетрудно видеть, что ее конец, в данном случае, строго пойдет за этим светилом. Штанга G при этом будет испытывать помимо этого еще дополнительное вращательное движение: вокруг линии визирования на светило, которое и будет очевидно являться поправкой за вращение поля зрения, если его передать с помощью штанги T на

кассетную часть прибора наблюдательной трубы. Таким образом, в результате вращения полярной оси  $EE_1$  мы будем иметь разложенные компоненты скоростей: по азимуту  $A$ , зенитному расстоянию  $z$  и вращению поля  $T$ , которые остаются передать соответствующим осям азимутальной установки телескопа. Осуществить эту передачу в наиболее совершенном виде представляется автору лучше всего с помощью специального «электрического вала» синхронно связывающего как построитель, так и инструмент наблюдения. Эта задача является наиболее трудной и вместе с тем наиболее проблематичной, и от ее успешного разрешения зависит точность работы всей установки.

Если рассматривать различные типы параллактических монтировок больших телескопов-рефлекторов, то наиболее компактной и простой является монтировка на «вилке». Однако эта конструкция в том виде как она применена, например, для 60" (1.5 м) рефлектора М. Wilson' овской обсерватории не может быть распространена на большие инструменты. Ее видоизменение, предложенное как проект д-р. Peas'ом для 200" (5 м) рефлектора, правда, расширяет возможность ее применения для этих целей, но все же не дает удовлетворительного решения вопроса, главным образом, вследствие конструктивных недостатков системы, выражающихся во-первых, в ряде неудобств связанных с наблюдениями, а также меньшими и худшими возможностями применения вспомогательной исследовательской аппаратуры, как например, крепления спектрографов. Эта конструкция имеет также по сравнению с выбранной и осуществленной для 200" рефлектора также и меньшее число различных оптических систем. Монтировка 200" телескопа, очень устойчивая, жесткая и удобная в эксплуатации, все же представляет довольно громоздкую систему по сравнению с азимутальной установкой, если применить ее для такого большого инструмента. Останавливаться на разборе других типов монтировок мы не будем, так как они являются менее совершенными и компактными сравнительно с видоизмененной рамной конструкцией 200" рефлектора.

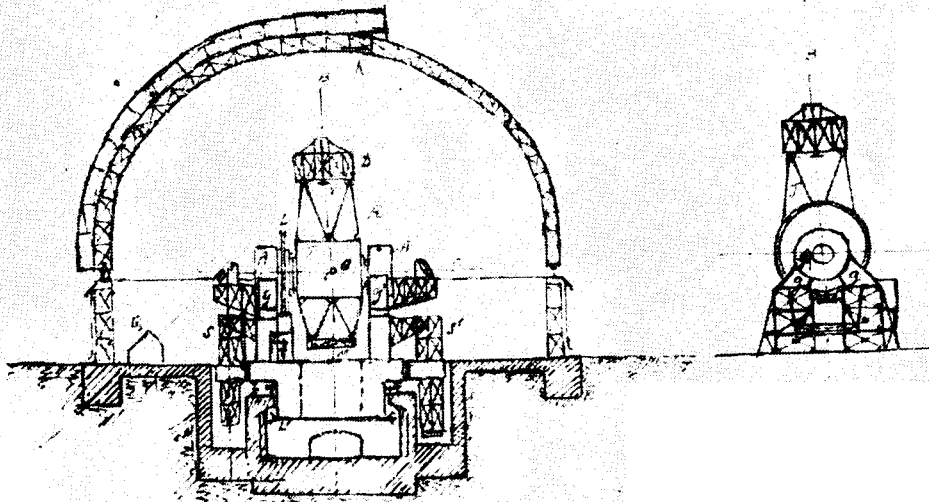
Взаимное расположение и схема общей установки нашей конструкции автору заметки представляется в следующем виде. Под одним куполом (фиг. 2)  $K$  помещаются телескоп-рефлектор  $R$ , смонтированный на азимутальной установке, и построитель  $Q$ ; направление на полюс мира обозначено линией  $PP'$ . Труба  $T$  инструмента вращается вокруг горизонтальной оси  $CC'$  и вертикальной  $BB'$ . Вращение в горизонтальной плос-

кости решается с помощью гладко-шлифованных барабанов  $A$  и  $A'$  и гидравлических подшипников  $G$  и  $G'$  по типу, примененному в конструкции 200" рефлектора. В телескопе данной конструкции могут быть применены различные оптические системы. Главное вогнутое параболическое зеркало помещается в оправе  $M$ . В фокальной плоскости  $N$  его располагается фотолампа с гидрирующим механизмом и наблюдателем, находящимся в специальной цилиндрической кабине клетки  $D$ ;



там же может быть расположено выпуклое гиперболическое зеркало Cassegrain'овской системы, от которого лучи, отразившись, падают на плоское переключное зеркало  $O$ , отражаю-

щие лучи в полую горизонтальную ось  $CC'$  и падающие затем на второе плоское зеркало либо со стороны  $C$  либо  $C'$ ; откуда они идут вниз на щель спектрографа  $S$  или  $S'$ . В зависимости от поставленной задачи в этих местах могут быть установлены и другие вспомогательные приборы, например, для радио, и болометрических измерений звездной энергии. Труба телескопа вращается вокруг горизонтальной оси  $CC'$  с помощью червячной пары (колеса  $L$  и червяка), получая соответствующие



Фиг. 2.

скорости изменения зенитного расстояния от построителя  $Q$ . От него же передаются соответствующие скорости изменения азимута на горизонтальную червячную пару  $L'$ , вращающую всю установку вокруг вертикальной оси  $BB'$ .

При наблюдении задача наблюдателя заключается в том, чтобы поставить на построителе  $Q$  по данному часовому углу  $\theta$  склонение  $\delta$  светила и пустить в ход его часовой механизм. Затем наблюдатель направляет по гиду трубу телескопа-рефлектора на выбранное светило и зажимает клеммы по обеим осям  $CC'$  и  $BB'$ , после чего вся установка в целом уже находится в рабочем состоянии. От построителя  $Q$  идут также соот-

ветствующие поправки за вращение поля зрения к вспомогательным приборам, размещенным в местах  $S$ ,  $S'$  или  $C$  и  $C'$ .

Применение азимутальной установки для больших современных светосильных телескопов-рефлекторов несомненно имеет большие перспективы и открывает возможности их построения иным более совершенным путем. Эта установка помимо своей простоты обладает также большой устойчивостью, жесткостью и удобствами во время наблюдения. Таким образом, если удастся обеспечить хорошую кинематическую связь от построителя к осям азимутальной установки большого телескопа-рефлектора, позволяющую с необходимой точностью следить за выбранным небесным объектом, то будет осуществлен, как нам кажется, наиболее совершенный тип инструмента и, самое главное, создающий перспективу изготовления еще большего телескопа, чем 200" рефлектор.

В заключение автор считает, что им дана только идея такой установки и отнюдь не решена ее конструкция, от успешного разрешения которой в значительной мере зависит успех ее работы. Это особенно должно относиться к разработке системы «электрического вала», передающего движения от построителя к осям азимутальной установки большого телескопа-рефлектора.

Н. Пономарев.

17.1.42 г.  
«ГОМЗ» цех № 12.

Н. Н. Михельсон

**О РАБОТЕ Н. Г. ПОНОМАРЕВА  
«СЛЕДЯЩАЯ СИСТЕМА В КАЧЕСТВЕ ЧАСОВОГО  
МЕХАНИЗМА ДЛЯ ТЕЛЕСКОПА»**

УДК 522.21:522.51

В архиве ГАО АН СССР обнаружены материалы, показывающие, что еще в 1936 г. Н. Г. Пономарев разработал оригинальную систему фотоэлектрического гида для телескопа.

The Work of N. G. Ponomarev "A Tracking System as a Clock-Mechanism for a Telescope", by N. N. Mikhelson. — In the archives of Poulkovo Observatory drawings were found which show that in 1936 N. G. Ponomarev worked out an original photoelectric guiding system for astronomical telescopes.

В архиве ГАО АН СССР обнаружены рукописи Н. Г. Пономарева (1900—1942), переданные в 1951 г. его вдовой А. В. Пономаревой. Среди этих рукописей имеются тетради с конспектами различных статей, черновые записи, наброски и эскизы разных приборов, преимущественно, солнечных, фотографин сотовых зеркал, а также несколько неоконченных работ: книга «Зеркальные телескопы» — 138 листов — (написан только раздел о теории аберрации), «Теория хромосферы». Среди них имеется также доклад «Современная астрономическая обсерватория», прочитанный Н. Г. Пономаревым на юбилейной сессии АН СССР (публикуется нами отдельно) и два эскиза, озаглавленных им: «Следящая система в качестве часового механизма для телескопа», датированные 17 октября 1936 года. Эти два эскиза, исполненные карандашом на пожелтевшей от времени бумаге, представляют интерес, так как

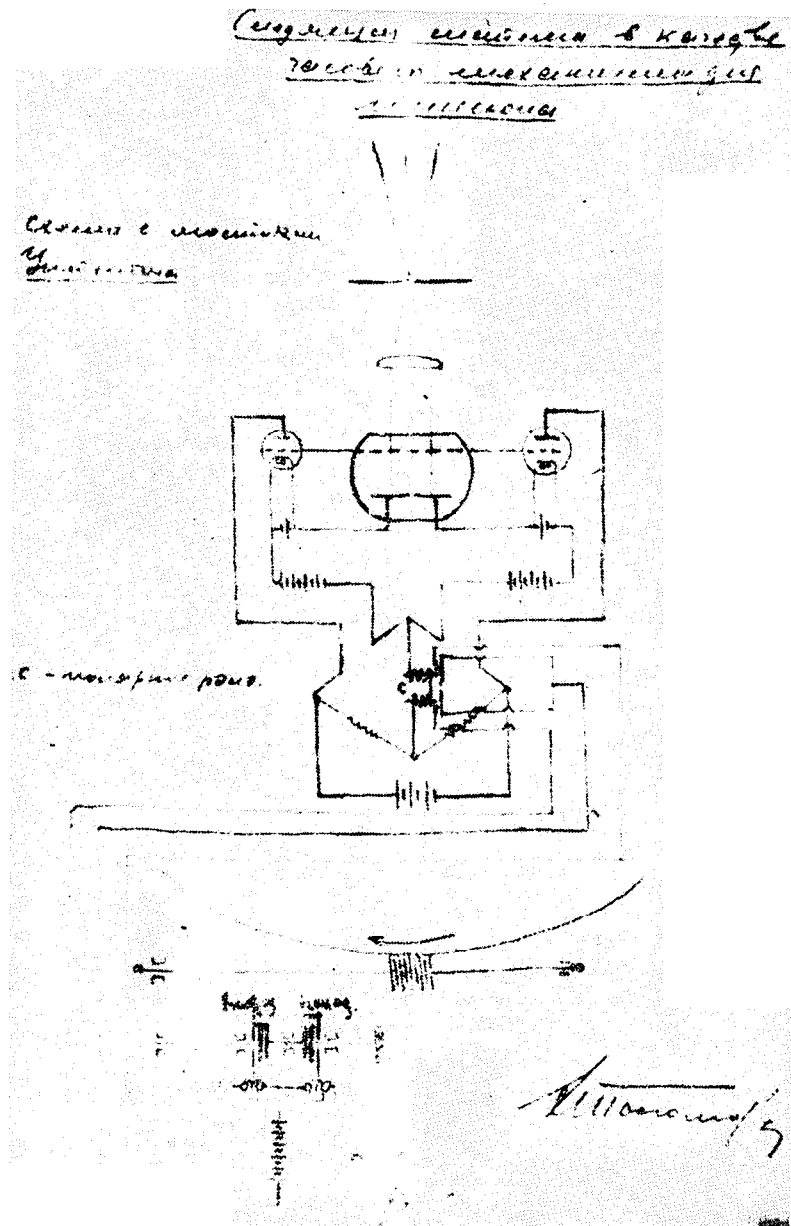


Рис. 1

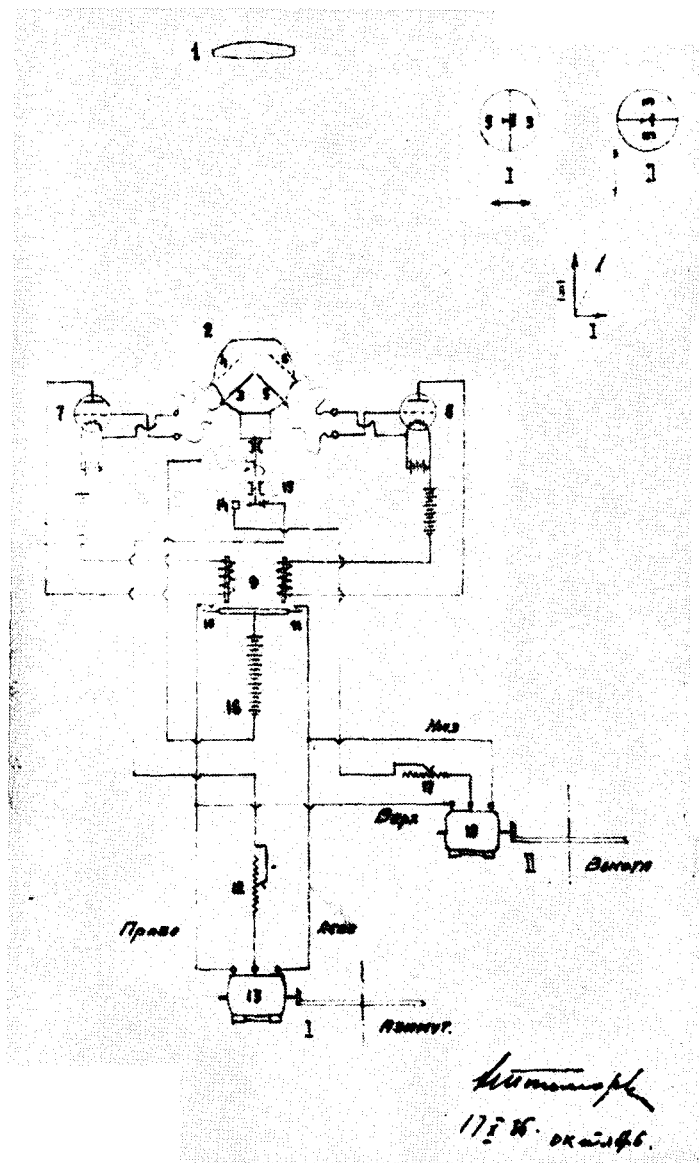


Рис. 2

они превосходили фотоэлектрическое гидрирование (первая статья с описанием фотогида Уитфорда и Крона была опубликована в 1937 году [1]). Никакого пояснительного текста к рисункам Н. Г. Пономарева нет, хотя на них, как это видно, имеются обозначения, подразумевающие пояснения. По-видимому, рисунок с заголовком, менее аккуратно выполненный, подписанный, но без даты, был первым, а рисунок с датой «17.10.36» — вторым. В нескольких словах мы позволим себе пояснить обе схемы. В каждой из них основой служит специальный фотоэлемент, в баллоне которого собрано в сущности два фотоэлемента. Если изображение звезды сместилось с нужного положения, то на две половинки фотоэлемента будет попадать различное количество света. Первая схема содержит мостик Уитстона. При различной освещенности двух половин фотоэлемента равновесие нарушится, и поляризованное реле включит тонкую коррекцию типа «электрише маус» (в нижней части схемы). Такая система фотогида, так же как и упомянутая схема Уитфорда однокоординатная. На втором рисунке представлена схема двухкоординатного фотогида. Для этой цели фотоэлемент 2 вращается вокруг оптической оси (питание к нему подается через контактные кольца). Управление включением и реверсом двигателей осуществляется с помощью реле 9, 10, 11, а переключение самих двигателей выполняется синхронным переключателем 14—15. Векторная диаграмма работы такого устройства приведена в правом верхнем углу рисунка. Интересно отметить, что в то время как на первом рисунке внизу изображен часовой привод с центробежным регулятором, на втором рисунке моторы 13 и 18 являются ведущими и подписи к ним гласят «азимут», «высота». Видно, еще в 1936 году Н. Г. Пономарев задумывался о возможности применения альт-азимутальной установки для больших телескопов и думал применить вместо часового механизма фотоэлектрическую следящую систему! Жаль, что не найден пояснительный текст к этим рисункам.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Whitford A. E., Kron G. E., RSI, 8, № 3, 1937, p. 78.

*Н. Г. Пономарев*

## СОВРЕМЕННАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

УДК 522.11

Доклад, сделанный в 1940 году на юбилейной сессии АН СССР, посвященной 100-летию со дня основания Пулковской обсерватории. Доклад публикуется впервые.

**A Modern Astronomical Observatory, by N. G. Ponomarev.** — A speech presented at the anniversary session of Academy of Sciences of the USSR in 1940 which has not been ever published before.

В архиве ГАО АН СССР обнаружена неопубликованная рукопись Н. Г. Пономарева «Современная астрономическая обсерватория». Она содержит текст доклада, прочитанного Н. Г. Пономаревым на юбилейной сессии АН СССР в 1940 году. Содержание доклада отражает интересные мысли и работы Н. Г. Пономарева; значительная часть их не потеряла актуальность и в настоящее время. Рукопись имеет и исторический интерес.

*Н. Н. Михельсон*

### Основные положения.

#### Цель и структура обсерватории

Последнее время значительно возрос интерес к астрономии в силу того, что астрономия заняла прочное положение в цепи других наук, ставящих себе целью открытие законов природы и подчинение ее нуждам и запросам человечества.

Отдельные, на первый взгляд, разрозненные науки в настоящий момент так тесно переплетаются между собой, что иногда трудно установить где кончается одна из них и начинается другая. Возьмем к примеру современную физику и астрофизику — специальный отдел астрономии, занимающийся изучением физических свойств небесных тел. Совершенно очевидно, что роль химии в этом вопросе теперь является далеко не последней и всякое расширение астрономических знаний может сильно способствовать расширению физических и химических знаний и наоборот. Современная астрономия, точнее, ее новый отдел — астрофизика, не смотрит уже на звезды как на только светящиеся точки, а видит, кроме этого, в них огромные космические лаборатории, где природа производит эксперименты в грандиозных масштабах, предоставляя нам наблюдать результаты этих опытов. Стоит только вспомнить, что в глубоких недрах звезд господствуют давление и температура исчисляемые в десятки миллионов атмосфер и градусов. Очевидно, что поведение и состояние материи в таких условиях нам трудно, или просто невозможно изучать в наших земных лабораториях, и помочь нам в этом отношении должны «звездные» лаборатории. Утилитарный, практический смысл подобных исследований достаточно ясен.

Быстрое развитие астрофизики, происшедшее за последнее время, благодаря успехам физики и химии, со всей убедительностью показывает важность тесного сотрудничества между астрономической обсерваторией и лабораторией вообще. Не следует упускать из виду также последнего и очень важного звена в данной работе. Я имею в виду создание при современной обсерватории хорошо оборудованных экспериментальных мастерских — где производится изготовление опытных образцов приборов, макетов и всяческого оборудования для постановки того или иного эксперимента, долженствующего решить поставленную научную задачу обсерватории. Пожалуй, целесообразнее, в целях наиболее тесного контакта, рассматривать мастерские как неотъемлемую часть самой лаборатории. Структура и поворотливость такой мастерской, при наличии небольшой группы опытных конструкторов и обязательном участии самих научных работников обсерватории, должны быть такими, чтобы поставленные перед нею задачи разрешались в кратчайший срок, что очевидно будет способствовать быстрому росту как инициативы работников, а также и расширению астрономических завоеваний.

Подводя итог сказанному, мы получаем, таким образом,

следующий скелет структуры современной астрономической обсерватории:

1. собственно обсерватория, т. е. современный астрономический наблюдательный инструментарий;
2. лаборатории (физика, химия, геофизика и т. д.)
3. экспериментальные мастерские.

### Оборудование обсерватории инструментами

Прежде чем выбрать какое-либо астрономическое наблюдательное оборудование, необходимо ясно осветить те задачи, какими будет заниматься данная обсерватория. Очевидно, если задачи будут только позиционной астрономии, т. е. решение задач, для которых звезды в большинстве случаев являются только светящимися точками, то естественно, как лаборатория, так и экспериментальные мастерские здесь не получат и не могут получить должного оборудования. Другое дело, если мы зададимся созданием астрономической обсерватории, которая естественно может включать в себя и задачи позиционной астрономии, и иметь соответствующее для данной цели оборудование. Как известно, это оборудование не сложно и не велико.

Я ставлю цель дать современное оборудование для астрофизической обсерватории.

Проблемы астрофизики на сегодняшний день могут быть в основном разделены на две части — это проблемы, с одной стороны, солнечной физики, и проблемы звездного неба, включая и планеты. Для обоих этих направлений характер основных инструментов различен. Так, например, для решения вопросов солнечной физики необходимо иметь два основных прибора, один из которых позволяет решать проблемы фотосферы солнца в интегральном свете, как например, вопросы, связанные с грануляцией, пятнами и факелами. Для этой цели заводом «ГОМЗ» им. ОГПУ построен в 1939 году горизонтальный солнечный телескоп (М. С. Т.), позволяющий с большой подробностью изучать затронутые выше образования фотосферы. Для изучения атмосферы солнца необходимо создание солнечного телескопа, оснащенного мощными спектральными приборами и, в первую очередь, большим спектрографом и спектрогелиографом, приспособленными для изучения атмосферы солнца в монохроматических лучах. С этой целью на заводе «ГОМЗ» им. ОГПУ ведется конструирование такого солнечного телескопа (Б. С. Т.), спектрограф которого достигает 25 метров дли-

ны с разрешающей силой около 5 мм на 1 Å в третьем порядке дифракционной решетки. Этот спектрограф будет самым мощным в мире. Наряду с этим спектрографом на приборе Б. С. Т. запроектирован спектрогелиограф оригинальной конструкции, схема которой разработана мною, и, благодаря своей оригинальности дает возможность решить многие важные задачи солнечной физики, которые в настоящий момент не могут быть решены на существующих приборах запада и Америки. Я имею в виду совершенно точную синхронизацию подвижки изображения и солнца и фотокассет с помощью одного точного ходового винта, и второе — получение двух различных по длинам волн монохроматических изображений солнца, получаемых одновременно.

Таким образом, изготовление двух приборов М. С. Т. и Б. С. Т. со спектральной аппаратурой создадут нам базу для решения современных задач солнечной физики.

### Второе направление работ — звездное небо

Основным прибором для данных работ является большой телескоп-рефлектор, с зеркалом на первых порах в 2,5—3 метра диаметром. Не следует забывать, что в текущем году в Америке вступает в работу телескоп-рефлектор с зеркалом в 5 м диаметром. Создание таких крупных телескопов встречает большие трудности в части изготовления стеклянных дисков для зеркал этих приборов, и, в первую очередь, большого главного зеркала в несколько метров диаметром. Современная стеклотехника уже не сможет изготовить такую стеклянную сплошную отливку, из которой можно было бы отшлифовать такое большое зеркало, вес которого достигает, например, для 3-х метрового зеркала уже 10—12 тонн. Невозможность отливки такой большой массы стекла кроется во многих технических затруднениях, из которых одно из главных заключается в получении тонкого отжига с точностью до 10  $\mu$ m на 1 см. пути.

Учитывая эти трудности, мною был предложен и разработан метод сварки пустотных, ячеистых зеркал, вес которых примерно в 2,5 раза меньше, чем в сплошном зеркале одновременно при высокой жесткости его благодаря ребристой системе оборотной стороны зеркала. Опытные работы начались в 1929 г. на заводе «ЛЕНЗОС» под моим руководством, но сильно затянулись до настоящего времени благодаря целому ряду второстепенных моментов, не имеющих ничего общего с технологией методики, и, главным образом, благо-

даря нашей неповоротливости. В настоящий момент мы имеем на заводе «ГОМЗ» им. ОГПУ сварное зеркало в 1 метр диаметром, которое необходимо отшлифовать в самое ближайшее время.

Работы с сотовыми зеркалами открывают перед нами перспективу изготовления отечественными возможностями гигантских телескопов-рефлекторов.

Телескоп-рефлектор с зеркалом в 3 метра диаметром в соединении со звездным спектрографом, фото-электрической, болометрической, другой измерительной аппаратурой, установленной на нем непосредственно, дает возможность решать многие первостепенные проблемы как звездного неба, так планет и туманностей.

Наряду с этим весьма желательно установить светосильный рефлектор со светосилой 1:2 для решения многих интересных и важных задач по галактическим, так и вне галактическим туманностям, а также и для облаков млечного пути. С этой целью заводом «ГОМЗ» им. ОГПУ проектируется анаберрационный рефлектор Шмидта с зеркалом в 670 мм диаметром при светосиле 1:2. Оптика для него изготавливается заводским работником В. В. Ошурко в Г. О. И.

Для работы с малыми планетами, кометами и переменными звездами необходимо изготовление специального двойного астрографа с объективами не менее 400 мм диаметром. Один объектив фотографический, другой — фото-визуальный. Фокусное расстояние в 2 метра. Светосила 1/5. Инструмент снабжается объективными призмами.

Для определения собственных движений и параллакс звезд вопрос в настоящий момент не так ясен. Какой тип прибора может быть выбран для этих целей, пока сказать трудно.

Для службы звезд и составления звездного стеклянного каталога необходимо изготовление небольших астрографов типа А. К. Д., изготавливаемых в данный момент заводом «ГОМЗ» им. ОГПУ. Таких приборов на одной обсерватории необходимо установить 4—5 штук, но более простой конструкции с таким расчетом, чтобы за одну звездную ночь они перекрыли значительную область звездного неба. Эти приборы несут патрульную службу и доставляют фотографический материал, соответствующий состоянию неба в данный момент, и всякие изменения его легко могут быть прослежены путем последовательного сравнения пластинок, например, на блинк-микроскопе.

Подводя итог основного оборудования для звездной астрономии, мы имеем:

1. Рефлектор в 3 метра диаметром, со звездными спектрографами, фотоэлектрическими, болометрическими и другими измерительными приборами для изучения радиации звезд.

2. Анаберрационный рефлектор Шмидта 670 мм. Этот инструмент по своей величине будет являться вторым в мире.

3. Двойной астрограф 400 мм.  $f = 2000$  мм с объективными призмами.

4. Инструмент для изучения собственных движений и параллакс звезд.

5. Короткофокусные астрографы типа А. К. Д.

Суммируя таким образом оборудование астрофизической обсерватории и включая в нее позиционную астрономию, приходим к следующей номенклатуре оборудования:

- |  |  |
|--|--|
| 1. Горизонтальный солнечный телескоп (М. С. Т.)                    | Изготовл. заводом «ГОМЗ» им. ОГПУ в 1939 г.                                    |
| 2. Большой солнечный телескоп (Б. С. Т.)                           | Проектируется заводом «ГОМЗ» им. ОГПУ.   |
| 3. Телескоп-рефлектор с зеркалом в 3 м диаметром.                  | Ведутся подготовительные работы по сотовым зеркалам на заводе «ГОМЗ» им. ОГПУ. |
| 4. Анаберрационный рефлектор Шмидта 670 мм.                        | Проектируется заводом «ГОМЗ» им. ОГПУ и ведется изготовление оптики.           |
| 5. Двойной астрограф 400 мм диаметром $f = 2000$ мм.               | Эскизный проект изготовлен заводом «ГОМЗ» им. ОГПУ.                            |
| 6. Инструмент для изучения собственных движений и параллакс звезд. | Надлежит выбрать инструмент.   |
| 7. Короткофокусные астрографы типа А. К. Д.                        | Изготавливается заводом «ГОМЗ» им. ОГПУ, будет готов в 1940 г.                 |

Наряду с этим основным оборудованием должно быть предусмотрено и более мелкое оборудование, как например, малые камеры, небольшие переносные целостаты, спектрогелескоп и т. д. Для позиционной астрономии следует иметь не более 4—5 приборов, из них два фундаментальных и один Бамберг для определения поправки часов. Обсерватория должна

иметь часовой подвал с точными часами, хронометры, библиотеку, собственную электростанцию, радиостанцию и т. д.

### Лаборатория

Лаборатория обсерватории должна быть оборудована современными приборами для спектроскопических, фотометрических, электро-фотометрических, радиометрических и болометрических исследований. Необходимо наличие микрофотометров различных конструкций, начиная от Гартмана и кончая саморегистрирующими приборами типа Моля. Лаборатория должна иметь оборудование для изучения эффекта Зеемана, Штарка, оптического возбуждения атомов, необходимо наличие печи высокого накала (печи типа King'a) для изучения контуров спектральных линий в зависимости от температуры и давления.

### Экспериментальные мастерские

Экспериментальные мастерские должны разделяться на две — оптическую и механическую. Оборудование оптической мастерской должно включать шлифовальные станки в небольшом количестве 3—4 шпинделей до 300 мм Ø, одного станка, до 600 мм Ø и одного до 1—1,5 метров Ø. В мастерской необходимо предусмотреть специальное помещение в виде темного коридора для испытания различных оптических систем. Обязательно наличие установки для алюминирования зеркал вплоть до 3 метров диаметром, в противном случае встанет необходимость перевозки зеркала большого рефлектора в 3 метра диаметром. Оптическая мастерская должна предусмотреть возможность изготовления и специальных звездных интерферометров совместно с механической мастерской и располагать вообще точными методами контроля оптических поверхностей.

Механическая мастерская располагает современными станками в количестве 10—15 штук и точными делительными машинами, круговой и для шкал. Необходимо предусмотреть приспособления и специальное помещение для изготовления точных микрометрических винтов, для шлифовки высокоточных цапф и т. д.

В экспериментальных мастерских должна иметься группа опытных конструкторов, которые совместно с астрономами решают поставленную перед ними задачу изготовления опытно-

го прибора или макета для того или иного эксперимента по астрономии, а также и по лаборатории.

Составил ст. научный сотрудник Главной астрономической обсерватории в Пулкове Н. Г. Пономарев.

13.3.40 г.

Н. Н. Михельсон.

## ЗРЕНИЕ НАСЕКОМЫХ И СОСТАВНОЙ ТЕЛЕСКОП

УДК 522.21:535.42:576.895.47

Изучение зрения насекомых может помочь при конструировании оптики составного телескопа.

*Insects Vision and a Multi-Mirror Telescope, by N. N. Mikhelson. — The study of insects vision can be helpful when designing the optics of a multi-mirror telescope.*

Каждое живое существо видит то, что ему нужно видеть и видит так, как ему это нужно. Дождевому червю нет необходимости видеть звезды. Ему достаточно различать свет и темноту. И он явно не видит звезд. Но хищному насекомому, охотящемуся за другими насекомыми, надо хорошо видеть свои жертвы. Надо хорошо видеть врагов своих и беззащитной бабочке. И несомненно хищная стрекоза и беззащитная бабочка достаточно хорошо видят. Часто в литературе можно прочесть, что насекомое своими сложными фасеточными глазами видят все в форме мозаики. Думаю, что это не так. Достаточно высокоорганизованный мозг насекомого перерабатывает тысячи сигналов, поступающих от тысяч фасеток, создавая единое восприятие многоцветного трехмерного мира. Как это осуществляется? К сожалению, мы этого не знаем, и это является одной из актуальнейших задач современной бионики. Из чего мы исходим, утверждая это? А вот из чего.

Известно, что глаз человека, несмотря на высокое совершенство, обладает рядом недостатков. Оптическая система его имеет сферическую и хроматическую аберрацию, а отдельные ее компоненты —обладают значительными неоднородно-

стями. Однако, если эти недостатки не слишком уклоняются от нормы, то глаз их не замечает, хотя теоретически они должны быть весьма заметны. Почему глаз их не замечает? Вероятно, здесь сказывается фильтрующая, корректирующая и трансформирующая роль мозга, хотя механизм его действия мы не знаем. Человек имеет два глаза, но он не видит два изображения каждого предмета. Даже страдающие косоглазием воспринимают мир единым. У человека поля зрения правого и левого глаза не перекрываются полностью, но он не замечает этой линии «границы перекрытий». Более того — ретина глаза представляет собой мозаику светочувствительных палочек и колбочек. От каждой из них идет свой нерв в мозг. Но мы не видим мозаичности изображения, а видим его сплошным. Мозг интегрирует единое изображение из многих тысяч сигналов. Далее, оптическая система глаза строит перевернутое изображение. Но в мозгу оно переворачивается еще раз. Известны опыты с зеркальными очками, переворачивавшими изображение. Вскоре человек привыкал к этому перевернутому изображению и переставал тянуться вверх за бумажкой, упавшей на пол или нагибаться за свисающей с дерева вишней. Он вновь видел мир стоящим правильно с крышами домов наверху, хотя на сетчатке они были перевернуты по сравнению с нормальным положением. Известно, что геодезисты, непрерывно наблюдающие в теодолит или нивелир, перестают замечать, что изображение в них перевернутое.

Человеческий глаз в условиях достаточно яркой освещенности имеет максимум чувствительности в области длины волны  $\lambda = 0,5500$  мкм. Диаметр зрачка при этом составляет около 2 мм. Если отвлечься от его аберраций, нормальный глаз должен обладать разрешающей силой

$$\alpha = \frac{140}{D} = \frac{140}{2} = 70 \text{ сек. дуги,}$$

т. е. около одной минуты. Фокусное расстояние глаза составляет около 17 мм и кружок Эри от бесконечно малой точки на сетчатке будет иметь диаметр

$$2\rho = 2 \frac{\alpha f}{206265} = 0,012 \text{ мм.}$$

Фактически, из-за наличия аберраций, кружок рассеяния значительно больше. Так как поперечник палочек составляет 0,010 мм, а колбочек 0,018 мм, то кружок рассеяния одновре-

менно покрывает несколько светочувствительных элементов сетчатки, но каждый из них выдает в мозг свой сигнал.

Наконец каждый из наших глаз имеет по «слепому пятну», которое мы не замечаем потому, что в правом и в левом глазу они приходятся на разные места изображения. Обнаружить «слепое пятно» можно с помощью хоть и очень простого, но лишь специально поставленного эксперимента. Однако люди, потерявшие один глаз, перестают замечать «слепое пятно». Вероятно это происходит благодаря непрерывной подвижности глаза и опять таки способности мозга фильтровать и накапливать изображение. Вот все эти соображения вызывают у нас уверенность в том, что представление о мозаичности видения насекомым является слишком механистически грубым приближением.

Размер одной фасетки (называемой омматидием) сложного глаза насекомого составляет от 15 до 40 мкм. В области длин волн 0,5500 мкм разрешающая сила одного омматидия

$$\text{составляет } \alpha = \frac{140}{D} = \left( \frac{140}{0,015} \div \frac{140}{0,040} \right) \text{ сек. дуг и} = (2,5 \div 1) \text{ градуса}$$

Комар, с длиною туловища 5 мм, виден стрекозе под углом  $1^\circ$ , если он находится от нее на расстоянии не более 300 мм. Однако известно, что стрекозы обнаруживают свою жертву на расстоянии по крайней мере в 10 раз больше. Насекомые несомненно воспринимают ультрафиолетовое излучение. Еще в 1948 году академик Г. А. Тихов, изучая растительность Тянь-Шаня и Южного Казахстана, обнаружил флюоресценцию цветов в ультрафиолете и объяснил это необходимостью привлечения насекомых. Если предположить, что максимум чувствительности глаза стрекозы лежит в области ультрафиолетовых лучей с длиной волны  $\lambda = 0,2200$  мкм, то разрешающая сила одной фасетки насекомого составит  $(1 \div 0,4)$  градуса, и тот же комар будет виден стрекозе под углом  $0^\circ, 4$  на расстоянии 750 мм. Но и это расстояние неправдоподобно маленькое. Кроме того, известно, что стрекозы успешно ловят не только комаров, но и гораздо более мелких мошек. Наконец характер дифракционного изображения темного комара или мошки на светлом фоне неба, воды или песка, а тем более на темном или пестром фоне подстилающей поверхности существенно отличается от характера дифракционного изображения яркой точки на темном фоне (например, звезды на фоне ночного неба). В идеальной оптической системе последнее имеет вид пика, окруженного рядом колец постепенно

убывающей яркости с совершенно темными промежутками между ними; свет из точечного изображения распределяется в кольца, но 83% его остается в центральном ядрышке (в кружке Эри). Изображение же небольшого темного предмета на ярком фоне заливается дифрагированным на входном зрачке глаза светом фона, и контраст его может оказаться очень маленьким. Это объясняет, почему мы ясно видим звезды, угловой диаметр которых (даже с учетом атмосферной турбуленции) составляет несколько секунд дуги или даже доли их, но лишь с трудом различаем самолет с длинной фюзеляжа и размахом крыльев 70 м, летящий на высоте 10000 м и видимый под углом около  $2'$ . Все это убеждает нас в том, что в изображении одной точки, которое воспринимает мозг насекомого, участвует одновременно не одна фасетка, а множество.

Подтвердить это можно вероятно с помощью специально поставленного эксперимента. Вживляя в одну фасетку глаза насекомого микроэлектрод, мы можем регистрировать реакцию одного омматидия на окружающую природу, но это будет реакция только омматидия, а не всего светоанализирующего тракта: глаз-нерв-мозг. Для изучения всего этого тракта можно предложить два эксперимента.

Опыт 1: выход лотка пчелиного улья снабжается узким, но высоким светопрозрачным «коридором», разделенным на два этажа стеклянным перекрытием. По нижнему невысокому этажу коридора пчелы могут вылетать за сбором взятка. В потолке верхнего коридора имеются перемещаемые точечные источники света. Пчел надо выдрессировать так, чтобы они летели вправо, если источников света два и влево—если один. Постепенно сдвигая источники света можно определить расстояние между ними, при котором две точки будут восприниматься пчелой как одна—пчелы полетят влево.

Крайне интересно определить, соответствует ли разрешающая способность глаза пчелы диаметру одной фасетки или всего глаза в целом, т. е. будет ли оно подчиняться формуле

$$\alpha = \frac{140}{d} \text{ или же по формуле } \alpha = \frac{140}{D},$$

где  $d$ — есть диаметр одного омматидия, а  $D$ — диаметр всего глаза пчелы. Для этого следует сделать монохроматические источники света с длиной волны соответствующей максимуму светочувствительности пчелиного глаза.

Опыт 2: в один из омматидиев глаза насекомого вживля-

ется микроэлектрод. Остальные фасетки закрашиваются непрозрачным лаком. Глаз насекомого фиксируется неподвижно, и регистрируются импульсы, возникающие при вспышках точечного источника, находящегося в разных направлениях. Этим будет определено поле зрения одной фасетки глаза насекомого. Если оно больше, чем теоретическая разрешающая сила фасетки ( $0^{\circ},4 \div 2^{\circ},5$ ), то это будет несомненно означать, что изображения, даваемые разными фасетками, перекрываются и суммируются в глазу, давая единое изображение окружения насекомого.

Изображение любого естественного объекта не является когерентным. Но даже если бы звезды и туманности посылали нам когерентное излучение, то фотоэлектрический прибор или фотопластинка не сохраняют нам информацию о фазе приходящих световых колебаний. Известны трудности постройки телескопа диаметром 6 м. Трудности постройки еще большего телескопа едва ли преодолимы. Поэтому американцы строят сейчас составной телескоп (ММТ), состоящий из шести строго параллельных телескопов умеренного диаметра (по 1,8 м), сводящих изображение в одну плоскость. Количество света, собираемого таким телескопом, будет эквивалентно одному телескопу диаметром 4,4 м, но так как неизвестны способы сохранения синфазности каждого из сигналов, поступающих из шести параллельных труб, то разрешающая сила составного телескопа будет эквивалентна лишь одному телескопу. Как же оптическая система фасеточного глаза насекомого вместе с его нервной системой и мозгом обеспечивают сохранение синфазности и повышение разрешающей способности? К сожалению, пока мы этого не знаем. Разгадка этого быть может позволит использовать биологические методы в астрономии и построить светоприемную систему, способную синтезировать единое изображение с высоким разрешением, получаемое одновременно несколькими телескопами, входящими в составной телескоп ММТ или в состав «решетки» из множества телескопов.

Автор этой заметки не является биологом. Поэтому с точки зрения биолога здесь могут быть неточности. Однако обсуждаемый вопрос представляет интерес и автор надеется, что биологи откликнутся.

*В. В. Радзиевский.*

## О ПОВЕРХНОСТИ НУЛЕВОЙ РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ В ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

Приводится вывод интегралов энергии и площадей неограниченной задачи трех тел  $m_1 > m_2 > m_3$  в форме, позволяющей сразу же перейти к выражению этих интегралов через оскулирующие элементы кеплеровского движения каждой из трех пар тел относительно друг друга, а также непосредственно получить новую форму интеграла Якоби для ограниченной круговой задачи.

Из указанных интегралов выводится уравнение поверхности нулевой радиальной скорости тела  $m_3$  относительно  $m_2$ , выражаемое через полярные координаты  $m_3$  и параметры движения тела  $m_2$  относительно  $m_1$ . Показывается, что для случая плоской круговой ограниченной задачи соответствующая кривая является симметричным относительно оси  $ox'$  овалом.

**On the Surface of the Zero Radial Velocity in the Three-Body Problem, by V. V. Radzievskij.** — It was obtained a new form of the energy and angular-momentum integrals in the unrestricted three-body problem. On the base of these integrals one can receive some relations between osculating elements of the relative motion of every pair of bodies. It was deduced a new form of the Jacobi's integral in the circular restricted three-body problem and an approximate expression for the energy integral in the elliptical case. As a result of this investigation the surface of zero radial velocity in the relative motion of a small-mass body was obtained.

### § 1. Основные обозначения и соотношения

$m_i$  — масса  $i$ -го тела, а также обозначение самого тела ( $i=1, 2, 3$ ),  $m$  — сумма масс трех тел,  $G$  — гравитационная постоянная,  $\mu_i = Gm_i$ ,  $\mu = Gm$ ,  $\gamma$  — произведение масс трех тел,  $R_i$  — радиус-вектор  $i$ -го тела относительно общего центра масс  $O$ .  $S$  — инерциальная система отсчета с началом в  $O$ ,

$\bar{V}_i$  и  $\bar{W}_i$  — скорость и ускорение  $i$ -го тела в системе  $S$ ,  $r_{ji}$  — радиус-вектор  $j$ -го тела относительно тела  $m_i$ , образующий сторону замкнутого векторного треугольника  $m_1m_2m_3$ ,  $\varphi_1$  — внутренний угол этого треугольника при вершине  $m_1$ ,  $\varphi_2$  — внешний угол при вершине  $m_2$  (см. рис. 1),  $S_i$  — поступатель-

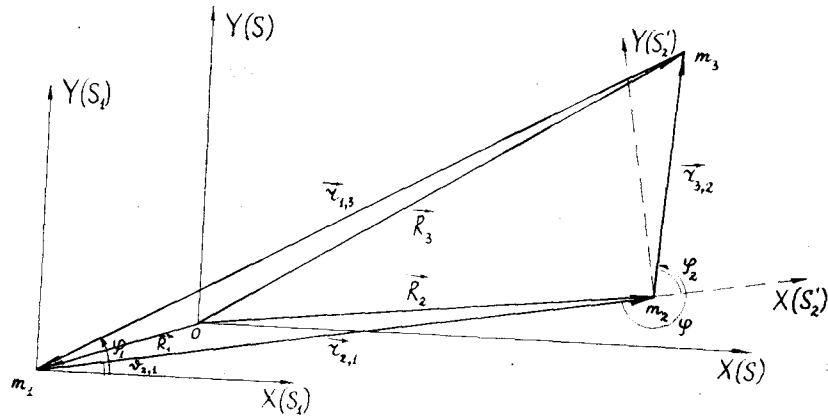


Рис. 1

но-подвижная система с началом в теле  $m_i$  и осями, соответственно параллельными осями системы  $S$ ,  $\vartheta_{ji}$  — угол, образуемый радиусом-вектором  $r_{ji}$  с осью  $Ox_i$  системы  $S_i$ ,  $\omega = \dot{\vartheta}_{21}$  — угловая скорость вращения вектора  $r_{21}$  в системе  $S_1$ ,  $K_{ji} = [r_{ji} V_{ji}]$  — удельный момент количества движения  $j$ -го тела в системе  $S_i$ ,  $\delta$  — удвоенная векторная площадь треугольника  $m_1m_2m_3$ ,  $\bar{R} = \frac{r_{21}}{r_{21}^3} + \frac{r_{32}}{r_{32}^3} + \frac{r_{13}}{r_{13}^3}$  векторный мно-

гочлен ((для краткости: « $R$  — вектор»),  $a_{ji}$ ,  $e_{ji}$  и  $i_{ji}$  — мгновенные значения оскулирующих большой полуоси, эксцентриситета и наклона орбиты  $j$ -го тела в системе  $S_i$ ).

Точка над символом — знак дифференцирования по времени  $t$ . Квадратные и круглые скобки — знак векторного и скалярного произведения, соответственно. При переходе к системам  $S_i$ , вращающимся вместе с вектором  $r_{21}$ , соответствующие символы снабжаются апострофом. Остальные обозначения будут оговариваться при их введении.

Из определения следует

$$\sum_{i=1}^3 m_i \bar{R}_i = \sum_{i=1}^3 m_i \bar{V}_i = \sum_{i=1}^3 m_i \bar{W}_i = 0 \quad (1)$$

$$\sum_{i=1}^3 \bar{r}_{ji} = \sum_{i=1}^3 \bar{V}_{ji} = \sum_{i=1}^3 \bar{W}_{ji} = 0 \quad (2)$$

Ускорения всех тел в системе  $S$ , очевидно, могут быть записаны так:

$$\bar{W}_1 = \frac{\mu_2}{r_{21}^3} \bar{r}_{21} - \frac{\mu_3}{r_{13}^3} \bar{r}_{13} \quad (3)$$

$$\bar{W}_2 = \frac{\mu_3}{r_{32}^3} \bar{r}_{32} - \frac{\mu_1}{r_{21}^3} \bar{r}_{21} \quad (4)$$

$$\bar{W}_3 = \frac{\mu_1}{r_{13}^3} \bar{r}_{13} - \frac{\mu_2}{r_{32}^3} \bar{r}_{32} \quad (5)$$

Учитывая, что  $\bar{r}_{ji} = \bar{R}_j - \bar{R}_i$ ,  $\bar{V}_{ji} = \bar{V}_j - \bar{V}_i$ ,  $\bar{W}_{ji} = \bar{W}_j - \bar{W}_i$ , и используя выражение для  $R$  — вектора, легко получаем ускорение каждого последующего тела в системе, связанной с предыдущим

$$\bar{W}_{21} = -\frac{\mu}{r_{21}^3} \bar{r}_{21} + \mu_3 \bar{R} \quad (6)$$

$$\bar{W}_{32} = -\frac{\mu}{r_{32}^3} \bar{r}_{32} + \mu_1 \bar{R}$$

$$\bar{W}_{13} = -\frac{\mu}{r_{13}^3} \bar{r}_{13} + \mu_2 \bar{R}$$

Домножая каждое из этих равенств на массы с индексами при ускорении, получаем:

$$m_2 m_1 \bar{W}_{21} + \frac{\mu m_2 m_1}{r_{21}^3} \bar{r}_{21} = G \circ \bar{R}$$

$$m_3 m_2 \bar{W}_{32} + \frac{\mu m_3 m_2}{r_{32}^3} \bar{r}_{32} = G \circ \bar{R}$$

$$m_1 m_3 \bar{W}_{13} + \frac{\mu m_1 m_3}{r_{13}^3} \bar{r}_{13} = G \circ \bar{R}$$

Аналогичным образом находим производные кинетических моментов в системе отсчета  $S_i$ .

$$\begin{aligned}\dot{\bar{K}}_{21} &= [\bar{r}_{21} \bar{W}_{21}] = \mu_3 [\bar{r}_{21} \bar{R}] = \mu_3 \left( \frac{1}{r_{32}^2} - \frac{1}{r_{13}^2} \right) \bar{\sigma} \\ \dot{\bar{K}}_{32} &= [\bar{r}_{32} \bar{W}_{32}] = \mu_1 [\bar{r}_{32} \bar{R}] = \mu_1 \left( \frac{1}{r_{13}^2} - \frac{1}{r_{24}^2} \right) \bar{\sigma} \\ \dot{\bar{K}}_{13} &= [\bar{r}_{13} \bar{W}_{13}] = \mu_2 [\bar{r}_{13} \bar{R}] = \mu_2 \left( \frac{1}{r_{21}^2} - \frac{1}{r_{32}^2} \right) \bar{\sigma}\end{aligned}\quad (8)$$

• также их произведения на соответствующие массы

$$\begin{aligned}m_2 m_1 \bar{K}_{21} &= Gv [\bar{r}_{21} \bar{R}] \\ m_3 m_2 \bar{K}_{32} &= Gv [\bar{r}_{32} \bar{R}] \\ m_1 m_3 \bar{K}_{13} &= Gv [\bar{r}_{13} \bar{R}]\end{aligned}\quad (9)$$

## § 2. Интегралы энергии и площадей, дающие связь между оскулирующими элементами в неограниченной задаче

Система дифференциальных уравнений (6) наглядно свидетельствует о следующих свойствах движения каждого из трех пар тел относительно друг друга: их движения происходят под действием центральной силы, пропорциональной полной массе системы, и возмущающей силы, пропорциональной одному и тому же  $\bar{R}$  — вектору и массе тела, невходящей в данную пару.

Благодаря общности вектора возмущающей силы, он легко исключается из системы (6), предоставляя ряд возможностей для ее интегрирования. В самом деле, пусть мы имеем любую тройку векторов  $\bar{V}_i$ , сумма которых равна нулю. Тогда, умножая скалярным или векторным образом каждое из уравнений (7) на один из векторов и складывая результаты, мы исключаем сумму членов, содержащих  $\bar{R}$  — вектор. Интегрируемость оставшихся членов зависит от того насколько удачно подобрана тройка векторов  $\bar{V}_i$ .

Умножим скалярным образом первое уравнение системы (7) на  $V_{21}$  и т. д. Складывая и интегрируя результат, получаем интеграл энергии в форме

$$\begin{aligned}m_2 m_1 V_{21}^2 + m_3 m_2 V_{32}^2 + m_1 m_3 V_{13}^2 &= 2\mu \left( \frac{m_2 m_1}{r_{21}} + \frac{m_3 m_2}{r_{32}} + \right. \\ &\left. \frac{m_1 m_3}{r_{13}} \right) - m^2 h\end{aligned}\quad (10)$$

где  $m^2 h$  — постоянная интегрирования, причем, как можно

было бы показать, произведение  $m h$  — является константой интеграла энергии в его классической форме.

Складывая и интегрируя систему (9), находим интеграл площадей в форме

$$m_2 m_1 \bar{K}_{21} + m_3 m_2 \bar{K}_{32} + m_1 m_3 \bar{K}_{13} = m^2 \bar{K}\quad (11)$$

где  $m^2 \bar{K}$  — постоянная интегрирования, опять-таки, отличающаяся от постоянной площадей классического интеграла множителем  $m$ .

Интеграла (10) и (11) могут быть легко выражены через оскулирующие элементы квазикеплеровских орбит всех трех тел относительно друг друга. В самом деле, для оскулирующих орбит мы имеем

$$\begin{aligned}V_{21}^2 &= (\mu_2 + \mu_1) \left( \frac{2}{r_{21}} - \frac{1}{a_{21}} \right) \\ V_{32}^2 &= (\mu_3 + \mu_2) \left( \frac{2}{r_{32}} - \frac{1}{a_{32}} \right) \\ V_{13}^2 &= (\mu_1 + \mu_3) \left( \frac{2}{r_{13}} - \frac{1}{a_{13}} \right)\end{aligned}\quad (12)$$

Подставляя (12) в (10), получаем

$$\frac{m_2 + m_1}{m_3 a_{21}} + \frac{m_3 + m_2}{m_1 a_{32}} + \frac{m_1 + m_3}{m_2 a_{13}} + \frac{2}{r_{21}} + \frac{2}{r_{32}} + \frac{2}{r_{13}} = \frac{m^2 h}{G v}\quad (13)$$

Далее, для модулей векторов  $\bar{K}_{ji}$  мы имеем следующие выражения

$$\begin{aligned}K_{21} &= [(\mu_2 + \mu_1) a_{21} (1 - e_{21}^2)]^{1/2} \\ K_{32} &= [(\mu_3 + \mu_2) a_{32} (1 - e_{32}^2)]^{1/2} \\ K_{13} &= [(\mu_1 + \mu_3) a_{13} (1 - e_{13}^2)]^{1/2}\end{aligned}\quad (14)$$

Проектируя вектора  $\bar{K}_{ji}$  на  $\bar{K}$  получаем, с учетом (14)

$$m_2 m_1 [(\mu_2 + \mu_1) a_{21} (1 - e_{21}^2)] \text{Cos} i_{21} + \dots = m K\quad (15)$$

В дальнейшем мы будем рассматривать плоский вариант проблемы, для которого  $\text{Cos} i_{ji} = 1$ .

## § 3. Новая форма интеграла Якоби в плоской круговой ограниченной задаче трех тел

Основные интегралы неограниченной задачи трех тел в форме (10) и (11) перепишем в виде следующих четырех равенств

$$m_2 V_{32}^2 + m_1 V_{13}^2 - 2\mu \left( \frac{m_2}{r_{32}} + \frac{m_1}{r_{13}} \right) = -mH \quad (16)$$

$$m_2 m_1 V_{21}^2 - 2\mu \frac{m_2 m_1}{r_{21}} + m_2 h = m_3 mH \quad (17)$$

$$2(\bar{\omega} [m_2 \bar{K}_{32} + m_1 \bar{K}_{13}]) = mQ \quad (18)$$

$$2(\bar{\omega} [m_2 m_1 \bar{K}_{21} - m_2 K]) = -m_3 mQ \quad (19)$$

где  $H$  и  $Q$  — некоторые неизвестные скалярные переменные с размерностью квадрата скорости.

При  $m_3 \rightarrow 0$ , и круговом движении тел  $m_1$  и  $m_2$ , все члены числителей (17) и (19) становятся константами, но сами числители, вместе со знаменателями, стремятся к нулю. Таким образом, величины  $H$  и  $Q$  обращаются в неопределенности. Докажем, что сумма этих неопределенностей есть ничто иное, как константа интеграла Якоби.

При  $m_3 \neq 0$  дифференцирование (17) и (19) с учетом (7) и (9) дает

$$m\dot{H} = 2Gm_2 m_1 (\bar{V}_{21} \bar{R}) \quad (20)$$

$$m\dot{Q} = -2Gm_2 m_1 (\bar{\omega} [\bar{r}_{21} \bar{R}]) + m \frac{\dot{\omega}}{\omega} Q \quad (21)$$

Поскольку масса  $m_3$  не вошла в правые части (20) и (21), мы можем положить ее равной нулю и принять движение тел  $m_2$  и  $m_1$  круговым. В этом случае  $\dot{\omega} = 0$  и

$$(\bar{V}_{21} \bar{R}) = (\bar{\omega} [\bar{r}_{21} \bar{R}])$$

Таким образом сложение (20) и (21) дает

$$\dot{H} + \dot{Q} = 0 \quad (22)$$

откуда

$$H + Q = C \quad (23)$$

Система уравнений (16—19, 23) эквивалентна трем независимым интегралам ограниченной задачи трех тел. Два из них — интегралы энергии и площадей относительного движения тел  $m_2$  и  $m_1$  — получаются непосредственно из (17) и (19)

$$V_{21}^2 - \frac{2\mu}{r_{21}} + \frac{m_2 h}{m_2 m_1} = 0; \quad K_{21} - \frac{m_2 K}{m_2 m_1} = 0. \quad (24)$$

Подстановка же (16) и (18) в (23) дает интеграл Якоби в новой форме

$$\frac{m_2 V_{32}^2}{m} + \frac{m_1 V_{13}^2}{m} - U - 2 \frac{\omega}{m} (m_2 K_{32} + m_1 K_{13}) + C = 0 \quad (25)$$

где введено обозначение

$$U = \frac{2\mu_2}{r_{32}} + \frac{2\mu_1}{r_{23}} \quad (26)$$

Интеграл (25) легко приводится к классической форме интеграла Якоби, путем перехода к вращающейся системе координат с угловой скоростью  $\omega$ .

Формулы преобразования относительной скорости в поступательной системе к скорости во вращающейся системе имеют вид

$$V_{32}^2 = V_{32}^2 - 2\omega K_{32} + \omega^2 r_{32}^2 \quad (27)$$

$$V_{13}^2 = V_{13}^2 - 2\omega K_{13} + \omega^2 r_{13}^2 \quad (28)$$

Причем во вращающейся системе при  $r_1 = \text{Const}$

$$V_{13}^2 = V_{32}^2 = V^2 \quad (29)$$

Домножим (27) на  $m_2$ , а (28) на  $m_1$  и подставим результат в (25). Используя затем (29), получаем

$$V^2 = \frac{\omega^2}{m} (m_1 r_{13}^2 + m_2 r_{32}^2) + U - C \quad (30)$$

Из треугольников, образуемых общим центром масс и телами  $m_1$ , имеем

$$r_{32}^2 = R_3^2 + \frac{m_1^2}{m^2} r_{21}^2 - 2 \frac{m_1}{m} r_{21} R_3 \cos(\bar{R}_3 \bar{r}_{21})$$

$$r_{13}^2 = R_3^2 + \frac{m_2^2}{m^2} r_{21}^2 + 2 \frac{m_2}{m} r_{21} R_3 \cos(\bar{R}_3 \bar{r}_{21})$$

Подставляя эти равенства в (30), окончательно находим

$$V^2 = \omega^2 R_3^2 + U - C_0 \quad (31)$$

Выражение (31) совпадает с общеизвестным выражением интеграла Якоби, причем константа интеграла (23)  $C$  оказывается связанной с константой интеграла Якоби  $C_0$  в форме Мультонна равенством

$$C = C_0 + \frac{m_2 m_1}{m^2} V_{21}^2 \quad (32)$$

Приравнявая правые части (27) и (28), имеем

$$V_{32}^2 - 2\omega K_{32} + \omega^2 r_{32}^2 = V_{13}^2 - 2\omega K_{13} + \omega^2 r_{13}^2 \quad (33)$$

Совместное решение (25) и (33) позволяет легко получить выражение интеграла Якоби только в параметрах системы  $S_2$  или  $S_3$ .

Таким образом мы находим

$$V_{32}^2 - 2\omega K_{32} - U - \frac{m_1\omega^2}{m} (r_{13}^2 - r_{32}^2) + C = 0$$

$$V_{32}^2 - 2\omega K_{13} - U - \frac{m_2\omega^2}{m} (r_{32}^2 - r_{13}^2) + C = 0$$

Наконец, подставляя сюда геометрические соотношения

$$r_{13}^2 - r_{32}^2 = r_{21}^2 + r_{21}r_{32}2\cos\varphi_1; \quad r_{32}^2 - r_{13}^2 = r_{21}^2 - 2r_{21}r_{13}\cos\varphi_1 \quad (34)$$

получаем

$$V_{32}^2 = \frac{2\mu_2}{r_{32}} + 2\omega K_{32} + \frac{2\mu_1}{r_{13}} + \frac{2m_1}{m}\omega^2 r_{21}r_{32}\cos\varphi_2 - C_{32} \quad (35)$$

$$V_{13}^2 = \frac{2\mu_1}{r_{13}} + 2\omega K_{13} + \frac{2\mu_2}{r_{32}} - \frac{2m_2}{m}r_{21}r_{13}\cos\varphi_1 - C_{13} \quad (36)$$

Последние интегралы легко могут быть выражены через оскулирующие элементы орбиты тела  $m_3$  в системах  $S_2$  и  $S_1$ .

$$\frac{\mu_2}{a_{32}} + 2\omega [\mu_2 a_{32} (1 - e_{32}^2)]^{1/2} + \frac{2\mu_1}{r_{12}} + \frac{2m_1}{m}\omega_{21}r_{32}\cos\varphi_2 - C = 0 \quad (37)$$

и аналогично для  $a_{13}$  и  $e_{13}$ .

Если уравнение (37) решить с равенством  $r_{32} = a_{32}(1 \pm e_{12})$  справедливым на поверхности  $r_{32} = 0$ , то мы получим формулы, определяющие  $a_{32}$  или  $e_{32}$  на указанной поверхности в функции только полярных координат тела  $m_3$ .

В заключение этого параграфа рассмотрим случай эллиптической ограниченной задачи трех тел, для которого выражение (20) и (21) перепишем в следующем виде

$$m\dot{H} = 2Gm_2m_1(\bar{\omega}[\bar{r}_{21}\bar{R}]) + 2Gm_2m_1\frac{\bar{r}_{21}}{r_{21}}\left(\frac{\bar{r}_{21}\bar{R}}{r_{21}}\right)$$

$$m\dot{Q} = -2Gm_2m_1(\bar{\omega}[\bar{r}_{21}\bar{R}]) + mQ\frac{\bar{\omega}}{\omega}$$

Учитывая, что в этом случае  $\bar{\omega}/\omega = -2r_{21}/r_{21}$ , легко находим выражение для скорости изменения «константы» Якоби в эллиптической ограниченной задаче

$$\dot{C} = \dot{H} + \dot{Q} = 2\frac{\bar{r}_{21}}{r_{21}}\left[\frac{\mu_2m_1}{m}(\bar{r}_{21}\bar{R}) - Q\right]$$

Здесь  $r_{21}$  является известной функцией времени, а величина  $Q$  может быть взята из (18).

Для близких спутников ( $r_{32} \ll r_{13} \cong r_{21}$ ), при  $m_2 \ll m_1 \cong m$  и сравнительно небольших эксцентриситетах  $e_{21}$ , выполняются следующие неравенства:

$$V_{32}^2 \ll V_{21}^2 \cong V_{13}^2; \quad K_{32} \ll K_{21} \cong K_{13}$$

вследствие чего, приблизительно

$$\bar{R} \cong \frac{\bar{r}_{32}}{r_{32}}; \quad H \cong V_{21}^2; \quad Q \cong 2V_{21}^2 \cong \frac{2}{3}C$$

Используя данные приближения, легко находим

$$\dot{C} = 2\frac{\bar{r}_{21}}{r_{21}}\left[\frac{\mu_2r_{21}}{r_{32}}\cos\varphi_2 - \frac{2}{3}C\right]$$

Применяя эту формулу к Луне, нетрудно видеть, что амплитуда первого члена правой ее части примерно в пять раз меньше второго. С уменьшением большой полуоси кругового спутника в 2,2 раза амплитуда первого члена становится равной второму, но зато периодичность этого члена возрастает в 3,3 раза (40 синодических оборотов спутника в год).

Если при осреднении за год первым членом рассматриваемого равенства пренебречь, то оставшиеся два члена легко интегрируются и интеграл Якоби для эллиптической ограниченной задачи принимает вид

$$H + Q = r_{21}^{-4/3}D, \quad C = \frac{D}{r_{21}^{4/3}}$$

где  $D$  — постоянная интегрирования, а  $H$  и  $Q$  могут быть подставлены из (16) и (18).

Как видно из последнего интеграла «константа» Якоби, в случае эллиптической задачи возрастает к перигелию и уменьшается к афелию. Для системы Солнце—земля—Спутник «константа» Якоби к лету уменьшается на 4—5% по сравнению с ее зимним значением. Поэтому спутник, запущенный зимой с меньшей затратой энергии и неспособный покинуть окрестности Земли, летом, при соответствующем расчете траектории, может выйти в межпланетное пространство без дополнительного расхода энергии.

#### § 4. Об уравнении поверхности $r_{32} = 0$

Из интегралов неограниченной задачи (10) и (11) легко исключаются параметры движения тела  $m_1$  относительно  $m_2$ .



В. В. Радзиевский

## ПОВЕРХНОСТИ ПЕРИГЕЕВ И АПОГЕЕВ ЛУНЫ

По данным астрономических ежегодников с 1903 по 1975 г. определены значения интеграла площадей Луны в момент ее прохождения через перигей ( $\pi$ ) и апогей ( $\alpha$ ) во вращающейся системе координат в функции угла  $\varphi$ , равного разности эклиптических долгот Луны и Солнца. Зависимость  $K(\varphi)$  представлена быстро сходящимися рядом Фурье по степеням  $\cos^2\varphi$ . При этом установлена следующая эмпирическая закономерность

$$K_{\pi}(\varphi) - K_{\alpha}(\varphi) = \text{const}$$

Совместным решением интеграла Якоби и эмпирического интеграла площадей найдено уравнение (поверхности нулевой радиальной скорости Луны относительно Земли, решение которого, выполненное на ГВМ, показало, что линия перигеев имеет форму овалов, большая полуось которого совпадает с осью  $ou'$  и составляет 370.350 км, а малая — совпадает с осью  $ox'$  и составляет 356.580 км, в то время как линия апогеев является овалом, вытянутым вдоль оси  $ox'$ .

Все перигей и апогей Луны, независимо от положения линий узлов и апсид, легли на построенные таким образом кривые практически без дисперсии.

Приведены несодержащие время формулы, определяющие величину оскулирующих элементов Луны при ее прохождении через  $\pi$  и  $\alpha$ . Только в функции угла  $\varphi$ . Показано, что эксцентриситет Луны меняется в пределах  $0,0261 < e < 0,0768$  (в литературе указываются пределы  $0,045 < e < 0,065$ ).

В подтверждение теории Лагранжа обнаружена преимущественная концентрация перигеев Луны в направлении новолуния и полнолуния. Предсказана возможность преимущественной концентрации перигелиев кометных орбит в направлении центра и антицентра Галактики.

**The surfaces of perigea and apogea of the Moon, by V. V. Radzievskij.** — On the base of astronomical yearbooks data an empirical dependence of the angular momentum of the Moon in perigea and apogea of its orbit  $K_{\pi}(\varphi) - K_{\alpha}(\varphi) = \text{const}$  was established. This empirical formula com-

bined with the Jacobi's integral leads to the equation of the surface of perigea and apogea of the lunar orbit. It was obtained that the eccentricity of the lunar orbit can vary in the range  $0,0261 < e < 0,0768$ .

В предыдущей работе [1] на основании совместного решения интегралов площадей и энергии неограниченной задачи трех тел было получено уравнение поверхности нулевой радиальной скорости тела  $m_3$  относительно тела  $m_2$ .

$$r_{32}(\varphi_1 r_{32}) = 0 \quad (1)$$

содержащее только переменные  $r_{32}$ ,  $\cos\varphi$  и параметры движения тела  $m_2$  относительно  $m_1$  (здесь используются те же обозначения, что и в работе [1]).

Вид этого уравнения позволил высказать следующее положение: «Если бы при достаточно малой массе тела  $m_3$ , движение тел  $m_2$  и  $m_1$  можно было считать строго Кеплеровским, то при круговой орбите последних, кривые (1) в плоском случае задачи полностью определились бы константами интегралов (т. е. имели бы стационарный вид) и обладали бы симметрией относительно оси  $ox'$ ».

Сформулированный вывод был получен нами методом, совершенно отличным от того, которым пользовались авторы цитированных в [1] работ. Простота вытекающих из наших результатов формул позволила, как мы увидим ниже, применить их для исследования ряда смежных вопросов.

Для построения реальных кривых (1), являющихся геометрическим местом лунных перигеев и апогеев нами были использованы Астрономические ежегодники СССР за все годы с 1946 по 1975 г., кроме того для дополнительного контроля ежегодник СССР за 1941 г. и «Nautical Almanac» за 1903 г. Из ежегодников СССР были взяты все перигей и апогей, через которые Луна проходит в 0 или 12 часов мирового времени. Это было сделано в следующих целях: 1) Избежать излишнего обилия материала, 2) Повысить точность определения угла

$$\varphi = 180 + \varphi_2 = L_{\zeta} - L_{\odot} \quad (2)$$

где  $L_{\zeta}$  и  $L_{\odot}$  долготы Луны и Солнца, соответственно, учитывая, что долгота Луны, изменяющаяся сравнительно быстро, приводится в «АЕ» только для этих моментов, а ее интерполяция для других моментов внесла бы дополнительную ошибку при определении угла  $\varphi$ . 3) Выбрать перигей и апогей

по принципу, совершенно индифферентному относительно положений линий узлов и апсид. Лишь для некоторых значений  $\varphi$ , для заполнения слишком больших пробелов, нам пришлось взять несколько перигеев и апогеев, через которые Луна проходит в моменты времени, отличные от указанных. Что же касается «НА», то из него были взяты все перигеи и апогеи, поскольку их моменты даются в этом ежегоднике с точностью до 0,1 часа.

В подтверждение нашего предположения, перигеи и апогеи Луны образовали совершенно правильные овалы, симметричные, однако, относительно не только оси  $ox^1$ , но и оси  $oy^1$  системы  $S_2'$ .

При этом у овала перигеев большая полуось ( $A_\pi = 3,7035 \cdot 10^{10}$ ) совпала с осью  $oy^1$ , а малая ( $B_\pi = 3,5658 \cdot 10^{10}$ ) с осью  $ox^1$ . Обращает на себя внимание значительная величина разности полуосей овала перигеев: 13.770 км. Овал апогеев оказался вытянутым вдоль оси  $ox^1$ , но с большей полуосью ( $A_a = 4,0631 \cdot 10^{10}$ ) лишь на 2.010 км превосходящей малую ( $B_a = 4,0430 \cdot 10^{10}$ ).

Таким образом «просвет» между перигеями и апогеями Луны вдоль оси  $ox^1$  (т. е. при новолуниях и полнолуниях) оказался на 15.780 км шире, чем в квадратурах. Полуосумма же расстояний до апогея и перигея на оси  $ox^1$  оказалась  $3,8145 \cdot 10^{10}$ , а на оси  $oy^1$   $3,8733 \cdot 10^{10}$ , т. е. на 5880 км больше. Этот результат находится в хорошем согласии с данными Хилла (цитируется по [2]), согласно которым средняя орбита Луны описывается овалом с большой осью, совпадающей с осью  $oy^1$  и превосходящей малую на 5350 км.

Дисперсия отдельных перигеев и апогеев по расстоянию  $\Delta r$  от правильных овалов оказалась в пределах точности, обеспечиваемой астрономическими ежегодниками ( $\pm 200$  км). Оценка указанной точности выполнена нами из следующих соображений. Изменение угла  $\varphi$  достигает у Луны  $14^\circ$  в сутки, моменты же перигеев и апогеев даются в ежегодниках с точностью до 30 минут. За это время угол  $\varphi$  может измениться на  $17'$ . Округлением угла  $\varphi$  до  $10'$  нами вносилась дополнительная ошибка до  $5'$ . Кроме того, ошибка до  $8'$  вносилась использованием формулы (2), справедливой лишь при отсутствии наклона орбиты Луны к плоскости эклиптики. Следовательно, суммарная ошибка в определении угла  $\varphi$  могла достигать 30. Такой величине  $\Delta\varphi$  соответствует изменение расстояния  $r_{32}$  до кривой перигеев в среднем на 100—200 км.

Полный список использованных перигеев и апогеев приводится в таблицах 1 и 2.

Симметрия кривой (1) для лунных перигеев и апогеев относительно обеих осей системы  $S_2'$  говорит о том, что уравнение этой кривой может быть выражено рядом Фурье по четным степеням  $\cos \varphi$  или  $\sin \varphi$

$$r_{32} = a_0 + a_1 \cos^2 \varphi + a_2 \cos^4 \varphi + \dots \quad (3)$$

Интеграл Якоби в системе  $S_2'$  в Хилловом приближении, как известно, имеет вид

$$V_{32}^2 = V^2 = \frac{2\mu_2}{r} + 3\omega^2 r^2 \cos \varphi - C \quad (4)$$

Подставляя (3) в (4) нетрудно видеть, что и величина  $V$  на поверхности (1) является также функцией четных степеней  $\cos \varphi$ . Это же относится и к величине секториальной скорости на поверхности (1) в системе  $S_2'$

$$K'_{32} = K = rV = b_0 + b_1 \cos^2 \varphi + b_2 \cos^4 \varphi + \dots \quad (5)$$

и в системе  $S_2'$

$$K_{32} = K = rV = b_0 + b_1 \cos^2 \varphi + b_2 \cos^4 \varphi \quad (6)$$

Предпринятые нами поиски коэффициентов ряда (3) показали его медленную сходимость. Так при использовании 3-х членов ряда, с коэффициентами, найденными методом наименьших квадратов, отклонения расстояний отдельных перигеев от полученных кривых достигали 1500 км.

Зато удивительно быстро сходящимся оказался ряд (6), левая часть которого определялась как произведение фактического расстояния до Луны в момент ее прохождения через перигей или апогей, взятого из «АЕ», на скорость  $V$ , вычисленную по формуле (4) при найденном  $r$  и следующих значениях констант (в системе CGS)

$$\mu = 4,035058 \cdot 10^{20} \quad (7)$$

(использовалась сумма масс Земли и Луны)

$$\omega = 1,99098 \cdot 10^{-7} \quad (8)$$

(по данным МАС-1964)

$$C = 1,21156 \cdot 10^{10} \quad (9)$$

(по вычислениям Хилла, цитируется по [3])

Методом наименьших квадратов были найдены следующие значения коэффициентов ряда (6)

$$\begin{aligned}
 b_0 &= 3,6428 \cdot 10^{15} \text{ — для перигеев} \\
 b_0 &= 3,5810 \cdot 10^{15} \text{ — для апогеев} \\
 b_1 &= 0,0360 \cdot 10^{15}, \quad b_2 = 0,0041 \cdot 10^{15}
 \end{aligned}
 \quad (10)$$

Значения этих коэффициентов могут быть улучшены при двух условиях: 1) уточнение момента прохождения Луны через перигей и апогей и указание точного значения угла  $\varphi$  для

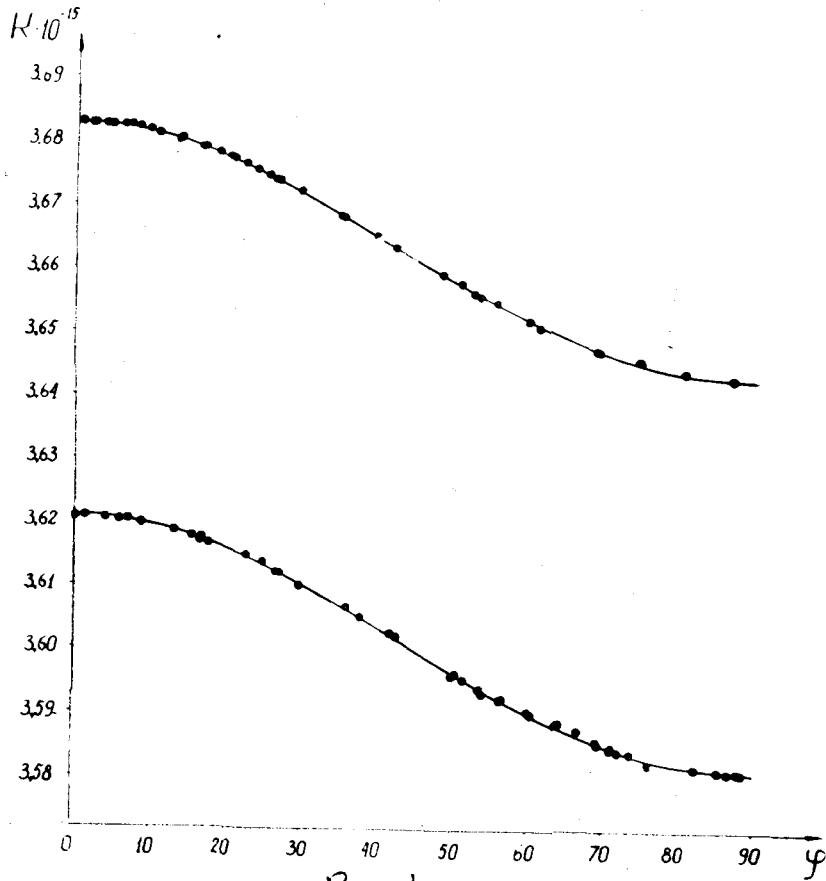


Рис. 1

этого момента, 2) введение в формулу (6) членов, зависящих от истинной аномалии Земли, поскольку непостоянство  $\omega$  является главной причиной некорректности интеграла Якоби.

В таблице 3 приведены через каждые  $5^\circ$  значения  $K$ , вычисленные по формуле (6) при коэффициентах (10).

По данным таблицы 3 на рис. 1 построены кривые  $K=f(\varphi)$  для перигеев и апогеев (верхняя и нижняя кривая, соответственно). На эти же кривые нанесены значения  $K=gV$  для фактически использованных точек. Как видно из рис. 1 и из таблицы 1 и 2, где для фактически использованных точек даны значения  $K$ , вычисленные непосредственно и найденные с помощью ряда Фурье, дисперсия фактических точек практически отсутствует.

В ходе описанных вычислений выяснилась одна важная на наш взгляд, эмпирическая закономерность, вытекающая из равенства коэффициентов  $b_1$  и  $b_2$  ряда (6) для перигеев и апогеев, позволяющая сформулировать следующий эмпирический закон.

«Разность секторных скоростей Луны во вращающейся системе координат при ее прохождении через перигей и апогей, если они лежат на одной прямой не зависит от фазы Луны и является постоянной

$$K_\pi(\varphi) - K_\alpha(\varphi) = 0,0618 \cdot 10^{15} \quad (11)$$

при  $\varphi_\pi = \varphi_\alpha$

После того, как нами было найдено с хорошей точностью значение  $K$  в функции  $\cos \varphi$ , поиски коэффициентов ряда (3) оказались ненужными. Уравнение поверхности (1) теперь уже легко находится путем совместного решения (6) и (4). Это дает

$$2\mu r + 3\omega^2 r^4 \cos^2 \varphi - Cr^2 = (b_0 + b_1 \cos^2 \varphi + b_2 \cos \varphi)^2 \quad (12)$$

Уравнение (12) было решено на ЭВМ через каждый  $1^\circ$ . В таблице 3 приведены теоретические значения  $r_\pi$  и  $r_\alpha$  через каждые  $5^\circ$ . На рис. 2 построены соответствующие теоретические кривые, описывающие один квадрат каждого из овалов и нанесены фактические точки, для которых  $r_\pi$  и  $r_\alpha$  вычислялись по параллаксам Луны. В таблице 1 и 2 приведены фактические и теоретические значения  $r$ , а также разность между ними  $\Delta r = r - r_t$  для использованных точек.

Как видно из таблиц 1 и 2, а также из рис. 1 и 2, отклонения  $\Delta r$  и  $\Delta K$  находятся в допустимых пределах. Обращает на себя внимание тот факт, что максимальные отклонения приходится на перигей проходимые Луной в летнее время. Здесь явно сказывается недостаточная корректность интегра-

ла Якоби, связанная с эксцентricностью земной орбиты и неустранимая разложением в ряд по  $\varphi$ .

У всех 46 перигеев среднее квадратичное отклонение для  $\Delta r$  составляет 220 км. 7 точек имеют отклонения от 300 до 650 км (из них 6 точек летних). У остальных 39 перигеев

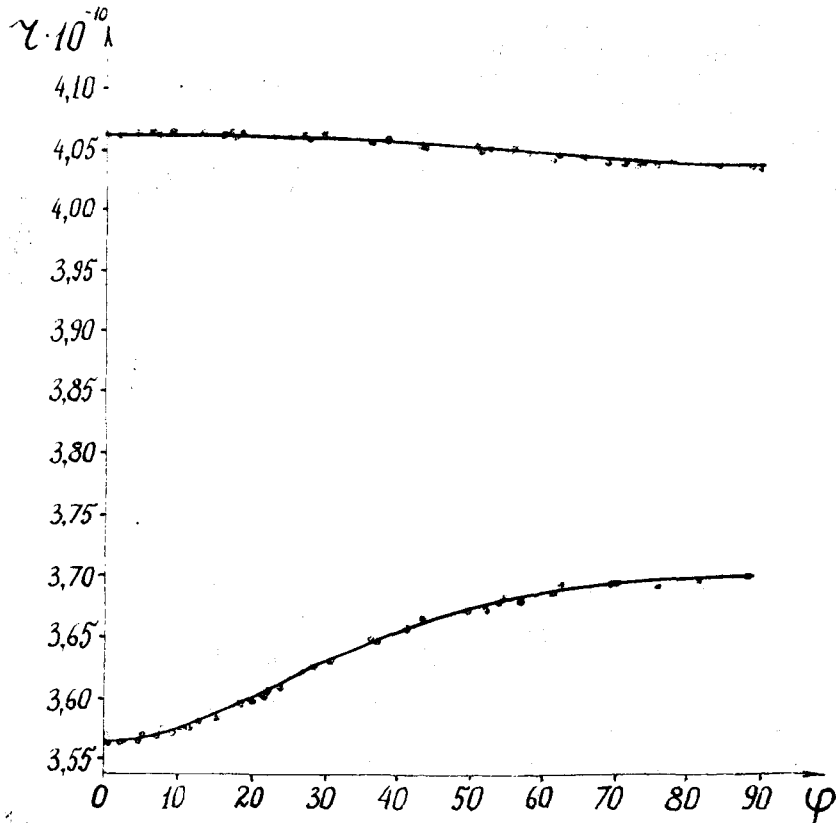


Рис. 2

среднее квадратичное отклонение равно 150 км. Примерно у половины точек фактическое отклонение не превышает 100 км. Некоторые перигеи почти совпадают по  $\varphi$  и, хотя они разделены промежутком времени в 50—60 лет, их положение совпадает по  $r$  с отклонением  $\pm 100$  км. Величина  $\Delta K$  превышает допустимую ошибку только у одного перигея. Возможно,

что здесь вкралась опечатка в ежегоднике. У апогеев, наоборот, меньше значительных отклонений по  $r$  ( $\Delta r_{\max} = 380$  км), среднее квадратичное отклонение у все 44 апогеев для  $\Delta r$  составляет 160 км., зато здесь чаще встречаются существенные отклонения у величины  $\Delta K$  (7 точек).

Как уже говорилось выше, совокупность ошибок при оценке величины угла  $\varphi$ , могла достигнуть  $\Delta\varphi = 30, = 0,009$ . Конечным дифференцированием (6) нетрудно показать, что такому отклонению  $\Delta\varphi$  при  $\varphi = 45^\circ$  соответствует ошибка  $\Delta K = 0,0003 \cdot 10^{15}$ , способная, в свою очередь, вызвать ошибку  $\Delta r$  при определении  $r$  по (12) до  $\Delta r = 500$  км. Фактически существенные отклонения наблюдаются при всех значения  $\varphi$ . Это обусловлено подбором коэффициентов  $b$ , обеспечивающим минимальное отклонение для  $\Delta K$  при всех  $\varphi$ . Иными словами примененный нами метод искусственно привел к равномерному распределению отклонений  $\Delta K$  по всем углам  $\varphi$ .

Если бы уравнение (1) в форме (12) можно было получить чисто теоретическим путем, то область возможных движений Луны сузилась бы по площади по сравнению с Хилловой в 10—15 раз и заключалась бы согласно [1] внутри кольца с внутренним и внешним радиусами, равными соответственно,  $B_\pi$  и  $A_\alpha$ .

Важным на наш взгляд следствием существования поверхности (1) для Луны является возможность определения значений элементов  $a$  и  $e$  оскулирующей орбиты Луны в моменты ее прохождения через перигей или апогей. Из формул

$$K = [\mu a(1 - e^2)] = b_0 + b_1 \cos^2 \varphi + b_2 \cos^4 \varphi \quad (13)$$

$$r_\pi = a_\pi(1 + e_\pi); r_\alpha = a_\alpha(1 - e_\alpha) \quad (14)$$

где  $r_\pi$  и  $r_\alpha$  перигейное и апогейное расстояние  $m_3$  от  $m_2$ , легко находим

$$e_\pi = \frac{(l_0\pi + l_1 \cos^2 \varphi + l_2 \cos^4 \varphi + \omega^2 r_\pi^2)}{r_\pi \mu} - 1$$

$$e_\alpha = 1 - \frac{(l_0\alpha + l_1 \cos^2 \varphi + l_2 \cos^4 \varphi + \omega^2 r_\alpha^2)}{r_\alpha \mu} \quad (15)$$

Значения  $r$  подставляются сюда из (12) или из табл. 3. После определения эксцентриситетов, легко находятся большие полуоси по формулам (14). В таблице 4 приведены значения оскулирующих элементов  $a$  и  $e$  орбиты Луны на поверхности (1).

Как видно из последней колонки таблицы 4, эксцентриситет лунной орбиты при ее прохождении через перигей составляет от 0,0261 в квадратурах до 0,0768 в новолунии и полнолунии. В связи с этим результатом заметим, что во многих справочниках и учебных руководствах с излишней категоричностью указывают экстремальные значения эксцентриситета лунной орбиты.

$$0,045 < e < 0,065 \quad (16)$$

Так в [4] (стр. 10) читаем: «Эксцентриситет колеблется между экстремальными значениями 0,045 и 0,065». Между тем, как видно из таблицы 4, в таких пределах изменяются средние значения эксцентриситетов (за пол синодического периода). Это обстоятельство следовало бы оговорить.

Правильность таблицы 4 нами проверена по конкретным календарным данным с использованием формул

$$e_{\pi} = \frac{v_{32}^2 r_{\pi}^3}{\mu} - 1; \quad e_{\alpha} = 1 - \frac{v_{32}^2 r_{\alpha}^3}{\mu} \quad (17)$$

где скорость  $v_{32}$  находилась по фактическому изменению координат Луны за тот час, на который приходится прохождение через перигей, а  $r$  по фактическому параллаксу. Для точек с экстремальными значениями  $\cos^2 \varphi$  по формуле (17) получены следующие значения  $e_{\pi}$ . При прохождении Луны через перигей 2 ноября 1972 г. ( $\varphi = 180^\circ 30'$ )  $e_{\pi} = 0,0777$  (вместо 0,0768 по таблице), при прохождении через перигей 9 февраля 1946 г. ( $\varphi = 93^\circ$ ),  $e_{\pi} = 0,0285$  (вместо 0,0264). Небольшие отклонения связаны с не вполне точным положением выбранных точек на теоретических кривых.

Занимаясь составлением таблиц 1 и 2, мы обратили внимание, на повышенную концентрацию перигеев Луны в направлении Солнца и анти-Солнца и резкий их дефицит в квадратурах. Именно в квадратах с вершинами  $\varphi = 90^\circ$  и  $\varphi = 270^\circ$  нам пришлось привлечь несколько перигеев с моментами прохождения их Луной, не в 0 и 12 часов мирового времени. Отбрасывая эти искусственно привлеченные перигей, но сохраняя все перигей из ежегодника за 1903 г., мы получим представленное в таблице 5 распределение числа перигеев в квадратах с вершинами  $0^\circ$  (новолуние),  $90^\circ$  (первая четверть),  $180^\circ$  (полнолуние) и  $270^\circ$  (последняя четверть).

Числовые данные, приводимые в таблице 5 можно было бы предсказать из теоретических соображений.

По формуле Лагранжа (цитируется из [5]) скорость движения перигея Луны в зависимости от угла между направлением на перигей и на Солнце определяется следующим образом

$$\frac{d\tilde{\omega}}{dt} = \frac{15}{4} \frac{\omega^2 T_{\odot}}{2\pi} \cos 2(\tilde{\omega} - L_{\odot}) \quad (18)$$

где  $T_{\odot}$  — сидерический месяц.

Вычитая из левой и правой части (18)  $\frac{dL_{\odot}}{dt} = \omega$ , учитывая, что приблизительно,  $\omega T_{\odot}/2\pi = 1/13,36$  и пренебрегая наклоном лунной орбиты, т. е. полагая  $\tilde{\omega} - L_{\odot} = \varphi_{\pi}$ , мы получим

$$\dot{\varphi}_{\pi} = -\omega (1 - 0,281 \cos 2\varphi_{\pi}) \quad (19)$$

Интегрируя (19) от  $-45^\circ$  до  $+45^\circ$  и от  $45^\circ$  до  $136^\circ$ , получаем соответственно время прохождения перигеем сектора с вершиной  $\varphi = 90^\circ$  ( $\Delta t_{90}$ ). Связь между ними  $\Delta t = 1,434 \Delta t_{90}$  показывает, что в квадрантах с вершинами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  должно быть примерно в полтора раза больше перигеев, чем в квадрантах с вершинами в квадратурах, что и наблюдается в действительности.

В свете этих результатов оказалось интересным проверить не существует ли преимущественная концентрация перигелиев кометных орбит в направлении центра и антицентра Галактики.

Выполненная на основании статистических данных В. П. Томанова работа [6] показала наличие ожидаемой концентрации, причем соотношение числа кометных перигелиев в соответствующих квадрантах оказалось примерно таким же как у перигеев Луны.

В заключении укажем, что для выводов универсальности обнаруженных нами закономерностей: устойчивое существование и овальные формы кривых (1), наличие закономерности (11), зависимость  $a$  и  $e$  от  $\varphi$ , следовало бы провести на ЭВМ расчеты траекторий достаточного для статистики числа орбит воображаемых спутников с различными начальными данными на протяжении порядка 100 синодических оборотов каждый.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Радзиевский (в этом номере).
2. Г. А. Чеботарев. Аналитические и численные методы небесной механики. «Наука», Москва, 1965 г.
3. Г. А. Чеботарев. Бюллетень ИТА, 11, № 10 (133), 625, 1969.
4. Физика и астрономия Луны, под редакцией З. Копала «Мир», Москва, 1973.
5. Н. Долгоруков. Теория движения Луны. С-Петербург, 1902 г.
6. В. П. Томанов. «О влиянии галактического ядра на распределение кометных перигелиев». Астрономический Вестник, т. 9, № 3, 1975, стр. 162.

Таблица I  
Фактические и теоретические параметры перигеев Луны

№ №	Дата перигея				φ	r10 <sup>-10</sup>	r110 <sup>-6</sup>	K10 <sup>-15</sup>	K110 <sup>-15</sup>	ΔK <sup>-11</sup>
	а	м	д	h						
1	1959	XI	30	12	00°	3,5665	+03	3,6828	3,6829	-1
2	1956	VII	08	12	004	3,5681	+55	3,6824	3,6826	-2
3	1968	XI	21	00	009	3,5750	-05	3,6817	3,6817	0
4	1969	XII	11	00	022	3,6077	-09	3,6767	3,6766	+1
5	1963	II	26	00	026	3,6212	+9	3,6743	3,6744	-1
6	1903	V	28	22	026	3,6216	-01	3,6741	3,6741	0
7	1954	II	06	06	035	3,6459	+18	3,6686	3,6686	-2
8	1903	V	01	05	048	3,6721	+13	3,6595	3,6594	+1
9	1951	X	16	16	052	3,6805	+04	3,6536	3,6566	0
10	1951	I	10	10	069	3,6974	+02	3,6475	3,6475	0
11	1946	II	09	10	093	3,7026	-08	3,6430	3,6430	+1
12	1903	IV	05	19	099	3,7024	-55	3,6440	3,6438	+2
13	1956	III	22	00	120	3,6873	-22	3,6522	3,6521	+1
14	1903	III	10	13	140	3,6566	+07	3,6754	3,6654	0
15	1903	II	10	13	159°	3,6027	-15	3,6775	3,6771	+1
16	1963	XII	29	00	159	3,6016	-11	3,6777	3,6776	+1
17	1974	II	06	00	166	3,5838	-13	3,6805	3,6804	0
18	1948	II	24	00	169	3,5751	-21	3,6815	3,6815	+1
19	1965	I	17	00	171	3,5713	-18	3,6824	3,6820	0
20	1903	I	13	03	173	3,5691	-21	3,6824	3,6822	+2
21	1955	XII	29	00	177	3,5656	-07	3,6829	3,6829	0
22	1792	XI	21	00	183	3,5651	-07	3,6829	3,6829	0
23	1946	XII	09	00	183	3,5671	-02	3,6827	3,6827	0

№№	Дата перигея				φ	r <sub>10</sub> <sup>-10</sup>	r <sub>t</sub> 10 <sup>-10</sup>	Δ r10 <sup>-6</sup>	K10 <sup>-15</sup>	K <sub>t</sub> 10 <sup>-15</sup>	Δ K <sup>-11</sup>
	Дата перигея										
	a	m	d	h							
24	1963	XI	02	00	186	3,5694	3,5,98	-04	3,1824	3,6824	0
25	1972	X	28	12	103	3,5829	3,5839	-10	3,6806	3,6806	0
26	1964	XI	21	00	198	3,5973	3,5985	-12	3,6784	3,6784	0
27	1975	I	00	205	20	3,6174	3,6174	00	3,6749	3,6749	0
28	1903	XII	07	09	215	3,6433	3,6454	+09	3,6584	3,6685	-1
29	1958	I	00	222	20	3,6639	3,6614	+16	3,6636	3,6637	-1
30	1953	VII	01	00	231	3,6735	3,6776	+16	3,6580	3,6577	+3
31	1950	II	07	00	233°	3,6833	3,6814	+16	3,6559	3,6560	-1
32	1969	IV	07	00	235	3,6818	3,6814	-26	3,6550	3,6847	+3
33	1903	XI	10	14	249	3,6972	3,6975	-03	3,6473	3,6473	0
34	1961	V	06	12	251	3,6955	3,7003	-48	3,6459	3,6453	+6
35	1968	I	25	00	268	3,6925	3,6909	+16	3,6511	4,6513	-2
36	1903	IX	19	02	330	3,6280	3,6298	-18	3,675	3,6733	+2
37	1958	XII	09	00	336	3,6143	3,6129	+14	3,6775	4,6758	-1
38	1972	VI	10	00	339	3,6038	3,6037	+01	3,6792	3,6775	0
39	1969	I	17	00	343	3,5923	3,5934	-11	3,6792	3,6792	0
40	1946	VI	28	00	343	3,5942	3,5921	+21	3,6803	3,6794	-2
41	1903	VII	21	21	246	3,5875	3,5843	+32	3,6809	3,6805	-2
42	1961	II	14	12	348	5,5819	3,5804	+15	3,6820	3,6810	-1
43	1973	VI	30	00	353	3,5775	3,5710	+65	3,6820	3,6822	-2
44	1952	I	26	12	353	3,5708	3,5700	+08	4,6824	3,6824	0
45	1968	XII	19	12	356	3,5668	3,5775	-07	4,6827	3,6827	0
46	1903	VII	24	12	359	3,5819	3,5659	+60	3,6826	3,6829	-3

## Фактические и теоретические параметры апогеев Луну

№№	Дата апогея				φ	r <sub>10</sub> <sup>-10</sup>	r <sub>t</sub> 10 <sup>-10</sup>	Δ r10 <sup>-6</sup>	K10 <sup>-15</sup>	K <sub>t</sub> 10 <sup>-15</sup>	Δ K10 <sup>-11</sup>
	Дата апогея										
	a	m	d	h							
1	1941	IV	26	13	000°	4,0554	4,031	+23	3,6207	3,6211	-4
2	1949	III	01	12	017	4,0641	4,0616	+15	3,6168	3,6170	-2
3	1965	XII	06	12	026	4,0629	4,0618	+11	3,6122	3,6125	-3
4	1970	VII	07	12	042	4,0561	4,0578	-17	3,6022	3,6018	+4
5	1903	XII	23	10	050	4,0561	4,0551	+0	3,5963	3,5966	-3
6	1963	IX	22	12	051	4,0544	4,0544	00	3,5956	3,5956	0
7	158	I	25	00	056	4,0520	4,0523	-03	3,5924	3,5923	+1
8	1903	XI	25	15	069	4,0468	4,0470	-02	3,5855	3,5855	0
9	1565	XI	29	12	071	4,0474	4,0465	+09	3,5846	3,5848	-2
10	1962	VII	08	12	073	4,0439	4,0455	-16	3,5841	3,5838	+3
11	156	XII	20	00	091	4,0430	4,0430	00	3,5810	3,5810	0
12	1903	X	28	18	093	4,0433	4,0431	+02	3,5811	3,5811	0
13	5963	VII	29	00	094	4,0430	4,0432	-2	3,5813	3,5813	0
14	1949	XII	20	00	108	4,0453	4,0464	-11	3,5850	3,5848	+3
15	1946	VIII	07	00	113°	4,0444	4,0481	-37	3,5875	3,5867	+8
16	1903	IX	30	22	116	4,0478	4,0493	-15	3,5885	3,5882	+3
17	1957	XI	02	12	123	4,0510	4,0522	-12	3,5925	3,5922	+3
18	1970	III	18	12	129	4,0537	4,0548	-11	3,5965	3,5953	+2
19	1903	IX	03	07	138	4,055	4,0581	-16	3,6026	3,6022	+4
20	1946	VI	12	12	155	4,0605	4,0620	-15	3,6133	3,6134	+2
21	1964	VI	23	12	193	4,0612	4,0627	-15	3,6177	3,6175	+4
22	1903	VIII	06	23	164	4,0632	4,0638	+04	3,6179	3,6180	-1

№№	Дата апогея				φ	r10 <sup>-10</sup>	r10 <sup>-10</sup>	Δr10 <sup>-6</sup>	K10 <sup>-15</sup>	K10 <sup>-15</sup>	ΔK10 <sup>-11</sup>
	a	m	d	h							
23	1958	X	27	00	173	4,0628	4,0631	-03	3,6205	3,6204	+1
24	1974	VIII	03	00	175	4,0635	4,0631	+04	3,6210	3,6211	+1
25	1950	XI	25	00	184	4,0649	4,0631	+18	3,6206	3,6209	-3
26	1903	VII	10	00	693	4,0636	4,0629	+07	3,6187	3,6188	-1
27	1955	V	09	00	202	4,0612	4,0622	-10	3,6149	3,6145	+4
28	1953	II	01	12	207	4,0607	4,0617	-10	3,6123	3,6121	+2
29	1967	IX	22	00	216	4,0581	4,0598	-17	3,6067	3,6063	+7
30	1965	IV	02	12	240	4,0476	4,0507	-31	3,5509	3,5502	+7
31	1963	V	16	23	240°	4,0489	4,0505	-16	3,5903	3,5899	+4
32	1964	VIII	17	12	244	4,0453	0,0491	-33	3,5888	3,5879	+9
33	1944	I	25	12	252	4,0463	4,0461	+02	3,5844	3,5844	0
34	1903	IV	10	05	252	4,0435	4,0436	-01	3,5817	3,5816	+2
35	1965	II	15	00	272	4,0425	4,0430	-05	3,5824	3,5810	+2
36	1903	III	22	09	283	4,0461	4,0450	+11	3,5860	3,5830	-6
37	1959	VII	29	12	290	4,0453	4,0471	-18	3,5866	3,5856	+4
38	1903	II	22	13	305	4,0351	4,0533	+18	3,5931	3,5948	-4
39	1964	I	10	00	306	4,0339	4,0535	+04	3,5941	3,5941	0
40	1951	VIII	30	12	322	4,0591	4,0593	-02	3,6051	3,6050	+1
41	1903	I	25	22	330	4,0641	4,0612	+29	3,6100	3,6105	-5
42	1954	XI	25	00	343	4,0650	4,0628	+22	3,6171	3,6176	-5
43	1969	V	26	12	351	4,0653	4,0630	+23	3,6199	3,6200	-1
44	1946	XII	23	00	354	4,0651	5,0631	+20	3,6204	3,6206	-2

Таблица 3

Параметры поверхности r=0 для Луны

	Перигей		Апогей				
	r10 <sup>-10</sup>	K10 <sup>-15</sup>	r10 <sup>-10</sup>	K10 <sup>-15</sup>			
00°	180°	180°	360°	3,5658	3,6829	4,0631	3,6211
05	175	185	355	3,5686	3,6826	4,0631	3,6208
10	170	190	350	3,5765	3,6816	4,0630	3,6198
15	165	195	345	3,5881	3,6800	4,0628	3,6182
20	160	200	340	3,6018	3,6778	4,0625	3,6160
25	155	205	335	3,6164	3,6751	4,0620	3,6133
30	150	210	330	3,6307	3,6721	4,0612	3,6103
35	145	215	325	3,6441	3,6688	4,0601	3,6070
40	140	220	320	3,6563	3,6653	4,0587	3,6035
45	135	225	315	3,6669	3,6618	4,0570	3,6000
50	130	230	310	3,6760	3,6584	4,0551	3,5966
55	125	235	305	3,6835	3,6551	4,0530	3,5933
60	120	240	300	3,6895	3,6521	4,0508	3,5903
65	115	245	295	3,6943	3,6494	4,0488	3,5876
70	110	250	290	4,6978	3,6471	4,0468	3,5853
75	105	255	285	3,7005	3,6452	4,0452	3,4834
80	100	260	280	3,7022	3,6439	4,0440	3,5821
85	95	265	275	3,7032	3,6471	4,0482	3,5813
90	90	270	270	3,7035	3,6428	4,0430	3,5810

Таблица 4

Оскулирующие элементы орбиты Луны

φ	В апогее		В перигее		Средние значения				
	a·10 <sup>-10</sup>	e	a·10 <sup>-10</sup>	e	a·10 <sup>-10</sup>	e			
00°	180°	180°	360°	3,8754	0,0484	3,8622	0,0768	3,8688	0,0626
10	170	190	350	3,8729	0,0451	3,8608	0,0736	3,8668	0,0613
20	160	200	340	3,8657	0,0509	3,8563	0,0660	3,8610	0,0585
30	150	210	330	3,8556	0,0533	3,8489	0,0567	3,8522	0,0550
40	140	220	320	3,8462	0,0562	3,8393	0,0477	3,8410	0,0519
50	130	230	310	3,8292	0,0590	3,8251	0,0390	3,8272	0,0490
60	120	240	300	3,8167	0,0613	3,8188	0,0338	3,8176	0,0476
70	110	250	290	3,8068	0,0631	3,8102	0,0295	3,8085	0,0463
80	100	260	280	3,8000	0,0642	3,8047	0,0269	3,8024	0,0456
90	050	270	270	3,7978	0,0646	3,8028	0,0261	3,8003	0,0453

Таблица 5

Распределение числа перигеев Луны по квадрантам

$\varphi$ вершины	Число перигеев			
	☾ в перигее	☾ в апогее	всего	%
000°	17	8	25	29,5
090°	4	14	18	21,2
180°	16	10	26	30,5
270°	6	10	16	18,8
0+180°	33	18	51	60,0
90+270°	10	24	34	40,0

Л. П. Осипков

## К ПОСТАНОВКЕ ЭРГОДИЧЕСКОЙ ПРОБЛЕМЫ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ

(заметки по поводу классификации интегралов движения в  
звездных системах)

УДК 523.801

Критически излагается история проблемы третьего интеграла движения в звездной динамике. Высказываются ряд критических терминологических замечаний. В частности, утверждается малая содержательность термина «квазиизолирующий интеграл». Предлагается новая терминология. Систему предлагается называть *абсолютно интегрируемой*, если все фазовые точки плотно заполняют многообразия размерности 3 или меньше, и *ограниченно интегрируемой*, если имеются и 4- и 3-мерные инвариантные многообразия. Обсуждается проблема построения фазовых моделей ограниченно интегрируемых систем.

*On the Statement of the Ergodic Problem at Stellar Dynamics (comments on the classification of integrals of motion in stellar systems) by L. P. Ossipkov.* — The history of the third integral problem at stellar dynamics is summarized. A number of critical terminological remarks is expressed. In particular an unnatural character of such concepts as a quasi-isolating integral is asserted. A new terminology is suggested. The dynamical system is proposed to call *absolutely integrable* if all phase points fill manifolds whose dimensions are equal (or less than) 3 (3 is a number of degrees of freedom), and *restrictly integrable* if there exist both 4- and 3-dimension invariant manifolds. The problem of constructing the phase models of restrictly integrable systems is discussed.

**1. Введение.** Цель данных заметок состоит в том, чтобы выступить против своего рода «инерции мышления» астрономов в связи с так называемой «проблемой третьего интеграла». Неясности и неточности, унаследованные от тех времен,

когда эта проблема представлялась в неверном свете, затрудняют понимание сути вопроса. Вероятно, традиционная терминология звездных динамик в значительной степени виновна и в том, что физики и астрономы других специальностей плохо представляют, что такое «проблема третьего интеграла» и зачем ею занимаются. Неудовлетворенность существующей терминологией ранее высказал С. Кикухи [1]. С общетеоретической точки зрения вполне удовлетворительное, хотя и несколько устаревшее изложение имеется, например, в прекрасной книге А. Уинтнера [2], к сожалению, недостаточно известной звездным динамикам. Однако на собственном опыте [3] автор убедился в силе привычки, заставляющей укладывать новые понятия в рамки старых терминов. Об этом же свидетельствует и статья Г. Контопулоса [4].

Автор призывает отказаться от традиционной терминологии «проблемы третьего интеграла», перестать рассматривать само понятие «интеграл движения» как первичное и основное внимание обратить на существо проблемы. По мнению автора, оно состоит в существовании различных способов заполнения траекториями фазового пространства.

**2. Теорема Джинса.** Вспомним историю вопроса. Как известно, состояние гравитирующего «звездного газа» определяется бесстолкновительным кинетическим уравнением. Из него следует постоянство фазовой плотности вдоль фазовой траектории. Следовательно, координаты и скорости могут входить в фазовую плотность лишь в инвариантных при движении частиц комбинациях, т. е. аргументами фазовой плотности являются интегралы движения звезд в регулярном поле системы. Это утверждение было установлено еще на заре звездной динамики и связывается обычно с именами А. Пуанкаре [5], К. Шарлье [6] и, чаще всего, Дж. Джинса [7] («теорема Джинса»). Но сейчас же встает вопрос, все ли из шести (пяти в консервативном случае) интегралов являются аргументами фазовой плотности, и если да, то как их найти.

Были распространены следующие два толкования теоремы Джинса, неверные, как стало ясным теперь (подробнее см. [8]). Согласно одному из них («теорема Джинса в узком смысле») аргументами фазовой плотности являются лишь те интегралы, которые можно выписать в явном виде еще до интегрирования уравнений движения. Тогда для стационарных систем с ротационной симметрией необходимо учитывать лишь интегралы энергии и площадей. Сколько-нибудь ясных причин игнорирования остальных интегралов Дж. Джинс, сам

придерживавшийся такого толкования, не мог указать [9]. При этом между системами сферическими и сколь угодно близкими к ним была бы резкая качественная грань, что физически маловероятно. Известно, наконец, что наблюдательные данные вполне определенно указывают на трехосность эллипсоида остаточных скоростей звезд в окрестности Солнца, тогда как учет только интегралов энергии и площадей приводит к его двухосности.

Противоположного толкования теоремы Джинса придерживался С. Чандрасекар [10], писавший, что «точный вид общего решения [кинетического уравнения] можно получить только, когда известны все шесть интегралов». Так как известно, что для двух близких, но разных потенциалов аналитические выражения для интегралов могут радикально различаться, то и соответствующие выражения для фазовых плотностей были бы разными. Так что и такое понимание теоремы Джинса приводит к физически неестественным заключениям. С. Чандрасекар [10] утверждал также, что «ни при каких обстоятельствах мы не можем определить все шесть интегралов без полной потери общности». Но из аналитической механики хорошо известно, что знания лишь половины интегралов достаточно для интегрирования уравнений движения и определения недостающих интегралов. В качестве примера можно указать на произвольные сферические системы. Для них, кстати сказать, еще в 1936 г. С. Шивешваркар [11] строго доказал, что аргументами фазовой плотности могут быть только интеграл энергии и модуль полного интеграла кинетического момента. Это уже противоречит цитированному утверждению С. Чандрасекара. Другим примером является однородный эллипсоид с произвольным отношением осей. Для него все шесть интегралов движения явно выписаны, например, в [12].

Для иллюстрации указанной в начале статьи «инерции мышления» напомним, что высказывания С. Чандрасекара повторялись в книгах, вышедших в 1954 г. и даже в 1959 г., хотя к тому времени в работах Г. Г. Кузмина [13] и К. Ф. Огородникова [14] проблема уже была в значительной степени прояснена. Соответствующие цитаты приведены в [15].

**3. Эргодическая проблема в звездной динамике.** На самом деле теоремы существования интегралов движения носят по своему существу локальный характер. При неограниченном же продолжении вдоль фазовых траекторий интегралы могут стать весьма неудобными бесконечно многозначными функциями, обращение с которыми требует некоторых предосторож-

ностей. Это и можно увидеть в указанных выше интегрируемых примерах. Выяснив это, утверждают (например, [14]), что аргументами фазовой плотности могут быть только *однозначные интегралы*, что и может объяснить игнорирование части интегралов в теореме Джинса. Более или менее строго такие заключения делали Б. Линдبلاد [16], Г. Г. Кузмин [13], Г. М. Идлис [17] и Д. Линден-Белл [18]. Однако еще А. Уинтнер предостерегал в [2], что использование таких понятий, как «однозначный» и «многозначный» интегралы может привести к недоразумениям и путанице. Звезднодинамическим примером этого может служить обсуждение в [14] систем с винтовой симметрией, которые на самом деле невозможны потому, что приводят к бесконечной массе, а не в силу бесконечной многозначности соответствующего интеграла. До поры до времени выходом стало служить распространение термина «*изолирующий интеграл*» [2] для интеграла «конечнозначного» в любой конечной области фазового пространства» [14]. В уточненной формулировке теоремы Джинса утверждалось, что аргументами фазовой плотности могут быть только изолирующие интегралы [18].

По существу же нас интересуют в данном случае нелокальные проблемы. В частности, надо выяснить, каковы многообразия, заполняемые в фазовом пространстве за неограниченный интеграл времени. Раз фазовая плотность постоянна вдоль фазовых траекторий, то она будет постоянной и на таких многообразиях [18]. Прежде всего, надо изучить следующее: когда все (ограниченные) орбиты замкнуты, и когда заполняют двумерные поверхности (в частности, являются плоскими)? Строгий ответ пока имеется лишь для случая центрального поля. Общую дискуссию этой проблемы можно найти у Г. М. Идлиса [17], а формальное исследование пытался сделать автор [19]. Хотя строгое общее решение пока неизвестно, очевидно, однако, что в типичных ротационно симметричных полях, представляющих притяжение реальных звездных систем, «почти все» орбиты плотно заполняют трехмерную область. Поэтому в шестимерном фазовом пространстве движущиеся точки плотно заполняют множества размерности не меньше трех. С другой стороны, ввиду существования интегралов энергии и площадей размерность этих множеств не может быть больше четырех. Подробнее соответствующие рассуждения приведены в [13, 14, 17].

Итак, 3 или 4? В этом и состоит *эргодическая проблема для бесстолкновительной звездной динамики* [14]. Заметим тут

же, что для постоянства фазовой плотности на указанных многообразиях дополнительно необходимо, чтобы движение внутри них носило размешивающийся характер. Интуитивные представления по этому поводу были у Б. Линдблода [16], но позднее эта сторона проблемы игнорировалась (см. также [20]).

**4. Три этапа в развитии эргодической проблемы в звездной динамике.** Рассматривая историю этой проблемы, можно выделить три этапа. На **первом этапе** (Дж. Джинс, С. Чандрасекар и др.) проблема интегралов движения в звездных системах представлялась совершенно неясной. Аналогия с эргодической проблемой классической статистической механики не усматривалась. Выше мы подошли ко **второму этапу**, который можно считать открытым фундаментальной статьей Г. Г. Кузмина [13]. На этом этапе была сформулирована эргодическая проблема звездной динамики, и пытались выяснить, существует или нет третий помимо классических изолирующий интеграл движения в ротационно симметричном гравитационном поле. Предполагалось, что на этот вопрос всегда можно дать вполне определенный ответ.

По аналогии со статистической физикой естественнее было бы предположить отсутствие третьего интеграла [14]. В противном случае было бы непонятно, какие свойства симметрии звездных систем выражает его существование. На этот вопрос обратил внимание Г. М. Идлис [17]. Он предположил связь между третьим интегралом и зеркальной симметрией системы. Но с этим плохо согласуется доказанная Г. Г. Кузминым [21] симметрия относительно экваториальной плоскости звездных систем с фазовой плотностью, зависящей от двух классических интегралов. С другой стороны, изолирующий третий интеграл существует, например, в задаче двух неподвижных центров разных масс, хотя здесь и нарушается зеркальная симметрия поля потенциала.

Но несуществование третьего изолирующего интеграла противоречило бы как наблюдаемому факту трехосности эллипсоида скоростей, так и физически естественной непрерывности при переходе к сферическим системам. Наконец, Г. Г. Кузмин [13] показал, что потенциал Галактики можно достаточно хорошо аппроксимировать моделями, допускающими существование третьего интеграла в форме, квадратичной по скоростям.

Естественно было предположить, что третий изолирующий интеграл существует всегда, но просто в более сложной ана-

литической форме. Такой вывод, например, делает Г. М. Ид-лис в монографии [17]. Делались попытки найти универсальную форму третьего интеграла, не приводившие, однако, к новым результатам [22]. Начиная с 60-х годов Г. Контопулос [23] разрабатывает методику приближенного определения интеграла для систем, близких к интегрируемым. При этом, правда, положение осложнялось вероятной расходимостью рядов, служащих для построения интеграла. Наконец, к заключению о существовании третьего интеграла пришел на основании численных экспериментов А. Оллонгрэн [24].

С середины 60-х годов начался новый, **третий этап**, продолжающийся до сих пор. Его появлению способствовали новые, более обширные численные эксперименты, установленная Г. Контопулосом и др. связь с общей теорией динамических систем, наконец, недавние успехи самой этой теории, в частности, появление результатов Колмогорова — Арнольда — Мозера. Здесь не место подробно излагать современные взгляды на проблему, выраженные, например, в последнем обзоре Г. Контопулоса [25]. Отметим только следующее. Природа оказалась сложнее, чем думали раньше. На вопрос «3 или 4?» следует ответить «иногда (вероятно, чаще) 3, иногда 4». Рассмотрим орбиты в одном и том же гравитационном поле, отличающиеся различными начальными значениями. Как оказалось, многообразия, заполняемые фазовыми траекториями, могут быть как трехмерными (например, для орбит, близких к круговым), так и четырехмерными. В последнем случае говорят об *эргодических орбитах*. Правда, их существование теоретически доказано лишь для немногих модельных примеров. Но численные эксперименты вполне убедительно показывают в ряде случаев по крайней мере «практическую эргодичность». Эргодические орбиты, по-видимому, чаще встречаются среди сильно вытянутых орбит звезд большой энергии, характерных для сферических составляющих Галактики. С изменением потенциала доля таких орбит меняется, уменьшаясь для систем, близких к сферическим или допускающим третий квадратичный интеграл.

**5. Термины старые и новые.** Как же охарактеризовать такую картину в традиционных терминах звездной динамики? Можно ли назвать третий интеграл изолирующим? Если существуют эргодические орбиты, то, очевидно, нельзя, даже если доля эргодических орбит мала. В то же время и выражение «неизолирующий интеграл» является слишком широким и малосодержательным.

М. Энон и К. Эйле [26] говорят в таких случаях о «полу-эргодичности». Г. Контопулос [4] ввел термин «квазиизолирующий интеграл». Дальнейшие уточнения пытался сделать автор в статье [3], написанной еще в 1972 г., но опубликованной только в 1976 г. В [3] предлагается говорить об *ограниченно изолирующих интегралах*.

Что же такое ограниченно изолирующий (или квазиизолирующий) интеграл? Это функция, постоянная вдоль фазовой траектории, при малом изменении своих аргументов превращающаяся из конечнозначной в бесконечно многозначную. Сомнительно, чтобы удалось когда-либо найти такую функцию в явном виде, но даже тогда такое построение принесет мало пользы. Трудно было бы использовать функцию данного вида и как аргумент фазовой плотности. В чем же смысл такого построения? Просто в том, чтобы охарактеризовать ситуацию. А зачем тогда пользоваться таким малосодержательным термином, как квазиизолирующий интеграл? Лучше ввести понятия, более непосредственно связанные с поведением фазовых траекторий.

В этом и состоит предложение автора. Будем называть систему *абсолютно интегрируемой*, если **все** фазовые точки плотно заполняют многообразия размерности три или меньше, *ограниченно интегрируемой*, если имеются **и** четырех- и трехмерные инвариантные многообразия, и *эргодической*, если «почти все» фазовые траектории являются четырехмерными. Среди реальных звездных систем этот последний случай невозможен. Более строго эти термины определены в тезисах [27], где, правда, имелось в виду четырехмерное фазовое пространство движений в сопутствующей плоскости (при фиксированном значении интеграла площадей).

Только в случае абсолютно интегрируемых систем имеет смысл говорить о третьем интеграле, который будет изолирующим. Фиксируя затем значения всех трех интегралов, можно в (почти) любой точке физического пространства определить *поле направлений* вектора скорости. Максимальное число возможных направлений этого вектора можно использовать для более детальной классификации интегрируемых систем [30]. Связь числа направлений вектора скорости с изолирующими свойствами третьего интеграла подчеркивалась, например, в [28]. Возможна более детальная классификация и для ограниченно интегрируемых и эргодических систем. Она связана с более тонким анализом перемещения фазовых то-

чек на инвариантных четырехмерных многообразиях. В первую очередь интересно, происходит ли так называемое [20] *дивергентное размещение*, без чего невозможно постоянство фазовой плотности на этих многообразиях. Размещение будет означать стохастичность перемещения фазовых точек. Кстати, предположение о случайном характере движения звезд при отсутствии третьего изолирующего интеграла было высказано Г. Г. Кузминым [29] еще в 1960 г. Обсуждение более тонких вопросов уведет нас слишком далеко в эргодическую теорию.

В заключение коснемся вопроса о построении фазовых моделей ограниченно интегрируемых систем. Одним из аргументов фазовой плотности, независимым относительно классических интегралов и дополняющим их, можно взять приближенное выражение для третьего интеграла, например, адiabатический инвариант вертикальных колебаний или третий квадратичный интеграл. Такое выражение следует считать не постоянным вдоль фазовой траектории, а медленно меняющимся, причем изменения разделяются на систематические, обусловленные неточностью принятой аппроксимации, и скачкообразные, связанные с многозначностью третьего интеграла. Ввиду непостоянства данного выражения у фазовой плотности будет и четвертый аргумент (например, фаза вертикальных колебаний или одна из координат), но зависимость от него будет слабой. Медленно меняющийся аргумент фазовой плотности уместно называть *квазиинтегралом*.

Считаю необходимым отметить, что разработка затронутых здесь проблем была стимулирована рядом высказываний Т. А. Агекяна. Автор благодарен также К. Ф. Огородникову, Г. Г. Кузмину, В. А. Антонову и С. А. Кутузову за полезное обсуждение некоторых вопросов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Kikuchi. Astron. Nachr., 291, 9, 1968.
2. А. Уинтнер. Аналитические основы небесной механики. «Наука», М., 1967.
3. Л. П. Осипков. Астрофизика, 12, 187, 1976.
4. G. Contopoulos. Astrophys. J., 142, 802, 1965.
5. H. Poincare. Lecons sur les hypotheses cosmogoniques, Hermann et fils, Paris, 1911, p. 100.
6. C. V. L. Charlier. Lunds Astron. Observ. Medd., Ser. II, No 19, 1918.
7. J. H. Jeans. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 76, 70, 1915.
8. Г. М. Идлис. Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 5, 105, 1965.

9. J. H. Jeans. Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics, Cambridge University Press, Cambridge, 1919, p. 229.
10. С. Чандрасекар. Принципы звездной динамики, ИЛ, М., 1948, стр. 91.
11. S. W. Shiveshwarkar. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 96, 749, 1936.
12. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович. В кн. Динамика и эволюция звездных систем, изд. ВАГО АН СССР, М.-Л., 1975, стр. 138.
13. Г. Г. Кузмин. Публ. Тартуск. астрон. обсерв., 32, 332, 1953.
14. К. Ф. Огородников. Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.
15. Г. М. Идлис, Р. Х. Гайнуллина. Изв. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 11, 43, 1961.
16. Б. Линдبلاد. В кн. Строение звездных систем, ИЛ, М., 1962, стр. 39.
17. Г. М. Идлис. Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 1, 1961.
18. D. Lynden-Bell. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 124, 1, 1962.
19. Л. П. Осипков. Астрон. ж., 53, 867, 1976.
20. Л. П. Осипков. Астрон. ж., 52, 875, 1975.
21. Г. Г. Кузмин. Публ. Тартуск. астрон. обсерв., 34, 9, 1964.
22. D. Lynden-Bell. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 124, 95, 1962.
23. G. Contopoulos. Zs. Astrophys., 49, 273, 1960.
24. A. Ollongren. Bull. Astron. inst. Netherl., 16, 241, 1962.
25. G. Contopoulos. In: Dyn. Stellar Systems, IAU Symposium No 69, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht-Boston, 1976, p. 209.
26. M. Hénon, C. Heiles. Astron. J., 69, 73, 1964.
27. Л. П. Осипков. В кн. Всесоюзн. конф. по плазм. астрофиз., Иркутск, 28 июля — 3 авг. 1976 г., «Наука», М., 1976, стр. 21.
28. Л. П. Осипков. Астрон. ж., 51, 92, 1974.
29. Г. Г. Кузмин. Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв., № 27, 89, 1962.
30. Т. А. Агекян, С. П. Якимов. Вестн. ЛГУ, № 13, 177, 1976.

А. А. Ефимов

## К ПРОБЛЕМЕ ИНТЕГРИРУЕМОСТИ УРАВНЕНИЙ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ В КОНЕЧНОЙ ФОРМЕ

УДК 521.1

В работах [1—5] общая задача трех тел была сформулирована в обобщенных координатах. Было показано преимущество моментов инерции, взятых в качестве обобщенных координат.

Благодаря использованию моментов инерции в качестве обобщенных координат в настоящей работе получены новые результаты. В частности, выявлена голономная связь, устанавливаемая внутренними потребностями движущейся системы. Учет этой связи дает возможность снизить порядок системы дифференциальных уравнений на две единицы.

Работа изложена так, что ее можно понять не обращаясь к предыдущим работам автора.

**On the Problem of the Intergration of Equations of the Problem of Three Bodies in the Finite Form, by A. A. Efimov.** — In [1—5] the problem of three bodies was formulated using the generalized coordinates. Advantages of inertia momenta taken as the generalized coordinates are shown. Due to the application of the inertia momenta new results have been obtained. In particular, a holonomic constraint has been found, established by inner needs of the moving system. The account for this constraint will give the opportunity to decrease the order of the differential equations system by two units.

The paper can be understood without reading the previous papers written by the author.

### § 1. Уравнения задачи трех тел в векторной форме

Если обозначить через  $m_1, m_2, m_3$  массы трех тел, а через  $\bar{r}_1, \bar{r}_2, \bar{r}_3$  их радиусы-векторы относительно их центра масс, то уравнения движения трех тел в векторной форме могут быть записаны:

$$\begin{aligned}\ddot{\bar{r}}_1 &= Gm_2 \frac{\bar{I}_{12}}{I_{12}^3} - Gm_3 \frac{\bar{I}_{31}}{I_{31}^3} \\ \ddot{\bar{r}}_2 &= Gm_3 \frac{\bar{I}_{23}}{I_{23}^3} - Gm_1 \frac{\bar{I}_{12}}{I_{12}^3} \\ \ddot{\bar{r}}_3 &= Gm_1 \frac{\bar{I}_{31}}{I_{31}^3} - Gm_2 \frac{\bar{I}_{23}}{I_{23}^3}\end{aligned}$$

где  $\bar{I}_{12} = \bar{r}_2 - \bar{r}_1$ ,  $\bar{I}_{23} = \bar{r}_3 - \bar{r}_2$ ,  $\bar{I}_{31} = \bar{r}_1 - \bar{r}_3$ , а  $G$  — постоянная закона тяготения.

Вычитая из второго уравнения первое, из третьего второе и из первого третье, после небольших преобразований получим уравнения движения трех тел в переменных  $\bar{I}_{12}, \bar{I}_{23}, \bar{I}_{31}$ :

$$\begin{aligned}\ddot{\bar{I}}_{12} &= -G(m_1 + m_2 + m_3) \frac{\bar{I}_{12}}{I_{12}^3} + Gm_3 \left( \frac{\bar{I}_{12}}{I_{12}^3} + \frac{\bar{I}_{23}}{I_{23}^3} + \frac{\bar{I}_{31}}{I_{31}^3} \right) \\ \ddot{\bar{I}}_{23} &= -G(m_1 + m_2 + m_3) \frac{\bar{I}_{23}}{I_{23}^3} + Gm_1 \left( \frac{\bar{I}_{12}}{I_{12}^3} + \frac{\bar{I}_{23}}{I_{23}^3} + \frac{\bar{I}_{31}}{I_{31}^3} \right) \\ \ddot{\bar{I}}_{31} &= -G(m_1 + m_2 + m_3) \frac{\bar{I}_{31}}{I_{31}^3} + Gm_2 \left( \frac{\bar{I}_{12}}{I_{12}^3} + \frac{\bar{I}_{23}}{I_{23}^3} + \frac{\bar{I}_{31}}{I_{31}^3} \right)\end{aligned}$$

Вводя так называемые приведенные массы

$$\mu_1 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2 + m_3}, \quad \mu_2 = \frac{m_2 m_3}{m_1 + m_2 + m_3}, \quad \mu_3 = \frac{m_3 m_1}{m_1 + m_2 + m_3}$$

$$\mu_0 = m_1 + m_2 + m_3$$

и переходя к обозначениям  $\bar{I}_1, \bar{I}_2, \bar{I}_3$  (вместо  $\bar{I}_{12}, \bar{I}_{23}, \bar{I}_{31}$ ), перепишем векторные уравнения задачи трех тел в следующей форме:

$$\mu_1 \ddot{\bar{I}}_1 = -G \mu_1 \mu_0 \frac{\bar{I}_1}{I_1^3} + G \frac{m_1 m_2 m_3}{\mu_0} \left( \frac{\bar{I}_1}{I_1^3} + \frac{\bar{I}_2}{I_2^3} + \frac{\bar{I}_3}{I_3^3} \right) \quad (1)$$

$$\mu_2 \ddot{\bar{I}}_2 = -G \mu_2 \mu_0 \frac{\bar{I}_2}{I_2^3} + G \frac{m_1 m_2 m_3}{\mu_0} \left( \frac{\bar{I}_1}{I_1^3} + \frac{\bar{I}_2}{I_2^3} + \frac{\bar{I}_3}{I_3^3} \right) \quad (2)$$

$$\mu_3 \ddot{\bar{I}}_3 = -G \mu_3 \mu_0 \frac{\bar{I}_3}{I_3^3} + G \frac{m_1 m_2 m_3}{\mu_0} \left( \frac{\bar{I}_1}{I_1^3} + \frac{\bar{I}_2}{I_2^3} + \frac{\bar{I}_3}{I_3^3} \right) \quad (3)$$

### § 2. Выбор обобщенных координат

Материальная система, движение которой описывается уравнениями (1) — (3), не является свободной, поскольку на нее наложена голономная связь

$$\bar{I}_1 + \bar{I}_2 + \bar{I}_3 = 0, \quad (4)$$

которая вытекает непосредственно из уравнений (1) — (3), а также из физических представлений, а именно из того, что величины  $l_1, l_2, l_3$  являются сторонами треугольника, в вершинах которого расположены массы  $m_1, m_2, m_3$ .

При учете этого обстоятельства оказывается, что уравнения (1) — (3) можно трактовать как уравнения движения материальных точек  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  в поле тяготения неподвижной центральной массы  $\mu_0$ , а член

$$G \frac{m_1 m_2 m_3}{\mu_0} \left( \frac{\bar{l}_1}{l_1^3} + \frac{\bar{l}_2}{l_2^3} + \frac{\bar{l}_3}{l_3^3} \right)$$

в этих уравнениях рассматривать как реакции идеальной связи (4), приложенные к материальным точкам  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  ([4], стр. 315—318). Нетрудно видеть, что эти реакции не производят никакой работы на любом возможном перемещении материальной системы, совместимом со связями (4).

Из уравнений (1) — (3) легко получаются интегралы энергии и момента количества движения:

$$\frac{1}{2} \sum \mu_i \dot{l}_i^2 - G \mu_0 \sum \frac{\mu_i}{l_i} = U_0, \quad (5)$$

$$\sum \mu_i [\bar{l}_i \times \dot{l}_i] = \bar{K}. \quad (6)$$

Таким образом, мы имеем дело с консервативной голономной системой. Функция Лагранжа этой системы может быть представлена как разность между кинетической и потенциальной энергиями, притом кинетическая энергия будет квадратичной функцией от обобщенных скоростей.

Векторная связь (4) эквивалентна трем скалярным уравнениям связи. Следовательно, число независимых обобщенных координат, определяющих конфигурацию нашей системы, равно шести. Задавая конфигурацию нашей системы с помощью шести обобщенных координат и составляя лагранжиан в этих координатах, мы можем получить шесть уравнений Лагранжа второго рода, в которых реакции связи уже не будут фигурировать.

Известно, сколь большое значение для решения задачи имеет удачный выбор обобщенных координат. По существу, удачный выбор обобщенных координат является решающим моментом в решении той или иной механической задачи средствами аналитической механики. Поэтому, перед тем, как выбрать обобщенные координаты, отметим некоторые свойства нашей материальной системы.

\* Движущиеся материальные точки будут обозначаться соответствующими массами  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$

Во-первых, наложенная на нашу материальную систему связь (4) говорит нам о том, что неподвижная материальная точка  $\mu_0$  и движущиеся в ее поле тяготения материальные точки  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  (в дальнейшем  $\mu_i$ ) всегда лежат в одной плоскости. Следовательно, движение нашей материальной системы можно представлять себе как движение материальных точек  $\mu_i$  в некоторой плоскости, которая в свою очередь движется вокруг неподвижной точки  $\mu_0$ . Отсюда, в качестве первых двух обобщенных координат напрашиваются два угла Эйлера, которыми будет задаваться положение плоскости трех тел \*) относительно неподвижной (произвольно ориентированной) декартовой системы координат  $x_0 y_0 z_0$ . Начало неподвижной системы координат совместим с неподвижной точкой  $\mu_0$ .

Кроме неподвижной системы координат введем еще движущуюся систему координат  $x' y' z'$  с началом в той же точке  $\mu_0$ , но оси  $x', y'$  ее расположим в плоскости точек  $\mu_1$ , причем ось  $x'$  направим по линии узлов (система координат Резаля). Для определенности, введенные системы координат будет считать правыми.

Введем следующие обозначения для углов Эйлера, которыми будет задаваться положение плоскости трех тел относительно неподвижной системы координат:

$\theta$  — угол между неподвижной осью  $z_0$  и осью  $z'$  — Резаля, перпендикулярной плоскости трех тел (так называемый угол нутации);

$\psi$  — угол между неподвижной осью  $x_0$  и осью  $x'$  — Резаля (линией узлов), образованной пересечением плоскости трех тел с неподвижной плоскостью  $x_0 y_0$  (угол прецессии).

В качестве следующих трех обобщенных координат можно использовать, например, величины  $l_1, l_2, l_3$ , т. е. абсолютные значения векторов  $\bar{l}_1 \bar{l}_2 \bar{l}_3$ . Заданием этих величин определяется внутренняя конфигурация нашей материальной системы, т. е. взаимное расположение масс  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$ . Действительно, из векторного уравнения (4) следует, что вектора  $\bar{l}_1$  замыкают некоторый треугольник. Это как раз тот треугольник, в вершинах которого расположены массы  $m_1, m_2, m_3$ . Но, очевидно, что конфигурация этого треугольника может быть определена только лишь величинами  $l_i$ . Определив конфигурацию треугольника,

\* Здесь не будет проводиться различия между понятиями тел и понятиями материальных точек.

мы тем самым определим взаимное расположение векторов  $\bar{l}_i$ , а следовательно и взаимное расположение масс  $\mu_i$ .

Однако, если мы зафиксируем величины  $l_1, l_2, l_3$ , а также величины  $\theta$  и  $\psi$ , то у материальной системы останется еще одна степень свободы — возможность двигаться нашему треугольнику в своей плоскости около неподвижной точки  $\mu_0$ . Отсюда, в качестве шестой обобщенной координаты напрашивается параметр, который определял бы поворот всей нашей материальной системы, как единого целого, вокруг оси  $z'$  — Резаля. В качестве такого параметра используем угол между осью  $x'$  — Резаля и вектором  $\bar{\Delta}$ , определяющим центр масс  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  относительно точки  $\mu_0$ . Сам вектор  $\bar{\Delta}$ , очевидно, определится из соотношения:

$$(\mu_1 + \mu_2 + \mu_3)\bar{\Delta} = \mu_1\bar{l}_1 + \mu_2\bar{l}_2 + \mu_3\bar{l}_3. \quad (7)$$

Угол, составляемый вектором  $\bar{\Delta}$  с осью  $x'$  — Резаля обозначим через  $\varphi_\Delta$  (третий угол Эйлера).

Таким образом, в качестве обобщенных координат можно использовать следующие шесть параметров:

$$\theta, \psi, \varphi_\Delta, l_1, l_2, l_3. \quad (8)$$

Заметим еще раз, что координаты  $l_i$  определяют внутреннюю конфигурацию материальной системы, т. е. эти координаты определяют взаимное расположение материальных точек механической системы.

Координаты же  $\theta, \psi, \varphi_\Delta$  в этом смысле являются внешними, ибо они привязывают внутреннюю конфигурацию материальных точек к неподвижной системе координат.

Однако ранее [1] уже было выяснено, что выбор  $l_i$  в качестве обобщенных координат не является удачным. Ибо, хотя выражение потенциальной энергии  $U$  согласно (5) в координатах  $l_i$  имеет достаточно простой вид:

$$U = -G\mu_0 \left( \frac{\mu_1}{l_1} + \frac{\mu_2}{l_2} + \frac{\mu_3}{l_3} \right), \quad (9)$$

выражение кинетической энергии в этих координатах становится слишком сложным.

Оказывается, больших успехов в решении проблемы трех тел можно достичь, если вместо  $l_i$  в качестве обобщенных координат ввести моменты инерции материальных точек  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  относительно осей, связанных с вектором  $\bar{\Delta}$ .

Обозначим для этого ось, совпадающую с вектором  $\bar{\Delta}$  че-

рез ( $\Delta$ ). Назовем эту ось осью абсцисс системы координат, связанной с  $\bar{\Delta}$ . Ось ординат этой системы с началом в точке  $\mu_0$  разместим также в плоскости точек  $\mu_i$  и обозначим ее через ( $\perp\Delta$ ). Хотя это не очень удачные обозначения, однако нам не хочется отступать от обозначений, использованных нами в работах [1—5].

Координаты точки  $\mu_i$  относительно вновь введенной системы координат могут быть теперь обозначены как  $(\Delta)_i$  и  $(\perp\Delta)_i$ .

Переход от координат  $(\Delta)_i$  и  $(\perp\Delta)_i$  к координатам относительно осей Резаля ( $x', y'$ ) может быть совершен по обычным формулам аналитической геометрии:

$$\left. \begin{aligned} x'_i &= (\Delta)_i \cos \varphi_\Delta - (\perp\Delta)_i \sin \varphi_\Delta \\ y'_i &= (\Delta)_i \sin \varphi_\Delta + (\perp\Delta)_i \cos \varphi_\Delta \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

И обратно:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta)_i &= x'_i \cos \varphi_\Delta + y'_i \sin \varphi_\Delta \\ (\perp\Delta)_i &= -x'_i \sin \varphi_\Delta + y'_i \cos \varphi_\Delta \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Для моментов инерции системы материальных точек  $\mu_i$ , согласно их определению, получим следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} I_{x'} &= \mu_1 y_1'^2 + \mu_2 y_2'^2 + \mu_3 y_3'^2 \\ I_{y'} &= \mu_1 x_1'^2 + \mu_2 x_2'^2 + \mu_3 x_3'^2 \\ I_{x'y'} &= \mu_1 x_1' y_1' + \mu_2 x_2' y_2' + \mu_3 x_3' y_3' \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} I_\Delta &= \mu_1 (\perp\Delta)_1^2 + \mu_2 (\perp\Delta)_2^2 + \mu_3 (\perp\Delta)_3^2 \\ I_{\perp\Delta} &= \mu_1 (\Delta)_1^2 + \mu_2 (\Delta)_2^2 + \mu_3 (\Delta)_3^2 \\ I_{\Delta\perp\Delta} &= \mu_1 (\Delta)_1 (\perp\Delta)_1 + \mu_2 (\Delta)_2 (\perp\Delta)_2 + \mu_3 (\Delta)_3 (\perp\Delta)_3, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где формулы (12) представляют собою выражения моментов инерции относительно осей Резаля ( $x', y'$ ), а формулы (13) представляют выражения моментов инерции той же механической системы относительно осей ( $\Delta$ ) и  $(\perp\Delta)$ .

Подставляя (10) в (12), а (11) в (13), получим обычные формулы преобразования моментов инерции от одной системы декартовых осей к другой, повернутой относительно первой на угол  $\varphi_\Delta$ :

$$\left. \begin{aligned} I_{x'} &= I_{\Delta} \cos^2 \varphi_{\Delta} + I_{\perp \Delta} \sin^2 \varphi_{\Delta} + I_{\Delta \perp \Delta} \sin 2\varphi_{\Delta} \\ I_{y'} &= I_{\Delta} \sin^2 \varphi_{\Delta} + I_{\perp \Delta} \cos^2 \varphi_{\Delta} - I_{\Delta \perp \Delta} \sin 2\varphi_{\Delta} \\ I_{x'y'} &= -\frac{1}{2} (I_{\Delta} - I_{\perp \Delta}) \sin 2\varphi_{\Delta} + I_{\Delta \perp \Delta} \cos 2\varphi_{\Delta} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} I_{\Delta} &= I_{x'} \cos^2 \varphi_{\Delta} + I_{y'} \sin^2 \varphi_{\Delta} - I_{x'y'} \sin 2\varphi_{\Delta} \\ I_{\perp \Delta} &= I_{x'} \sin^2 \varphi_{\Delta} + I_{y'} \cos^2 \varphi_{\Delta} + I_{x'y'} \sin 2\varphi_{\Delta} \\ I_{\Delta \perp \Delta} &= \frac{1}{2} (I_{x'} - I_{y'}) \sin 2\varphi_{\Delta} + I_{x'y'} \cos 2\varphi_{\Delta} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Угол  $\varphi_{\Delta}$ , участвующий в этих преобразованиях, является обобщенной координатой, которая вместе с другими двумя обобщенными координатами  $\theta$  и  $\psi$  определяет положение системы координат  $(\Delta)$ ,  $(\perp \Delta)$ , относительно неподвижной системы координат  $x_0 y_0 z_0$ .

В качестве остальных обобщенных координат, однозначно определяющих положение материальных точек  $\mu_i$  относительно системы координат  $(\Delta)$ ,  $(\perp \Delta)$ , мы используем моменты инерции  $I_{\Delta}$ ,  $I_{\perp \Delta}$  и  $I_{\Delta \perp \Delta}$ .

Убедимся, что этими величинами, на самом деле, однозначно определяется положение точек  $\mu_1 \mu_2 \mu_3$  в системе координат  $(\Delta)$ ,  $(\perp \Delta)$ .

Действительно, в случае свободных точек  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  их положение в системе координат  $(\Delta)$ ,  $(\perp \Delta)$  определяется с помощью 6 чисел. Однако, в нашем случае точки  $\mu_i$  уже связаны тремя условиями связи. Найдем эти условия.

Проектируя векторное уравнение (4) на оси  $(\Delta)$  и  $(\perp \Delta)$ , получаем два условия:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta)_1 + (\Delta)_2 + (\Delta)_3 &= 0 \\ (\perp \Delta)_1 + (\perp \Delta)_2 + (\perp \Delta)_3 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Проектируя далее векторное уравнение (7) на ось  $(\perp \Delta)$ , найдем еще одно условие связи

$$\mu_1 (\perp \Delta)_1 + \mu_2 (\perp \Delta)_2 + \mu_3 (\perp \Delta)_3 = 0.$$

Поскольку найденные условия являются независимыми, то, следовательно, для однозначного задания конфигурации нашей механической системы в системе координат  $(\Delta)$ ,  $(\perp \Delta)$  достаточно трех независимых параметров. Но из теоретической механики известно, что моменты инерции относительно системы декартовых осей (в частности  $I_{\Delta}$ ,  $I_{\perp \Delta}$ ,  $I_{\Delta \perp \Delta}$ ) явля-

ются независимыми параметрами механической системы. Отсюда следует, что  $I_{\Delta}$ ,  $I_{\perp \Delta}$ ,  $I_{\Delta \perp \Delta}$  однозначно задают конфигурацию нашей механической системы в системе координат  $(\Delta)$ ,  $(\perp \Delta)$  и, следовательно, могут выполнять роль обобщенных координат.

Итак, в качестве обобщенных координат мы можем взять совокупность параметров

$$\theta, \psi, \varphi_{\Delta}, I_{\Delta}, I_{\perp \Delta}, I_{\Delta \perp \Delta}. \quad (17)$$

Однако, как показывает опыт, выражение кинетической энергии становится более удобным для исследования, если с помощью точечного преобразования перейти от моментов инерции  $I_{\Delta}$ ,  $I_{\perp \Delta}$ ,  $I_{\Delta \perp \Delta}$  к так называемым удельным моментам инерции. Этот переход мы сделаем в следующем параграфе.

### § 3. Выражение декартовых координат через обобщенные координаты

Для того, чтобы найти функцию Лагранжа системы трех тел в обобщенных координатах и, в случае решения задачи, сделать обратный переход от обобщенных координат к декартовым, нам необходимо прежде всего выразить декартовые координаты (относительно неподвижной системы отсчета) через обобщенные координаты.

Эту операцию мы проведем в два этапа. Сначала выразим декартовы координаты через два угла Эйлера  $\theta, \psi$  и координаты Резаля  $(x_i, y_i)$ , а затем координаты Резаля выразим через третий угол Эйлера  $\varphi_{\Delta}$  и моменты инерции относительно осей  $(\Delta)$ ,  $(\perp \Delta)$ .

Очевидно, вектор  $\bar{l}_i$  (вектор точки  $\mu_i$  с началом в точке  $\mu_0$ ) можно разложить по ортам неподвижной системы координат  $(x_0 y_0 z_0)$ :

$$\bar{l}_i = I_{ix_0} \bar{i} + I_{iy_0} \bar{j} + I_{iz_0} \bar{k}$$

Умножая обе части этого уравнения поочередно на единичные векторы  $\bar{i}, \bar{j}, \bar{k}$ , получим:

$$I_{ix_0} = I_i \cos(\bar{i}, \bar{l}_i)$$

$$I_{iy_0} = I_i \cos(\bar{j}, \bar{l}_i)$$

$$I_{iz_0} = I_i \cos(\bar{k}, \bar{l}_i)$$

Из формул сферической тригонометрии имеем (см. рис. 1):

$$\cos(\bar{i}, \bar{l}_i) = \cos\psi \cos\varphi_i - \sin\psi \sin\varphi_i \cos\theta$$

$$\cos(\bar{j}, \bar{l}_i) = \sin\psi \cos\varphi_i + \cos\psi \sin\varphi_i \cos\theta$$

$$\cos(\bar{k}, \bar{l}_i) = \sin\varphi_i \sin\theta$$

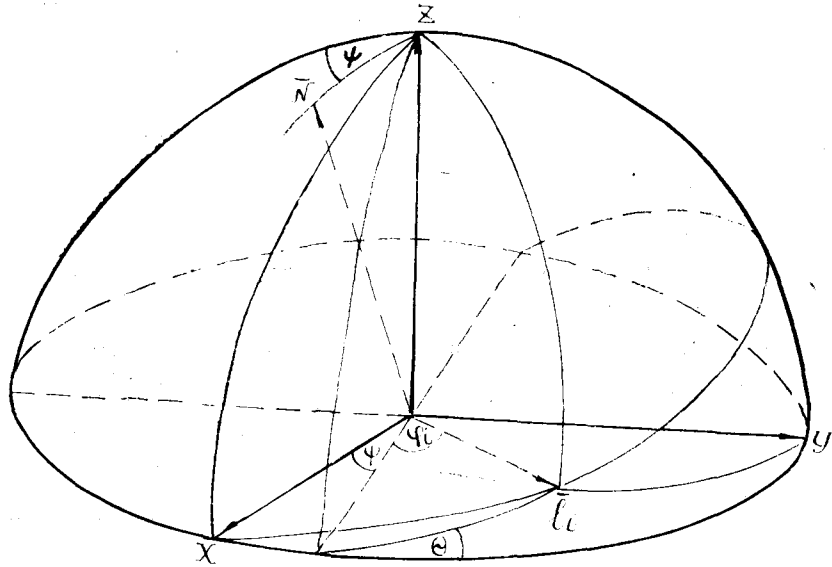


Рис. 1

(здесь  $\varphi_i$  — угол между вектором  $\bar{l}_i$  и осью  $x'$  — Резаля).

Подставляя последние равенства в предыдущие и замечая, что

$$x'_i = l_i \cos\varphi_i$$

$$y'_i = l_i \sin\varphi_i$$

(где  $x'_i$  и  $y'_i$  — координаты точки  $\bar{l}_i$  в системе координат Резаля), получим для декартовых координат выражения:

$$\left. \begin{aligned} l_{ix_0} &= x'_i \cos\psi - y'_i \sin\psi \cos\theta \\ l_{iy_0} &= x'_i \sin\psi + y'_i \cos\psi \cos\theta \\ l_{iz_0} &= y'_i \sin\theta \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Для выражения координат Резаля ( $x'_i, y'_i$ ) через  $\varphi_\Delta$  и моменты инерции проще всего поступить следующим образом: сначала найдем выражения координат  $(\Delta)_i$  и  $(\perp\Delta)_i$  через моменты инерции, а затем, зная угол поворота системы координат  $(\Delta)$ ,  $(\perp\Delta)$  относительно осей Резаля (угол  $\varphi_\tau$ ), найдем искомые выражения.

Спроектируем два векторных уравнения (4) и (7) на ось  $(\perp\Delta)$  после чего получим:

$$l_1 \sin(\varphi_1 - \varphi_\Delta) + l_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_\Delta) + l_3 \sin(\varphi_3 - \varphi_\Delta) = 0$$

$$\mu_1 l_1 \sin(\varphi_1 - \varphi_\Delta) + \mu_2 l_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_\Delta) + \mu_3 l_3 \sin(\varphi_3 - \varphi_\Delta) = 0.$$

Отсюда легко находится своего рода инвариант относительно циклической перестановки значков «1», «2», «3»; этот инвариант мы обозначим через  $l_s$ :

$$\frac{l_1 \sin(\varphi_1 - \varphi_\Delta)}{\mu_3 - \mu_2} = \frac{l_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_\Delta)}{\mu_1 - \mu_3} = \frac{l_3 \sin(\varphi_3 - \varphi_\Delta)}{\mu_2 - \mu_1} = l_s \quad (19)$$

Замечая, что  $l_i \sin(\varphi_i - \varphi_\Delta) = (\perp\Delta)_i$ , получим для координат  $(\perp\Delta)_i$  выражения:

$$\left. \begin{aligned} (\perp\Delta)_1 &= (\mu_3 - \mu_2) l_s \\ (\perp\Delta)_2 &= (\mu_1 - \mu_3) l_s \\ (\perp\Delta)_3 &= (\mu_2 - \mu_1) l_s \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Используя определение котангенса и учитывая (20), для координат  $(\Delta)_i$  можно написать:

$$(\Delta)_1 = (\perp\Delta)_1 \operatorname{ctg}(\varphi_1 - \varphi_\Delta) = l_s (\mu_3 - \mu_2) \operatorname{ctg}(\varphi_1 - \varphi_\Delta)$$

$$(\Delta)_2 = (\perp\Delta)_2 \operatorname{ctg}(\varphi_2 - \varphi_\Delta) = l_s (\mu_1 - \mu_3) \operatorname{ctg}(\varphi_2 - \varphi_\Delta)$$

$$(\Delta)_3 = (\perp\Delta)_3 \operatorname{ctg}(\varphi_3 - \varphi_\Delta) = l_s (\mu_2 - \mu_1) \operatorname{ctg}(\varphi_3 - \varphi_\Delta).$$

Ранее ([4], стр. 321) нами были введены обозначения:

$$q_1 = (\mu_3 - \mu_2) \operatorname{ctg}(\varphi_1 - \varphi_\Delta)$$

$$q_2 = (\mu_1 - \mu_3) \operatorname{ctg}(\varphi_2 - \varphi_\Delta)$$

$$q_3 = (\mu_2 - \mu_1) \operatorname{ctg}(\varphi_3 - \varphi_\Delta)$$

Используя эти обозначения, для координат  $(\Delta)_i$  получим выражения:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta)_1 &= l_s q_1 \\ (\Delta)_2 &= l_s q_2 \\ (\Delta)_3 &= l_s q_3 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Подставляя (20) и (21) в выражения моментов инерции (13), получим:

$$\left. \begin{aligned} I_{\Delta} &= [\mu_1(\mu_3 - \mu_2)^2 + \mu_2(\mu_1 - \mu_3)^2 + \mu_3(\mu_2 - \mu_1)^2] l_s^2 \\ I_{\perp\Delta} &= [\mu_1 q_1^2 + \mu_2 q_2^2 + \mu_3 q_3^2] l_s^2 \\ I_{\Delta\perp\Delta} &= [\mu_1(\mu_3 - \mu_2)q_1 + \mu_2(\mu_1 - \mu_3)q_2 + \mu_3(\mu_2 - \mu_1)q_3] l_s^2 \end{aligned} \right\} (22)$$

Введем обозначения:

$$J_{\Delta} = \mu_1(\mu_3 - \mu_2)^2 + \mu_2(\mu_1 - \mu_3)^2 + \mu_3(\mu_2 - \mu_1)^2 \quad (23)$$

$$J_{\perp\Delta} = \mu_1 q_1^2 + \mu_2 q_2^2 + \mu_3 q_3^2 \quad (24)$$

$$J_{\Delta\perp\Delta} = \mu_1(\mu_3 - \mu_2)q_1 + \mu_2(\mu_1 - \mu_3)q_2 + \mu_3(\mu_2 - \mu_1)q_3 \quad (25)$$

Величины  $J_{\Delta}$ ,  $J_{\perp\Delta}$ ,  $J_{\Delta\perp\Delta}$  назовем соответственно удельными моментами инерции материальных точек  $\mu_i$  относительно осей  $(\Delta)$ ,  $(\perp\Delta)$  и удельным центробежным моментом инерции точек  $\mu_i$  относительно этих осей.

Учитывая обозначения (23) — (25), величины (22) запишутся:

$$I_{\Delta} = J_{\Delta} l_s^2, \quad I_{\perp\Delta} = J_{\perp\Delta} l_s^2, \quad I_{\Delta\perp\Delta} = J_{\Delta\perp\Delta} l_s^2 \quad (26)$$

Это и есть те формулы преобразования, с помощью которых совершается переход от реальных моментов инерции  $I_{\Delta}$ ,  $I_{\perp\Delta}$ ,  $I_{\Delta\perp\Delta}$  к их удельным моментам  $J_{\Delta}$ ,  $J_{\perp\Delta}$ ,  $J_{\Delta\perp\Delta}$ . Из формулы (23) видно, что удельный момент относительно оси  $(\Delta)$  является постоянной величиной. Следовательно, вместо величин  $I_{\Delta}$ ,  $I_{\perp\Delta}$ ,  $I_{\Delta\perp\Delta}$  в качестве обобщенных координат мы можем ввести величины  $l_s$ ,  $J_{\perp\Delta}$ ,  $J_{\Delta\perp\Delta}$ , используя для этого точечные преобразования (26).

Наряду с понятием удельных моментов инерции  $J_{\Delta}$ ,  $J_{\perp\Delta}$ ,  $J_{\Delta\perp\Delta}$  относительно осей  $(\Delta)$  и  $(\perp\Delta)$  мы введем еще понятия удельных моментов инерции относительно осей Резаля, обозначив их через  $J_{x'}$ ,  $J_{y'}$ ,  $J_{x'y'}$ . Подставив выражения (26) в (14), мы увидим, что моменты инерции  $I_{x'}$ ,  $I_{y'}$ ,  $I_{x'y'}$  могут быть выражены через удельные моменты  $J_{x'}$ ,  $J_{y'}$ ,  $J_{x'y'}$  по формулам:

$$I_{x'} = J_{x'} l_s^2, \quad I_{y'} = J_{y'} l_s^2, \quad I_{x'y'} = J_{x'y'} l_s^2, \quad (27)$$

если удельным моментам  $J_{x'}$ ,  $J_{y'}$ ,  $J_{x'y'}$  приписать значения:

$$\left. \begin{aligned} J_{x'} &= J_{\Delta} \cos^2 \varphi_{\Delta} + J_{\perp\Delta} \sin^2 \varphi_{\Delta} + J_{\Delta\perp\Delta} \sin 2\varphi_{\Delta} \\ J_{y'} &= J_{\Delta} \sin^2 \varphi_{\Delta} + J_{\perp\Delta} \cos^2 \varphi_{\Delta} - J_{\Delta\perp\Delta} \sin 2\varphi_{\Delta} \\ J_{x'y'} &= -\frac{1}{2} (J_{\Delta} - J_{\perp\Delta}) \sin 2\varphi_{\Delta} + J_{\Delta\perp\Delta} \cos 2\varphi_{\Delta} \end{aligned} \right\} (28)$$

Разрешая последнюю систему уравнений относительно  $J_{\Delta}$ ,  $J_{\perp\Delta}$ ,  $J_{\Delta\perp\Delta}$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} J_{\Delta} &= J_{x'} \cos^2 \varphi_{\Delta} + J_{y'} \sin^2 \varphi_{\Delta} - J_{x'y'} \sin 2\varphi_{\Delta} \\ J_{\perp\Delta} &= J_{x'} \sin^2 \varphi_{\Delta} + J_{y'} \cos^2 \varphi_{\Delta} + J_{x'y'} \sin 2\varphi_{\Delta} \\ J_{\Delta\perp\Delta} &= \frac{1}{2} (J_{x'} - J_{y'}) \sin 2\varphi_{\Delta} + J_{x'y'} \cos 2\varphi_{\Delta} \end{aligned} \right\} (29)$$

Сравнив (28) и (29) с (14) и (15), мы увидим, что удельные моменты инерции ведут себя при преобразованиях точно также, как и реальные моменты инерции.

Из (20) и (21) видно, что для выражения координат  $(\Delta)_i$  и  $(\perp\Delta)_i$  через обобщенные координаты  $l_s$ ,  $J_{\perp\Delta}$ ,  $J_{\Delta\perp\Delta}$  нам остается выразить  $q_1$ ,  $q_2$ ,  $q_3$  через  $J_{\perp\Delta}$  и  $J_{\Delta\perp\Delta}$ .

Для этого воспользуемся уравнениями (24), (25) и уравнением

$$q_1 + q_2 + q_3 = 0, \quad (30)$$

которое вытекает из первого равенства (16) и соотношений (21), поскольку  $l_s$  в общем случае не равно нулю. (Равенство нулю величины  $l_s$  согласно (19), будет иметь место только в случае, когда все материальные точки  $\mu_i$  будут располагаться на одной прямой).

Прежде чем разрешить уравнения (24), (25) и (30) относительно  $q_i$ , мы выпишем здесь некоторые полезные соотношения между приведенными массами  $\mu_i$ . Часть этих соотношений нам потребуется при решении уравнений (24), (25), (30), остальные будут использоваться по мере необходимости.

Введем обозначения:

$$\sigma^2 = \mu_1 \mu_2 + \mu_2 \mu_3 + \mu_3 \mu_1 \quad (31)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 2\mu_1 \mu_2 - \mu_2 \mu_3 - \mu_3 \mu_1 \\ \beta &= 2\mu_2 \mu_3 - \mu_3 \mu_1 - \mu_1 \mu_2 \\ \gamma &= 2\mu_3 \mu_1 - \mu_1 \mu_2 - \mu_2 \mu_3 \end{aligned} \right\} (32)$$

Между этими величинами имеют место следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \alpha + \beta + \gamma &= 0 \\ \mu_1(\mu_2 - \mu_3) + \mu_2(\mu_3 - \mu_1) + \mu_3(\mu_1 - \mu_2) &= 0 \\ \mu_1(\mu_3 - \mu_2)\beta + \mu_2(\mu_1 - \mu_3)\gamma + \mu_3(\mu_2 - \mu_1)\alpha &= 0 \end{aligned} \right\} (33)$$

$$\left. \begin{aligned} 9 \mu_1 \mu_2 \mu_3 - \sigma^2 \sum \mu_i &= \mu_1 \beta + \mu_2 \gamma + \mu_3 \alpha = -J_{\Delta} \\ (\mu_2 - \mu_1) \beta - (\mu_3 - \mu_2) \alpha &= (\mu_3 - \mu_2) \gamma - (\mu_1 - \mu_3) \beta = \\ &= (\mu_1 - \mu_3) \alpha - (\mu_2 - \mu_1) \gamma = J_{\Delta} \\ \mu_1 \beta^2 + \mu_2 \gamma^2 + \mu_3 \alpha^2 &= \sigma^2 J_{\Delta} \\ (\mu_1 + \mu_2) \beta \gamma + (\mu_2 + \mu_3) \gamma \alpha + (\mu_3 + \mu_1) \alpha \beta &= -\sigma^2 J_{\nabla} \end{aligned} \right\} (34)$$

(Выражение величины  $J_{\nabla}$  дается формулой (23)).

$$\left. \begin{aligned} (\mu_2 - \mu_1)^2 \beta \gamma + (\mu_3 - \mu_2)^2 \gamma \alpha + (\mu_1 - \mu_3)^2 \alpha \beta &= -J_{\Delta}^2 \\ (\mu_1 - \mu_2) (\mu_1 - \mu_3) \beta^2 + (\mu_2 - \mu_1) (\mu_2 - \mu_3) \gamma^2 + \\ + (\mu_3 - \mu_1) (\mu_3 - \mu_2) \alpha^2 &= J_{\Delta}^2 \end{aligned} \right\} (35)$$

$$\left. \begin{aligned} (\mu_1 - \mu_2) (\mu_1 - \mu_3) \sigma^2 &= \mu_1 J_{\nabla} + \gamma \alpha \\ (\mu_2 - \mu_3) (\mu_2 - \mu_1) \sigma^2 &= \mu_2 J_{\nabla} + \alpha \beta \\ (\mu_3 - \mu_1) (\mu_3 - \mu_2) \sigma^2 &= \mu_3 J_{\Delta} + \beta \gamma \end{aligned} \right\} (36)$$

$$\left. \begin{aligned} (\mu_1 + \mu_2) J_{\Delta} - (\mu_1 - \mu_2)^2 \sigma^2 &= \alpha^2 \\ (\mu_2 + \mu_3) J_{\Delta} - (\mu_2 - \mu_3)^2 \sigma^2 &= \beta^2 \\ (\mu_3 + \mu_1) J_{\Delta} - (\mu_3 - \mu_1)^2 \sigma^2 &= \gamma^2 \end{aligned} \right\} (37)$$

$$\frac{\mu_3 \alpha - \mu_2 \gamma}{\mu_3 - \mu_2} = \frac{\mu_1 \beta - \mu_3 \alpha}{\mu_1 - \mu_3} = \frac{\mu_2 \gamma - \mu_1 \beta}{\mu_2 - \mu_1} = -\sigma^2 \quad (38)$$

Выписанные соотношения значительно упростят наши дальнейшие выкладки и в этом смысле играют роль своего рода «таблицы умножения». Справедливость этих соотношений может быть проверена непосредственным вычислением.

С учетом соотношений (33) — (38) нетрудно разрешить уравнения (24), (25), (30) относительно  $q_1$ .

Из уравнений (25) и (30) находим:

$$q_1 = \frac{-J_{\Delta\perp\Delta} + \beta q_3}{\alpha}, \quad q_2 = \frac{J_{\Delta\perp\Delta} + \gamma q_3}{\alpha}. \quad (39)$$

Подставляя полученные значения  $q_1$  и  $q_2$  в (24), получим:

$$J_{\Delta} q_3^2 + 2(\mu_1 - \mu_2) J_{\Delta\perp\Delta} q_3 + \frac{(\mu_1 + \mu_2) J_{\Delta\perp\Delta}^2 - \alpha^2 J_{\Delta\perp\Delta}}{\sigma^2} = 0$$

Разрешая последнее уравнение относительно  $q_3$ , найдем:

$$q_3 = \frac{\sigma(\mu_2 - \mu_1) J_{\Delta\perp\Delta} \pm \alpha \sqrt{J_{\Delta} J_{\Delta\perp\Delta} - J_{\Delta\perp\Delta}^2}}{\sigma J_{\Delta}} \quad (40)$$

Подставив найденное выражение для  $q_3$  в (39), найдем выражения для  $q_1$  и  $q_2$ :

$$q_1 = \frac{\sigma(\mu_3 - \mu_2) J_{\Delta\perp\Delta} + \beta \sqrt{J_{\Delta} J_{\Delta\perp\Delta} - J_{\Delta\perp\Delta}^2}}{\sigma J_{\Delta}} \quad (41)$$

$$q_2 = \frac{\sigma(\mu_1 - \mu_3) J_{\Delta\perp\Delta} \pm \gamma \sqrt{J_{\Delta} J_{\Delta\perp\Delta} - J_{\Delta\perp\Delta}^2}}{\sigma J_{\Delta}} \quad (42)$$

Мы видим, что выражения для  $q_1$  и  $q_2$  могут быть получены из  $q_3$  путем циклической перестановки значков: «1» → «2», «2» → «3», «3» → «1». При этом, согласно (32),  $\alpha \rightarrow \beta$ ,  $\beta \rightarrow \gamma$ ,  $\gamma \rightarrow \alpha$ . Величины же  $\sigma$ ,  $J_{\Delta}$ ,  $J_{\Delta\perp\Delta}$  и  $J_{\nabla\perp\Delta}$ , согласно их определению, при циклической перестановке значков не меняют своего значения.

Мы выразили величины  $q_1$ ,  $q_2$ ,  $q_3$  через две обобщенные координаты  $J_{\Delta\perp\Delta}$  и  $J_{\Delta\perp\Delta}$ . Однако, глядя на выражения (40) — (42) возникает естественное желание заменить квадратный корень в каждом из этих выражений новой обобщенной координатой. Введем для этого обозначение

$$J_n = \sqrt{J_{\Delta} J_{\Delta\perp\Delta} - J_{\Delta\perp\Delta}^2} \quad (43)$$

и заставим эту величину играть роль обобщенной координаты вместо координаты  $J_{\Delta\perp\Delta}$ .

Теперь выражения для  $q_1$ ,  $q_2$ ,  $q_3$  примут вид:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= \frac{\mu_3 - \mu_2}{J_{\Delta}} J_{\Delta\perp\Delta} \pm \frac{\beta}{\sigma J_{\Delta}} J_n \\ q_2 &= \frac{\mu_1 - \mu_3}{J_{\Delta}} J_{\Delta\perp\Delta} \pm \frac{\gamma}{\sigma J_{\Delta}} J_n \\ q_3 &= \frac{\mu_2 - \mu_1}{J_{\Delta}} J_{\Delta\perp\Delta} \pm \frac{\alpha}{\sigma J_{\Delta}} J_n \end{aligned} \right\} (44)$$

Если появится необходимость вернуться к обобщенной координате  $J_{\Delta\perp\Delta}$  мы всегда это сможем сделать при помощи точечного преобразования, вытекающего из (43):

$$J_{\Delta\perp\Delta} = \frac{J_{\Delta\perp\Delta}^2 + J_n^2}{J_{\Delta}} \quad (45)$$

Подставляя выражения (44) в (21), получим выражения координат  $(\Delta)_i$  через обобщенные координаты  $l_s$ ,  $J_{\Delta\perp\Delta}$  и  $J_n$ :

$$\left. \begin{aligned} (\Delta)_1 &= I_s \left[ \frac{\mu_3 - \mu_2}{J_\Delta} J_{\Delta \perp \Delta} \pm \frac{\beta}{\sigma J_\Delta} J_n \right] \\ (\Delta)_2 &= I_s \left[ \frac{\mu_1 - \mu_3}{J_\Delta} J_{\Delta \perp \Delta} \pm \frac{\gamma}{\sigma J_\Delta} J_n \right] \\ (\Delta)_3 &= I_s \left[ \frac{\mu_2 - \mu_1}{J_\Delta} J_{\Delta \perp \Delta} \pm \frac{\alpha}{\sigma J_\Delta} J_n \right] \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Подставляя далее (20) и (46) в формулы (10) найдем выражение координат Резаля  $(x_i, y_i)$  через обобщенные координаты  $I_s, J_{\Delta \perp \Delta}, J_n$  и  $\varphi_\Delta$ :

$$\left. \begin{aligned} x'_1 &= I_s \left[ \frac{\mu_3 - \mu_2}{J_\Delta} J_{\Delta \perp \Delta} \pm \frac{\beta}{\sigma J_\Delta} J_n \right] \cos \varphi_\Delta - I_s (\mu_3 - \mu_2) \sin \varphi_\Delta \\ x'_2 &= I_s \left[ \frac{\mu_1 - \mu_3}{J_\Delta} J_{\Delta \perp \Delta} \pm \frac{\gamma}{\sigma J_\Delta} J_n \right] \cos \varphi_\Delta - I_s (\mu_1 - \mu_3) \sin \varphi_\Delta \\ x'_3 &= I_s \left[ \frac{\mu_2 - \mu_1}{J_\Delta} J_{\Delta \perp \Delta} \pm \frac{\alpha}{\sigma J_\Delta} J_n \right] \cos \varphi_\Delta - I_s (\mu_2 - \mu_1) \sin \varphi_\Delta \\ y'_1 &= I_s \left[ \frac{\mu_3 - \mu_2}{J_\Delta} J_{\Delta \perp \Delta} \pm \frac{\beta}{\sigma J_\Delta} J_n \right] \sin \varphi_\Delta + I_s (\mu_3 - \mu_2) \cos \varphi_\Delta \\ y'_2 &= I_s \left[ \frac{\mu_1 - \mu_3}{J_\Delta} J_{\Delta \perp \Delta} \pm \frac{\gamma}{\sigma J_\Delta} J_n \right] \sin \varphi_\Delta + I_s (\mu_1 - \mu_3) \cos \varphi_\Delta \\ y'_3 &= I_s \left[ \frac{\mu_2 - \mu_1}{J_\Delta} J_{\Delta \perp \Delta} \pm \frac{\alpha}{\sigma J_\Delta} J_n \right] \sin \varphi_\Delta + I_s (\mu_2 - \mu_1) \cos \varphi_\Delta \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

Теперь мы можем считать программу выражения декартовых координат (относительно неподвижной системы отсчета) через обобщенные координаты

$$\theta, \psi, \varphi_\Delta, I_s, J_{\Delta \perp \Delta}, J_n \quad (49)$$

выполненной, поскольку выражения декартовых координат через координаты Резаля даются формулами (18).

В заключение этого параграфа заметим, что введенная нами координата  $J_n$  является инвариантом относительно поворотов осей координат вокруг оси  $z'$ -Резаля. Действительно, подставляя (29) в (43), получим:

$$J_n = \sqrt{J_\Delta J_{\Delta \perp \Delta} - J_{\Delta \perp \Delta}^2} = \sqrt{J_{x'} J_{y'} - J_{x'y'}^2} \quad (50)$$

#### § 4. Вычисление функций Лагранжа и Гамильтона

Как уже отмечалось, физический смысл функции Лагранжа в нашем случае представляет собой разность между кинети-

ческой и потенциальной энергиями. Причем эта функция должна быть выражена через обобщенные координаты (49).

По существу, нам необходимо найти только выражение кинетической энергии через обобщенные координаты, поскольку выражение потенциальной энергии (9) через эти координаты мы можем считать известным. Действительно, потенциальная энергия (9) есть функция одних  $I_1$ . Но

$$I_1^2 = (\Delta)_i^2 + (\perp \Delta)_i^2, \quad (51)$$

где выражения  $(\Delta)_j$  и  $(\perp \Delta)_i$  через обобщенные координаты (49) даются формулами (20) и (46).

Выражение кинетической энергии относительно неподвижной системы координат, согласно обозначениям (18), может быть представлено в виде

$$T = \frac{\mu_1}{2} (\dot{i}_{1x_0}^2 + \dot{i}_{1y_0}^2 + \dot{i}_{1z_0}^2) + \frac{\mu_2}{2} (\dot{i}_{2x_0}^2 + \dot{i}_{2y_0}^2 + \dot{i}_{2z_0}^2) + \frac{\mu_3}{2} (\dot{i}_{3x_0}^2 + \dot{i}_{3y_0}^2 + \dot{i}_{3z_0}^2)$$

Выражение  $(\dot{i}_{i x_0}^2 + \dot{i}_{i y_0}^2 + \dot{i}_{i z_0}^2)$  вычисляется с помощью формул (18). Произведя все необходимые операции, получим:

$$\begin{aligned} \dot{i}_{i x_0}^2 + \dot{i}_{i y_0}^2 + \dot{i}_{i z_0}^2 &= \dot{\psi}^2 x_i'^2 + (\dot{\theta}^2 + \dot{\psi}^2 \cos^2 \theta) y_i'^2 + (\dot{x}_i'^2 + \dot{y}_i'^2) - \\ &- 2\dot{\psi}\dot{\theta} \sin \theta x_i' y_i' + 2\dot{\psi} \cos \theta (x_i' y_i' - \dot{x}_i' \dot{y}_i'). \end{aligned}$$

Умножая это выражение на  $\frac{1}{2} \mu_i$  и суммируя затем его по  $i$  от 1 до 3, найдем:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} \dot{\psi}^2 I_{y'} + \frac{1}{2} (\dot{\theta}^2 + \dot{\psi}^2 \cos^2 \theta) I_{x'} + \frac{1}{2} \sum \mu_i (\dot{x}_i'^2 + \dot{y}_i'^2) - \\ &- \dot{\psi}\dot{\theta} \sin \theta I_{x'y'} + \dot{\psi} \cos \theta \sum \mu_i (x_i' y_i' - \dot{x}_i' \dot{y}_i') \end{aligned} \quad (52)$$

Мы получили выражение кинетической энергии через углы Эйлера  $\theta, \psi$  и координаты Резаля  $(x_i, y_i)$ . Причем величины  $I_{x'}, I_{y'}$  согласно (12), представляют собою осевые моменты инерции нашей механической системы относительно осей Резаля  $x', y'$ , а величина  $I_{x'y'}$  представляет собою центробежный момент инерции относительно этих осей.

Производя необходимое дифференцирование координат Резаля (47), (48) и подставляя результат дифференцирования в

(52) после некоторых алгебраических преобразований с учетом (33) получим выражение кинетической энергии через обобщенные координаты (49):

$$T = \frac{1}{2} J_z \dot{\varphi}_\Delta^2 + \frac{1}{2} I_s^2 J_x \dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} I_s^2 (J_{y'} + \cos^2 \theta J_{x'}) \dot{\psi}^2 + \\ + \frac{1}{2} I_s^2 J_z \dot{\varphi}_\Delta^2 + \frac{1}{2} I_s^2 \frac{J_n^2}{J_\Delta} + \frac{1}{2} I_s^2 \frac{J_{\Delta\perp\Delta}^2}{J_\Delta} + I_s^2 J_z \dot{\psi} \cos \theta \dot{\varphi}_\Delta - \\ - I_s^2 J_{x'y'} \dot{\psi} \sin \theta \dot{\theta} - I_s^2 \dot{\varphi}_\Delta J_{\Delta\perp\Delta} - I_s^2 \dot{\psi} \cos \theta J_{\Delta\perp\Delta} + \\ + I_s \dot{\varphi}_\Delta \frac{J_n J_\Delta}{J_\Delta} + I_s \dot{\psi} \frac{J_{\Delta\perp\Delta} J_{\Delta\perp\Delta}}{J_\Delta} \quad (53)$$

В этой формуле удельные моменты инерции  $J_{x'}$ ,  $J_{y'}$ ,  $J_{x'y'}$ ,  $J_z$  должны быть выражены через обобщенные координаты (49). Выпишем эти выражения. Учитывая (45), из (28) находим:

$$J_{x'} = J_\Delta \cos^2 \varphi_\Delta + \frac{J_{\Delta\perp\Delta}^2 + J_n^2}{J_\Delta} \sin^2 \varphi_\Delta + J_{\Delta\perp\Delta} \sin 2\varphi_\Delta \quad (54)$$

$$J_{y'} = J_\Delta \sin^2 \varphi_\Delta + \frac{J_{\Delta\perp\Delta}^2 + J_n^2}{J_\Delta} \cos^2 \varphi_\Delta - J_{\Delta\perp\Delta} \sin 2\varphi_\Delta \quad (55)$$

$$J_{x'y'} = \frac{J_{\Delta\perp\Delta}^2 + J_n^2 - J_\Delta^2}{2J_\Delta} \sin 2\varphi_\Delta + J_{\Delta\perp\Delta} \cos 2\varphi_\Delta \quad (56)$$

$$J_z = J_{x'} + J_{y'} = J_\Delta + J_{\perp\Delta} = \frac{J_{\Delta\perp\Delta}^2 + J_n^2 + J_\Delta^2}{J_\Delta} \quad (57)$$

Имея выражение кинетической энергии (53) и выразив потенциальную энергию (9) через обобщенные координаты (49) с помощью соотношений (20), (46), (51), легко вычислить функцию Лагранжа (как разность между кинетической и потенциальной энергиями), а далее получить и сами уравнения Лагранжа.

Однако известно, что более глубоких результатов в исследовании той или иной механической системы можно достичь, если перейти от лагранжевой формы механики к гамильтоновой. Так, например, в гамильтоновой форме механики исключение циклических переменных становится простой операцией — достаточно в функции Гамильтона заменить импульсы, соответствующие циклическим координатам, на постоянные величины. Имея гамильтониан, нетрудно с помощью скобок Пуассона проверить, является ли данное выражение

интегралом, а при наличии двух независимых интегралов попытаться получить третий. Дифференциальные уравнения в гамильтоновой форме механики приобретают особенно простой и симметричный вид и в силу этого называются «каноническими уравнениями».

Учитывая вышесказанное, мы перейдем сейчас к построению функции Гамильтона  $H$ , которая в нашем случае представляет собою полную энергию механической системы

$$H = T + U, \quad (58)$$

выраженную через обобщенные координаты и обобщенные импульсы.

Обобщенные импульсы находятся путем дифференцирования функции Лагранжа по обобщенным скоростям. Но поскольку потенциальная энергия у нас не зависит от обобщенных скоростей, то для получения обобщенных импульсов нам достаточно продифференцировать выражение кинетической энергии (53) по соответствующим обобщенным скоростям. В результате получим:

$$p_s = \frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}_\Delta} = J_z \dot{\varphi}_\Delta + I_s \frac{J_n}{J_\Delta} J_n + I_s \frac{J_{\Delta\perp\Delta}}{J_\Delta} J_{\Delta\perp\Delta} \quad (59)$$

$$p_\theta = \frac{\partial T}{\partial \dot{\theta}} = I_s^2 J_{x'} \dot{\theta} - I_s^2 J_{x'y'} \sin \theta \dot{\psi} \quad (60)$$

$$p_\psi = \frac{\partial T}{\partial \dot{\psi}} = I_s^2 (J_z - J_{x'} \sin^2 \theta) \dot{\psi} - I_s^2 J_{x'y'} \sin \theta \dot{\theta} + \\ + I_s^2 J_z \cos \theta \dot{\varphi}_\Delta - I_s^2 \cos \theta J_{\Delta\perp\Delta} \quad (61)$$

$$p_{\varphi_\Delta} = \frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}_\Delta} = I_s^2 J_z (\dot{\varphi}_\Delta + \dot{\psi} \cos \theta) - I_s^2 J_{\Delta\perp\Delta} \quad (62)$$

$$p_{\Delta\perp\Delta} = \frac{\partial T}{\partial \dot{J}_{\Delta\perp\Delta}} = -I_s^2 (\dot{\varphi}_\Delta + \dot{\psi} \cos \theta) + \\ + I_s \frac{J_{\Delta\perp\Delta}}{J_\Delta} \dot{\varphi}_\Delta + I_s^2 \frac{1}{J_\Delta} J_{\Delta\perp\Delta} \quad (63)$$

$$p_n = \frac{\partial T}{\partial \dot{J}_n} = I_s \frac{J_n}{J_\Delta} \dot{\varphi}_\Delta + I_s^2 \frac{1}{J_\Delta} J_n \quad (64)$$

Разрешая эту систему уравнений относительно обобщенных скоростей, получим выражение обобщенных скоростей через обобщенные импульсы:

$$\dot{i}_s = \frac{J_{\perp\Delta} J_s p_{I_s} - J_{\perp\Delta} J_n p_n - J_{\Delta\perp\Delta} p_{\varphi\Delta} - J_z' J_{\Delta\perp\Delta} p_{\Delta\perp\Delta}}{I_s^2 J_n^2} \quad (59)'$$

$$\dot{\theta} = \frac{J_{y'} \sin^2 \theta p_\theta + J_{x'y'} \sin \theta p_\psi - J_{x'y'} \sin \theta \cos \theta p_{\varphi\Delta}}{I_s^2 \sin^2 \theta J_n^2} \quad (60)'$$

$$\dot{\psi} = \frac{J_{x'y'} \sin \theta p_\theta + J_{x'} p_\psi - J_{x'} \cos \theta p_{\varphi\Delta}}{I_s^2 \sin^2 \theta J_n^2} \quad (61)'$$

$$\dot{\varphi}_\Delta = \frac{(J_\Delta \sin^2 \theta + J_{x'} \cos^2 \theta) p_{\varphi\Delta} - J_{x'y'} \sin \theta \cos \theta p_\theta - J_{x'} \cos \theta p_\psi}{I_s^2 \sin^2 \theta J_n^2} +$$

$$+ \frac{(J_\Delta^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2) \sin^2 \theta p_{\Delta\perp\Delta} + J_{\Delta\perp\Delta} \sin^2 \theta J_n p_n - J_{\Delta\perp\Delta} \sin^2 \theta I_s p_s}{I_s^2 \sin^2 \theta J_n^2} \quad (62)'$$

$$J_{\Delta\perp\Delta} = \frac{(J_\Delta^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2) p_{\varphi\Delta} + J_z' J_{\Delta\perp\Delta} J_n p_n - J_{\Delta\perp\Delta} J_z' I_s p_s}{I_s^2 J_n^2} +$$

$$+ \frac{J_z' (J_\Delta^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2) p_{\Delta\perp\Delta}}{I_s^2 J_n^2} \quad (63)'$$

$$J_n = \frac{J_{\Delta\perp\Delta} J_n p_{\varphi\Delta} - J_n J_{\perp\Delta} I_s p_s + J_z' J_n^2 p_n + J_z' J_n J_{\Delta\perp\Delta} p_{\Delta\perp\Delta}}{I_s^2 J_n^2} \quad (64)'$$

Для того, чтобы выразить гамильтониан (58) через канонические переменные (координаты и импульсы), мы должны подставить полученные значения обобщенных скоростей (59)' — (64)' в выражение кинетической энергии (53). Однако, при таком подходе к делу вычисления становятся слишком сложными. Мы можем значительно упростить их, сыграв на однородной квадратичной зависимости кинетической энергии  $T$  от обобщенных скоростей. Действительно, такая структура выражения кинетической энергии позволяет представить ее в виде:

$$T = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial T}{\partial \dot{i}_s} \dot{i}_s + \frac{\partial T}{\partial \dot{\theta}} \dot{\theta} + \frac{\partial T}{\partial \dot{\psi}} \dot{\psi} + \frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}_\Delta} \dot{\varphi}_\Delta + \frac{\partial T}{\partial J_{\Delta\perp\Delta}} J_{\Delta\perp\Delta} + \frac{\partial T}{\partial J_n} J_n \right).$$

Или, учитывая определения обобщенных импульсов (59) — (64), будем иметь:

$$T = \frac{1}{2} (p_{I_s} \dot{i}_s + p_\theta \dot{\theta} + p_\psi \dot{\psi} + p_{\varphi\Delta} \dot{\varphi}_\Delta + p_{\Delta\perp\Delta} J_{\Delta\perp\Delta} + p_n J_n)$$

Подставляя сюда значения обобщенных скоростей (59)' — (64)' и добавляя к полученному выражению  $T$  потенциальную энергию  $U$ , получим выражение функции Гамильтона:

$$H = \frac{1}{2 I_s^2 J_n^2 \sin^2 \theta} [J_{y'} \sin^2 \theta p_\theta^2 + (J_\Delta \sin^2 \theta + J_{x'} \cos^2 \theta) p_{\varphi\Delta}^2 +$$

$$+ J_{\perp\Delta} \sin^2 \theta I_s^2 p_{I_s}^2 + J_z' \sin^2 \theta J_n^2 p_n^2 + J_z' (J_\Delta^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2) \sin^2 \theta p_{\Delta\perp\Delta}^2 +$$

$$+ J_{x'} p_\psi^2 + 2 J_{x'y'} \sin \theta p_\theta p_\psi - 2 J_{x'y'} \sin \theta \cos \theta p_\theta p_{\varphi\Delta} +$$

$$+ 2 \sin^2 \theta J_{\Delta\perp\Delta} J_n p_n p_{\varphi\Delta} - 2 J_{x'} \cos \theta p_\psi p_{\varphi\Delta} -$$

$$- 2 J_{\Delta\perp\Delta} I_s \sin^2 \theta p_{\varphi\Delta} p_{I_s} + 2 \sin^2 \theta (J_\Delta^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2) p_{\varphi\Delta} p_{\Delta\perp\Delta} +$$

$$+ 2 \sin^2 \theta J_z' J_{\Delta\perp\Delta} J_n p_n p_{\Delta\perp\Delta} - 2 \sin^2 \theta I_s J_{\perp\Delta} J_n p_n p_{I_s} -$$

$$- 2 \sin^2 \theta I_s J_z' J_{\Delta\perp\Delta} p_{I_s} p_{\Delta\perp\Delta}] + U. \quad (65)$$

Здесь величины  $J_{\perp\Delta}$ ,  $J_{x'}$ ,  $J_{y'}$ ,  $J_{x'y'}$  и  $J_z'$  выражаются через обобщенные координаты (49) по формулам (45), (54) — (57).

Ранее нами уже отмечалось, что изменение одной из координат  $\theta$ ,  $\psi$  или  $\varphi_\Delta$  (при сохранении значений всех остальных координат) равносильно повороту всей нашей материальной системы как единого целого соответственно вокруг линии узлов (оси  $x'$ -Резаля), неподвижной оси  $z_0$  или соответственно вокруг оси  $z'$ -Резаля. Учитывая это обстоятельство, гамильтониан (65) значительно упростится, если ось  $z_0$  неподвижной системы координат совместить с вектором момента количества движения материальной системы, т. е. с вектором  $\bar{K}$ . В этом случае линия узлов в процессе движения системы все время будет оставаться перпендикулярной вектору  $\bar{K}$ , а угол  $\theta$  будет равен углу между осью  $z'$  — Резаля и вектором  $\bar{K}$ , который обозначим теперь через  $\Theta$ .

Следовательно, заменив в гамильтониане (65) угол  $\theta$  на  $\Theta$  мы формально получим гамильтониан, характеризующий механическую систему, вектор  $\bar{K}$  которой совмещен с неподвижной осью  $z_0$ . Однако, как мы увидим, это совмещение приведет к значительному упрощению гамильтониана (65).

Из аналитической механики известно [6], что если изменению некоторой обобщенной координаты  $q$  (при сохранении значений остальных обобщенных координат) соответствует поворот всей материальной системы (как единого целого) вокруг некоторой оси, то мгновенное значение проекции момента количества движения на эту ось равно

$$p_q = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}}.$$

Распространяя этот вывод на наш случай, получим:

$$1) p_\psi = \frac{\partial T}{\partial \dot{\psi}} - \left\{ \begin{array}{l} \text{момент количества движения материальной системы относительно оси } z_0, \text{ т. е. относительно вектора } \bar{K}. \end{array} \right.$$

Отсюда следует, что

$$p_\psi = K. \quad (66)$$

$$2) p_\theta = \frac{\partial T}{\partial \dot{\theta}} - \left\{ \begin{array}{l} \text{момент количества движения материальной системы относительно линии узлов, которая перпендикулярна вектору } \bar{K}. \end{array} \right.$$

Отсюда следует, что

$$p_\theta = 0. \quad (67)$$

$$3) p_{\varphi_\Delta} = \frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}_\Delta} - \left\{ \begin{array}{l} \text{момент количества движения материальной системы относительно оси } z' \text{-Резаля, которая составляет с вектором } \bar{K} \text{ угол } \Theta. \end{array} \right.$$

Отсюда следует, что  $p_{\varphi_\Delta} = K \cos \Theta$ , т. е.

$$\cos \Theta = \frac{p_{\varphi_\Delta}}{K}. \quad (68)$$

Результат (66) и (67) мы можем непосредственно внести в выражение гамильтониана (65). Кроме того мы можем с помощью (68) исключить из гамильтониана координату  $\Theta$ , «не испортив» при этом самого гамильтониана в том смысле, что канонический вид уравнений движения по отношению к остальным координатам сохранится. Для доказательства этого утверждения обозначим через  $s$  любую из переменных (кроме  $\Theta$ ), входящих в гамильтониан  $H$  (65). Кроме того обозначим через  $H'$  гамильтониан, в который переходит  $H$  после замены в нем координаты  $\Theta$  выражением (68). Нам нужно показать, что

$$\frac{\partial H}{\partial s} = \frac{\partial H'}{\partial s}.$$

Имеем:

$$\frac{\partial H'}{\partial s} = \frac{\partial H}{\partial s} + \frac{\partial H}{\partial \Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial s}.$$

$$\text{Но } \frac{\partial H}{\partial \Theta} = -p_\theta = 0 \text{ (поскольку } p_\theta \equiv 0),$$

чем и доказывается наше утверждение (см. [6], с. 379).

После внесения результатов (66) и (67) в гамильтониан (65) и исключения из него координаты  $\Theta$  с помощью (68), получим гамильтониан:

$$\begin{aligned} H = & \frac{J_{x'}^2}{2I_s^2 J_n^2} K^2 + \frac{(J_{\Delta} - J_{x'})^2}{2I_s^2 J_n^2} p_{\varphi_\Delta}^2 + \frac{J_{\perp \Delta} I_s^2}{2I_s^2 J_n^2} p_{I_s}^2 + \frac{J_z J_n^2}{2I_s^2 J_n^2} p_n^2 + \\ & + \frac{J_{z'} (J_{\Delta}^2 + J_{\Delta \perp \Delta}^2)}{2I_s^2 J_n^2} p_{\Delta \perp \Delta}^2 - \frac{2J_{\Delta \perp \Delta} I_s}{2I_s^2 J_n^2} p_{I_s} p_{\varphi_\Delta} + \frac{2J_{\Delta \perp \Delta} J_n}{2I_s^2 J_n^2} p_n p_{\varphi_\Delta} + \\ & + \frac{2(J_{\Delta}^2 + J_{\Delta \perp \Delta}^2)}{2I_s^2 J_n^2} p_{\Delta \perp \Delta} p_{\varphi_\Delta} - \frac{2J_{\perp \Delta} I_s J_n}{2I_s^2 J_n^2} p_{I_s} p_n - \\ & - \frac{2J_z I_s J_{\Delta \perp \Delta}}{2I_s^2 J_n^2} p_{I_s} p_{\Delta \perp \Delta} + \\ & + \frac{2J_z J_{\Delta \perp \Delta} J_n}{2I_s^2 J_n^2} p_{\Delta \perp \Delta} p_n + U(I_s, J_{\Delta \perp \Delta}, J_n). \end{aligned} \quad (69)$$

Этот гамильтониан характеризует собою механическую систему, имеющую только четыре степени свободы (вместо шести). Координаты  $\Theta$  и  $\psi$  из гамильтониана полностью исключены.

Канонические уравнения движения по отношению к оставшимся координатам и обобщенным импульсам получаются путем частного дифференцирования гамильтониана (69) по соответствующим координатам и обобщенным импульсам:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\varphi}_\Delta &= \frac{\partial H}{\partial p_{\varphi_\Delta}}, & \dot{p}_{\varphi_\Delta} &= -\frac{\partial H}{\partial \varphi_\Delta} \\ \dot{I}_s &= \frac{\partial H}{\partial p_{I_s}}, & \dot{p}_{I_s} &= -\frac{\partial H}{\partial I_s} \\ \dot{J}_{\Delta \perp \Delta} &= \frac{\partial H}{\partial p_{\Delta \perp \Delta}}, & \dot{p}_{\Delta \perp \Delta} &= -\frac{\partial H}{\partial J_{\Delta \perp \Delta}} \\ \dot{J}_n &= \frac{\partial H}{\partial p_n}, & \dot{p}_n &= -\frac{\partial H}{\partial J_n} \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

Если бы по отношению к координатам

$$I_s, \varphi_\Delta, J_{\Delta \perp \Delta}, J_n; \quad (70)^1$$

задачу удалось решить, то координата  $\Theta$  нашлась бы из уравнения (60)', которое теперь в свете результатов (66) — (68) принимает вид:

$$\dot{\theta} = \frac{K J_{x'y'} \sin \theta}{I_s^2 J_n^2} = \pm \frac{J_{x'y'} \sqrt{K^2 - p_{\varphi\Delta}^2}}{I_s^2 J_n^2} \quad (71)$$

Координата же  $\psi$  нашлась бы из уравнения:

$$\dot{\psi} = \frac{\partial H}{\partial K} = \frac{K J_{x'}}{I_s^2 J_n^2} \quad (72)$$

### § 5. Система n тел как гироскоп

Прежде чем заняться преобразованием гамильтониана (69) с целью его упрощения, мы сначала посмотрим на систему n тел, как на гироскоп, используя при этом некоторые выводы теории движения твердого тела вокруг неподвижной точки. Взгляд на систему n тел как на гироскоп может оказаться особенно полезным при анализе системы n тел, когда n больше трех.

Замечательным достижением теории движения твердого тела вокруг неподвижной точки являются следующие два обстоятельства. **Первое** состоит в возможности проектировать уравнение изменения момента количества движения

$$\frac{d\bar{K}}{dt} = \bar{M} \quad (73)$$

(где  $\bar{M}$  — главный момент внешних сил) на произвольно вращающиеся оси декартовой системы координат. Для этого сначала выражают абсолютную производную  $\left(\frac{d\bar{K}}{dt}\right)$  вектора  $\bar{K}$  через его производную  $\left(\frac{d\bar{K}}{dt}\right)$  во вращающейся системе координат и переписывают уравнение (73) в форме:

$$\frac{d\bar{K}}{dt} + [\bar{\omega}_k \times \bar{K}] = \bar{M}, \quad (74)$$

где  $\bar{\omega}_k$  — угловая скорость вращения движущейся системы координат (x, y, z).

Затем проектируют уравнение (74) на оси x, y, z:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dK_x}{dt} + (\omega_{ky}K_z - \omega_{kz}K_y) &= M_x \\ \frac{dK_y}{dt} + (\omega_{kz}K_x - \omega_{kx}K_z) &= M_y \\ \frac{dK_z}{dt} + (\omega_{kx}K_y - \omega_{ky}K_x) &= M_z \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

Здесь:

$\omega_{kx}, \omega_{ky}, \omega_{kz}$  — проекции угловой скорости вращения системы координат (x, y, z) на собственные оси;

$K_x, K_y, K_z$  — проекции вектора  $\bar{K}$  на те же оси.

Уравнения (75) лежат в основе изучения движения твердого тела вокруг неподвижной точки. Однако их вывод сделан из самых общих предположений (безотносительно к вращению твердого тела), а, следовательно, они могут описывать изменение вектора  $\bar{K}$  любой природы, в частности, могут описывать изменение момента количества движения системы n тел.

**Второе обстоятельство** связано с возможностью вычислять проекции  $K_x, K_y, K_z$  через угловую скорость  $\bar{\omega}^0$  вращения твердого тела вокруг неподвижной точки и моменты инерции этого тела относительно движущихся осей x, y, z. А именно известны следующие соотношения [7, 8]:

$$\left. \begin{aligned} K_x &= I_x \omega_x^0 - I_{xy} \omega_y^0 - I_{xz} \omega_z^0 \\ K_y &= -I_{yx} \omega_x^0 + I_y \omega_y^0 - I_{yz} \omega_z^0 \\ K_z &= -I_{zx} \omega_x^0 - I_{zy} \omega_y^0 + I_z \omega_z^0 \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

Здесь:

$I_x, I_y, I_z$  — осевые моменты инерции твердого тела относительно движущихся осей x, y, z;

$I_{xy}, I_{xz}, I_{yz}$  — центробежные моменты инерции твердого тела относительно осей x, y, z.

$\omega_x^0, \omega_y^0, \omega_z^0$  — проекции угловой скорости  $\bar{\omega}^0$  твердого тела на те же оси x, y, z (не обязательно связанные с телом).

Хотя вывод соотношений (76) сделан из рассмотрения движения твердого тела, однако, они получены в такой форме, что их можно распространить и на движение любого деформирующего тела, даже газового облака, лишь бы вращающийся объект обладал моментом инерции. Единственное затруднение, которое при этом может возникнуть, состоит в том: что мы должны понимать под угловой скоростью  $\bar{\omega}^0$  движения, например, газового облака? Здесь мы должны снова обратиться к твердому телу и спросить себя: что мы понимаем под угловой скоростью движения твердого тела? Общий ответ на эти вопросы должен состоять в следующем: под угловой скоростью  $\bar{\omega}^0$  любого вращающегося объекта мы должны понимать угловую скорость системы координат, так связанной с объектом, что момент количества движения вращающегося объекта в этой системе координат равен нулю. В принципе соотношения (76) можно получить, не связывая себя с понятием твердого тела, а исходя из рассмотрения вращающегося роя материальных частиц.

Теперь, на примере приведенной системы трех тел\*, мы покажем как можно распространить аппарат теории движения твердого тела вокруг неподвижной точки на систему n тел с целью выявления внутренних закономерностей системы.

Введем систему координат  $x^0, y^0, z^0$  с началом в точке  $\mu_0$ , характеризующуюся тем, что момент количества движения нашей механической системы относительно введенной системы координат равен нулю. (Введенная система координат характеризуется еще тем, что кинетическая энергия вращающегося материального объекта в этой системе координат имеет минимальное значение). Очевидно, роль такой системы координат может вы-

\*) Приведенной системой мы называем систему с приведенными массами  $\mu_i$ , движущимися вокруг неподвижной массы  $\mu_0$  и наложенной на них связь (4).

полнять система координат, ось  $z^0$  которой совмещена с осью  $z'$  — Резаля, а оси  $x^0$  и  $y^0$  лежат в плоскости трех тел и совершают вращательное движение вокруг оси  $z^0$  ( $z'$ ) с некоторой угловой скоростью  $\dot{\varphi}^0$  (относительно осей Резаля  $x', y'$ ), обеспечивающей отсутствие момента количества движения механической системы в направлении оси  $z^0$ .

Поскольку мы решаем задачу в канонических переменных, то нам необходимо найти выражение  $\varphi^0$  через эти канонические переменные. Это можно сделать, исходя из следующих соображений.

Составляющая момента количества движения нашей механической системы в направлении оси  $z^0$  (т. е. оси  $z'$  — Резаля), с одной стороны, равна  $K \cos \theta$ . С другой стороны (поскольку ось  $z'$  есть главная ось инерции) она может быть представлена как  $I_{z'} \omega_{z'}^0$ , где  $I_{z'}$  — момент инерции механической системы относительно оси  $z'$ , а  $\omega_{z'}^0$  — проекция угловой скорости  $\bar{\omega}^0$  вращения системы координат ( $x^0 y^0 z^0$ ) на собственную ось  $z^0$  (совпадающую с осью  $z'$  — Резаля). Таким образом имеем:

$$K \cos \theta = I_{z'} \omega_{z'}^0.$$

Так как проекция угловой скорости вращения системы координат ( $x^0, y^0, z^0$ ) на ось  $z'$  составлена из переносной скорости  $\dot{\psi} \cos \theta$  и относительной скорости  $\dot{\varphi}^0$ , то предыдущее равенство можно переписать так:

$$K \cos \theta = I_{z'} (\dot{\psi} \cos \theta + \dot{\varphi}^0)$$

Отсюда, учитывая вытекающее из (27) равенство

$$I_{z'} = I_3^2 (J_{x'} + J_{y'}) = I_3^2 J_z,$$

а также принимая во внимание (50), (68) и (72), найдем:

$$\dot{\varphi}^0 = - \frac{J_{x'}^2 + J_{y'}^2}{J_z I_3^2 J_n} p_{\varphi \Delta}. \quad (77)$$

Для выражения  $\varphi^0$  через обобщенные скорости мы **должны в (77) вместо  $p_{\varphi \Delta}$  подставить его значение из (62), приняв во внимание опять-таки формулы (50), (68) и (72).** В результате получим:

$$\dot{\varphi}^0 = \frac{J_z \dot{\varphi} \Delta - J_{\Delta \perp \Delta}}{J_z}. \quad (77')$$

Теперь угловую скорость  $\bar{\omega}^0$  вращения системы координат ( $x^0, y^0, z^0$ ) можно представить как векторную сумму вращений, совершающихся вокруг пересекающихся осей  $Oz_0, Ox'$  и  $Oz'$  (здесь буквой  $O$  обозначено начало координат, совпадающее с  $\mu_0$ ):

$$\bar{\omega}^0 = \bar{k}_0 \dot{\psi} + \bar{i}' \dot{\theta} + \bar{k}' \dot{\varphi}^0 \quad (78)$$

где:  $\bar{k}_0$  — орт в направлении неподвижной оси  $Oz_0$ ;

$\bar{i}'$  — орт в направлении оси  $x'$  — Резаля (линии узлов);

$\bar{k}'$  — орт в направлении оси  $z'$  — Резаля (перпендикулярной плоскости трех тел).

Как мы уже отмечали, введенная нами система координат ( $x^0, y^0, z^0$ ) равнозначна системе координат, жестко связанной с твердым телом. Не-

принципиальная разница состоит лишь в том, что наша механическая система в системе координат ( $x^0, y^0, z^0$ ) все время «деформируется», однако так, что момент количества движения ее в этой системе координат все время остается равной нулю. Вектор угловой скорости  $\bar{\omega}^0$  описывает в неподвижном пространстве некоторую конусную поверхность, обеспечивая в то же время постоянство полного момента количества движения механической системы, равного  $\bar{K}$ .

Зная направления единичных векторов  $\bar{k}_0, \bar{i}'$  и  $\bar{k}'$  нетрудно спроектировать векторное уравнение (78) на оси произвольной, но определенным образом ориентированной декартовой системы координат ( $x, y, z$ ). Так, например, если ось  $z$  системы координат ( $x, y, z$ ) совпадает с осью  $z'$  — Резаля, а ось  $x$  этой системы координат составляет с осью  $x'$  — Резаля некоторый угол  $\varphi$ , то проекции угловой скорости  $\bar{\omega}^0$  на оси  $x, y, z$  будут [7, 8]:

$$\left. \begin{aligned} \omega_x^0 &= \dot{\psi} \sin \theta \sin \varphi + \dot{\theta} \cos \varphi \\ \omega_y^0 &= \dot{\psi} \sin \theta \cos \varphi - \dot{\theta} \sin \varphi \\ \omega_z^0 &= \dot{\psi} \cos \theta + \dot{\varphi}^0 \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

Здесь, как и ранее,  $\theta$  представляет собою угол между вектором  $\bar{K}$  и осью  $z'$  — Резаля, с которой по условию совпадает ось  $z$  системы координат ( $x, y, z$ ).

Проекции угловой скорости  $\bar{\omega}^0$  на оси Резаля  $x', y', z'$  могут быть получены из соотношений (79), если положить в них угол  $\varphi$  равным нулю:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{x'}^0 &= \dot{\theta} \\ \omega_{y'}^0 &= \dot{\psi} \sin \theta \\ \omega_{z'}^0 &= \dot{\psi} \cos \theta + \dot{\varphi}^0 \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

Проекция же угловой скорости  $\bar{\omega}^0$  на оси  $x^0, y^0, z^0$ , т. е. проекции угловой скорости вращения системы координат ( $x^0 y^0 z^0$ ) на собственные оси, получатся из соотношений (79), если угол  $\varphi$  положить в них, равным  $\varphi^0$ .

$$\left. \begin{aligned} \omega_{x^0}^0 &= \dot{\psi} \sin \theta \sin \varphi^0 + \dot{\theta} \cos \varphi^0 \\ \omega_{y^0}^0 &= \dot{\psi} \sin \theta \cos \varphi^0 - \dot{\theta} \sin \varphi^0 \\ \omega_{z^0}^0 &= \dot{\psi} \cos \theta + \dot{\varphi}^0 \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

Полезно выписать также выражения проекций угловой скорости  $\bar{\omega}^0$  на оси неподвижной системы координат ( $x_0, y_0, z_0$ ).

Поскольку ориентация единичных векторов  $\bar{k}_0, \bar{i}'$  и  $\bar{k}'$  относительно неподвижной системы координат ( $x_0, y_0, z_0$ ) задана через углы  $\theta$  и  $\psi$ , то проектируя уравнение (78) на оси  $x_0, y_0, z_0$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{x_0}^0 &= \dot{\theta} \cos \psi + \dot{\varphi}^0 \sin \psi \sin \theta \\ \omega_{y_0}^0 &= \dot{\theta} \sin \psi - \dot{\varphi}^0 \cos \psi \sin \theta \\ \omega_{z_0}^0 &= \dot{\psi} + \dot{\varphi}^0 \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

Наметим теперь возможные пути, на которых с помощью приведенного аппарата можно рассчитывать выявить некоторые скрытые закономерности или связи, наложенные на систему п тел изнутри, как бы самой системой на себя.

Введем для этого движущуюся систему координат с началом в той же неподвижной точке  $\mu_0$ . Ось  $x$  этой системы координат скрепим с вектором угловой скорости  $\vec{\omega}^0$ , ось  $y$  расположим в плоскости Лапласа (которая перпендикулярна вектору  $\vec{K}$ ), а ось  $z$ , следовательно, займет положение в плоскости, в которой лежат вектора  $\vec{\omega}^0$  и  $\vec{K}$ . Введенную систему координат будем обозначать через  $(x_\omega, y_\omega, z_\omega)$ , где значки подчеркивают, что данная система координат связана с вектором  $\vec{\omega}^0$  указанным выше способом.

Поскольку ось  $x_\omega$  совмещена с вектором  $\vec{\omega}^0$ , то проекции вектора  $\vec{\omega}^0$  на оси  $y_\omega$  и  $z_\omega$  будут равны нулю, т. е.  $\omega_{y_\omega}^0 = \omega_{z_\omega}^0 = 0$ . А проекция вектора  $\vec{\omega}^0$  на ось  $x_\omega$  будет равна  $\omega^0$ , т. е.  $\omega_{x_\omega}^0 = \omega^0$ . Учитывая это обстоятельство, для проекций вектора момента количества движения системы п тел на оси  $x_\omega, y_\omega, z_\omega$  получим из (76) выражения:

$$\left. \begin{aligned} K_{x_\omega} &= I_{x_\omega} \cdot \omega^0 \\ K_{y_\omega} &= -I_{y_\omega x_\omega} \cdot \omega^0 \\ K_{z_\omega} &= -I_{z_\omega x_\omega} \cdot \omega^0 \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

Однако, как уже отмечалось, ось  $y_\omega$  расположена в плоскости Лапласа и, следовательно, постоянно занимает положение, перпендикулярное вектору  $\vec{K}$ . Отсюда следует, что  $K_{y_\omega} = 0$ . Поскольку  $\omega^0$  по условию не равно нулю, то из второго уравнения (83) вытекает

$$I_{x_\omega y_\omega} = 0 \quad (84)$$

Таким образом, система п тел в процессе движения сама накладывает на себя связь (84), означающую, что центробежный момент инерции относительно осей  $x_\omega, y_\omega$  равняется нулю.

Связь (84) должна выполняться при движении любого материального объекта, в том числе и при движении твердого тела вокруг неподвижной точки, если движение совершается по инерции.

Вторая связь, которая должна выполняться в процессе движения системы п тел, получается из первого и третьего уравнений системы (83). Действительно:

$$K^2 = K_{x_\omega}^2 + K_{z_\omega}^2 = \omega^{02} (I_{x_\omega}^2 + I_{z_\omega x_\omega}^2). \quad (85)$$

Очевидно, значение  $\omega^0$  может быть выражено через канонические переменные. Следовательно, соотношение (85) устанавливает связь между каноническими переменными, описывающими движение п тел.

Для системы трех тел значение  $\omega^0$  может быть найдено из (78):

$$\omega^{02} = \dot{\psi}^2 + \dot{\Theta}^2 + \dot{\varphi}^2 + 2\dot{\psi}\dot{\varphi} \cos \Theta,$$

что при учете (68), (71), (72) и (77) может быть выражено через обобщенные координаты и один обобщенный импульс  $p_{\varphi\Delta}$ :

$$\omega^{02} = \frac{J_x'^2 + J_y'^2}{I_\Delta^2 J_z^2} (K^2 - p_{\varphi\Delta}^2) + \frac{p_{\varphi\Delta}^2}{I_\Delta^2 J_z^2} \quad (86)$$

Мы показали один из путей выявления скрытых закономерностей в движении п тел, используя аппарат теории гироскопа.

Возможно, что найденные связи (84) и (85) выполняются автоматически в любой системе п тел, как бы велико п не было (хотя с этим трудно априори согласиться). Однако, если связи (84) и (85) не выполняются автоматически и, следовательно, содержат дополнительную информацию о движении п тел, то можно ли рассчитывать на использование связей (84) и (85) с целью упрощения функции Гамильтона и снижения в конечном итоге порядка системы дифференциальных уравнений? Очевидно, на этот вопрос можно дать положительный ответ только в случае, если имеется практическая возможность выразить связи (84) и (85) через канонические переменные. Покажем, что в случае системы трех тел это вполне возможно.

Докажем сначала, что в самом общем случае выполняются соотношения:

$$\frac{\partial I_x}{\partial \varphi_z} = -2I_{xy}, \quad \frac{\partial I_y}{\partial \varphi_z} = 2I_{xy}, \quad (87)$$

где:  $I_x$  и  $I_y$  — осевые моменты инерции относительно осей  $x$  и  $y$ ;  
 $I_{xy}$  — центробежный момент инерции относительно осей  $x$  и  $y$ ;  
 $\partial \varphi_z$  — элементарный поворот системы координат  $(x, y, z)$  вокруг оси  $z$  в положительном направлении (от оси  $x$  к оси  $y$ ).

Для доказательства выразим моменты инерции  $I_x, I_y, I_{xy}$  через моменты инерции относительно осей основной системы координат  $(x_1, y_1, z_1)$  \*. Пусть система координат  $(x, y, z)$  отличается от системы координат  $(x_1, y_1, z_1)$  только лишь поворотом вокруг оси  $z_1$  на положительный угол  $\varphi_z$  (оси  $z$  и  $z_1$  совпадают).

По аналогии с (29) будем тогда иметь:

$$\left. \begin{aligned} I_x &= I_{x_1} \cos^2 \varphi_z + I_{y_1} \sin^2 \varphi_z - I_{x_1 y_1} \sin 2\varphi_z \\ I_y &= I_{x_1} \sin^2 \varphi_z + I_{y_1} \cos^2 \varphi_z + I_{x_1 y_1} \sin 2\varphi_z \\ I_{xy} &= \frac{1}{2} (I_{x_1} - I_{y_1}) \sin 2\varphi_z + I_{x_1 y_1} \cos 2\varphi_z \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Дифференцируя частным образом  $I_x$  и  $I_y$  по  $\varphi_z$  мы убеждаемся в справедливости соотношений (87).

Если мы будем поворачивать систему координат  $(x, y, z)$  вокруг оси  $y$  (тоже в положительном направлении, т. е. от оси  $z$  к оси  $x$ ), то получим аналогичные соотношения:

$$\frac{\partial I_x}{\partial \varphi_y} = -2I_{xz}, \quad \frac{\partial I_x}{\partial \varphi_y} = 2I_{xz} \quad (89)$$

Формулы (87) и (89) дают нам возможность вычислять центробежные моменты инерции, если мы знаем осевые моменты инерции. По существу, задача выражения связей (84) и (85) через канонические переменные сво-

\*) Понятие основной системы координат является чисто условным.

дится теперь к задаче выражения только лишь одного осевого момента инерции  $I_{x_{\omega}}$  через канонические переменные, ибо из первого уравнения (87) имеем:

$$\frac{\partial I_{x_{\omega}}}{\partial \varphi_{z_{\omega}}} = -2I_{x_{\omega}y_{\omega}} \quad (90)$$

а из второго уравнения (89) имеем:

$$\frac{\partial I_{x_{\omega}}}{\partial \varphi_{y_{\omega}}} = 2I_{x_{\omega}z_{\omega}} \quad (91)$$

Мы разберемся здесь до конца только со связью (84) (применительно к системе трех тел). В свете (90) эта связь теперь будет эквивалентна связи:

$$\frac{\partial I_{x_{\omega}}}{\partial \varphi_{z_{\omega}}} = 0 \quad (92)$$

т. е. система  $n$  тел движется так, что момент инерции системы относительно мгновенной оси ее вращения имеет экстремальное значение относительно маленьких поворотов вокруг оси  $z_{\omega}$ . (Этот вывод относится и к твердому телу, движущемуся по инерции вокруг неподвижной точки. При таком движении твердого тела момент его инерции относительно мгновенной оси вращения имеет экстремальное значение относительно маленьких поворотов тела вокруг оси  $z_{\omega}$ ).

Для того, чтобы выразить связь (92) через канонические переменные, мы должны сначала найти  $I_{x_{\omega}}$  как функцию аргументов, вариация одного из которых должна быть эквивалентна маленькому повороту системы вокруг оси  $z_{\omega}$ . Затем взять частную производную от  $I_{x_{\omega}}$  по этому аргументу и результат приравнять нулю.

Для нахождения осевого момента инерции  $I_{x_{\omega}}$  обратимся к рис. 2. (На этом рисунке вектор  $\vec{O\omega}$  означает вектор угловой скорости  $\vec{\omega}^0$ ). При этом, в качестве основной системы координат используем систему координат Резаля ( $x', y', z'$ ) поскольку благодаря формулам (14), (26) и (45) нам известны выражения моментов инерции  $I_{x'}$ ,  $I_{y'}$ ,  $I_{x'y'}$  через обобщенные координаты (70)'. (Центробежные моменты инерции  $I_{x'z'}$  и  $I_{y'z'}$  равны нулю, поскольку ось  $z'$  — Резаля является главной осью инерции системы трех тел. Кроме того, очевидно,  $I_{z'} = I_{x'} + I_{y'}$ ).

Используя известную из теоретической механики формулу для вычисления осевого момента инерции относительно произвольно ориентированной оси, находим осевой момент инерции относительно оси  $O\omega$  (рис. 2), т. е. оси  $x_{\omega}$ :

$$I_{x_{\omega}} = I_{x'} \cos^2 a' + I_{y'} \cos^2 b' + I_{z'} \cos^2 c' - 2I_{x'y'} \cos a' \cos b' \quad (93)$$

(Эта формула справедлива и для системы  $n$  тел, если ось  $z'$  — Резаля выбрана в качестве главной оси инерции рассматриваемой системы).

Из рис. 2 видно, что косинусы углов  $a'$ ,  $b'$ ,  $c'$  (они задают направление вектора  $\omega^0$  относительно системы координат Резаля) могут быть выражены через величины  $\theta$ ,  $c$ ,  $x$  следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \cos a' &= \sin c \sin x \\ \cos b' &= \sin \theta \cos c - \cos \theta \sin c \cos x \\ \cos c' &= \cos \theta \cos c + \sin \theta \sin c \cos x \end{aligned} \right\} \quad (94)$$

Из этого же рисунка видно, что вариациям аргумента  $x$  (при постоянстве всех других величин) соответствуют маленькие повороты вектора  $\omega^0$  (или оси  $x_{\omega}$ ) в плоскости, перпендикулярной дуге  $z_0\omega$  большого круга. Эти повороты, следовательно, эквивалентны поворотам вектора  $\omega^0$  вокруг оси  $z_{\omega}$ . Отсюда условие (92) можно записать:

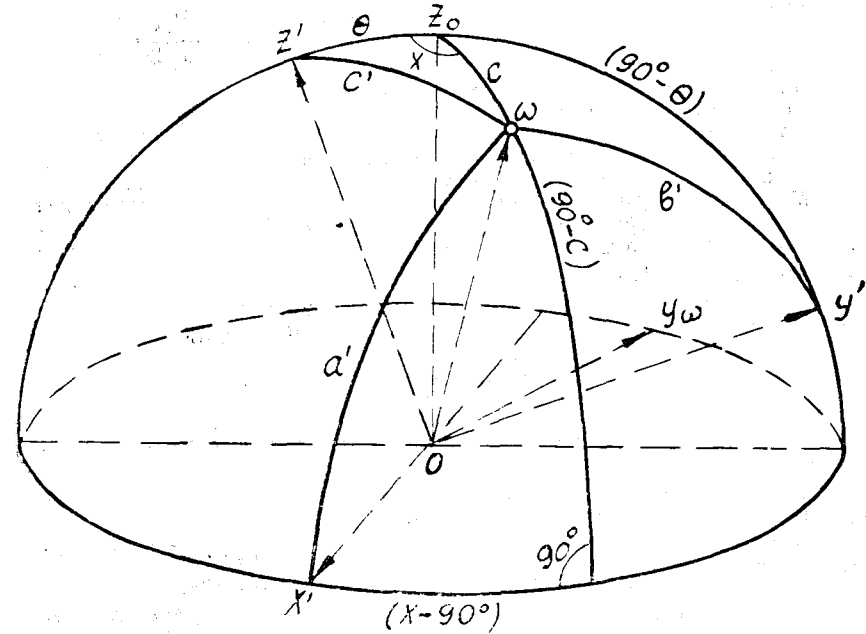


Рис. 2

$$\frac{\partial I_{x_{\omega}}}{\partial \varphi_{z_{\omega}}} = \frac{\partial I_{x_{\omega}}}{\partial x} = 0$$

Беря частную производную от (93) по  $x$  с учетом (94) и приравняв результат дифференцирования нулю, после исключения с и  $x$  с помощью формул (94), получим:

$$\frac{\partial I_{x_{\omega}}}{\partial x} = [I_{x'} \cos \theta \cos b' - I_{y'} (\cos \theta \cos b' - \sin \theta \cos c')] \cos a' + I_{x'y'} [\sin \theta \cos b' \cos c' + \cos \theta (\cos^2 a' - \cos^2 b')] = 0. \quad (95)$$

(Эта формула также справедлива для системы  $n$  тел с оговоркой, высказанной в отношении формулы (93).

Для преобразования выражения (95) к каноническим переменным прежде всего заметим, что косинусы углов  $a'$ ,  $b'$ ,  $c'$  могут быть выражены через проекции угловой скорости  $\bar{\omega}^0$  на оси Резаля, а именно:

$$\cos a' = \frac{\omega_x^0}{\omega^0}, \quad \cos b' = \frac{\omega_y^0}{\omega^0}, \quad \cos c' = \frac{\omega_z^0}{\omega^0}. \quad (96)$$

Для проекций  $\omega_x^0$ ,  $\omega_y^0$ ,  $\omega_z^0$  формулы (80) вместе с формулами (71), (72) и (77) дают выражения:

$$\omega_x^0 = \frac{KJ_{x'y'}}{I_s^2 J_n^2} \sin \theta, \quad \omega_y^0 = \frac{KJ_{x'y'}}{I_s^2 J_n^2} \sin \theta, \quad \omega_z^0 = \frac{P_{\varphi \Delta}}{J_z I_s^2} \quad (97)$$

справедливые, вообще говоря, только для системы трех тел.

Величина  $\omega^0$  дается формулой (86).

Однако, если (96) и (97) подставить в (95), то мы увидим, что уравнение (95) тождественно обращается в нуль. Таким образом, информация связи (84) о движении системы **трех тел** оказалась равной нулю.

Мы здесь не будем производить анализ связи (85). На примере связи (84) мы показали как это можно сделать. Заметим только, что при вычислении центробежного момента инерции  $I_{x_\omega z_\omega}$  мы должны воспользоваться уравнением (91). Далее, увидев из рис. 2, что дифференцирование по  $\varphi_{y_\omega}$  можно заменить дифференцированием по параметру  $c$ , приведем уравнение (91) к виду, приемлемому для практического вычисления  $I_{x_\omega z_\omega}$ :

$$\frac{\partial I_{x_\omega z_\omega}}{\partial c} = 2I_{x_\omega z_\omega}. \quad (98)$$

В заключение настоящего параграфа наметим второй возможный путь исследования закономерностей в движении  $n$  тел. Он состоит в использовании уравнения (74), понимая там под угловой скоростью  $\bar{\omega}_k$  угловую скорость системы координат  $(x_\omega, y_\omega, z_\omega)$ .

Проектируя уравнение (74) на движущиеся оси  $x_\omega, y_\omega, z_\omega$  (при учете того, что  $\bar{M} = 0$ ,  $K_{y_\omega} = 0$ ) вместо системы уравнений (75) получим следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dK_{x_\omega}}{dt} + \omega_{ky_\omega} K_{z_\omega} &= 0 \\ \omega_{kz_\omega} K_{x_\omega} - \omega_{kx_\omega} K_{z_\omega} &= 0 \\ \frac{dK_{z_\omega}}{dt} - \omega_{ky_\omega} K_{x_\omega} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (99)$$

Здесь проекции вектора  $\bar{K}$  (учитывая его расположение относительно осей  $x_\omega, z_\omega$  и принимая во внимание (83)) могут быть представлены:

$$\left. \begin{aligned} K_{x_\omega} &= K \cos c = I_{x_\omega} \omega^0 \\ K_{z_\omega} &= K \sin c = -I_{x_\omega z_\omega} \omega^0 \end{aligned} \right\} \quad (100)$$

Проекции же угловой скорости ( $\omega_k$ ) вращения системы координат  $(x_\omega, y_\omega, z_\omega)$  на собственные оси найдутся из следующих соображений.

Из рис. 2 видно, что угловая скорость вращения системы координат  $(x_\omega, y_\omega, z_\omega)$  может быть представлена как векторная сумма двух угловых скоростей: угловая скорость  $\dot{c}$  в направлении оси  $y_\omega$  плюс угловая скорость  $(\dot{\psi} + \dot{x})$  в направлении неподвижной оси  $z_0$ . Следовательно, для проекций  $\omega_k$  на оси  $x_\omega, y_\omega, z_\omega$  получим выражения:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{kx_\omega} &= (\dot{\psi} + \dot{x}) \cos c \\ \omega_{ky_\omega} &= \dot{c} \\ \omega_{kz_\omega} &= (\dot{\psi} + \dot{x}) \sin c \end{aligned} \right\} \quad (101)$$

где  $\dot{\psi}$  — скорость вращения системы координат Резаля вокруг оси  $z_0$ .

Мы не будем более заниматься изучением системы трех тел с помощью изложенного здесь аппарата, так как в случае задачи трех тел имеется более простой способ получить новые результаты.

## § 6. Упрощение функции Гамильтона

Вернемся к гамильтониану (69).

Поскольку не существует прямых методов интегрирования канонических уравнений (70), то дальнейший прогресс в этом направлении может быть достигнут только на путях упрощения функции Гамильтона в расчете на то, что уравнения движения, получаемые из нее, окажутся непосредственно интегрируемыми.

Одним из методов упрощения функции Гамильтона является метод преобразования первоначальных канонических переменных (обозначим их через  $q, p$ ) к новым каноническим переменным  $Q, P$  с тем, чтобы новая функция Гамильтона обладала заранее запланированными свойствами. Так, например, стараются преобразовать функцию Гамильтона к таким переменным  $Q, P$ , чтобы все координаты  $Q$  в новом гамильтониане стали циклическими; или же, например, найти такую систему канонических переменных  $Q, P$ , чтобы гамильтониан, выраженный через эти переменные, был тождественно равен нулю. Если эту программу удастся выполнить, то задача интегрирования исходных канонических уравнений может считаться решенной.

Однако, хотя метод канонических преобразований координат теоретически хорошо разработан, тем не менее на пути упрощения функции Гамильтона этим методом стоит задача решения нелинейного дифференциального уравнения в част-

ных производных, которая, как правило, является не менее простой, чем задача непосредственного интегрирования исходных канонических уравнений. Поэтому, если удастся путем удачной догадки найти новые переменные, в которых функция Гамильтона становится более простой, это мы должны считать уже за успех.

Мы сейчас увидим, что перейдя от координат  $I_s$  и  $J_n$  к полярному моменту инерции  $I_{z'}$  и расстоянию  $\Delta$ , т. е. модулю вектора  $\bar{\Delta}$  (7), мы значительно упростим функцию Гамильтона.

Для того, чтобы совершить такой переход, нам необходимо найти связь между новыми и старыми координатами.

Выразить координату  $I_{z'}$  через старые координаты легко. Из (26) имеем:

$$I_{z'} = I_{\Delta} + I_{\perp\Delta} = I_s^2 (J_{\Delta} + J_{\perp\Delta}) = I_s^2 J_{z'}.$$

Учитывая еще (57) получим:

$$I_{z'} = \frac{I_s^2 (J_{\Delta}^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2 + J_n^2)}{J_{\Delta}}. \quad (102)$$

Для выражения координаты  $\Delta$  через старые координаты будем исходить из векторного уравнения (7). Спроектировав его на ось  $(\Delta)$ , получим:

$$\sum \mu_i \Delta = \mu_1 (\Delta)_1 + \mu_2 (\Delta)_2 + \mu_3 (\Delta)_3,$$

где  $(\Delta)_i$  — проекции векторов  $\bar{I}_i$  на ось  $(\Delta)$ .

Используя далее зависимость  $(\Delta)_i$  от старых координат, даваемую системой уравнений (46), получим при учете (34):

$$\sum \mu_i \Delta = \mp \frac{I_s J_n}{\sigma}$$

Следовательно,

$$\Delta = \mp \frac{1}{\sigma \sum \mu_i} \cdot I_s J_n \quad (103)$$

Для того, чтобы не нарушить форму канонических уравнений во время преобразования координат мы вместе с новыми координатами должны ввести в гамильтониан (59) также и новые импульсы, которые найдутся из условия инвариантности дифференциальной формы

$$\begin{aligned} p_{I_s} (\delta I_s) + p_n (\delta J_n) + p_{\Delta\perp\Delta} (\delta J_{\Delta\perp\Delta}) = \\ = p_{\Delta} (\delta \Delta) + p_{z'} (\delta I_{z'}) + p_{\Delta\perp\Delta} (\delta J_{\Delta\perp\Delta}). \end{aligned} \quad (104)$$

Это условие не захватывает координату  $\varphi_{\Delta}$  и импульс  $p_{\varphi_{\Delta}}$ , поскольку координата  $\varphi_{\Delta}$  в преобразованиях (102) и (103) не участвует.

Если распространить понятие квантованности действия также и на механические движения, то физический смысл условия инвариантности дифференциальной формы можно сформулировать следующим образом: *при произвольных вариациях независимых обобщенных координат система может потерять или приобрести некоторое количество квантов действия; однако это количество не должно зависеть от того, в каких обобщенных координатах и импульсах мы описываем движение системы.*

Подставляя в правую часть (104) вариации  $(\delta I_{z'})$  и  $(\delta \Delta)$ , найденные путем дифференцирования уравнений (102) и (103), и приравнявая коэффициенты перед независимыми вариациями  $(\delta I_s)$ ,  $(\delta J_n)$ ,  $(\delta J_{\Delta\perp\Delta})$  нулю, найдем:

$$I_s p_{I_s} = \Delta p_{\Delta} + 2I_{z'} p_{z'} \quad (105)$$

$$J_{\Delta\perp\Delta} p_{\Delta\perp\Delta} = J_{\Delta\perp\Delta} p'_{\Delta\perp\Delta} + \frac{2I_s^2 J_{\Delta\perp\Delta}^2}{J_{\Delta}} p_{z'} \quad (106)$$

$$J_n p_n = \Delta p_{\Delta} + \frac{2\sigma^2 (\sum \mu_i)^2}{J_{\Delta}} \Delta^2 p_{z'} \quad (107)$$

Выражения  $I_s$ ,  $J_n$  через новые координаты находятся путем разрешения уравнений (102) и (103) относительно  $I_s$  и  $J_n$ :

$$I_s^2 = \frac{J_{\Delta} I_{z'} - \sigma^2 (\sum \mu_i)^2 \Delta^2}{J_{\Delta}^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2} \quad (108)$$

$$J_n^2 = \frac{\sigma^2 (\sum \mu_i)^2 \cdot (J_{\Delta}^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2) \Delta^2}{J_{\Delta} I_{z'} - \sigma^2 (\sum \mu_i)^2 \cdot \Delta^2}. \quad (109)$$

Подставляя (105) — (107) в гамильтониан (69) после некоторых преобразований найдем новый гамильтониан:

$$\begin{aligned} H' = & \frac{J_{z'}}{2\sigma^2 (\sum \mu_i)^2 \cdot \Delta^2} (K^2 - p_{\varphi_{\Delta}}^2) + \frac{J_{\Delta}}{2\sigma^2 (\sum \mu_i)^2 \cdot \Delta^2} p_{\varphi_{\Delta}}^2 + \\ & + \frac{J_{z'} (J_{\Delta}^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2)}{2\sigma^2 (\sum \mu_i)^2 \cdot \Delta^2} p_{\Delta\perp\Delta}^2 + \frac{J_{\Delta}}{2\sigma^2 (\sum \mu_i)^2} p_{\Delta}^2 + \frac{(J_{\Delta}^2 + J_{\Delta\perp\Delta}^2)}{\sigma^2 (\sum \mu_i)^2 \cdot \Delta^2} p_{\varphi_{\Delta}} p_{\Delta\perp\Delta} + \\ & + 2I_{z'} p_{z'}^2 + 2\Delta p_{\Delta} \cdot p_{z'} + U(J_{\Delta\perp\Delta}, \Delta, I_{z'}). \end{aligned} \quad (110)$$

Здесь мы в виде первого члена выделили энергию вращения плоскости (в которой расположены массы  $\mu_i$ ) вокруг оси, лежащей в самой плоскости.

В найденном гамильтониане  $H'$  величины  $J_{x'}$  и  $J_{z'}$  также должны быть выражены через новые координаты. Величина  $J_{z'}$ , например, найдется из (57) при учете выражения (109):

$$J_{z'} = \frac{I_{z'}(J_{\Delta}^2 + J_{\perp\Delta}^2)}{J_{\Delta}I_{z'} - \sigma^2(\Sigma \mu_i)^2 \cdot \Delta^2}. \quad (111)$$

Величина же  $J_{x'}$  может быть найдена из (54) с учетом (109).

### § 7. Доказательство того, что $J_{\Delta\perp\Delta} = 0$ .

Мы сейчас сделаем следующий шаг в направлении упрощения функции Гамильтона. Мы здесь покажем, что центробежный момент инерции нашей механической системы относительно осей  $(\Delta)$  и  $(\perp\Delta)$  равен нулю, т. е. что  $I_{\Delta\perp\Delta} = J_{\Delta\perp\Delta} = 0$ . Возможность показать это появляется, видимо, благодаря тому, что нами введены понятия удельных моментов инерции, один из которых  $J_{\Delta}$  оказался постоянным, определяемым лишь массами тел (23).

Введем главную систему координат  $(x_r, y_r, z_r)$ , связанную с главными осями инерции нашей материальной системы. (Ось  $z_r$  главной системы координат, очевидно, совпадает с осью  $z'$  — Резаля).

Выразим удельные моменты инерции относительно осей  $x_r, y_r$  через удельные моменты инерции  $J_{\Delta}, J_{\perp\Delta}$  и  $J_{\Delta\perp\Delta}$  относительно осей  $(\Delta)$  и  $(\perp\Delta)$  (см. стр. 194—195 наст. сб.). Пусть  $(\varphi_r - \varphi_{\Delta})$  есть угол между главной осью  $x_r$  и вектором  $\Delta$ . Считая этот угол положительным (поворот совершается вокруг оси  $z_r$  ( $z'$ ) от  $x_r$  к  $y_r$ ), по аналогии с (29) или (88) можно написать:

$$\left. \begin{aligned} J_{x_r} &= J_{\Delta} \cos^2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) + J_{\perp\Delta} \sin^2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) - \\ &\quad - J_{\Delta\perp\Delta} \sin 2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) \\ J_{y_r} &= J_{\Delta} \sin^2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) + J_{\perp\Delta} \cos^2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) + \\ &\quad + J_{\Delta\perp\Delta} \sin 2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) \\ J_{x_r y_r} &= \frac{1}{2} (J_{\Delta} - J_{\perp\Delta}) \sin 2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) + \\ &\quad + J_{\Delta\perp\Delta} \cos 2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (112)$$

Найдем зависимость вариаций  $(\delta J_{x_r})$  и  $(\delta J_{y_r})$  от вариаций  $(\delta J_{\perp\Delta})$  и  $(\delta J_{\Delta\perp\Delta})$ . Очевидно, вариации  $(\delta J_{x_r})$  и  $(\delta J_{y_r})$  не зависят от вариаций  $\delta(\varphi_r - \varphi_{\Delta})$ , поскольку в силу существования третьего уравнения системы (112) имеем:

$$\frac{\partial J_{x_r}}{\partial(\varphi_r - \varphi_{\Delta})} = \frac{\partial J_{y_r}}{\partial(\varphi_r - \varphi_{\Delta})} = 0. \quad (112')$$

Кроме того, постоянную величину  $J_{\Delta}$  варьировать нельзя, ибо она не зависит от начальных условий, а определяется лишь массами движущихся тел (23).

Учитывая сказанное из (112) получим:

$$\left. \begin{aligned} (\delta J_{x_r}) &= \sin^2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) \cdot (\delta J_{\perp\Delta}) - \sin 2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) (\delta J_{\Delta\perp\Delta}) \\ (\delta J_{y_r}) &= \cos^2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) \cdot (\delta J_{\perp\Delta}) + \sin 2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) (\delta J_{\Delta\perp\Delta}) \end{aligned} \right\} \quad (113)$$

В математическую процедуру варьирования уравнений (112) мы вкладываем следующий физический смысл.

В рассматриваемый момент времени  $t$  мы даем маленькие произвольные приращения обобщенным координатам  $\varphi_{\Delta}, J_{\perp\Delta}, J_{\Delta\perp\Delta}$  и хотим посмотреть каковы будут приращен величин  $\varphi_r, J_{x_r}$  и  $J_{y_r}$  в тот же момент времени  $t$ . Заметим при этом, что величина  $\varphi_r$  и ее приращение определяется лишь из одного третьего уравнения (112).

Небольшие добавки обобщенным координатам можно дать путем нанесения «ударов» по механической системе, каждый из которых меняет лишь одну обобщенную координату  $\varphi_{\Delta}, J_{\perp\Delta}$  или  $J_{\Delta\perp\Delta}$ . Это возможно, поскольку обобщенные координаты независимы. Одновременно с нанесением «ударов» по обобщенным координатам измеряем приращения величин  $\varphi_r, J_{x_r}$  и  $J_{y_r}$ . Чтобы результаты измерений не были искажены процессом реального движения системы, весь эксперимент проводится мгновенно, как бы вне времени.

Дать приращения координатам  $\varphi_{\Delta}, J_{\perp\Delta}, J_{\Delta\perp\Delta}$  в момент времени  $t$  можно также другим путем, а именно путем варьирования постоянных интегрирования или начальных данных. Это варьирование можно мыслить себе тоже как изменение за счет ударов, наносимых по постоянным интегрирования (или начальным данным) в начальный момент времени  $t_0$ . Начиная с этого момента времени механическая система будет двигаться по близкому от невозмущенного движения пути и к моменту времени  $t$  придет со значениями координат  $(\varphi_{\Delta} + \delta\varphi_{\Delta}), (J_{\perp\Delta} + \delta J_{\perp\Delta}), (J_{\Delta\perp\Delta} + \delta J_{\Delta\perp\Delta})$ . Очевидно,  $J_{\Delta}$  при этом не изменится. Таким образом мы еще раз убеждаемся в том, что постоянная  $J_{\Delta}$  не должна варьироваться при варьировании уравнений (112).

Оба рассмотренных способа изменения обобщенных координат являются эквивалентными и вполне законными, по-

сколькx при этом не меняется форма дифференциальных уравнений движения.

Обратимся снова к уравнениям (113) для вычисления вариаций  $(\delta J_{x_r})$  и  $(\delta J_{y_r})$ . Оказывается, эти вариации могут быть вычислены также другим путем, исходя из двух инвариантов, получаемых из системы уравнений (112). А именно, имеют место следующие два соотношения, которые нетрудно проверить:

$$\begin{aligned} J_{x_r} + J_{y_r} &= J_{\Delta} + J_{\perp\Delta} \\ J_{x_r} \cdot J_{y_r} &= J_{\Delta} J_{\perp\Delta} - J_{\Delta\perp\Delta}^2. \end{aligned} \quad (114)$$

Варьируя эти уравнения по тому же самому принципу и разрешая затем их относительно  $(\delta J_{x_r})$  и  $(\delta J_{y_r})$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} \delta J_{x_r} &= \frac{J_{x_r} - J_{\Delta}}{J_{x_r} - J_{y_r}} (\delta J_{\perp\Delta}) + \frac{2J_{\Delta\perp\Delta}}{J_{x_r} - J_{y_r}} (\delta J_{\Delta\perp\Delta}) \\ \delta J_{y_r} &= \frac{J_{\Delta} - J_{y_r}}{J_{x_r} - J_{y_r}} (\delta J_{\perp\Delta}) - \frac{2J_{\Delta\perp\Delta}}{J_{x_r} - J_{y_r}} (\delta J_{\Delta\perp\Delta}) \end{aligned} \right\} \quad (115)$$

Уравнения (115) хотя и отличаются по форме от уравнений (113), однако это одни и те же уравнения, поскольку они получены из одного и того же источника (112) с использованием одного и того же принципа варьирования.

Учитывая, что вариации  $(\delta J_{\perp\Delta})$  и  $(\delta J_{\Delta\perp\Delta})$  в уравнениях (113) и (115) независимы (к примеру, одну из них можно сделать равной нулю) из сравнения, например, вариаций  $(\delta J_{x_r})$  найдем:

$$\sin^2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) = \frac{J_{x_r} - J_{\Delta}}{J_{x_r} - J_{y_r}}, \quad \sin 2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) = \frac{-2J_{\Delta\perp\Delta}}{J_{x_r} - J_{y_r}}. \quad (116)$$

Мы получили новую форму зависимости величин  $J_{x_r}$  и  $J_{y_r}$  от координаты  $J_{\Delta\perp\Delta}$  и угла  $(\varphi_r - \varphi_{\Delta})$  по сравнению с формой, даваемой уравнениями (112). Тем не менее мы вправе требовать, чтобы в процессе движения механической системы наряду с уравнениями (112) выполнялись также и уравнения (116), поскольку при выводе уравнений (116) мы нигде не нарушали форму дифференциальных уравнений движения. Однако совместить уравнения (112) и (116) можно только при условии, что  $J_{\Delta\perp\Delta} = 0$ . Действительно, дифференцируя первое уравнение (116) по  $(\varphi_r - \varphi_{\Delta})$  с учетом  $(112)'$ , получим:

$$2 \sin(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) \cos(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) = \sin 2(\varphi_r - \varphi_{\Delta}) = 0.$$

Сопоставляя этот результат со вторым уравнением (116), найдем:

$$J_{\Delta\perp\Delta} = 0 \quad (117)$$

Найденная связь должна быть истолкована следующим образом.

В процессе движения системы вектор  $\bar{\Delta}$ , т. е. вектор с началом в точке  $\mu_0$  и с концом в центре масс  $\mu_1$  — этот вектор всегда лежит на главной центральной оси инерции приведенной системы трех тел. Можно высказать предположение, что этот принцип справедлив для любой системы  $n$  тел, с любым  $n$ .

Мы привыкли к тому, что связи на механическую систему обычно накладываются извне. Найденная же связь (117) наложена на систему трех тел изнутри, как бы самой системой на себя. Это является необычным явлением для механических систем.

Однако, это не должно нас особенно удивлять, поскольку мы имеем не мало подобных случаев из других областей науки. Так, например, в квантовой механике имеется не мало примеров, когда на динамические переменные квантового ансамбля изнутри накладываются связи, которые, собственно, и приводят к новым, необычным с точки зрения макрофизики закономерностям микромира (принцип дополнительности Бора, закон канонического распределения Гибса и др.).

Из области биологии ярким примером систем с наложенными внутренними связями является живое существо, которое не могло бы существовать, если бы изнутри на эту систему не было наложено многочисленных связей.

Да и сама Небесная механика знает не мало систем, в которых прослеживается проявление внутренних закономерностей, не являющихся прямым следствием действия внешних сил. Закон Тициуса-Бода расположения орбит планет, аналогичные закономерности в системах спутников в Солнечной системе, дискретность средних орбитальных скоростей планет и их удельных орбитальных импульсов [9], а также резонантность солнечной и спутниковых систем [10] — все это может оказаться следствием внутренних связей, накладываемых самими системами на себя.

Можно выразить уверенность в том, что найденная связь (117) настолько упростила вид канонических уравнений, что они станут интегрируемыми в конечной форме через класс хорошо изученных функций. В этом смысле выявление связи

(117) может оказаться равносильным обнаружению хорошо замаскированного прохода в непроницаемой стене, которая окружает задачу трех тел вот уже триста лет.

В заключение настоящего параграфа произведем упрощенные гамильтониана (110) за счет учета связи (117).

Из условия, что  $J_{\Delta\perp\Delta} = 0$ , следует

$$\frac{\partial H'}{\partial p'_{\Delta\perp\Delta}} = J_{\Delta\perp\Delta} = 0 \quad (118)$$

Дифференцируя (110) по импульсу  $p'_{\Delta\perp\Delta}$  и приравнявая результат нулю, получим

$$J_z p'_{\Delta\perp\Delta} + p_{\varphi\Delta} = 0 \quad (119)$$

В силу условия (118) мы можем с помощью последнего уравнения исключить импульс  $p'_{\Delta\perp\Delta}$  из гамильтониана (110), сохранив при этом прежнюю форму канонических уравнений по отношению к остальным каноническим переменным (см. стр. 210 наст. сб.).

После исключения координаты  $J_{\Delta\perp\Delta}$  и импульса  $p'_{\Delta\perp\Delta}$  из гамильтониана (110) получим с учетом (111) следующий гамильтониан:

$$H'' = \frac{J_{x'}'}{2\sigma^2(\sum \mu_i)^2 \Delta^2} (K^2 - p_{\varphi\Delta}^2) + \frac{J_{\Delta}}{2\sigma^2(\sum \mu_i)^2} p_{\Delta}^2 + \frac{1}{2I_{z'}} p_{\varphi\Delta}^2 + 2I_{z'} p_z^2 + 2\Delta p_{\Delta} \cdot p_{z'} + U(\Delta, I_{z'}). \quad (120)$$

Нам осталось здесь только выразить величину  $J_{x'}$  через координаты  $I_{z'}$  и  $\Delta$ . Это можно сделать, исходя из первого уравнения (28), учитывая (111), (117) и очевидное равенство  $J_{\perp\Delta} = J_{z'} - J_{\Delta}$ . В результате для  $J_{x'}$  получим выражение:

$$J_{x'} = J_{\Delta} \cos 2\varphi_{\Delta} + \frac{J_{\Delta}^2 I_{z'}}{J_{\Delta} I_{z'} - \sigma^2 (\sum \mu_i)^2 \Delta^2} \sin^2 \varphi_{\Delta} \quad (121)$$

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] — [5] «Проблемы исследования Вселенной, вып. 2—5, Всесоюзное астрономо-геодезическое общество, Москва — Ленинград, 1974—1975.  
 [6] *Е. Т. Уиттекер*. «Аналитическая динамика», Москва, 1937, стр. 73—75.  
 [7] *Л. Г. Лойцянский* и *А. Н. Лурье*. «Курс теоретической механики», т. I—II, Москва, 1954—1955.  
 [8] *Е. Л. Николаи*. «Теория гироскопов», ГИТЛ, Ленинград — Москва, 1944.

[9] *К. П. Бутусов*. Сб. ВАГО при АН СССР «Некоторые проблемы исследования Вселенной», Ленинград, 1973, стр. 86.

[10] *В. Г. Демин*. «Судьба Солнечной системы», Москва, 1975.

Б. К. Федюшин, С. Я. Щербак

## О ПРОБЛЕМАХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ПЕРЕЛЕТОВ

УДК 530.1 и 530.12:531.18

В статье рассматриваются возможные с точки зрения современной науки физические принципы межзвездных перелетов будущего. Показано, что в настоящее время вопрос об осуществимости межзвездных перелетов остается открытым, как и вопрос об их целесообразности.

**To the problems of interstellar flights**, by B. K. Fedjushin, S. J. Shcherbak. — The physical principles of interstellar flights possible from the point of view of modern science in future are considered in the article. It has been shown that at present the problem of realizing interstellar flights remains unsolved as well as the problem of their expediency.

Специальная теория относительности, являющаяся краеугольным камнем современной теоретической физики, утверждает, что всякая микрочастица, обладающая массой покоя, не может двигаться со скоростью, равной или превышающей скорость света в вакууме. Если же масса покоя микрочастицы равна нулю, то согласно специальной теории относительности такая микрочастица может двигаться только со скоростью света в вакууме и ни с какой другой. Эти положения специальной теории относительности, а точнее, релятивистской механики, основанной на специальной теории относительности, подтверждаются самыми точными физическими экспериментами [1], [2]. Поиск тахионов, то есть микрочастиц, которые движутся со скоростями, превышающими скорость света в вакууме, пока не привел к положительным результатам, нет и никаких убедительных теоретических соображений в пользу существования тахионов, а также тахионной механики [3]. Таким образом вполне возможно, что тахионов нет вообще,

и что скорость микрочастиц и, тем более, макроскопических тел ограничена сверху скоростью света в вакууме [4], [5].

Из астрономии известно, что расстояния от Солнца до ближайших звезд составляют как минимум несколько световых лет. Так например, расстояние от Солнца до  $\tau$  Кита составляет 11,1 световых лет, до  $\epsilon$  Эридана — 10,8 световых лет, до звезды Барнарда — 6 световых лет и до Проксимы Центавра — 4,3 световых года, последняя звезда является ближайшей к Солнцу. Поэтому релятивистский звездолет, для которого  $v = 0,9$  с, достигнет Проксимы Центавра за 4,8 года по земному времени, а предельный нерелятивистский звездолет, для которого  $v = 0,1$  с и, следовательно,  $\frac{v^2}{c^2} = 0,01$ , будет лететь до Проксимы Центавра 43 земных года. Отсюда следует, что релятивистские полеты к ближайшим звездам с возвращением на Землю могут быть совершены за время жизни одного поколения астронавтов по земному счету, а такие же нерелятивистские полеты потребуют или смены поколений астронавтов, или значительного продления человеческой жизни. В наш век научно-технической революции и все возрастающих скоростей транспорта релятивистские полеты к ближайшим звездам кажутся гораздо более привлекательными, чем нерелятивистские, хотя в настоящее время нет никаких сомнений в том, что возможное осуществление в будущем релятивистских полетов к ближайшим звездам потребует неизмеримо больших усилий, чем осуществление нерелятивистских полетов. При этом предполагается, что релятивистское движение макроскопических тел возможно, и что межзвездные полеты будут признаны целесообразными для человечества.

Известно, что основоположник космонавтики К. Э. Циолковский считал освоение космоса необходимым и достаточным условием непрерывного прогресса человечества [6]. По мнению К. Э. Циолковского, человечество сначала освоит околоземное космическое пространство, потом Солнечную систему, а затем перейдет к планомерному и последовательному освоению Галактики, которое будет вестись с помощью нерелятивистских межзвездных перелетов на реактивном принципе [6], [7]. Заметим, что К. Э. Циолковский не отрицал возможности космических полетов на нереактивных принципах [6], [8], но считал реактивный принцип главным, основным. Как же относится современная наука к указанным идеям К. Э. Циолковского?

Во-первых, в настоящее время точка зрения К. Э. Циолковского, что непрерывный прогресс человечества немислим

без все расширяющегося освоения космоса, должна рассматриваться, по меньшей мере, как дискуссионная [9], [10]. Вполне допустимо, что освоение космоса не только не является необходимым, но и даже достаточным условием прогресса человечества. Поэтому и целесообразность межзвездных перелетов в будущем должна рассматриваться как дискуссионная проблема, вполне возможно, что человечество не будет осуществлять межзвездные перелеты, а его прогресс пойдет не по линии космической экспансии, как предсказывал К. Э. Циолковский. Во-вторых, в настоящее время нет почти никаких научных данных, на основании которых нерелятивистские межзвездные перелеты с использованием реактивной тяги можно было бы считать неосуществимыми в будущем, причем чем меньше максимальная скорость полета, тем реальнее с точки зрения современной науки сооружение нерелятивистского звездолета в будущем. Таким образом современная наука практически считает нерелятивистские межзвездные перелеты на реактивном принципе осуществимыми в будущем, как и утверждал К. Э. Циолковский, но целесообразность любых межзвездных перелетов для человечества в будущем не может быть пока обоснована наукой наших дней. Итак, сооружение нерелятивистских звездолетов с реактивными двигателями и осуществление полетов к ближайшим звездам будет вполне по плечу науке и технике будущего, в этом современная наука почти не сомневается, но относительно целесообразности межзвездных перелетов в будущем современная наука не может сделать каких-либо однозначных заключений. Этот вопрос требует глубокого научного исследования.

Следует различать проблему целесообразности межзвездных перелетов вообще от проблемы целесообразности каких-либо конкретных межзвездных перелетов. Так например, нерелятивистские межзвездные перелеты представляются нецелесообразными, даже просто бессмысленными, из-за своей длительности, хотя такие перелеты на реактивном принципе могут быть осуществлены в будущем с точки зрения современной науки. Наоборот, релятивистские межзвездные перелеты представляются целесообразными из-за своей кратковременности по сравнению с нерелятивистскими, но такие перелеты на реактивном принципе с точки зрения современной науки кажутся весьма сомнительными. Проблема целесообразности межзвездных перелетов является, скорее всего, со-

циальной проблемой, а проблемы целесообразности конкретных межзвездных перелетов являются, скорее всего, научно-техническими проблемами, хотя в них могут быть и социальные элементы.

Релятивистская ракетодинамика [5], [11] представляет собой теорию полета релятивистских реактивных аппаратов, использующих окружающую космическую среду, и релятивистских ракет. Согласно [11] и [12] стартовые массы идеальных релятивистских ракет всех типов колоссальны, а если учесть массу конструкции и коэффициент полезного действия двигателей, то стартовые массы возрастают во много раз. Таким образом реальные релятивистские ракеты имеют настолько колоссальные стартовые массы, что возникает законное сомнение в их сооружении даже в отдаленном будущем, когда наука и техника достигнут невиданных высот. Современная наука не может дать однозначного ответа на вопрос будут ли когда-нибудь сооружены релятивистские ракеты. Скорее всего, они никогда не будут построены, так как при их конструировании технические трудности должны неизбежно перерасти в трудности принципиальные [9], [13], [14].

Согласно [11], [12], [15] релятивистские реактивные аппараты, использующие межзвездный водород, имеют колоссальные размеры экранов или заборников для собирания межзвездного водорода, концентрация которого в галактическом пространстве совершенно ничтожна. Заметим, что межзвездный водород является единственной космической средой, которая с точки зрения современной науки может быть использована в двигателях реактивных аппаратов, использующих окружающую космическую среду. Если рассматривать нерелятивистские аппараты на межзвездном водороде, то согласно [11] они тоже имеют огромные экраны или заборники для собирания межзвездного водорода, что связано опять-таки с его ничтожной концентрацией в галактическом пространстве. Размеры экранов или заборников для собирания межзвездного водорода получаются для релятивистских и даже для нерелятивистских реактивных аппаратов, использующих межзвездный водород, настолько колоссальными, что возникает законное сомнение в сооружении таких реактивных аппаратов не только в предвидимом, но и в отдаленном будущем. Заметим, что если рассматривать случай неидеальных реактивных двигателей, то размеры экранов или заборников возрастают во много раз. Поэтому современная наука может дать на вопрос о

сооружении реактивных звездолетов на межзвездном водороде в будущем вполне однозначный ответ: такие звездолеты с вещественными экранами и из-за колоссальных размеров заборников скорее всего никогда не будут построены [16]. Что касается использования физических полей для собирания межзвездного водорода, то есть создания полевых экранов, то этот вопрос еще нигде и никем не исследовался, но ясно, что и полевые экраны должны иметь колоссальные размеры из-за ничтожной концентрации межзвездного водорода [11], [16].

Таким образом релятивистская ракетодинамика, основанная на специальной теории относительности и на вытекающей из нее релятивистской механике, позволяет строго доказать, что реальные релятивистские ракеты, которые принципиально могут быть использованы в будущем для осуществления межзвездных перелетов к ближайшим звездам, должны иметь фантастически огромные стартовые массы, а реальные релятивистские и даже нерелятивистские реактивные аппараты на межзвездном водороде, предназначенные в будущем для тех же целей, должны иметь экраны или заборники поистине космических размеров, что приводит опять-таки к колоссальным стартовым массам. Поэтому с точки зрения современной науки релятивистские ракеты и релятивистские реактивные аппараты на межзвездном водороде или никогда не будут построены, или, так сказать, не являются перспективными в будущем для осуществления межзвездных перелетов, если, конечно, общество будущего признает межзвездные перелеты целесообразными.

Из сказанного выше можно сделать, по нашему мнению, два вывода. Во-первых, при рассмотрении вопроса об осуществимости межзвездных перелетов в будущем следует ориентироваться на нерелятивистские ракеты, скорости которых меньше  $0,1 c$ , то есть на длительные межзвездные перелеты в полном согласии со взглядами К. Э. Циолковского. Возможно, что также следует ориентироваться на сильно нерелятивистские реактивные аппараты на межзвездном водороде с полевыми экранами, но теория таких аппаратов пока отсутствует. Во-вторых, при рассмотрении вопроса об осуществимости межзвездных перелетов в будущем следует иметь в виду, что наука будущего может предложить какие-то новые физические принципы межзвездных и вообще космических полетов. Эти принципы могут быть как реактивными, так и нереактивными, о чем в свое время писал К. Э. Ци-

олковский [6], причем современная наука может даже и не подозревать о существовании подобных принципов [16].

Существуют ли в настоящее время какие-либо иные физические принципы космических и, в частности, межзвездных полетов, кроме принципа реактивной тяги, который часто называется просто реактивным принципом? Для межпланетных полетов один такой принцип хорошо известен. Это принцип солнечного паруса, основанный на использовании светового давления, который был известен еще К. Э. Циолковскому [6]. Из научной, а в основном из научно-популярной, научно-фантастической и даже просто фантастической литературы можно взять целый ряд идей, которые, по мнению их авторов, должны лежать в основе осуществления межзвездных перелетов в отдаленном будущем. Если подвергнуть эти идеи научному анализу, то по нашему мнению, подавляющее большинство из них должно сразу же быть отброшено, так как или противоречит твердо установленным законам природы в тех областях, где они применимы, или предполагает использование таких законов природы, которые неизвестны современной науке вообще. К первой группе идей относится довольно известная идея о возможности достижения звездолетами скоростей, превышающих скорость света в вакууме, то есть о возможности сверхсветовых скоростей макроскопических тел в обычном пространстве-времени. Ко второй группе идей относятся весьма известная идея о существовании в пространстве более коротких расстояний между двумя точками, чем отрезок прямой линии, а также идея об использовании физического вакуума в качестве источника энергии или даже топлива для звездолетов. Некоторые подобные идеи описаны и подвергнуты научной критике в [8], [12]. Одна из немногих научных идей в этой области — идея использования поляризации физического вакуума электрическим полем для создания звездолетов, отталкивающихся от поляризованного физического вакуума. Неприменимость этой идеи к созданию каких-либо космических кораблей показана в [8], хотя само существование поляризации физического (квантового) вакуума электрическим полем твердо установлено современной наукой.

Таким образом в настоящее время нет никаких физических принципов, которые с точки зрения современной науки могли бы привести в будущем к осуществлению межзвездных перелетов, кроме принципа реактивной тяги. По существ-

ву, остается в силе старая идея К. Э. Циолковского о нерелятивистских межзвездных перелетах. Наш окончательный вывод таков: вопрос об осуществимости межзвездных перелетов в будущем остается в целом открытым, но нерелятивистские межзвездные перелеты представляются осуществимыми пока только на реактивном принципе, а вопрос о целесообразности межзвездных перелетов будет, вероятнее всего, решен только обществом будущего.

Авторы выражают признательность профессору В. И. Сви-дерскому и доценту Э. Ф. Караваеву за обсуждение ряда вопросов, а также А. А. Ефимову за внимание к их работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Беккер. «Электронная теория», с. 354, ОНТИ, ГРОЛ, Ленинград — Москва, 1936.
2. В. Д. Шмидт-Отт. «Некоторые новые измерения в связи с доказательством справедливости специальной теории относительности», УФН, т. 96, вып. 3, сс. 519—529, 1968.
3. В. С. Барашенков. «Тахионы», УФН, т. 114, вып. 1, сс. 133—149, 1974.
4. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. «Теория поля», сс. 9—11, 33—34, ОГИЗ, ГИТТЛ, Москва — Ленинград, 1948.
5. Е. Зенгер. «К механике фотонных ракет», сс. 5—14, ИИЛ, Москва, 1958.
6. К. Э. Циолковский. Собрание сочинений, т. 2, сс. 139 и 260, с. 139, сс. 159 и 251, сс. 154—159, с. 251, изд. АН СССР, Москва, 1954.
7. Б. К. Федюшин. Труды IV Чтений памяти К. Э. Циолковского по секции «Проблемы ракетной и космической техники», сс. 48—55, Москва, 1972.
8. Б. К. Федюшин, С. И. Макарихин. Труды XI Чтений памяти К. Э. Циолковского, симпозиум «К. Э. Циолковский и научное прогнозирование», ИИЕТ АН СССР, Москва, в печати.
9. И. С. Шкловский. «Вселенная: жизнь, разум», сс. 256—259, изд. «Наука», ГРФМЛ, Москва, 1976.
10. Б. К. Федюшин, Э. Ф. Караваев. Доклад на XI Чтениях памяти К. Э. Циолковского по секции «К. Э. Циолковский и философские проблемы освоения космоса». Калуга, 1976.
11. Б. К. Федюшин. «Основы релятивистской ракетодинамики», депонент ВИНТИ № 2022—75 от 4 июля 1975 года.
12. Б. К. Федюшин. Сборник трудов ЛО ВАГО № 1, сс. 5—22, Ленинград, 1973.
13. В. П. Смилга. «Очевидное? Нет, еще неизведанное...», сс. 326—347, изд. ЦК ВЛКСМ «Молодая гвардия», Москва, 1966.
14. С. Хорнер. Сборник «Межзвездная связь», сс. 158—176, изд. «Мир», Москва, 1965.
15. R. W. Bussard. "Galactic Matter and Interstellar Flight", *Astronautica Acta*, vol. 6, pp. 179—194, 1960.
16. Б. К. Федюшин. Ежегодник «Будущее науки», вып. 1, сс. 109—118, изд. «Знание», Москва, 1966.

Б. К. Федюшин

#### К ВОПРОСУ О ПОСЕЩЕНИИ ЗЕМЛИ ИНОПЛАНЕТЯНАМИ

УДК 530.1

В статье показано, что посещение Земли инопланетянами в прошлом является исключительно маловероятным событием согласно современным научным данным о возможностях осуществления межзвездных перелетов.

*To the problem of a visit of the Earth by other planets inhabitants, by B. K. Fedjushin.* — In the article presented it is shown, that a visit of the Earth by other planets inhabitants in the past is extremely little probable from the point of view of up-to-date scientific data concerning the possibilities of interstellar flights.

Известная гипотеза о посещении Земли представителями высокоразвитой инопланетной цивилизации в геологической или в исторической древности, называемая обычно гипотезой о космических пришельцах, в настоящее время не только не предана забвению, но, наоборот, продолжает развиваться и находить новых сторонников и даже активных защитников как в нашей стране, так и за рубежом. Сторонники и противники гипотезы, как и полтора десятилетия тому назад, скрещивают на научных дискуссиях шпаги во имя отыскания и защиты научной истины, в горячих спорах рождаются и обсуждаются новые интересные идеи. Недавно на IX, X и XI Чтениях, посвященных разработке научного наследия и развитию идей К. Э. Циолковского, происходивших соответственно в 1974, 1975 и 1976 годах в столице космонавтики — Калуге, с большими докладами, посвященными гипотезе о космических пришельцах, выступили кандидат геолого-минералогических наук

В. И. Авинский [1], [2], являющийся, по нашему мнению, ее активным сторонником, а также кандидат физико-математических наук Б. К. Федюшин и кандидат философских наук Э. Ф. Караваев [3], подвергшие научной критике ее основные положения. Эти доклады вызвали оживленный обмен мнениями, в результате которого сторонники и противники гипотезы пришли к заключению, что гипотеза о космических пришельцах, во-первых, представляет собой не какую-то фантастическую, а вполне научную гипотезу, которая нуждается в строгом теоретическом обосновании и в надежном экспериментальном подтверждении, как и любая другая научная гипотеза, что, во-вторых, в настоящее время нет абсолютно никаких экспериментальных фактов и теоретических данных, которые однозначно подтверждали бы эту гипотезу, и что, в-третьих, ее теоретическое обоснование и особенно экспериментальная проверка должны вестись совершенно беспристрастно с привлечением новейших научных данных и научно-технических методов, использующих вычислительную технику. Кроме того, по мнению ряда участников дискуссий, эта гипотеза может использоваться, но с большой осторожностью, в качестве рабочей гипотезы при анализе некоторых памятников древности, на что указывал еще в 1961 году один из основателей гипотезы М. М. Агрест [4], [5].

В данной статье в полном согласии со сказанным выше обсуждается возможность посещения Земли инопланетянами в прошлом на основании современных научных данных об осуществимости межзвездных перелетов, без которых космический визит, разумеется, не мог бы состояться. При этом обоснованно считается, что на других планетах и на спутниках планет Солнечной системы никогда не было и нет высокоразвитых цивилизаций, в противном случае посещение Земли инопланетянами было бы возможным, так как осуществимость межпланетных перелетов в настоящее время не вызывает сомнений. Заметим, что последнее предположение имеет очень большую степень достоверности [5] и даже может считаться вообще достоверным в свете недавних исследований Венеры и Марса автоматическими межпланетными станциями. По нашему мнению, ученые все более и более склоняются к довольно грустной мысли о том, что человечество было и останется одиноким в Солнечной системе [6].

Краткое содержание гипотезы о космических пришельцах таково [3], [4], [5]. В геологической или в исторической древ-

ности Землю посетили представители высокоразвитой инопланетной цивилизации, прилетевшие на звездолете из другой планетной системы нашей Галактики. Таким образом допускается, что в нашей Галактике существовала или существует высокоразвитая цивилизация, разрешившая проблему межзвездных перелетов и, следовательно, намного опередившая современную земную цивилизацию по науке и технике. Если прилет состоялся в геологической древности, когда человеческого общества еще не существовало, то инопланетяне могли оставить на Земле или даже в Солнечной системе, например, на Луне, какие-то следы своего пребывания, которые могут быть обнаружены в настоящее время соответственно при геологических, палеонтологических, географических или астрономических изысканиях. Если же прилет состоялся в исторической древности, когда человеческое общество уже существовало, то инопланетяне должны были вступить в контакт с людьми, которые в ту далекую от нашего времени эпоху находились на низкой ступени цивилизации. Таким образом в данном случае имел место контакт между представителями высокоразвитой и малоразвитой цивилизаций со всеми вытекающими из него последствиями. Заметим, что в этом случае гипотеза о космических пришельцах часто называется гипотезой о палеоконтактах [1].

Строго говоря, при рассмотрении прилета в исторической древности допускается, что инопланетяне обязательно вступили в контакт с людьми. По нашему мнению, контакта инопланетян с людьми могло и не быть, так как прилетевшие на Землю представители высокоразвитой цивилизации несомненно могли изучать людей и их жизнь с помощью технических средств, оставаясь незамеченными. Это предположение можно обосновать тем, что высокоразвитые инопланетяне знали законы, по которым развивается общество разумных существ, и поэтому не хотели вмешиваться в развитие человеческого общества, а также в какой-то степени ускорять своим влиянием прогресс земной цивилизации. Таким образом проблема палеоконтактов является совершенно самостоятельной, потому что она не вытекает с необходимостью из гипотетического прилета инопланетян на Землю в историческую эпоху.

Инопланетные космонавты, посетившие Землю в исторической древности, могли, во-первых, оставить на Земле какие-то следы своего пребывания, например, космодромы, моглы, во-вторых, воздвигнуть на Земле какие-то памятники в честь своего прилета подобно альпинистам, покорившим но-

вую вершину. Эти следы и памятники могут быть обнаружены на Земле при различных изысканиях. Люди древности, вступившие в контакт с инопланетянами, могли воздвигнуть на Земле в память такого исключительного события, как прилет из космоса, какие-то архитектурные сооружения, например, храмы, изваять какие-то скульптуры, написать какие-то картины и вообще создать какие-то памятники материальной культуры связанные с космическим посещением Земли. Все эти памятники могут быть обнаружены на Земле при путешествиях или при археологических изысканиях, например, при раскопках. Наконец, люди древности, вошедшие в контакт с инопланетянами, могли отразить их прилет в памятниках духовной культуры, то есть в письменных памятниках и в так называемом словесном фольклоре — мифах, преданиях, сказаниях и т. п. Таким образом лингвистические и историко-филологические исследования памятников духовной культуры древности могут также повести к обнаружению следов космического посещения Земли.

Из сказанного выше следует, что различные изыскания на Земле и даже в Солнечной системе, а также тщательные исследования памятников материальной и духовной культуры древних народов, могут подтвердить гипотезу о посещении Земли представителями высокоразвитой инопланетной цивилизации в геологической или в исторической древности. Если гипотеза о космических пришельцах будет подтверждена, а для этого достаточно всего одного факта, например, находки какого-либо предмета, принадлежавшего инопланетянам, или реалистического изображения инопланетян, выполненного древними художниками, то тем самым будет доказана осуществимость межзвездных перелетов, так как по современным научным данным можно практически с достоверностью утверждать, что в Солнечной системе нигде нет и не было в прошлом разумной жизни и, тем более, высокоразвитых цивилизаций, кроме Земли [5]. Об этом уже говорилось.

С точки зрения диалектического материализма гипотеза о космических пришельцах имеет полное право на существование, так как она и материалистична, и атеистична. Нельзя отказать этой гипотезе в своеобразной красоте, потому что в ней контактируются или, как говорят, стыкуются, самые различные области науки от астрономии до лингвистики. Однако хорошо известно, что задачей науки является не только теоретическое обоснование, но и экспериментальная проверка

гипотез, то есть установление фактов, подтверждающих гипотезы. При этом авторы гипотез должны быть самыми строгими критиками своих любимых творений и всегда должны иметь мужество признать их несостоятельность под напором неопровержимых фактов. Это долг ученого [7].

В настоящее время гипотеза о космических пришельцах (к огорчению ее сторонников, к радости ее противников) не подтверждается никакими экспериментальными данными, никакими фактами, никакими находками. Точнее, в настоящее время не обнаружено каких-либо следов пребывания космических пришельцев на Земле и в Солнечной системе, каких-либо сооружений, воздвигнутых ими, а также нет ни одного памятника материальной культуры и ни одного памятника духовной культуры, которые строго определено и совершенно однозначно свидетельствовали бы о космическом посещении Земли в исторической древности и о палеоконтактах. Следует заметить, что к настоящему времени хорошо известен и изучен специалистами целый ряд памятников материальной культуры древних народов, которые, по мнению сторонников гипотезы о космических пришельцах, гораздо легче истолковать с космической точки зрения, чем с земной. Действительно, среди памятников материальной культуры древности имеются такие, которые, на первый взгляд, свидетельствуют о космических пришельцах и о палеоконтактах, особенно если у изучающего эти памятники человека имеются скрытые симпатии к гипотезе о космических пришельцах. К таким памятникам относятся, например, две каменные плиты с рельефными изображениями, закрывавшие одна за другой саркофаг верховного жреца или вождя древних майя, найденные в 1952 году при раскопках внутри пирамиды «Храма Надписей» в Паленке [8], [9], [10], глиняные и бронзовые фигурки «догу», изготовленные жителями древней Японии и похожие в ряде случаев, по мнению сторонников гипотезы о космических пришельцах, на антропоморфных инопланетных космонавтов в скафандрах [11], [12], так называемые «крылатые предметы» из древнеберингоморских могильников, напоминающие, по мнению сторонников гипотезы о космических пришельцах, летательные аппараты, на которых инопланетные гости летали в земной атмосфере, [13], [14] и т. п. К настоящему времени также хорошо известен и изучен специалистами целый ряд памятников духовной культуры древних народов, которые, по мнению сторонников гипотезы о космических пришельцах, очень легко объясняются «под космическим

углом зрения». Такими памятниками являются, например, миф об Этане [15], созданный древними жителями Двуречья — шумерами, библейский миф об Енохе [4], [5] и т. п.

Все эти памятники материальной и духовной культуры древности неоднократно изучались крупнейшими специалистами под чисто «земным углом зрения», а результаты их замечательных научных исследований подробно опубликованы. По нашему мнению [3], основанному на критическом изучении данных о многочисленных памятниках древности, все известные современной науке памятники материальной и духовной культуры древних народов имеют земное происхождение и могут быть истолкованы без привлечения гипотезы о космических пришельцах. Однако следует заметить, что многие специалисты, изучив какие-либо памятники древности и изложив полученные результаты в специальной литературе для своих коллег, не утруждают себя изложением результатов своих исследований в доступной для широкой общественности научно-популярной форме, не дают должного отпора космическому истолкованию этих памятников, то есть недостаточно энергично борются за торжество научной истины. Именно по этой причине доверчивая аудитория зачастую бывает очарована хорошо сформулированными и броскими наукообразными высказываниями сторонников гипотезы о космических пришельцах, а научные результаты, полученные специалистами после кропотливых и длительных исследований, остаются неизвестными широкой публике, остаются в тени. Необходимо подчеркнуть, что любая дискуссия по поводу гипотезы о космических пришельцах должна вестись строго научно и свободно, без всяких элементов администрирования, так как «человеческое мышление по своей природе не терпит ограничений» [5].

С философской точки зрения для подтверждения чисто земного происхождения памятников материальной и духовной культуры древности можно использовать одно положение, принадлежащее средневековому английскому схоластику Вильяму Оккаму и известное под названием «бритвы Оккама». Оно формулируется так: «не следует умножать число сущностей сверх необходимости» [16]. Применение этого положения к истолкованию происхождения памятников древности не нуждается в пояснениях, так как космическое происхождение памятников древности просто противоречит принципу Оккама, сразу же отсекается его острой и беспощадной бритвой. Однако, по нашему мнению, принцип Оккама сле-

дует применять к истолкованию происхождения памятников древности несколько осторожнее, чем в [16], так что из него следует только исключительно малая вероятность космического посещения Земли в исторической древности и палеоконтактов.

Как известно [17], великий основоположник космонавтики К. Э. Циолковский считал, что человечество постепенно исследует и освоит Солнечную систему, а затем перейдет к планомерному исследованию и освоению Галактики, причем освоение Солнечной системы будет связано с межпланетными перелетами, а освоение Галактики — с нерелятивистскими межзвездными перелетами. Заметим, что в трудах К. Э. Циолковского имеются отдельные высказывания, из которых следует, что он, по-видимому, не отрицал ни возможности релятивистских межзвездных перелетов, ни нерелятивных способов передвижения в космосе [17], хотя и считал реактивный способ главным. В своих поздних работах [18], подробно рассмотренных в [1], [2], К. Э. Циолковский выступает как сторонник существования могущественных инопланетных цивилизаций, которые не только овладели теорией межзвездных перелетов, но и практически осуществили их, так что могли в принципе посетить Землю в геологической и даже в исторической древности. Таким образом именно К. Э. Циолковский поставил гипотезу о космических пришельцах на научную основу, а М. М. Агрест в [4], подробно описавший возможные следствия из контактов инопланетян с древним человечеством и указавший на экспериментальные возможности проверки гипотезы, является одним из основателей ее современного варианта.

Ранее уже говорилось о том, что в Солнечной системе разумная жизнь и высокоразвитая цивилизация существовали и существуют только на Земле. Это предположение по современным научным данным имеет очень большую и все растущую степень достоверности, но, по нашему мнению, все же не может считаться в настоящее время окончательно доказанным. Так например, на Марсе в далеком прошлом могла существовать и разумная жизнь, и даже высокоразвитая цивилизация, погибшая по неизвестным причинам. Этот вопрос будет однозначно решен в предвидимом будущем и, по всей вероятности, отрицательно, когда на Марс придет с Земли научная экспедиция. Если на Марсе существовала когда-то высокоразвитая цивилизация, то ее представители могли посещать Землю, так как межпланетные перелеты возможны. По-

нашему мнению, основанному на изучении последних данных о Марсе, если такая цивилизация существовала, то это было очень давно, так что ее представители могли посещать Землю только в геологической древности. Совершенно ясно, что в предвидимом будущем все небесные тела Солнечной системы подвергнутся исследованию или автоматическими межпланетными станциями, или космонавтами, так что вопрос о существовании в прошлом на планетах Солнечной системы разумной жизни и высокоразвитых цивилизаций будет решен раз и навсегда. По нашему мнению, совпадающему с мнением крупных ученых [5], [6], будет решен отрицательно.

Существование высокоразвитых галактических цивилизаций с точки зрения современной науки представляется вероятным, но строго не доказано [5], [6], [19]. В настоящее время в нашей Галактике не обнаружено ни одного явления, которое можно было бы с достоверностью приписать деятельности каких-то разумных существ, достигших высокого уровня развития. Также не обнаружено никаких электромагнитных сигналов, посылаемых в космос инопланетянами [5], [19]. Предположим, что где-то в глубинах Галактики на одной из планет имеется высокоразвитая цивилизация, которая сначала освоила свою планету и околопланетное космическое пространство, потом свою планетную систему, а затем избрала Солнечную систему и, в частности, Землю в качестве объекта для космической научной экспедиции. При этом предполагается также, что инопланетяне решили проблему межзвездных перелетов и все связанные с ней принципиальные и технические трудности. Тогда можно высказать мнение, что Земля в прошлом посещалась представителями высокоразвитой инопланетной цивилизации, причем могли быть и палеоконтакты.

Проанализируем теперь все сделанные предположения. Во-первых, разумная жизнь во Вселенной представляет несомненно редчайшее явление [5], [6], так как вероятность эволюции жизни от одноклеточных микроорганизмов до предразумных форм является по современным научным оценкам очень малой величиной. Это связано с тем, что закономерный процесс эволюции жизни от низших форм к высшим может быть случайно нарушен, а также ускорен или замедлен, воздействием каких-либо внешних факторов. Так например, по данным палеонтологии появление обезьяноподобных предков

человека связано с тем, что в меловом периоде произошло быстрое вымирание наземных динозавров, причины которого пока дискуссионны, но это быстрое вымирание обеспечило господство млекопитающих на Земле и их беспрепятственную эволюцию, приведшую в конце концов к появлению наших обезьяноподобных предков. Итак, какие-то внешние факторы, вызвавшие быстрое вымирание наземных динозавров, ускорили, а, может быть, сделали возможным появление предразумных форм жизни на Земле. Но ведь этих внешних факторов могло и не быть.

Во-вторых, для непрерывного прогресса цивилизации ее непрерывная космическая экспансия, предложенная К. Э. Циолковским, в настоящее время представляется совсем не обязательной [5]. Освоение космоса является, по нашему мнению, только одним из возможных направлений общественного прогресса, но безусловно не единственным [20]. Таким образом точка зрения К. Э. Циолковского на освоение космоса как на необходимое для общественного прогресса мероприятие должна в настоящее время рассматриваться как дискуссионная. Вполне мыслима высокоразвитая цивилизация, не занимающаяся освоением космоса, а осваивающая только околопланетное космическое пространство, представляющее единое целое с самой планетой, с ее биосферой. Но если имеется высокоразвитая цивилизация, которая осуществляет непрерывную космическую экспансию, то с точки зрения современной физики и астрономии совершенно непонятно и необъяснимо почему эта цивилизация выбрала именно Солнечную систему в качестве объекта для межзвездной научной экспедиции. Какие физические или астрономические методы, неведомые нам пока, заставили инопланетных ученых отдать предпочтение Солнечной системе, расположенной на периферии нашей Галактики, перед миллиардами таких же планетных систем, существующих по современным научным данным в нашей Галактике [4], [5], [19], помогли обнаружить в Солнечной системе нечто особенное и достойное сложнейшей научной экспедиции, несмотря на расстояние, исчисляемое минимум несколькими световыми годами? На все эти вопросы мы не можем пока дать, по нашему мнению, никакого сколько-нибудь удовлетворительного ответа.

В-третьих, современная наука не может ответить положительно на вопрос об осуществимости релятивистских межзвездных перелетов [21]. Релятивистская ракетодинамика доказывает, что релятивистские ракеты всех типов должны

иметь колоссальные стартовые массы, так что для этих ракет технические трудности конструирования перерастают в трудности принципиальные [5], [21], а релятивистские реактивные аппараты, использующие межзвездный водород, должны иметь экраны или заборники поистине фантастических размеров [21], [22], [23]. Каких-либо неактивных способов передвижения в космосе, тем более релятивистских, современная наука предложить пока не может [20], а космические полеты со скоростями, превышающими скорость света в вакууме, современная физика считает принципиально неосуществимыми, так как они противоречат теории относительности, основанной на незыблемых экспериментальных фактах. Таким образом в настоящее время приходится ориентироваться на старую идею К. Э. Циолковского, упомянутую выше, о нерелятивистских межзвездных перелетах на реактивном принципе. Эти перелеты должны быть чрезвычайно длительными, так как межзвездные расстояния составляют как минимум нескольких световых лет. Если межзвездный перелет предполагается нерелятивистским, то, по нашему мнению, космическая научная экспедиция в значительной степени потеряет свою ценность для инопланетной цивилизации из-за своей продолжительности. По современным научным данным нерелятивистские и, тем более, релятивистские межзвездные перелеты должны быть сопряжены с огромными трудностями [5] [21], [22], [23], если эти перелеты основаны на реактивном принципе, так что их осуществление какими-либо высококоразвитыми галактическими цивилизациями представляется исключительно маловероятным, почти невероятным с точки зрения существующей на Земле цивилизации конца XX века. Заметим, что высококоразвитым галактическим цивилизациям, если конечно, они существуют, могут быть известны какие-то пока неизвестные нам способы передвижения в космосе, поиск которых, по нашему мнению, представляет большой интерес для науки предвидимого будущего [23].

Из всего изложенного ясно, что по современным научным данным и, в частности, с точки зрения современной теории межзвездных перелетов космическое посещение Земли в геологической и, тем более, в исторической древности исключительно маловероятно, но все же не может считаться принципиально невозможным. Поэтому гипотеза о космических пришельцах является хотя и научной, но исключительно маловероятной гипотезой, так что ее экспериментальное подтверждение тоже чрезвычайно маловероятно в полном согласии с из-

ложенными выше теоретическими соображениями. Если же сторонники гипотезы о космических пришельцах пытаются искать факты, подтверждающие гипотезу, то, по сказанному ранее, это следует производить с исключительной тщательностью и добросовестностью во имя торжества не гипотезы о космических пришельцах, а научной истины.

Автор выражает благодарность профессору В. И. Свицерскому за обсуждение ряда философских вопросов, а также кандидатам физико-математических наук В. А. Бронштэну и А. А. Ефимову за внимание.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Авинский. Труды IX Чтений памяти К. Э. Циолковского по секции «К. Э. Циолковский и философские проблемы освоения космоса», сс. 29—38, ИИЕТ АН СССР, Москва, 1975.
2. В. И. Авинский. Доклад на X Чтениях памяти К. Э. Циолковского по секции «К. Э. Циолковский и философские проблемы освоения космоса», Калуга, 1975.
3. Б. К. Федюшин, Э. Ф. Караваев. Доклад на XI Чтениях памяти К. Э. Циолковского по секции «К. Э. Циолковский и философские проблемы освоения космоса», Калуга, 1976.
4. М. М. Агрест. Сборник «На суше и на море», сс. 528—542, ГИГЛ, Москва, 1961.
5. И. С. Шкловский. «Вселенная, жизнь, разум», изд. «Наука», ГРФМЛ, Москва, 1976.
6. «Земля и Вселенная», № 4, сс. 68—71, Москва, 1976.
7. «Наука и жизнь», № 4, сс. 38—43, 132, Москва, 1965.
8. Ч. Галленкамп. «Майя», изд. «Наука», Москва, 1966.
9. Р. В. Кинжалов. «Искусство древних майя», изд. «Искусство», Ленинград, 1968.
10. «Техника — молодежи», № 1, сс. 34—36, Москва, 1968.
11. Иэнага Сабуро. «История японской культуры», изд. «Прогресс», Москва, 1972.
12. «Техника — молодежи», № 1, сс. 22—25, Москва, 1967.
13. С. А. Арутюнов, Д. А. Сергеев. «Древние культуры азиатских эскимосов», изд. «Наука», Москва, 1969.
14. «Знания та праця», № 11, сс. 18—20. Киев, 1974.
15. Д. Г. Редер. «Мифы и легенды древнего Двуречья», изд. «Наука», Москва, 1965.
16. Е. И. Парнов. «Фантастика в век НТР», изд. «Знание», Москва, 1974.
17. Б. К. Федюшин. Труды IV Чтений памяти К. Э. Циолковского по секции «Проблемы ракетной и космической техники», сс. 48—55, Москва, 1972.
18. К. Э. Циолковский. «Воля Вселенной. Неизвестные разумные силы», Калуга, 1928.
19. Сборник «Внеземные цивилизации», изд. АН АрмССР, Ереван, 1965.
20. Б. К. Федюшин, С. И. Макарихин. Труды XI Чтений памяти К. Э. Циолковского, симпозиум «К. Э. Циолковский и научное прогнозирование», ИИЕТ АН СССР, Москва, в печати.

21. Б. К. Федюшин. «Основы релятивистской ракетодинамики», депонент ВИНТИ № 2022—75 от 4 июля 1975 года.
22. R. W. Bussard. *Astronautica Acta*, vol. 6, pp. 179—194, 1960.
23. Б. К. Федюшин. Ежегодник «Будущее науки», вып. 1, сс. 109—118, изд. «Знание», Москва, 1966.

И. Я. Голуб, Л. С. Хренов

## ПОСТОЯННЫЙ КАЛЕНДАРЬ

УДК 529.03

В статье рассматривается предложенная авторами формула и таблицы, позволяющие определять дни недели для любой прошедшей и будущей календарной даты.

*Permanent Calendar, by I. Ya. Golub and L. S. Khrenov. — A formula and tables for determining days of the week for any date of the calendar are suggested.*

В основу современного календаря положен тропический год — промежуток времени между двумя последовательными прохождением центра Солнца через точку весеннего равноденствия. Величина тропического года во времени изменяется очень медленно; в наше время в каждое столетие на 0,53 секунды. Если принять тропический год

$$T = 365,2422 \text{ суток,}^1$$

то в этом случае погрешность в одни сутки будет лишь через 100 000 лет.

Современный Григорианский календарь, являясь достаточно точным, имеет существенные недостатки по своей структуре, что вызвано, например, разным числом дней в годах и ме-

<sup>1</sup> В октябре 1960 года в Париже состоялась XI Генеральная конференция по мерам и весам, принявшая международную систему единиц — СИ. В соответствии с этой системой, секунда, как основная единица времени принята равной  $1/3155\,6925,9747$  часть тропического года для начала 1900 года. Следовательно, тропический год  $T$  составляет

$$T = 3155\,6925,9747 : (24 \times 60 \times 60) = 365,242\,199 \text{ суток.}$$

сяцах, а отсюда и несогласованность между числами месяца и днями недели, как в пределах одного года, так и в различных годах. Все это в значительной степени усложняет определение дня недели календарных дат. А такие определения крайне необходимы не только при изучении истории или определении знаменательных дат, но в других самых различных случаях, когда возникает необходимость установления дня недели известных прошедших или намечающихся дат: например, при расчете числа рабочих дней в году, при планировании различных мероприятий, при ведении следствий, составлении графиков и расписаний и т. п.

Для решения таких задач как в СССР, так и в других странах, пользуются так называемыми постоянными табличными календарями или календарными формулами. Однако многие формулы [5, 8, 10, 14, 16] действительны только для нового стиля и не позволяют непосредственно определять день недели календарных дат событий, имевших место в России до 1918 года, когда был принят старый стиль. Одни из них принимают за первый день недели — воскресенье (Вс) [4, 7, 16, 17], а другие — понедельник (Пн) [5, 8, 10, 11, 14, 15]; некоторые формулы и таблицы краткосрочны, а иногда включают данные только для одного года [13]. Большинство формул [4, 7, 9, 17] из-за своей сложности исключают возможность их запоминания. Для некоторых формул требуется подсчитывать количество дней, прошедших от начала года до заданной даты [4, 9, 10], а в других — для каждого месяца — свой коэффициент [7, 17]. Некоторые табличные календари имеют большое число таблиц [3]. Все это усложняет пользование такими календарными формулами и таблицами.

Ниже приводится формула<sup>1</sup> и таблицы<sup>1</sup>, по которым можно легко определять дни недели для любой прошедшей и будущей календарной даты.

Если допустить, что в первом после високосного (вис) года 1-е января приходится на первый день недели, то для января такого года порядковый день недели  $d$  можно было бы определять как остаток от деления календарного числа  $Q$  месяца на семь, т. е. по формуле:

$$d = \left| \frac{Q}{7} \right|. \quad (1)$$

<sup>1</sup> Разработаны И. Я. Голуб.

<sup>2</sup> Здесь и в дальнейшем остатки от целочисленного деления чисел, например,  $a$  на  $v$  — будем обозначать как  $!a : v!$ .

А так как в январе 31 день, то день недели 1 февраля в таком году сдвинется вперед на три единицы и календарная формула для февраля примет вид:

$$d = \left| \frac{Q+3}{7} \right| \quad (2)$$

В табл. 1 приведены сдвиги  $M$  по месяцам дней недели, которые произойдут из-за неравного числа дней в каждом месяце.

Таблица 1

Месяцы	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
$M$	0	3	3	6	1	4	6	2	5	0	3	5

Следовательно, учитывая значения календарного числа  $Q$  и сдвиги  $M$ , календарная формула для указанного года примет вид:

$$d = \left| \frac{Q+M}{7} \right|. \quad (3)$$

Так как в простом (пр) году 52 недели и один день, то для второго простого (после високосного) года, формула (3) будет такой:

$$d = \left| \frac{Q+M+1}{7} \right|, \quad (4)$$

а для третьего —

$$d = \left| \frac{Q+M+2}{7} \right|. \quad (5)$$

Следующий (четвертый) год будет високосным, т. е. в феврале будет 29 дней, поэтому для него календарная формула примет вид:

для января и февраля

$$d = \left| \frac{Q+M+3}{7} \right|, \quad (6)$$

а для марта — декабря

$$d = \left| \frac{Q+M+4}{7} \right|. \quad (7)$$

Если формулу (6) переписать в следующем виде

$$d = \left\lfloor \frac{Q + (M - 1) + 4}{7} \right\rfloor, \quad (8)$$

то она от формулы (7) будет отличаться только тем, что сдвиг  $M$  по месяцам уменьшен на единицу. Для того, чтобы формула (7) стала пригодной для всех месяцев високосного года, введем в табл. 1 уменьшенные на единицу значения  $M$  для января и февраля високосного года (табл. 2).

Таблица 2

Месяцы	I		II		III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
	пр.	вис.	пр.	вис.										
$M$	0	6	3	2	3	6	1	4	6	2	5	0	3	5

Далее упростим табл. 2, объединив повторяющиеся значения  $M$  для месяцев III и XI, IV и VII и IX и XII (табл. 3).

Таблица 3

Месяцы	I		II		III и XI	IV и VII	V	VI	VIII	IX и XII	X
	пр.	вис.	пр.	вис.							
$M$	0	6	3	2	3	6	1	4	2	5	0

Учитывая, что для следующих 4-х лет сдвиг дней недели по годам будет происходить по такому же порядку, составим таблицу сдвигов  $A$  дней недели по годам ( $J$ )<sup>1</sup> на 56 лет (табл. 4).

Из табл. 4 следует, что сдвиг  $A$  по годам повторяется через каждые 28 лет, а также, что для високосных лет  $J_v$  сдвиг

$$A_v = \left\lfloor \frac{5(J_v : 4) - 1}{7} \right\rfloor,$$

а для простых  $J_n$  сдвиг

$$A_n = \left\lfloor \frac{[5(J_v : 4) - 1] + (J_n - J_v)}{7} \right\rfloor = \left\lfloor \frac{J_n + (J_v : 4) - 1}{7} \right\rfloor,$$

<sup>1</sup>  $J$  — полный порядковый номер года.

где  $J_v$  ближайший меньший високосный год, а так как

$$J_v : 4 = [J_n : 4]^{1)}$$

то общей формулой сдвига будет:

$$A = \left\lfloor \frac{J + [J : 4] - 1}{7} \right\rfloor \quad (9)$$

Для упрощения формулы (9) уменьшим на единицу приведенные в табл. 3 значения сдвигов  $M$  по месяцам (табл. 5). При этих условиях формула (9) примет вид:

$$A = \left\lfloor \frac{J + [J : 4]}{7} \right\rfloor \quad (10)$$

Таблица 4

Годы $J$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Сдвиги $A$	0	1	2	4	5	6	0	2	3	4	5	0	1	2	3	5	6	0
Годы $J$	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32				
Сдвиги $A$	1	3	4	5	6	1	2	3	4	6	0	1	2	4				
Годы $J$	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46				
Сдвиги $A$	5	6	0	2	3	4	5	0	1	2	3	5	6	0				
Годы $J$	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56								
Сдвиги $A$	1	3	4	5	6	1	2	3	4	6								

Таблица 5

Месяцы	I		II		III и XI	IV и VII	V	VI	VIII	IX и XII	X
	пр.	вис.	пр.	вис.							
Сдвиги $M$	6	5	2	1	2	5	0	3	1	4	6

<sup>1</sup> Здесь и в дальнейшем целая часть от деления одного числа  $a$  на другое  $b$ , будем обозначать как  $[a : b]$ .

В формуле (10) полный порядковый номер года  $J$ , для нашего времени, выражающийся четырехзначными числами, например 1976, усложняет вычисление сдвига  $A$ .

Если написать четырехзначное число года  $J$  как

$$J = 1000a + 100b + 10c + d,$$

тогда

$$[J : 4] = 250a + 25b + [(10c + d) : 4],$$

а

$$J + [J : 4] = 1000a + 100b + 10c + d + 250a + 25b + [(10c + d) : 4] = 1250a + 125b + (10c + d) + [(10c + d) : 4].$$

А так как

$$\begin{aligned} \left| \frac{1250a + 125b}{7} \right| &= \left| \frac{178 \cdot 7a + 4a + 17 \cdot 7b + 6b}{7} \right| = \left| \frac{4a + 6b}{7} \right| = \\ &= \left| \frac{(14a - 10a) + (7b - b)}{7} \right| = - \left| \frac{10a + b}{7} \right|, \end{aligned}$$

следовательно,

$$\left| \frac{J + [J : 4]}{7} \right| = \left| \frac{10c + d + [(10c + d) : 4] - (10a + b)}{7} \right|.$$

А так как  $10a + b = C$  — число полных прошедших столетий, например для 1976 года  $C = 10 \cdot 1 + 9 = 19$ , а  $10c + d = D$  — порядковый номер года в столетии, например, для 1976 года  $D = 10 \cdot 7 + 6 = 76$ , то при этих условиях формула сдвига  $A$  по годам может быть выражена в следующем виде:

$$A = \left| \frac{D + [D : 4] - C}{7} \right| \quad (11)$$

В этой формуле  $C$  и  $D$  — двухзначные целые числа. В дальнейшем во всех вычислениях будем подставлять в формулу равноостаточные по модулю 7 числа от «0» до «6» [2], например, вместо 15 — 1, вместо 27 — 6 и т. п.

Следует иметь в виду, что при пользовании формулой (11) могут получаться отрицательные значения сдвига  $A$ . В таких случаях их необходимо заменить дополнениями до модуля 7, например, вместо (−6) принимать (+1). В дальнейшем при определении сдвига  $A$ , будем пользоваться более простой формулой (11).

Таким образом, если бы в первом году нашей хронологической эры начало года приходилось на день недели под номером «1», то день недели любой календарной даты по старому стилю можно было бы определять по формуле:

$$d = \left| \frac{Q + M + A}{7} \right| \quad (12)$$

где  $Q$  — календарное число месяца,  $M$  — сдвиг дней по месяцам, получаемый по таблице 5,  $A$  — сдвиг дней по годам, определяемый по формуле (11).

Теперь остается согласовать календарную формулу (12) с принятым в действующем календаре началом отсчета. В литературе встречаются два варианта нумерации дней недели. По одному из них за первый день недели принято воскресенье, по другому — понедельник.

В соответствии с решением Международной организации стандартов<sup>1</sup> нами принимается за первый день недели — понедельник; при этом условии дни недели будут иметь следующие номера (табл. 6):

Таблица 6

№№ дней недели						
Пн.	Вт.	Ср.	Чт.	Пт.	Сб.	Вс.
1	2	3	4	5	6	0

Для привязки таблицы сдвигов  $M$  по месяцам к действующему календарю возьмем какую-нибудь дату по старому стилю, для которой день недели нам известен, например, 9 января 1905 года («Кровавое воскресенье») и определим значение  $M$  для января.

Для этой даты имеем:

$$d = 0$$

$$Q = |9 : 7| = 2$$

$$A = \left| \frac{5 + [5 : 4] - 5}{7} \right| = 1.$$

Подставляя эти значения в формулу (12) получим:

$$Q = \left| \frac{Q + M + A}{7} \right| = \left| \frac{M + 3}{7} \right|,$$

откуда  $M = 4$ .

<sup>1</sup> Резолюция № 2014 и 2015.

Зная значения  $M$  для января, на основании табл. 5, можно определить значения  $M$  и для остальных месяцев (табл. 7).

Таблица 7

Месяцы, годы	I		II		III— XI	IV— VII	V	VI	VIII	IX— XII	X
	Пр.	Вис.	Пр.	Вис.							
$M$	4	3	0	6	0	3	5	1	6	2	4

Итак, окончательно день недели любой календарной даты по старому стилю может быть определен по формуле (12), при этом необходимо  $M$  (сдвиг по месяцам) выбирать из табл. 7, а  $A$  (сдвиг по годам) определять по формуле (11).

И наконец, остается ввести в календарную формулу для старого стиля поправки, делающие ее пригодной для нового стиля.

Как известно, новый стиль отличается от старого тем, что все вековые годы, кроме тех число столетий  $C$  которых делится на 4 (например, 1600, 2000, 2400 и т. п.) считаются не високосными, а простыми, другими словами, каждое столетие, кроме тех, для которых  $C : 4 \neq 0$ , день недели получает номер на единицу меньший.

С учетом поправки  $P$  по столетиям календарная формула для дат по новому стилю примет вид

$$d = \left| \frac{Q + M + A + P}{7} \right|. \quad (13)$$

Для определения значений поправок  $P$  по столетиям для нового стиля будем исходить из того, что при реформе юлианского календаря было принято — следующую после четверга 4 октября 1582 года, пятницу, считать 15 октября.<sup>1</sup>

Для пятницы 15 октября 1582 года

$$d = 5, \quad Q = 1, \quad M = 4, \quad A = \left| \frac{5 + 6 - 1}{7} \right| = 3.$$

Подставляя эти значения в формулу (13), мы получим

$$5 = \left| \frac{1 + 4 + 3 + P}{7} \right| = P + 1,$$

откуда  $P = 4$ .

<sup>1</sup> БСЭ, 1951, т. 19, с. 404.

Таким образом для XVI века ( $C=15$ ), поправка  $P=4$ . Поскольку 1600 год является високосным и по новому стилю, то в XVII веке сохранится поправка  $P=4$ . А так как 1700 год будет снова простым, то в XVIII веке поправка  $P=3$  и т. д. Из табл. 8, в которой приведены поправки, начиная с XV века ( $C=14$ ) на 56 лет, видно, что поправки  $P$  по столетиям повторяются через каждые 28 столетий.

Таблица 8

$C$	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31		
$P$	5	4	4	3	2	1	1	0	6	5	5	4	3	2	2	1	0	6		
$C$	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49		
$P$	6	5	4	3	3	2	1	0	0	6	5	4	4	3	2	1	1	0		
$C$	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69
$P$	6	5	5	4	3	2	2	1	0	6	6	5	4	3	3	2	1	0	0	6

Для определения поправки  $P$  по столетиям можно также пользоваться формулой:

$$P = \left| \frac{30 - C + [C : 4]}{7} \right|. \quad (14)$$

При получении по формуле (14) отрицательных значений для  $P$  принимается дополнение до 7. Так, например, для  $C=42$  имеем:

$$P = \left| \frac{30 - 42 + [42 : 4]}{7} \right| = -2 \text{ или } „+5“ \text{ (см. табл. 8).}$$

Из сопоставления формул (12) и (13) видно, что формула (13) для нового стиля может служить также и для старого стиля при постоянном значении поправки  $P=0$ .

$$d = \left| \frac{Q + M + A + P}{7} \right|.$$

Здесь  $Q$  — календарное число месяца,  $M$  — сдвиг дней недели по месяцам, выбирается из табл. 7,  $A$  — сдвиг дней недели по годам, подсчитывается по формуле (11) и  $P$  — поправка по столетиям, для старого стиля постоянная, равная нулю, а для нового выбирается из табл. 8 или определяется по формуле (14).

Примечание: для нашего XX и будущего XXI веков ( $C = 19$  и  $20$ )  $P = 1$ .

На основании календарной формулы (13) нами составлены таблицы готовых значений  $\left| \frac{M + A + P}{7} \right|$  (приложение 1—2),

для старого стиля от начала нашей хронологической эры до XXI века включительно, а для нового стиля от XIII до XXV веков, пользуясь которыми можно легко определять день недели календарных дат в пределах указанных периодов.

Примеры определения дней недели по календарной формуле (13)

Дата	$Q$	$M$ (табл. 7)	$A$ (формула 11)	$P$ (табл. 8)	$d$ (формула 13)	День недели	Литература, где указан день недели
С т а р ы й   с т и л ь							
4 октября 1582 г.	4	4	$\left  \frac{5+6-1}{7} \right  = 3$	0	$\left  \frac{4+4+3}{7} \right  = 4$	Чт.	БСЭ, 1951 г. т. 19, ст. 404
9 января 1905 г.	2	4	$\left  \frac{5+1-5}{7} \right  = 1$	0	$\left  \frac{2+4+1}{7} \right  = 0$	Вс.	История России "Кровавое воскресенье"
Н о в ы й   с т и л ь							
15 октября 1582 г.	4	4	$\left  \frac{5+6-1}{7} \right  = 3$	4	$\left  \frac{1+4+3+4}{7} \right  = 5$	Пт.	БСЭ, 1951 г. т. 19, ст. 404
9 мая 1945 г.	2	5	$\left  \frac{3+4-5}{7} \right  = 2$	1	$\left  \frac{2+5+2+1}{7} \right  = 3$	Ср.	История СССР "День Победы"

Таблица значений  $\frac{M+A}{7}$  для юлианского календаря (старого стиля)

601—700 1301—1400		1—100 701—800 1401—1500		101—200 801—900 1501—1600		201—300 901—1000 1601—1700		301—400 1001—1100 1701—1800		401—500 1101+1200 1801—1900		501—600 1201—1300 1901—2000		$\frac{M+A}{7}$		для месяцев																							
годы (последние две цифры)														I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII														
97	13	41	69	25	53	81	93	09	37	65	21	49	77	89	05	33	61	17	45	73	01	29	57	85	0	3	3	6	1	4	6	2	5	0	3	5			
98	14	42	70	26	54	82	94	10	38	66	22	50	78	90	06	34	62	18	46	74	02	30	58	86	1	4	4	0	2	5	0	3	6	1	4	6			
99	15	43	71	27	55	83	95	11	39	67	23	51	79	91	07	35	63	19	47	75	03	31	59	87	2	5	5	1	3	6	1	4	0	2	5	0			
00	16	44	72	28	56	84	96	12	40	68	24	52	80	92	08	36	64	20	48	76	04	32	60	88	3	6	0	3	5	1	3	6	2	4	0	2			
01	17	45	73	01	29	57	85	97	13	41	69	25	53	81	93	09	37	65	21	49	77	05	33	61	89	5	1	1	4	6	2	4	0	3	5	1	3		
02	18	46	74	02	30	58	86	98	14	42	70	26	54	82	94	10	38	66	22	50	78	06	34	62	90	6	2	2	5	0	3	5	1	4	6	2	4		
03	19	47	75	03	31	59	87	99	15	43	71	27	55	83	95	11	39	67	23	51	79	07	35	63	91	0	3	3	6	1	4	6	2	5	0	3	5		
04	20	48	76	04	32	60	88	00	16	44	72	28	56	84	96	12	40	68	24	52	80	08	36	64	92	1	4	5	1	3	6	1	4	0	2	5	0		
05	21	49	77	05	33	61	89	01	17	45	73	01	29	57	85	97	13	41	69	25	53	81	09	37	65	93	3	6	6	2	4	0	2	5	1	3	6	1	
06	22	50	78	06	34	62	90	02	18	46	74	02	30	58	86	98	14	42	70	26	54	82	10	38	66	94	4	0	0	3	5	1	3	6	2	4	0	2	
07	23	51	79	07	35	63	91	03	19	47	75	03	31	59	87	99	15	43	71	27	55	83	11	39	67	95	5	1	1	4	6	2	4	0	3	5	1	3	
08	24	52	80	08	36	64	92	04	20	48	76	04	32	60	88	00	16	44	72	28	56	84	12	40	68	96	6	2	3	6	1	4	6	2	5	0	3	5	
09	25	53	81	09	37	65	93	05	21	49	77	05	33	61	89	01	17	45	73	01	29	57	85	13	41	69	97	1	4	4	0	2	5	0	3	6	1	4	6
10	26	54	82	10	38	66	94	06	22	50	78	06	34	62	90	02	18	46	74	02	30	58	86	14	42	70	98	2	5	5	1	3	6	1	4	0	2	5	0
11	27	55	83	11	39	67	95	07	23	51	79	07	35	63	91	03	19	47	75	03	31	59	87	15	43	71	99	3	6	6	2	4	0	2	5	1	3	6	1
12	28	56	84	12	40	68	96	08	24	52	80	08	36	64	92	04	20	48	76	04	32	60	88	16	44	72	00	4	0	1	4	6	2	4	0	3	5	1	3
01	29	57	85	13	41	69	97	09	25	53	81	09	37	65	93	05	21	49	77	05	33	61	89	17	45	73	01	6	2	2	5	0	3	5	1	4	6	2	4
02	30	58	86	14	42	70	98	10	26	54	82	10	38	66	94	06	22	50	78	06	34	62	90	18	46	74	02	0	3	3	6	1	4	6	2	5	0	3	5
03	31	59	87	15	43	71	99	11	27	55	83	11	39	67	95	07	23	51	79	07	35	63	91	19	47	75	03	1	4	4	0	2	5	0	3	6	1	4	6
04	32	60	88	16	44	72	00	12	28	56	84	12	40	68	96	08	24	52	80	08	36	64	92	20	48	76	04	2	5	6	2	4	0	2	5	1	3	6	1
05	33	61	89	17	45	73	01	13	29	57	85	13	41	69	97	09	25	53	81	09	37	65	93	21	49	77	05	4	0	0	3	5	1	3	6	2	4	0	2
06	34	62	90	18	46	74	02	14	30	58	86	14	42	70	98	10	26	54	82	10	38	66	94	22	50	78	06	5	1	1	4	6	2	4	0	3	5	1	3
07	35	63	91	19	47	75	03	15	31	59	87	15	43	71	99	11	27	55	83	11	39	67	95	23	51	79	07	6	2	2	5	0	3	5	1	4	6	2	4
08	36	64	92	20	48	76	04	16	32	60	88	16	44	72	00	12	28	56	84	12	40	68	96	24	52	80	08	0	3	4	0	2	5	0	3	6	1	4	6
09	37	65	93	21	49	77	05	17	33	61	89	17	45	73	01	13	29	57	85	13	41	69	97	25	53	81	09	2	5	5	1	3	6	1	4	0	2	5	0
10	38	66	94	22	50	78	06	18	34	62	90	18	46	74	02	14	30	58	86	14	42	70	98	26	54	82	10	3	6	6	2	4	0	2	5	1	3	6	1
11	39	67	95	23	51	79	07	19	35	63	91	19	47	75	03	15	31	59	87	15	43	71	99	27	55	83	11	4	0	0	3	5	1	3	6	2	4	0	2
12	40	68	96	24	52	80	08	20	36	64	92	20	48	76	04	16	32	60	88	16	44	72	00	28	56	84	12	5	1	2	5	0	3	5	1	4	6	2	4

1. Для определения дня недели  $d$  — необходимо к значению  $\frac{M+A}{7}$  прибавить календарное число  $Q$  — остаток от деления полученного числа на 7 даст день недели  $d$ . Нумерация дней недели см. табл. 6.
2. Число столетий можно заменять меньшим или большим на 7 числом.

Новый стиль

Годы (последние две цифры)				M + A + P 7							для месяцев					
1201 — 1300	1301 — 1400	1401 — 1500	1501 — 1600	—	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	
1601 — 1700	1701 — 1800	1801 — 1900	1901 — 2000													
2001 — 2100	2101 — 2200	2201 — 2300	2301 — 2400													
97	13	41	69	93	09	37	65	89	05	33	61	01	29	57	85	1 4 4 0 2 5 0 3 6 1 4 6
98	14	42	70	94	10	38	66	90	06	34	62	02	30	58	86	2 5 5 1 3 6 1 4 0 2 5 0
99	15	43	71	95	11	39	67	91	07	35	63	03	31	59	87	3 6 6 2 4 0 2 5 1 3 6 1
	16	44	72	96	12	40	68	92	08	36	64	04	32	60	88	4 0 1 4 6 2 4 0 3 5 1 3
	17	45	73	97	13	41	69	93	09	37	65	05	33	61	89	6 2 2 5 0 3 5 1 4 6 2 4
	18	46	74	98	14	42	70	94	10	38	66	06	34	62	90	0 3 3 6 1 4 6 2 5 0 3 5
	19	47	75	99	15	43	71	95	11	39	67	07	35	63	91	1 4 4 0 2 5 0 3 6 1 4 6
	20	48	76		16	44	72	96	12	40	68	08	36	64	92	2 5 6 2 4 0 2 5 1 3 6 1
00	21	49	77		17	45	73	97	13	41	69	09	37	65	93	4 0 0 3 5 1 3 6 2 4 0 2
	22	50	78		18	46	74	98	14	42	70	10	38	66	94	5 1 1 4 6 2 4 0 3 5 1 3
	23	51	79		19	47	75	99	15	43	71	11	39	67	95	6 2 2 5 0 3 5 1 4 6 2 4
	24	52	80		20	48	76		16	44	72	12	40	68	96	0 3 4 0 2 5 0 3 6 1 4 6
	25	53	81	00	21	49	77		17	45	73	13	41	69	97	2 5 5 1 3 6 1 4 0 2 5 0
	26	54	82		22	50	78		18	46	74	14	42	70	98	3 6 6 2 4 0 2 5 1 3 6 1
	27	55	83		23	51	79		19	47	75	15	43	71	99	4 0 0 3 5 1 3 6 2 4 0 2
	28	55	84		24	52	80		20	48	76	16	44	72	00	5 1 2 5 0 3 5 1 4 6 2 4
01	29	57	85		25	53	81	00	21	49	77	17	45	73		0 3 3 6 1 4 6 2 5 0 3 5
02	30	58	86		26	54	82		22	50	78	18	46	74		1 4 4 0 2 5 0 3 6 1 4 6
03	31	59	87		27	55	83		23	51	79	19	47	75		2 5 5 1 3 6 1 4 0 2 5 0
04	32	60	88		28	56	84		24	52	80	20	48	76		3 6 0 3 5 1 3 6 2 4 0 2
05	33	61	89	01	29	57	85		25	53	81	21	49	77		5 1 1 4 6 2 4 0 3 5 1 3
06	34	62	90	02	30	58	86		26	54	82	22	50	78		6 2 2 5 0 3 5 1 4 6 2 4
07	35	63	91	03	31	59	87		27	55	83	23	51	79		0 3 3 6 1 4 6 2 5 0 3 5
08	36	64	92	04	32	60	88		28	56	84	24	52	80		1 4 5 1 3 6 1 4 0 2 5 0
09	37	65	93	05	33	61	89	01	29	57	85	25	53	81		3 6 6 2 4 0 2 5 1 3 6 1
10	38	66	94	06	34	62	90	02	30	58	86	26	54	82		4 0 0 3 5 1 3 6 2 4 0 2
11	39	67	95	07	35	63	91	03	31	59	87	27	55	83		5 1 1 4 6 2 4 0 3 5 1 3
12	40	68	96	08	36	64	92	04	32	60	88	28	56	84		6 2 3 6 1 4 6 2 5 0 3 5

1. Для определения дня недели *d* — необходимо к значению прибавить календарное число *Q*. Остаток от деления полученного числа на 7 даст день недели — *d*. Нумерация дней недели см. табл. 6.

2. Первые две цифры года можно заменять меньшим или большим на 4 числом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Буткевич А. В. и Зеликсон М. С. Вечные календари. М., «Наука», 1969, с. 120.
2. Виноградов И. М. Основы теории чисел. Изд. 8. М., «Наука», 1972, с. 167.
3. Володомонов Н. В. Календарь: прошлое, настоящее, будущее. М., «Наука», 1974, с. 64.
4. Дроздов С. Как по данному году, месяцу и числу найти день недели. Краткий астрономический календарь на 1955 год. Киев, 1954, с. 85.
5. Зеликсон М. С. О формуле для определения дня недели по дате. «Физика в школе», 1947, № 3.
6. Идельсон Н. И. История календаря. Л., 1925, с. 176.
7. Каменьщиков Н. Сборник задач по космографии. Изд. 2, М., 1923, с. 80.
8. Коногорский И. П. Формула для определения дня недели любой календарной даты нашей эры. Сб. «Опыт проведения внеклассной работы по математике в средней школе». М., 1955, с. 200.
9. Михайловский А. В. Математика календаря. Сб. «Некоторые проблемы исследования вселенной». АН СССР, Ленинградское отделение Всесоюзного астрономо-геодезического общества. Л. 1974. с. 231.
10. Перельман Я. П. Как определить день недели? «Природа и люди». Л., 1909, № 22.
11. Радзевский А. Определение дня недели по календарной дате. «Известия русского астрономического общества». Вып. 8. СПб. 1900, № 4—6.
12. Селешников С. П. История календаря и хронологии. М. «Наука». 1970, с. 233.
13. Филатов Н. Формула года. «Наука и жизнь». М., 1964, № 1
14. Эми Э. Вечный календарь. — Техника молодежи. М. 1940 № 11.
15. Jacobstahl W. Mondphasen, Osterrechnung und ewigr Kalender. Berlin, 1917, s. 135.
16. Shewell H. A. L. Mental Field Astronomy and Other Matters "Survey Review" July, 1963 V, XVII № 129, p. 113-121.
17. Zeller Ch. Kalender Formeln. "Acta Mathematica", № 9, 1886/1887, s. 131—136. Berlin. Stockholm, Paris.



Сергей Викторович Дроздов

(1902—1976)

27 апреля 1976 г. на семьдесят четвертом году жизни скончался Сергей Викторович Дроздов, видный астроном и педагог, старейший член Всесоюзного астрономо-геодезического общества и его Ленинградского отделения.

С. В. Дроздов родился 25 октября 1902 г. в Петербурге. В 1920 г. он окончил школу в г. Житомире, куда переехала его семья, а в 1922 г. — Житомирское землемерное училище. В 1924 г. С. В. Дроздов поступил в Киевский институт народного образования и с третьего курса физико-технического отделения перевелся в 1926 г. в Ленинградский Государственный университет. Астрономо-геодезическое отделение физико-математического факультета он успешно закончил в 1931 г.

С. В. Дроздов увлекся астрономией еще в школьные годы, когда он зачитывался книгами известного французского популяризатора астрономии К. Фламмарiona. В университете Сергею Викторовичу посчастливилось учиться у таких видных астрономов как С. К. Костинский, М. Ф. Субботин, Г. А. Тихов, Б. В. Нумеров, Н. И. Идельсон и многие другие.

Еще в юности С. В. Дроздов вел наблюдения Луны, солнечных и лунных затмений, изучал звездное небо. С 1921 г. он стал членом Русского общества любителей мироведения и начал вести популяризаторскую работу, продолжая наблюдения и вычисления. В студенческие годы он работал в Службе времени Ташкентской обсерватории (1928 г.), в лаборатории времени Главной палаты мер и весов в Ленинграде (1929 г.), в Пулковской обсерватории (1930—1931).

Много лет посвятил С. В. Дроздов изучению проблемы изменчивости широт и движения полюсов Земли. С 1939 по 1957 гг. он работал в Полтавской гравиметрической обсерватории АН Украинской ССР. Здесь он предложил оригинальную зенитную программу наблюдений звезд с зенит-телескопом. Особенность такой программы состояла в том, что результаты наблюдений в этом случае давали возможность получить не только изменчивость широт, но и склонения наблюдавшихся звезд, что чрезвычайно важно для фундаментальной астрометрии. В настоящее время в Главной астрономической обсерватории АН СССР в Пулкове завершена аналогичная программа.

Эта наиболее значительная из работ С. В. Дроздова в области астрометрии послужила основой для его кандидатской, а затем и докторской диссертации. В ряде других работ С. В. Дроздов развивал важную идею об организации коллективных исследований силами нескольких обсерваторий для наблюдения положений звезд в симметричных относительно зенита зонах. Он был участником всех всесоюзных широтных и астрометрических конференций, неоднократно выступал на них с докладами и сообщениями и пользовался авторитетом среди специалистов.

Одновременно с работой в Полтавской обсерватории С. В. Дроздов начал свою преподавательскую деятельность в Полтавском педагогическом институте. С 1957 г. он целиком посвятил себя преподаванию, став профессором астрономии в Новгородском педагогическом институте. С. В. Дроздов воспитал много учеников, активно продолжающих дело, начатое им учителем.

Много сил и времени отдавал С. В. Дроздов популяризации астрономии. В течение 12 лет он совместно с С. И. Селешниковым издавал Краткий астрономический календарь (с 1948 по 1959 гг.). Он прочел много популярных лекций по астрономии, опубликовал около 100 статей по вопросам методики преподавания астрономии, популярных статей по астрономии, систематически вел раздел о новинках астрономии в Новгородской и других газетах, где опубликовал более 120 статей, рецензий и других материалов. Более 20 работ С. В. Дроздова, опубликованных в различных научных журналах и сборниках, принадлежат различным вопросам астрометрии.

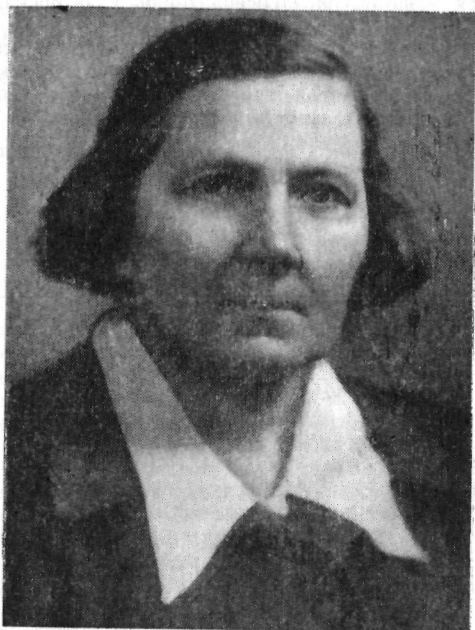
Он был также хорошим организатором. Именно по инициативе С. В. Дроздова был основан планетарий в Новгороде. Профессор С. В. Дроздов создал в Новгороде большую группу астрономов, весьма активно работавших в составе Ленинградского отделения ВАГО. В последние годы жизни Сергей Викторович много и с увлечением занимался историей астрономии, неоднократно выступал с докладами и сообщениями на эту тему, печатал статьи.

Сергей Викторович был человеком не только больших знаний и широкой эрудиции, но и разносторонне одаренным. Так, например, он хорошо рисовал, писал стихи, любил и понимал музыку, был тонким ценителем древнерусской архитектуры. Его кисти принадлежит картина солнечного затмения, которое он наблюдал в г. Сортавала 9 июля 1945 г. Оригинал этой

картины находится в Полтавской обсерватории, а авторская копия — передана в дар Пулковской обсерватории.

Все, кто знал Сергея Викторовича, навсегда сохранят светлую память об этом удивительно доброжелательном, интеллигентном, жизнерадостном человеке, который умело сочетал с этими качествами редкое трудолюбие, принципиальность и требовательность к себе и окружавшим его людям.

*Редакционно-издательская комиссия, группа товарищей*



**Мария Николаевна Неуймина**

(1892—1972)

15 июня 1972 г. в Пулкове скончалась Мария Николаевна Неуймина, жена бывшего директора Пулковской обсерватории Григория Николаевича Неуймина, работавшая долгое время научным сотрудником в Астрономическом институте в Ленинграде, в Симеизской обсерватории и в Пулкове.

М. Н. Неуймина родилась 7 января 1892 г. (нов. стиля) в семье известного геолога Н. Ф. Погребова. По окончании гимназии Мария Николаевна поступает в 1909 г. на Бестужевские курсы, которые оканчивает в 1914 г. и в этом же году участвует в экспедиции по наблюдению солнечного затмения в Крыму. В тяжелые годы гражданской войны она ведет на юге России преподавательскую работу в школах, а с 1921 по 1928 г. работает в Астрономическом институте в Ленинграде, участвуя в обработке движений малых планет, в составлении каталога пространственных скоростей звезд и в других исследованиях под руководством Б. В. Нумерова, П. М. Горшкова, И. А. Балановского и других астрономов.

С 1929 по 1941 г. М. Н. Неуймина работает научным сотрудником в Симеизе, где совместно с Г. Н. Неуйминым обрабатывает наблюдения малых планет и комет и вычисляет их орбиты и эфемериды. Она является соавтором ряда публикаций по этой тематике.

В 1941 году М. Н. Неуймина вместе с мужем и семьей эвакуируется в Ташкент, откуда возвращается в Ленинград, где вскоре в декабре 1946 г.

умирает ее муж Г. Н. Неуймин, назначенный директором восстанавливаемой Пулковской обсерватории. Тяжелая утрата серьезно сказывается на здоровье Марии Николаевны, которая все же продолжает интересоваться научной жизнью обсерватории, пишет статьи по истории Бестужевских курсов, свои воспоминания о работе в Симеизе и о жизни в Ташкенте во время эвакуации. К сожалению, эти воспоминания остались неопубликованными.

М. Н. Неуймина прожила долгую и плодотворную жизнь и до самой смерти сохранила бодрость духа, твердую волю и живость ума. Она похоронена на астрономическом кладбище в Пулкове рядом со своим мужем.

Профессор А. Н. Дейч



Надежда Николаевна Сытинская

(1906—1974)

Не стало Надежды Николаевны Сытинской — крупного советского фотометриста и исследователя планет и метеоров, видного представителя ленинградской фотометрической школы.

Надежда Николаевна родилась 7 марта 1906 г. в Таллине в семье служащего. Астрономическое образование она получила в Ленинградском университете, где ее учителями были известный физик О. Д. Хвольсон, астрономы А. А. Иванов, С. К. Костинский и особенно Г. А. Тихов. Именно Г. А. Тихов организовал при университете кабинет астрофизики, разросшийся затем в целую сеть астрофизических лабораторий. Одну из них — специальную фотометрическую лабораторию при кафедре общей астрономии — возглавил В. В. Шаронов, муж и постоянный сотрудник Н. Н. Сытинской, с которым она была связана 30-летним тесным научным сотрудничеством. Именно в этой лаборатории и протекала в течение многих лет ее научная деятельность.

Однако первые работы Н. Н. Сытинской были выполнены не в Ленинграде, а в Ташкентской астрономической обсерватории, где она работала после окончания университета и до 1930 г. В этот период она занималась почти исключительно исследованиями метеоров. Сперва это были визуальные наблюдения для определения радиантов потоков (первые наблюдения Н. Н. Сытинской относятся к 1925 г.), затем — изучение смещения радиантов и составление их каталогов. В 1925 г. ею был открыт и позднее де-

тально изучен ныне хорошо известный метеорный поток  $\beta$ -Кассиопеид. Весьма подробно она исследовала структуру таких потоков, как Персеиды, Леониды, Ориониды. 9 октября 1933 г., ей посчастливилось (уже в Ленинграде) наблюдать метеорный дождь Драконид (которого никто не ожидал), а спустя 13 лет, 9 октября 1946 г., — повторение этого метеорного дождя. Оба раза Н. Н. Сытинская в результате обработки этих наблюдений вывела плотность и структуру роя Драконид.

Но основной вклад Н. Н. Сытинской в изучение метеоров состоял в разработке методики фотографической фотометрии метеоров. Фотографии метеоров получали не раз, но использовали их главным образом для определения координат потоков, а порой и просто как картинки. Лишь в начале 30-х годов у нас стал применяться метод корреспондирующего (двухстороннего) фотографирования метеоров с использованием обтюратора, что давало возможность определять высоты, скорости и торможение метеоров в атмосфере. Н. Н. Сытинская показала, как можно по фотографиям метеоров получать кривые их блеска, которые могли пролить свет на процессы взаимодействия метеоров с верхними слоями земной атмосферы. 22 декабря 1934 г., она защитила в Астрономическом институте в Ленинграде кандидатскую диссертацию на тему «Опыт фотографической фотометрии метеоров», в которой была развита методика и приведены результаты обработки 11 фотографий метеоров, полученных в Ташкенте и близ него в 1906—1909 гг. И. И. Сикорой.

В 1935 и 1936 гг. Астрономическая обсерватория ЛГУ организовала специальные экспедиции в Ереван и Одессу, где Н. Н. Сытинской удалось получить и обработать по своей методике еще 30 фотографий метеоров. В 1939 г. она опубликовала кривые блеска всех 41 метеора с их классификацией. В 1939—1940 гг. ею был разработан метод фотометрического определения масс метеорных тел. Исследования Н. Н. Сытинской были положены в основу всех дальнейших работ по фотографической фотометрии метеоров.

Развитию и применению методов фотографической фотометрии к изучению различных небесных тел Н. Н. Сытинская посвятила всю свою жизнь. Большое внимание она уделила совершенствованию методики, исследованию и устранению источников возможных погрешностей. Много работ она посвятила исследованию астрономической оптики, отражающих и прозрачных экранов, различных типов фотометров, светофильтров, фотопластинок, технике фотометрической стандартизации и калибровки, учету атмосферной экстинкции. Итогом этих исследований явилась докторская диссертация Н. Н. Сытинской «Абсолютная фотометрия протяженных небесных объектов», защищенная в 1944 г. и изданная в виде монографии в 1948 г. В 1951 г. Н. Н. Сытинской было присвоено звание профессора.

Методы абсолютной фотографической фотометрии были применены Н. Н. Сытинской к исследованию далеких галактик, солнечной короны, яркости неба во время полных солнечных затмений. Но главными объектами ее исследований, начиная с 1944 г., были Марс и Луна.

Еще в 1939 г., находясь в летней экспедиции в Ташкенте, Н. Н. Сытинская получила серию фотографий со светофильтрами планеты Марс в период его великого противостояния. Обработка их была закончена ею уже в годы войны, в трудных условиях эвакуации. В результате были получены важные характеристики атмосферы Марса, в частности, оценка атмосферного давления у поверхности 60 миллибар. Спустя 15 лет, после великого противостояния 1956 г., наблюдавшегося ею тоже в Ташкенте, Н. Н. Сытинская обратила внимание на то, что мелкая пыль, плавающая в атмосфере Марса (в августе — сентябре 1956 г. в южном полушарии

Марса происходила сильная пылевая буря), может привести к переоценке давления, определяемого по рассеянию света в атмосфере планеты, и снизила оценку давления до 20 миллибар. Исследования Марса с помощью АМС в 60-е годы подтвердили правоту Н. Н. Сытинской в этом вопросе и показали, что истинное давление у поверхности планеты еще меньше (4—10 миллибар).

Изучая распределение яркости по диску Марса, Н. Н. Сытинская обнаружила, что в то время как «материки» отражают по закону Ламберта (как гладкие матовые поверхности), «морья» отклоняются от этого закона. Это позволило ей ввести в 1946 г. понятие о «факторе гладкости», определяющем степень шероховатости (изрытости) поверхности планеты. Впоследствии это понятие было применено ею и ее учениками к изучению поверхности Луны.

Начиная с 1952 г. основным объектом исследований Н. Н. Сытинской становится Луна. В 1953 г. она опубликовала сводный каталог абсолютных значений визуальной отражательной способности 104 лунных объектов. В 1954 г. она применила метод сравнения лунных объектов и земных горных пород на диаграммах «светлота-цвет», установив, что лунные породы в среднем темнее земных пород и краснее метеоритов.

Изучая вопрос о влиянии ударов метеоритов небольших размеров о лунную поверхность, Н. Н. Сытинская в 1957 г. сформулировала «метеорно-шлаковую» теорию строения наружного покрова Луны, согласно которой лунный реголит находится в состоянии постоянного дробления и спекания в результате частичного расплавления пород при ударах и взрывах метеоритов. Эта теория была противопоставлена популярной за рубежом пылевой гипотезе Голда, согласно которой лунная поверхность покрыта толстым (до километра) слоем пыли, в котором должны тонуть космонавты и космические аппараты. Мягкая посадка в начале 1966 г. советской автоматической станции «Луна-9», а затем других АМС на лунную поверхность окончательно доказала ошибочность гипотезы Голда и правильность теории Н. Н. Сытинской.

Помимо множества (более 100) оригинальных научных работ Н. Н. Сытинская опубликовала ряд хороших обзоров и несколько научно-популярных книг и брошюр («Луна и ее наблюдения», «Природа Луны», «Есть ли жизнь на небесных телах», «Великое противостояние Марса» и др.). Она всегда помогала научной молодежи, студентам. Все, кто ее знал, сохраняют о ней память как о чутком, отзывчивом человеке, большом ученом и популяризаторе.

В. А. Бронштэн



Виктор Васильевич Базикин

(1916—1974)

7 февраля 1974 г. скоропостижно скончался Виктор Васильевич Базикин, директор Постоянной выставки работ Академии наук СССР на Выставке достижений народного хозяйства СССР и председатель Центральной ревизионной комиссии Всесоюзного астрономо-геодезического общества (ВАГО) при Академии наук СССР.

Виктор Васильевич Базикин прожил недолгую, но яркую жизнь. Он родился в 1916 г. в г. Саратове, в 1939 г. успешно окончил физико-математический факультет Московского областного педагогического института и, увлекшись астрономией, решил посвятить себя пропаганде этой замечательной науки. Свою активную деятельность по пропаганде астрономических знаний он начал в 1939 г. в должности экскурсовода Московского планетария, одновременно усиленно готовясь к лекционной работе.

В годы Великой Отечественной войны 1941—1945 гг. Виктор Васильевич сражался с врагом на Донском, Сталинградском, 3-м Украинском и 1-м Белорусском фронтах и был отмечен правительственными наградами. В 1944 г. был тяжело ранен и демобилизован из рядов Советской Армии.

После демобилизации и прохождения курса лечения Виктор Васильевич возвратился в Московский планетарий, где первую свою массовую лекцию в Большом зале прочитал в мае 1945 г. За 17 лет пребывания в штате Московского планетария Виктор Васильевич последовательно работал лектором по астрономии, заведующим научно-методическим отделом, а с 1953 по 1961 г. — директором планетария.

В эти же годы В. В. Базыкин принимал активное участие в строительстве и организации работы планетариев в Ленинграде, Волгограде, Киеве, Ярославле и многих других городах Советского Союза.

Большое внимание Виктор Васильевич уделял работе и развитию астрономических кружков планетариев, в которых многие годы лично проводил занятия с молодежью, увлекая их астрономией. Из среды обучавшихся астрономии в этих кружках вышел ряд ныне всемирно известных астрономов. Многие воспитанники астрономических кружков сами стали лекторами Планетария и членами научно-методических советов Всесоюзного общества «Знание» и общества «Знание» Российской Федерации.

С 1961 по 1968 г. В. В. Базыкин плодотворно работал научным сотрудником Астрономического совета Академии наук СССР, где принимал активное участие в создании Всесоюзной сети станций наблюдений искусственных спутников Земли и руководстве деятельностью этих станций.

С 1969 г. до последних дней своей жизни Виктор Васильевич был директором Постоянной выставки работ Академии наук СССР на ВДНХ. При его активном участии павильон «Космос» на ВДНХ превратился во Всесоюзный центр пропаганды достижений советской космонавтики.

Виктор Васильевич долгие годы энергично участвовал в руководстве деятельностью Всесоюзного астрономо-геодезического общества. С января 1955 г. по октябрь 1965 г. он был членом Президиума Центрального совета ВАГО и председателем Массовой секции Центрального совета, оказывал повседневную большую помощь отделениям ВАГО в проведении ими ответственной работы по пропаганде научного атеизма, достижений астрономии и космонавтики. Этим же вопросам были посвящены его доклады на втором (в январе 1955 г.) и третьем (в апреле 1960 г.) съездах ВАГО. Такую же активную помощь Виктор Васильевич постоянно оказывал по линии Всесоюзного общества «Знание», где он до конца своей жизни был членом научно-методического совета по пропаганде астрономии и космонавтики.

В октябре 1965 г. на IV съезде ВАГО Виктор Васильевич был избран членом Центральной ревизионной комиссии общества, а в ноябре 1970 г., после V съезда ВАГО, возглавил эту комиссию.

На протяжении 10 лет Виктор Васильевич был активным сотрудником «Астрономического календаря» ВАГО, публикуя в ежегодных его выпусках сведения о запусках в СССР искусственных спутников Земли и космических объектов. За этот период им опубликованы сведения о всех космических запусках, начиная с первого искусственного спутника Земли (выпуск LXVIII на 1965 г.) до конца 1973 г. (выпуск LXXVIII на 1975 г.). К великому сожалению, эта последняя публикация уже не застала Виктора Васильевича в живых.

Виктор Васильевич неоднократно бывал в зарубежных командировках — в США, Бразилии, Италии, Чехословакии, Югославии, Голландии, Вьетнаме и других странах. Он знакомил население этих стран с достижениями советской астрономии и космонавтики, а в ряде стран был руководителем советских космических выставок.

В. В. Базыкин был не только талантливым лектором и организатором, но и прекрасным фотографом-художником, что при хорошем знании им зарубежной жизни позволяло ему читать блестящие лекции из цикла «С фотоаппаратом по странам мира» в сопровождении прекрасных красочных диапозитивов личного изготовления. Эти лекции Виктора Васильевича привлекали огромную аудиторию. Свою последнюю лекцию «По Голландии»

из этого цикла Виктор Васильевич прочитал в Московском планетарии 24 января 1974 г., за две недели до кончины.

Виктор Васильевич всегда был инициативным, исполнительным, отзывчивым, честным и прямолинейным человеком, стойким коммунистом, большим патриотом. Именно таким он навсегда останется в памяти тех, кто знал его долгие годы.

Группа товарищей.

CONTENTS

V. A. Krat. **On the Progress of Solar Physics.**  
 A. A. Nemiro. **The Problems of the Modern Fundamental Astrometry.**  
 J. E. Einasto. **Evolution of Galaxies.**  
 V. A. Bronshten. **Some Unresolved Problems of the Physics of Meteor Phenomena.**  
 O. A. Melnikov, V. S. Popov. **New Constructions of Large Optic Telescopes.**  
 N. F. Kuprevitch. **About the Technique of Visualization of the I. R. Images of the Sunspots.**  
 N. G. Ponomarev. **The Use of Azimutal Mounting for Large Telescopes — Reflectors.**  
 N. N. Mikhelson. **The Work of N. G. Ponomarev "Tracking System as a Clock-Mechanism for a Telescope".**  
 N. G. Ponomarev. **A Modern Astronomical Observatory.**  
 N. N. Mikhelson. **Insects Vision and a Multi-Mirror Telescope.**  
 V. V. Radzievsky. **Surfaces of the Zero Radial Velocity in the Problem of Three Bodies.**  
 V. V. Radzievsky. **Surfaces of the Moon Perigea and Apogea.**  
 L. P. Ossipkov. **On the Statement of the Ergodic Problem at Stellar Dynamics.**  
 A. A. Efimov. **On the Problem of the Integration of Equations of the Problem of Three Bodies in the Finite Form.**  
 B. K. Fedjushin and S. J. Shcherbak. **To the Problems of Interstellar Flights.**  
 B. K. Fedjushin. **To the Problem of a Visit of the Earth by other Planets Inhabitants.**  
 I. Ya. Golub and L. S. Khrenov. **Permanent Calendar.**

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
В. А. Крат. <b>Перспективы развития физики Солнца</b>	3
А. А. Немиро. <b>Проблемы современной фундаментальной астрометрии</b>	10
Я. Э. Эйнасто. <b>Эволюция галактик</b>	26
В. А. Бронштэн. <b>Некоторые нерешенные проблемы физики метеорных явлений</b>	44
О. А. Мельников, В. С. Попов. <b>Новые конструкции оптических телескопов</b>	85
Н. Ф. Купревич. <b>О технике визуализации изображений солнечных пятен, наблюдаемых в ИК-области</b>	112
Н. Г. Пономарев. <b>К вопросу о применении азимутальной установки для больших телескопов-рефлекторов</b>	127
Н. Н. Михельсон. <b>О работе Н. Г. Пономарева «Следящая система в качестве часового механизма для телескопа»</b>	136
Н. Г. Пономарев. <b>Современная астрономическая обсерватория</b>	140
Н. Н. Михельсон. <b>Зрение насекомых и составной телескоп</b>	148
В. В. Радзиевский. <b>Поверхности нулевой радиальной скорости в задаче трех тел</b>	153
В. В. Радзиевский. <b>Поверхности перигеев и апогеев Луны</b>	164
Л. П. Осипков. <b>К постановке эргодической проблемы в звездной динамике</b>	181
А. А. Ефимов. <b>К проблеме интегрируемости уравнений задачи трех тел в конечной форме</b>	190
Б. К. Федюшин, С. Я. Щербак. <b>О проблемах межзвездных перелетов</b>	230
Б. К. Федюшин. <b>К вопросу о посещении Земли инопланетянами</b>	237
И. Я. Голуб, Л. С. Хренов. <b>Постоянный календарь</b>	249

СООБЩЕНИЯ

Сергей Викторович Дроздов (1902—1976)  
 Мария Николаевна Неуймина (1892—1972)  
 Надежда Николаевна Сытинская (1906—1974)  
 Виктор Васильевич Базыкин (1916—1974)

NOTES

Sergei Victorovich Drozdov (1902—1976)  
 Marija Nikolaevna Neujmina (1892—1972)  
 Nadezhda Nikolaevna Sytinskaja (1906—1974)  
 Victor Vasiljevich Bazykin (1916—1974)

*Редакционно-издательская Комиссия по изданию астрономических сборников серии «Проблемы исследования Вселенной» сообщает, что кроме настоящего выпуска имеются еще следующие выпуски сборников данной серии:*

*вып. 2. «Некоторые вопросы физики Космоса», Москва, 1974, цена 1 руб. 20 коп.*

*вып. 4 «Динамика и эволюция звездных систем», Москва — Ленинград, 1975, цена 1 руб. 50 коп.*

*вып. 5 «Проблемы происхождения тел Солнечной системы», Москва — Ленинград, 1975, цена 1 руб. 50 коп.*

*В 1978 году выйдет из печати сборник «Астрометрия и Небесная механика».*

*Заказы направлять по адресу: 196140, Ленинград, М-140, ГАО АН СССР, Ефимову А. А.*

Технический редактор *В. А. Ефхрундов*

---

Т-04407 Сдано в набор 29.12.76 г. Подписано в печать 18.01.77  
Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub> Печ. л. 17,0 Зак. 939 Тираж 1500 экз. Цена 1 р. 60 к.

---

Производственно-полиграфическое объединение № 1  
Ленупрполиграфиздата. Пушкинское производство