

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53

# **НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР СОВМЕСТНО С ОТДЕЛЕНИЕМ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ (23—24 декабря 1970 г.)**

23 и 24 декабря 1970 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева (Ленинский проспект, 53) состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР.

На сессии были заслушаны доклады:

1. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, В. П. Щербakov. Резонансные протоны и электрическое поле в магнитосфере Земли.

2. Ю. И. Гальперин. Полярные сияния и «резонансная» концепция магнитной бури.

3. Н. С. Кардашев, Ю. Н. Парийский, А. Г. Соколов. Космическая радиоастрономия.

4. В. Л. Инденбом, Ф. Н. Чуховский. Рентгеновская оптика.

5. А. Г. Флеер. О корреляции изменений фазовой скорости распространения сверхдлинных радиоволн и движения Земли около центра масс.

6. Г. А. Аскарьян, В. Г. Михалевич, Г. П. Шипуло. Ореольная рефракция и нелинейное рассеяние мощного света на неоднородностях в прозрачных средах.

7. Б. Б. Кадомцев. Вещество в сверхсильном магнитном поле.

8. И. И. Гуревич. Исследование конденсированного состояния вещества с помощью положительных  $\mu$ -мезонов.

Ниже публикуется краткое содержание докладов.

**А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, В. П. Щербakov. Резонансные протоны и электрическое поле в магнитосфере Земли**

В последнее время появились интересные данные, указывающие на важную роль протонов с энергиями  $\epsilon \sim 5-50$  кэв в динамике магнитосферы Земли в период магнитных бурь. Экспериментальные измерения на спутниках серии ОГО<sup>1</sup> показали, что протоны указанных энергий внезапно появляются в солнечном ветре. Через несколько часов протоны тех же энергий наблюдаются уже в магнитосфере. Они заполняют большую зону (от  $L \sim 4$  до  $L \sim 9$ ) в ночном-вечернем секторе магнитосферы с концентрацией  $L \sim 1-5$  см<sup>-3</sup> ( $L$  — экваториальное расстояние от центра Земли в единицах земного радиуса  $R_0$ ).

Дрейфовое движение протонов указанных энергий в магнитосфере обладает рядом существенных особенностей<sup>2</sup>. Магнитное поле Земли, как хорошо известно<sup>3</sup>, образует ловушку для быстрых заряженных частиц — протонов и электронов. Их дрейфовые орбиты лежат на  $L$ -оболочках, образуемых вращением силовых линий вокруг оси диполя. Магнитное поле вмерзнуто в ионосферную плазму и вращается вместе с Землей. Протоны дрейфуют вокруг Земли в противоположном направлении. Поэтому те протоны, угловая скорость дрейфа которых равна угловой скорости вращения Земли, оказываются покоящимися в неподвижной системе координат, связанной с Солнцем. Их энергия  $\epsilon_r$  в дипольном поле удовлетворяет условию

$$\epsilon_r = \frac{30,7}{L} \text{ кэв.} \quad (1)$$

Такие протоны естественно называть «резонансными». Магнитное поле диполя на больших расстояниях от Земли ( $L > 5$ ) заметно искажено благодаря воздействию солнечного ветра. Дрейфовые траектории «резонансных» протонов определяются в основном асимметричной частью магнитного поля, так как эффекты главного (дипольного) поля и вращения Земли для них взаимно погашаются. Примеры траекторий протонов с энергиями, близкими к «резонансным», показаны на рис. 1. Обращают на себя внимание «серповидные» орбиты частиц. Они существуют при  $\varepsilon \sim 4-12$  кэв на расстояниях  $L \sim 4-9$  и образуют в ночной зоне как бы секториальный радиационный пояс захваченных частиц. Отметим также их сильное смещение поперек  $L$ -оболочек, от  $L \sim 5$  вплоть до  $L \sim 9$ .

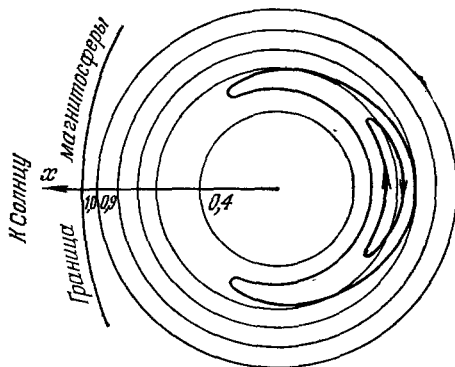


Рис. 1. Дрейфовые траектории резонансных протонов в плоскости геомагнитного экватора.

За единицу длины принято расстояние от центра Земли до границы магнитосферы ( $L_1 \approx 12$ ). Стрелки указывают направление дрейфа протонов.

При больших энергиях (6–15 кэв в зависимости от  $L$ ) «серпы» размыкаются и частицы свободно проходят от «хвоста» или от границы магнитосферы до  $L \sim 5$ . Отметим также, что кинетическая энергия протонов на вытянутых серповидных орбитах заметно меняется в процессе движения: на ближней к Земле части траектории  $\varepsilon > 6-10$  кэв, на удаленной части  $\varepsilon < 4$  кэв. Изменение энергии является следствием бетатронного ускорения и замедления протонов во вращающемся магнитном поле Земли.

Таким образом, протоны с энергиями  $\varepsilon \sim 4-15$  кэв располагаются в ночной зоне магнитосферы и за счет дрейфа легко перемещаются поперек  $L$ -оболочек от границы или «хвоста» магнитосферы до  $L \sim 5$ . Наличие такой секториальной радиационной зоны служит одним из источников электрического поля в магнитосфере и ионосфере Земли<sup>4</sup>.

Электрическое поле оказывает важное влияние на динамику магнитосферы и ионосферы. Им определяется конвекция в магнитосфере, дрейфы и токи в ионосфере, вариации магнитного поля Земли, в значительной степени устойчивость и неоднородная структура ионосферы и магнитосферы. Экспериментальным измерениям электрического поля посвящено в последние годы большое число работ (см. обзор<sup>5</sup>). Квазистационарное электрическое поле в плоскости геомагнитного экватора  $E = -\text{grad } \Psi$  определено уравнением<sup>6</sup>

$$\frac{\partial}{\partial L} \left\{ \frac{L}{\sqrt{1-(1/L)}} \left[ [4-(3/L)] \bar{\sigma}_\perp E_L + [4-(3/L)]^{1/2} \bar{\sigma}_\Lambda E_\Phi \right] \right\} + \\ + \frac{1}{\sqrt{1-(1/L)}} \frac{\partial}{\partial \Phi} (\bar{\sigma}_\perp E_\Phi - \sqrt{4-(3/L)} \bar{\sigma}_\Lambda E_L) = eR_0 \left[ \frac{\partial \bar{N}_{6e}}{\partial t} + \omega_0 \frac{\partial \bar{N}_{6e}}{\partial \Phi} - \frac{\partial \bar{N}_{6i}}{\partial t} - \right. \\ \left. - \omega_0 \frac{\partial \bar{N}_{6i}}{\partial \Phi} \right] + Q_g. \quad (2)$$

Здесь учтено, что вследствие высокой продольной проводимости магнитосферы поверхности, на которых расположены силовые линии магнитного поля, являются эквипотенциальными поверхностями для электрического поля  $\Psi = \Psi(L, \Phi)(\Phi - \text{долгота})$ ;  $\bar{\sigma}_\perp$  и  $\bar{\sigma}_\Lambda$  — поперечная и холловская проводимости ионосферы, усредненные по высоте. Член в квадратных скобках определяет генерацию поля быстрыми электронами или ионами магнитосферы. Здесь  $\bar{N}_{6e}$  и  $\bar{N}_{6i}$  — усредненные по силовой линии концентрации быстрых частиц,  $\omega_0$  — угловая частота вращения Земли. Член  $Q_g$  определяет генерацию поля под действием ветра нейтральных молекул в ионосфере («динамо-поле»)<sup>7</sup>.

Вблизи геомагнитного экватора ( $L \rightarrow 1$ ) в уравнении (2) возникает особенность. Анализ решения в окрестности особенности показывает, что электрическое поле в узком слое ионосферы вблизи геомагнитного экватора увеличивается в 20–30 раз (экваториальная токовая струя)<sup>8</sup>. В полярной ионосфере ( $L \gg 1$ ) напряженность электрического поля также возрастает более чем на порядок. Это является следствием геометрии и силовых линий: поле в ионосфере  $E_{\text{и}}$  связано с полем в плоскости геомагнитного экватора  $E$  соотношением  $E_{\text{и}\Phi} = E_\Phi \cdot L^{3/2}$ ,  $E_{\text{и}L} = E_L \cdot 2L^{3/2} [1 - (3/4L)]^{1/2}$ . Воздействие

электрического поля на быстрые электроны и ионы определяется параметром <sup>6</sup>

$$\lambda \approx 2,7 \cdot 10^{-2} L^4 [1 - (1/L)]^{1/2} N_{60} \left( \frac{10^{12}}{\bar{\sigma}_{\perp}} \right); \quad (3)$$

здесь  $N_{60}$  — средняя концентрация быстрых частиц в  $\text{см}^{-3}$ ,  $\bar{\sigma}_{\perp}$  выражено в  $\text{см/сек}$  (величина  $\frac{10^{12}}{\bar{\sigma}_{\perp}} \sim 1$ ). Видно, что в полярной зоне ( $L \sim 5-10$ )  $\lambda \gg 1$  уже при невысоких значениях  $N_{60}$ . В этом случае возникают неустойчивости желобкового типа, электрическое поле приобретает осцилляторную структуру <sup>9, 6</sup>.

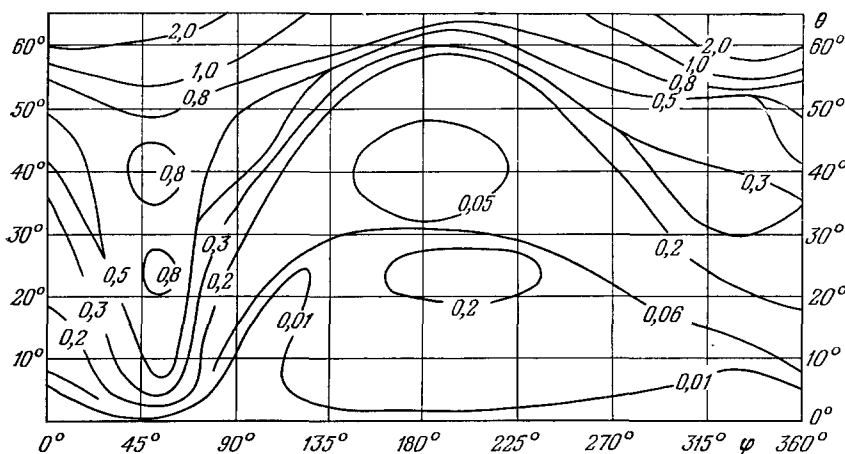


Рис. 2. Напряженность электрического поля в ионосфере Земли через  $t \approx 6$  мин после выброса электронов на силовой линии  $\varphi = 0$ ,  $L = 1, 2$  (т. е.  $\theta \approx 25^\circ$ ).

$\varphi$  — долгота,  $\theta$  — геомагнитная широта. На кривых указаны значения  $E/E_1$ , где  $E_1$  — постоянная, зависящая от полного числа быстрых электронов  $n$  и интегральной проводимости ионосферы  $\bar{\sigma}_{\perp}$  (при  $n = 10^{26}$ ,  $\bar{\sigma}_{\perp} = 10^{12} \text{ см/сек}$   $E_1 \approx 30 \text{ мв/м}$ ).

На рис. 2 приведены результаты численного решения уравнения (1) совместно с кинетическим уравнением для быстрых электронов для условий образования искусственного радиационного пояса <sup>10, 11</sup>. Видно, что в полярных областях поле максимально. Здесь возбуждаются ионно-звуковые волны <sup>12</sup> и имеет место значительный нагрев ионосферы <sup>13</sup>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. A. Frank, J. Geophys. Res. 75, 707 (1970).
2. А. В. Гуревич, В. П. Щербakov, Геомагнетизм и аэрoнoмия 10, 791, 1970.
3. Б. А. Тверской, Динамика радиационных поясов, М., «Наука», 1968.
4. А. В. Гуревич, В. П. Щербakov, Краткие сообщения по физике, № 6, 52 (1970).
5. G. Hagendal, MPI/PAE 44/70. Международный симпозиум по физике «Солнце — Земля», Ленинград, 1970.
6. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедиллина, Геомагнетизм и аэрoнoмия 9, 458, 642, 818 (1969).
7. J. Fejer, J. Atm. Terr. Phys. 4, 184 (1953).
8. А. В. Гуревич, А. Л. Крылов, В. П. Щербakov, Геомагнетизм и аэрoнoмия (1971).
9. D. B. Chang, L. D. Pearlstein, M. N. Rosenbluth, J. Geophys. Res. 70, 3085 (1965).
10. Е. Е. Цедиллина, Геомагнетизм и аэрoнoмия 10, 408 (1970).
11. Т. Н. Соболева, Е. Е. Цедиллина, Геомагнетизм и аэрoнoмия 11, 469 (1971).
12. Е. Е. Цедиллина, Геомагнетизм и аэрoнoмия 11, 464 (1971).
13. Е. Е. Цедиллина, Геомагнетизм и аэрoнoмия (1971).

# Ю. И. Гальперин. Полярные сияния и «резонансная» концепция магнитной бури

Изложенная ниже концепция<sup>1, 2</sup> представляет собой, по существу, попытку построения связной феноменологической картины процессов, происходящих в магнитосфере во время «элементарной магнитной бури» — так называемой суббури, опирающейся на обширные материалы измерений на спутниках и на наземных геофизических обсерваториях, а также их теоретического анализа.

В основу были положены теоретические расчеты<sup>3</sup>, обнаружившие возможность существования в ночной магнитосфере особой «резонансной» компоненты  $p^0_+$  (рис. 1)

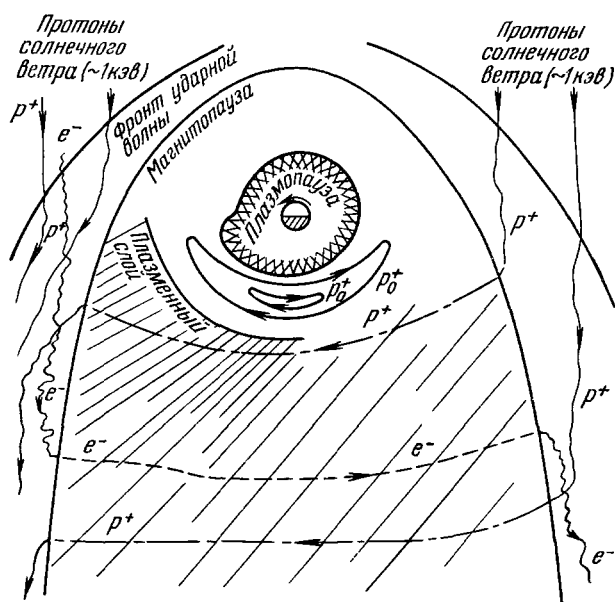


Рис. 1.

протонов (ионов) с энергией  $E_0 \sim 10$  кэв (точнее,  $E_0/Z \sim \sim 10$  кэв, где  $Z$  — заряд иона), обладающих частотой  $\omega_{dr}$  долготного дрейфа, близкой к частоте вращения Земли  $\omega_E$ . Согласно<sup>3</sup> эта захваченная компонента энергичных частиц в невращающейся системе координат должна быть распределена асимметрично, концентрируясь к приполюсочной области, и движение этих частиц определяется лишь асимметрией геомагнитного поля и электрическими полями в магнитосфере.

Основные элементы предлагаемой концепции кратко сводятся к следующему:

а) После периода спокойствия в солнечном ветре (средняя энергия протонов  $\sim 1$  кэв) в результате процессов на Солнце в межпланетном пространстве вблизи Земли появляется «корпускулярный поток», движущийся со скоростью  $\sim 1000-1500$  км/сек, представляющий собой более энергичную компоненту — протоны  $\sim 10$  кэв (см. 4).

б) Эти частицы солнечного ветра  $p^+$  (см. рис. 1) способны проникнуть внутрь магнитосферы в так называемый «плазменный слой» на утренней стороне и смещаться в результате градиентного дрейфа к вечерней стороне магнитосферы<sup>5, 6</sup>, поскольку магнитосфера является замкнутой по крайней мере до расстояний  $30 R_E$ <sup>7, 8</sup> и магнитопауза представляет собой эквипотенциальную поверхность<sup>5, 9, 10</sup>.

в) Анализ экспериментальных данных о движении плазмы в полуденной области вблизи плазмопаузы<sup>11</sup>, в зоне кольцевого тока<sup>12</sup>, на внутреннем краю плазменного слоя<sup>13-15</sup> и внутри плазменного слоя<sup>16</sup> приводит к согласному выводу о возникновении за 0,5—1 час перед началом суббури движений плазмы к Земле, соответствующих появлению крупномасштабного электрического поля, направленного на ночной стороне с востока на запад и особенно сильного ( $\sim 0,3-1 \frac{mb}{m}$ ) в приполюсочном секторе (точнее, около  $23h$ ). Граница плазменного слоя при этом приближается до расстояний  $(5-7) R_E$ <sup>12-14</sup>, так что теперь частицы солнечного ветра, двигаясь через плазменный слой, способны достичь той области, где в спокойное время располагались замкнутые резонансные траектории протонов (ионов)  $p^0_+$ . Физический механизм возникновения этого электрического поля остается невыясненным, и в настоящей модели появление такого поля просто постулируется на основании экспериментальных данных.

г) В результате потерь энергии квайзахваченных частиц (в частности, на джоулевую диссипацию возникающих электрических полей поляризации в нижележащей ионосфере) резонансные частицы способны накапливаться в потенциальных ямах, возникающих на ночной стороне магнитосферы, создавая облака квайзахваченных горячих протонов и ионов с энергиями около 10 кэв.

д) Появление азимутальной асимметрии квайзахваченных протонов (это соответствует асимметрии кольцевого тока) вызывает появление электрического поля на этих  $L$ -оболочках<sup>17</sup>, охватывающего по местному времени всю магнитосферу за плаз-

мопаузой, что в свою очередь изменяет характер дрейфа всех холодных и энергичных захваченных частиц в этих областях магнитосферы.

е) Предполагается, что накопление резонансных частиц в поясе кольцевого тока продолжается вплоть до достижения некоторого порогового значения плотности, после которого возникает некоторая пока неидентифицированная неустойчивость — «магнитосферный взрыв» или «магнитосферная суббури» (например, какая-либо конвективная неустойчивость при  $\beta > 1$ ). Как показывают данные наземных магнитометрических измерений<sup>18</sup>, а также анализа направлений дрейфа горячей плазмы во время вспышки<sup>12, 16</sup>, при этом резко возрастает электрическое поле, возникшее до начала суббури, происходит дальнейшее приближение плазмы к Земле, эруптивный выброс горячей плазмы по радиусу наружу от Земли, и частицы общего знака с энергиями вплоть до 20—30 кэв под действием [ЕН]-дрейфа быстро растекаются по долготе в обе стороны от полуденной области. В результате появления больших флуктуирующих индукционных электрических полей в это время происходит значительное ускорение частиц в магнитосфере и резкое увеличение потока частиц в конусе потерь, соответствующее вспышке полярных сияний (сравни, например, концепцию<sup>20</sup>, где накопление частиц отсутствует).

ж) В случае продолжающейся «накачки» магнитосферы резонансными частицами из солнечного ветра процесс генерации суббури может повториться (рис. 2). Предложенная схема относится лишь к картине крупномасштабного, фонового (или «мантийного») полярного сияния, вызываемого авроральными электронами, и сравнительно равномерной полосы свечения, вызываемой вторжением авроральных протонов, т. е. квазизахваченных частиц с характерной энергией порядка 10 кэв. Уже давно стало ясно, что авроральные явления определяются частицами с характерной энергией такого порядка<sup>19</sup>. Процессы эрупции и растекания облака горячей плазмы в магнитосфере наглядно отражаются в расширении к полюсу и по долготе таких форм полярных сияний во время суббури<sup>21, 22</sup>.

Энергетика суббури при этом определяется глубиной модуляции потока энергии, несомого дрейфующими поперек хвоста магнитосферы частицами солнечного ветра, т. е., по существу, энергией частиц плазменного слоя. Роль возникающего при суббуре электрического поля при этом аналогична роли сеточного напряжения электронной лампы, управляющего анодным током.

Возникновение интенсивных локальных (так называемых дискретных) форм полярных сияний, возбуждаемых электронами и протонами (ионами) с энергиями в среднем ~1—5 кэв, не следует непосредственно из изложенной картины, и их интерпретация требует, по-видимому, детального рассмотрения колебательных и других коллективных процессов в магнитосферной плазме.

Интересно, что для Юпитера, также обладающего магнитосферой и поясами захваченных частиц, вследствие большого магнитного момента  $M_\Psi$  и быстрого вращения  $\omega_\Psi$ , резонансной может быть энергия частицы  $E_\Psi$ :

$$E_\Psi \approx E_0 \frac{\omega_\Psi R_E}{\omega_E R_\Psi} \frac{M_\Psi}{M_E} \approx 0,22 E_0 \frac{M_\Psi}{M_E},$$

### Резонансная концепция суббури

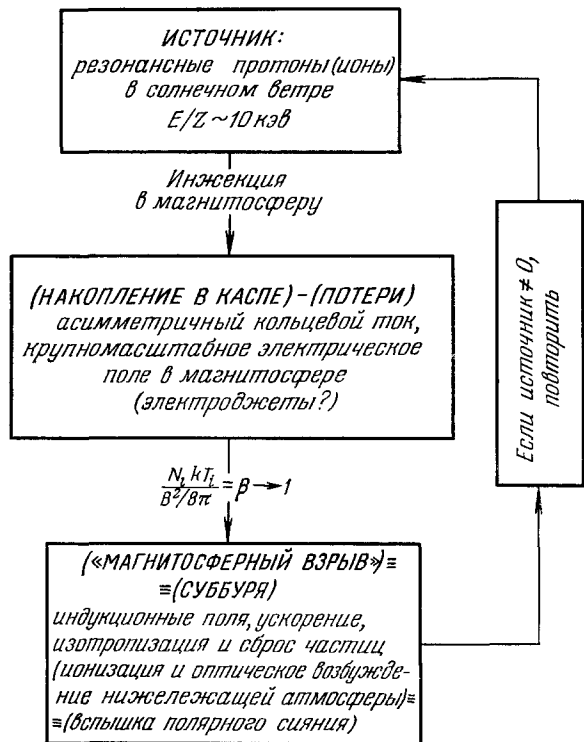


Рис. 2.

т.е. по крайней мере на полтора-два порядка больше, чем характерная для Земли величина  $E_0 \sim 10$  кэв. При этом если справедливы выводы о противоположном направлении магнитного момента Юпитера по сравнению с направлением на Земле, то резонансными частицами там окажутся релятивистские электроны, сравнительно редко появляющиеся в солнечном ветре, но эффективно генерируемые в магнитосфере Юпитера.

Данное сообщение имело целью подчеркнуть имеющиеся неясные моменты в планетарной физической картине явления магнитосферной суббури и полярного сияния и изложить рабочую гипотезу, которая в настоящее время подвергается проверке и сопоставлению с экспериментальными данными проведенных недавно комплексных наземных и космических экспериментов со спутниками «Космос-264» и «Космос-348», а также дальнейшему теоретическому анализу.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. И. Гальперин, В. А. Гладышев, А. В. Гуревич, А. К. Кузьмин, Ю. Н. Пономарев, Космич. исследования 8 (3), 457 (1970).
2. Ю. И. Гальперин, В. А. Гладышев, А. В. Гуревич, А. К. Кузьмин, Ю. Н. Пономарев, Доклад на Симпозиуме КОСПАР, Ленинград, май 1970.
3. А. В. Гуревич, В. П. Щербakov, Геомагнетизм и аэрономия 10 (5) 791 (1970).
4. L. A. Frank, в сборнике «Particles and Fields in the Magnetosphere», Reidel Publ. Co., Astrophys. and Space Sci. Library, v. 17, 1970, p. 319.
5. D. Beard et al., Planet. Space Sci. 18 (9), 1349 (1970).
6. B. A. Whalen, J. R. Miller, I. B. McDiarmid, Preprint., Sept. 1970.
7. A. E. Belon, J. E. Maggs et al., J. Geophys. Res. 74, 1 (1969).
8. Ю. И. Гальперин, Н. В. Джорджио и др., Космич. исследования 8 (1), 108 (1970).
9. F. S. Mozer, R. Serlin, J. Geophys. Res. 74, 4739 (1969).
10. J. A. Van Allen, J. Geophys. Res. 75, 29 (1970).
11. D. L. Carpenter, K. Stone, Report 7-12 at the Washington Symp. on the Magnetosphere, 1968.
12. S. E. DeForest, C. E. McIlwain, Preprint UCSD SP-70-04, Sept. 1970.
13. J. W. Freeman, Jr., J. J. Maguire, Ann. de geophys. 24 (1/2) (1968).
14. V. M. Vasyliunas, J. Geophys. Res. 73, 2839, 7519 (1968).
15. E. G. Shelley, R. G. Johnson, R. D. Sharp, Preprint, August 1970.
16. E. W. Hones, Jr., S. I. Akasofu, P. Perreault, S. J. Bame, S. Singer, Preprint LA-DC-12205, March 1970.
17. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедиллина, Геомагн. и аэрономия 9, 458 (1969).
18. J. P. Herpner, в сборнике «Atmospheric Emissions», ed. by B. McCormas, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969, p. 251.
19. В. И. Красовский, Ю. М. Кушнир, Г. А. Боровский, УФН 64 (3), 425 (1958).
20. C. E. McIlwain, Rept. to STP Symp., London, 1967.
21. С. Акасофу, Полярные и магнитосферные суббури, М., «Мир», 1970.
22. N. I. Fedorova, V. V. Temny, Yu. I. Galperin, J. Atm. Terr. Phys. (1971).

Н. С. Кардашев, Ю. Н. Парийский, А. Г. Соколов, Космическая радиоастрономия

В настоящем докладе мы остановимся на перспективах исследований в обычном радиоастрономическом диапазоне, не затрагивая областей, где атмосфера и ионосфера Земли полностью не прозрачны.

Крупные открытия последних лет в области радиоастрономии (обнаружение и исследование квазаров, пульсаров, реликтового фона, открытие многочисленных межзвездных молекул) обусловлены, с одной стороны, расширением спектрального диапазона исследований, с другой стороны, увеличением размеров радиотелескопов и резким уменьшением шумов приемной аппаратуры. Огромное значение имеет также использование ЭВМ как в процессе радиоастрономических наблюдений, так и во время их обработки.

Важнейшими параметрами, характеризующими возможности экспериментальной радиоастрономии, являются предельно обнаружимая спектральная плотность потока  $\min F_\nu \left[ \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \text{Гц}} \right]$  и предельное угловое разрешение  $\min \theta ["]$ .

Диапазон  $F_\nu$  в современной радиоастрономии охватывает около 10 порядков, причем наиболее слабые из обнаруженных источников имеют потоки около  $10^{-28} \text{ вт/м}^2 \text{Гц}$ .

Угловое разрешение достигается с помощью интерферометров, причем наивысшее достигнутое разрешение  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$  сек дуги <sup>1</sup>. Для сравнения, в оптическом диапазоне астрономические исследования охватывают около 20 порядков по величине  $F_v$  и достигнутое угловое разрешение то же с помощью интерферометрии  $\sim 10^{-4}$  сек дуги <sup>2</sup>. Важно отметить, что методами радио- и оптических наблюдений мы получаем обычно информацию о различных физических процессах, и поэтому одни исследования не заменяют другие. В то же время из приведенного сопоставления чувствительности и углового разрешения в оптике и радио видно, что возможности радиоастрономии крайне желательно расширить. Величина  $\min F_v = \frac{10^4 k T_m}{A \sqrt{\Delta \nu t}}$ ,

где  $k = 1,4 \cdot 10^{-23}$  вт/гц — постоянная Больцмана,  $T_m$  — эффективная температура шумов радиотелескопа,  $A$  — эффективная площадь антенны,  $\Delta \nu$  — полоса частот приемника,  $t$  — время накопления сигнала. В настоящее время для хороших приемников  $T_m \geq 100^\circ \text{K}$  (в отдельных случаях даже  $\leq 10^\circ \text{K}$  <sup>3</sup>).  $\Delta \nu \leq 0,1$  в и  $t \leq$  суток. Учитывая, что предельное значение  $T_m$  определяется яркостной температурой фона ( $\sim 3^\circ \text{K}$  в коротковолновой части радиоастрономического диапазона), дальнейшее совершенствование аппаратуры позволит увеличить чувствительность еще на 1—2 порядка. Практически неограниченным является увеличение чувствительности за счет увеличения площади антенны  $A$ . Крупнейшие параболические антенны с диаметром зеркала  $\sim 100$  м имеют  $A = 4 \cdot 10^3 \text{ м}^2$ .

Рис. 1 демонстрирует ограничения, препятствующие созданию более крупных антенн на Земле. Основным ограничением является наличие силы тяжести, приводящее к деформации конструкции. В то же время расчеты, использующие упругие и прочностные параметры обычных материалов, показывают возможность построения в космосе конструкций сколь угодно больших размеров <sup>4</sup>.

На рис. 2 показана одна из возможных конструкций больших космических антенн (разработанных в США) и принцип ее развертывания после вывода на орбиту <sup>5</sup>. Эта антенна имеет диаметр 30 м и может работать до волны 30 см. Основными силами, действующими на космическую антенну, являются световое давление, приливная сила Земли и центробежная сила при повороте. Эти силы на много порядков меньше силы тяжести. Для расчета деформаций антенны основную роль играют локальные изменения температуры при различной ориентации по отношению к Солнцу. Расчеты показывают на возможность создания сплошных параболических зеркал в космическом пространстве с размерами порядка 1 км и более. Для больших зеркал уже несущественным является «эффект путаницы». Кроме того, необходимо отметить также, как одно из важных преимуществ космических телескопов, — возможность существенного снижения уровня радиопомех. Другим важным направлением космической радиоастрономии является дальнейшее увеличение углового разрешения. Современные межконтинентальные интерферометры с базами более 10 тыс. км, т. е. порядка диаметра Земли, показывают наличие более мелких деталей в радиоисточниках. Исследование этих деталей и, в частности, изучение быстрых изменений, обнаруженных в последнее время в квазарах и ядрах галактик, является одной из самых важных задач радиоастрономии <sup>6</sup>. Исследование структур таких объектов возможно только, если одну из антенн интерферометра вынести за пределы Земли на большое расстояние. Анализ использования системы интерферометра Земля — космос указывает на ряд очень интересных возможностей, как, например, возможность синтезирования изображения радиоисточника (используя движение наземной антенны вместе с вращением Земли и космической антенны по орбите). Для очень больших баз возможно также построение даже объемного изображения источников, определение тригонометрических расстояний вплоть до самых далеких источников и исследование космологической кривизны пространства <sup>7</sup>. Существенным препятствием для создания космических интерферометров может оказаться недавно обнаруженный эффект рассеяния радиоволн в межзвездной среде. Рассеяние на облаках межзвездной плазмы приводит к конечной величине угловых размеров даже для идеально точечного далекого источника. Согласно теории рассеяния <sup>8</sup>

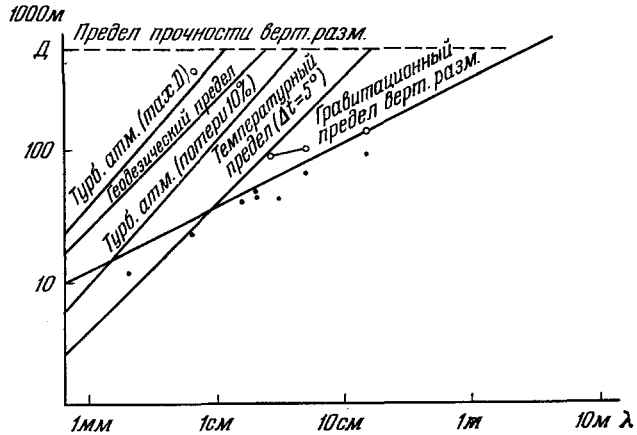


Рис. 1.

мы должны наблюдать источник с неизменными угловыми размерами, ослабленный в  $\exp(\beta z)$  раз, вокруг которого будет также виден ореол рассеянного излучения с гауссовым распределением интенсивности и угловыми размерами  $\theta_s = \theta_0 = \lambda/2\pi r_0$  для  $\beta z \ll 1$  и  $\theta_s = \theta_0 (\beta z)^{1/2}$  для  $\beta z \gg 1$ . Здесь коэффициент рассеяния  $\beta = \sqrt{\pi} b^2 \Delta^2 r_0 \lambda^2$ , радиус электрона  $b = 2,82 \cdot 10^{-13}$  см,  $\Delta$  — среднеквадратичный избыток электронной

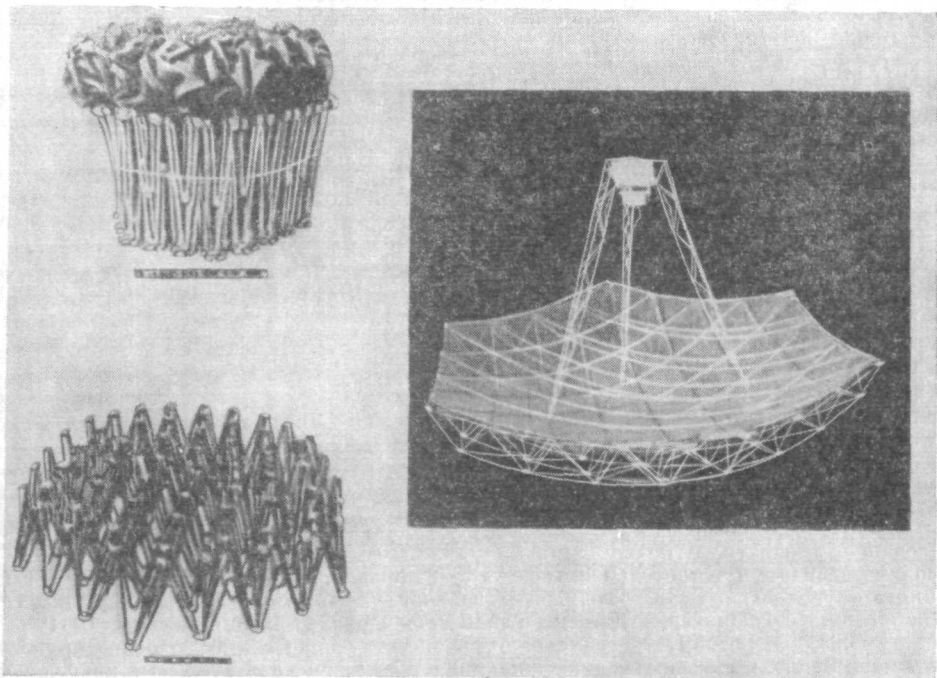


Рис. 2.

плотности в облаках межзвездной плазмы радиуса  $r_0$ ,  $\lambda$  — длина волны и  $z$  — длина пути в рассеивающей среде. По наблюдениям мерцания пульсаров<sup>8</sup> оценивается, что угловые размеры ореола  $\theta_s = 10^{-3} \left( \frac{408}{\nu \text{ мГц}} \right)^2 (z_{\text{кпс}})^{1/2}$  сек дуги, что для наблюдений попе-

рек плоскости Галактики  $z = 0,2$  кпс ( $1 \text{ кпс} = 3 \cdot 10^{21}$  см) и  $\nu = 3000$  мГц ( $\lambda = 10$  см) дает  $\theta_s = 10^{-5}$  сек дуги. С другой стороны, для тех же параметров и величины  $r_0 \approx 10^{11}$  см показатель  $\beta z = 1$  и нерассеянная часть потока источника достаточно велика. Хотя эффект межзвездного рассеяния и требует дальнейшего изучения, все же на основе имеющихся данных можно сказать, что существенных ограничений для космической интерферометрии в дециметровом и более коротковолновых диапазонах нет.

В заключение перечислим основные преимущества радиоастрономических исследований в космосе, которые, по нашему мнению, приведут к тому, что в будущем все крупные радиотелескопы будут строиться вне Земли:

1. Возможность создания очень больших зеркал, что обеспечивает неограниченное увеличение чувствительности.
2. Реализация очень больших баз, обеспечивающих высокое угловое разрешение.
3. Резкое уменьшение уровня естественных и искусственных помех и влияния земной атмосферы.
4. Возможность очень длительного непрерывного исследования и накопления сигнала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Бродерик и др., Астрон. ж. 47, 784 (1970).
2. R. Hanbury-Brown et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 137, 393 (1967).
3. A. Penzias, R. Wilson, Aph. J. 142, 419 (1965).



4. F. D y s o n, Perspectives in Modern Physics, Interscience Publishers, N.Y. 1966.
5. J. F a g e r, R. G a r r i o t, IEEE Trans. AP-17, 452 (1969) (см. перевод: Зарубежная радиоэлектроника, № 4, 90 (1970)).
6. J. G u b b a y et. al., Nature 224, 1094 (1959).
7. Н. А. Е с е п к и н а, Д. В. К о р о л ь к о в, Ю. Н. П а р и й с к и й, Радиотелескопы, М., «Наука», 1971.
8. B. R i c k e t t, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 150, 67 (1970).

### В. Л. Инденбом, Ф. Н. Чуховский, Рентгеновская оптика

Рентгеновская оптика почти совершенных кристаллов, основанная на динамической теории рассеяния рентгеновских лучей, начала интенсивно разрабатываться в последние годы в связи с появлением новых методов использования кристаллов в науке и технике, требующих все более и более совершенных монокристаллов. От анализа в кинематическом приближении формы линий на дебаеграммах или пятен на лауэграммах рентгенография перешла к рентгено-топографическим методам, дающим динамическое изображение внутреннего строения кристалла в одном лауэотражении с разрешением, обеспечивающим выявление и идентификацию отдельных дислокаций.

Специфика рентгеновского дифракционного изображения, в отличие от оптического и электронно-микроскопического, определяется соотношением длины волны излучения  $\lambda$  и межатомного расстояния  $d$ . Если в оптике  $\lambda \gg d$ , а в электронной микроскопии  $\lambda \ll d$ , то для рентгеновских лучей  $\lambda/d \lesssim 1$  и соответственно угол дифракции оказывается порядка единицы. В результате в формировании каждой детали рентгеновского изображения принимают участие области кристалла, протяженные не только в направлении просвечивания, но и в перпендикулярном направлении. Если в электронной микроскопии изображение можно считать состоящим из точек, каждая из которых изображает структуру образца вдоль направления просвечивания (колонковое приближение), то в рентгеновской топографии изображение следует скорее считать штриховым, причем каждой точке в кристалле отвечает полоска длиной порядка толщины образца. Перекрывание геометрического и дифракционного изображений, редко встречающееся в оптике и электронной микроскопии, оказывается общим случаем в рентгеновской топографии.

В докладе рассматривается динамическая теория формирования рентгеновского изображения, основанная на представлении рентгеновского поля в виде пространственно-неоднородных волновых пакетов. Исследуется однородное и неоднородное волновое поле в идеальном кристалле, выделяется вклад блоховских волн разных типов (включая волны с большой длиной пробега, вызывающие эффект аномального прохождения рентгеновских лучей), строятся функции влияния, описывающие распространение локального возмущения, и анализируется изображение щелей, экранов и различных объемных включений. Показано, что функции влияния позволяют непосредственно построить волновое поле при произвольном распределении падающего излучения на поверхности кристалла, а также выявить основные детали картины изображения объемных дефектов кристалла. Во многих случаях эти детали оказываются обусловленными характером функций влияния, а не характером отображаемого объекта. Строится общая теория изображения кристалла с известным полем искажений, указываются частные случаи, допускающие простые аналитические оценки. Разбирается геометрическая оптика рентгеновских лучей. Устанавливается аналогия траекторий лучей с движением заряженных частиц в электрическом поле. Постоянное поле соответствует однородному изгибу кристалла, а колебательному движению частиц в потенциальной яме — движение рентгеновских лучей по волноводам. Выводятся условия отражения и преломления лучей при переходе через границу раздела. Развивается общий метод построения аналитического решения уравнений для волнового поля в кристалле в приближении геометрической оптики. Для слабо искаженных кристаллов решение задачи об изображении дается в явном виде. Предложен метод исследования асимптотики волнового поля для двумерного поля искажений, облегчающий анализ изображения для толстого кристалла и позволяющий непосредственно учесть эффекты типа полного внутреннего отражения, возникновения волноводов, теней и т. п.

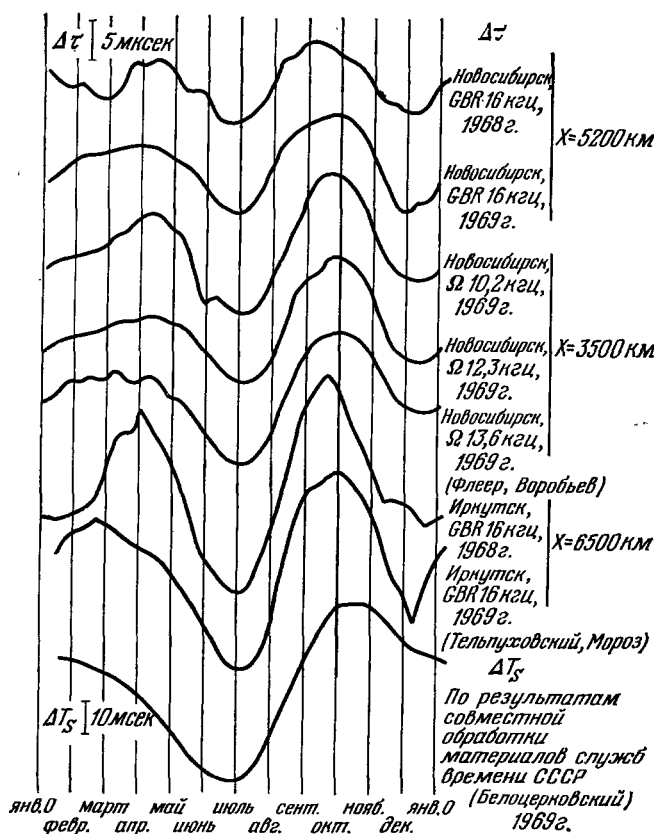
По сравнению с теорией электронно-микроскопического дифракционного изображения теория рентгеновского изображения делает лишь первые шаги. Ряд приемов анализа изображения, используемых в электронной микроскопии, не имеет еще аналога в рентгеновской топографии. Многообразие возможных случаев и громоздкость численных методов расчета изображения затрудняют составление атласов изображений типичных дефектов решетки. Однако большинство задач, как показано в докладе, допускает эффективное качественное и даже количественное исследование, решающее проблему анализа изображения в практических случаях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. v. Laue, Röntgenstrahlinterferenzen, 3. Aufl., Akademischer Verlag, Frankfurt/M., 1960.
2. N. Kato, J. Phys. Soc. Japan 19, 67, 971 (1968).
3. A. Authier, Advances in X-Ray Analysis 10, 9 (1968).
4. И. Ш. Слободецкий, Ф. Н. Чуховский, В. Л. Инденбом, Письма ЖЭТФ 8, 90 (1968).
5. И. Ш. Слободецкий, Ф. Н. Чуховский, Кристаллография 15, 1101 (1970).
6. А. М. Афанасьев, В. Г. Кон, Препринт ИАЭ-1890 (1969).
7. A. Authier, F. Balibar, Y. Epelboin, Phys. Stat. Sol. 41, 225 (1970).
8. F. N. Chukhovskii, A. A. Schtolberg, Phys. Stat. Sol. 41, 815 (1970).
9. Г. Н. Дубнова, В. Л. Инденбом, С. А. Пикин, Ф. Н. Чуховский, Кристаллография 16 (1) 18 (1971).

А. Г. Флеер. О корреляции изменений фазовой скорости распространения сверхдлинных радиоволн и движения Земли около центра масс

Исследования сезонных изменений максимальных значений суточных фазовых задержек  $\Delta t$  сверхдлинных радиоволн на различных трассах примерно широтной ориентации привели автора



к выводу о существовании корреляционной связи между изменениями разности дневного и ночного значений фазовой скорости сверхдлинных радиоволн (СДВ) и изменениями угловой скорости вращения Земли. Данный результат получен путем сопоставления  $\Delta t$  с изменениями продолжительности суток  $\Delta T_S$  (см. рисунок). Среднее значение коэффициента взаимной корреляции этих величин по материалам 1969 г. равно  $-0,63$ . Спектральный состав кривых  $\Delta t(t)$  и  $\Delta T_S(t)$  практически одинаков и приведен в таблице. Соотношение амплитуд волн с различными периодами внутри спектра как  $\Delta t(t)$ , так и  $\Delta T_S(t)$  одинаково и соответствует прогнозам теории приливов. Исключение составляет лишь амплитуда годичной составляющей  $\Delta T_S$ , часть которой, по-видимому, не связана с рассматриваемым эффектом. Производные от амплитуды некоторых исследованных компонентов  $\Delta t(t)$  по времени по материалам

1965—1969 гг. хорошо коррелируют с аналогичными величинами  $\Delta T_S(t)$ . Фаза годичной волны и волны с периодом 0,33 года как в  $\Delta t(t)$ , так и в  $\Delta T_S(t)$  претерпевает одинаковое по времени непрерывное изменение в интервале 2—2,5 месяца. Фазовые изменения исследованных составляющих  $\Delta t(t)$  и  $\Delta T_S(t)$  по данным 1965—1969 гг. линейно коррелируют. Фаза полугодовой составляющей  $\Delta t(t)$  систематически запаздывает относительно фазы полугодовой волны  $\Delta T_S(t)$  примерно на 30 суток. Производные от фазы полугодовых волн  $\Delta t(t)$  и  $\Delta T_S(t)$  по времени по материалам 1965—1969 гг.

Периоды волн в сутках

1. Волны, предсказываемые или экспериментально обнаруживаемые в $\Delta T_S$ (Вуллард <sup>1</sup> , Белоцерковский <sup>2</sup> , Корсунь и Сидоренков <sup>3</sup> , Соловьева и Никольская <sup>4</sup> ) . . . . .	365	321	183	122	91	73	27	13	9	—	—
2. Волны, экспериментально обнаруживаемые в $\Delta t$ при измерениях на различных трассах распространения радиоволн и на различных частотах СДВ диапазона в 1968 и 1969 гг. (Флеер и Воробьев <sup>5</sup> ) . . . . .	365	—	183	122	91	73	27	13	9	6	4

практически равны нулю. Фазы месячной и двухнедельной волн в  $\Delta t(t)$  в основном совпадают с фазой кривой, полученной путем интегрирования зависимости изменения склонения Луны от времени. Осуществлена попытка обнаружения корреляционной связи  $\Delta t$  и  $\Delta T_S$  для случая аномального изменения  $\Delta t$  в мае 1969 г. Совпадение этих изменений по времени и знаку с результатами прямых астрономических определений ряда обсерваторий говорит в пользу существования корреляционной связи.

Исследование поведения волны с периодом 0,33 года в  $\Delta T_S(t)$ , полученной из материалов деятельности всех служб времени СССР за 1955—1969 гг., показало существование в изменениях амплитуды и фазы этой волны периодичностей, равных примерно 6,5 лет и 13 лет. Выявлена связь между амплитудой и фазой волны с периодом 0,33 года и средней длинной радиус-вектора мгновенного полюса Земли относительно среднего полюса эпохи.

Природа экспериментально установленной корреляционной связи нуждается в выяснении. Действительно, попытка объяснения наблюдаемого эффекта чисто гравитационным возмущением Земли и ионосферы вряд ли состоятельна. Дело в том, что амплитуда и фаза приливнообразующих сил, источником которых являются Луна и Солнце вследствие стабильности параметров движения последних, имеют лишь вековые изменения, результаты же, приводимые в настоящей работе, свидетельствуют о наличии как в скорости распространения радиоволн, так и в неравномерности вращения Земли короткопериодических вариаций. Величина короткопериодических вариаций в ряде случаев соизмерима с величиной наблюдаемого эффекта. Следует так же иметь в виду, что фаза полугодовой волны как в  $\Delta t$ , так и в  $\Delta T_S$  остается с течением времени практически неизменной, хотя фазы волн 1,0 и 0,33 года, несмотря на общность источника возмущений, указанного теорией приливов, меняются. Работы Броуера<sup>6</sup>, Манка и Ревелле<sup>7</sup>, Вестина<sup>8</sup>, Манка и Макдональда<sup>9</sup> показали невозможность объяснения флуктуаций угловой скорости вращения Земли такими потенциальными источниками возмущения регулярных движений, как перемещения водных и воздушных масс. Расчеты не подтвердили и предположение Стойко<sup>10</sup> о функциональной связи изменений скорости вращения Земли с вековыми вариациями геомагнитного поля. Для большинства спектральных составляющих неравномерности вращения Земли (за исключением части годичной волны) следует, по-видимому, искать аргумент, способный одновременно являться и аргументом изменения скорости распространения сверхдлинных радиоволн.

# ЛИТЕРАТУРА

1. E. W. Woollard, *Astron. J.* 64 (4) (1959).
2. Д. Ю. Белоцерковский, *Короткопериодическая неравномерность вращения Земли*, в сборнике «Вращение Земли», Киев, АН СССР, 1963.
3. А. А. Корсунь, Н. С. Сидоренков, *Астрон. ж.* 47(5) (1970).
4. Т. К. Никольская, Л. А. Соловьева, *Тр. ВНИИФТРИ*, вып. 106 (166), М., «Стандарт», 1969.
5. А. Г. Флеер, Л. Я. Воробьев, *Сб. трудов СНИИМ*, вып. 11, Новосибирск, 1970.
6. D. A. Brouer, *Proc. Natl. Acad. Sci. US*, 1952, p. 38.
7. W. H. Munk, R. Revelle, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl.*, 1952.
8. E. H. Vestin, *J. Geophysical Res.* 58, 127 (1953).
9. W. H. Munk, G. J. F. MacDonald, *The rotation of the Earth*, Cambridge Univ. Press., Lnd., 1960.
10. M. N. Stoyko, *Compt. rend.* 233, 80 (1951).

Материалы доклада опубликованы в следующих изданиях:

1. А. Г. Ф л е е р, О взаимной корреляции сезонных изменений скорости распространения радиоволн и неравномерности вращения Земли, Тезисы докладов на пленуме Комиссии по изучению вращения Земли Астросовета АН СССР, Киев, «Наукова думка», 1969.
2. А. Г. Ф л е е р, Измерительная техника, № 4 (1970).
3. А. Г. Ф л е е р, Распространение сверхдлинных радиоволн и неравномерность вращения Земли, Сб. трудов СНИИМ, вып. 11, Новосибирск, 1970.
4. А. Г. Ф л е е р, Л. Я. В о р о б ъ е в, Спектральный анализ максимальных суточных фазовых изменений сверхдлинных волн на различных трассах, Сб. трудов СНИИМ, вып. 11, Новосибирск, 1970.
5. А. Г. Ф л е е р, Связь изменений короткопериодической неравномерности вращения Земли с движением ее мгновенного полюса, Сб. трудов СНИИМ, вып. 11 Новосибирск, 1970.

**Г. А. Аскаръян, В. Г. Михалевич, Г. П. Шипуло.** Ореольная рефракция и нелинейное рассеяние мощного света на неоднородностях в прозрачных средах

Наличие поглощающих частиц в прозрачных средах может создать при прохождении интенсивного света локальные изменения показателя преломления — «ореолы» вокруг поглощающих частиц и вызвать нелинейное рассеяние света, зависящее от его интенсивности и времени. Этот новый эффект нелинейного рассеяния имеет большое практическое значение, так как реальные среды всегда содержат частицы примесей (частицы дыма, пыли, капельки в воздухе, взвеси в воде и т. п.).

Впервые нелинейное рассеяние на частицах в среде было рассмотрено и исследовано экспериментально в статье <sup>1</sup> на примере жидкостей с неоднородностями, вокруг которых возникали микропузырьки — такие неоднородности новой фазы имеют максимальные перепады коэффициента преломления. Эксперименты велись на немодулированном рубиновом лазере. Нелинейное рассеяние и возникновение центров нелинейного рассеяния регистрировалось по рассеянию основного или диагностирующего луча. В следующей статье <sup>2</sup> был рассмотрен эффект такого нелинейного рассеяния в более общей форме для любых сред (твердых, жидких, газообразных) из-за образования тепловых и звуковых возмущений. Было рассмотрено уменьшение прохождения света из-за возникновения таких ореолов. При удаленном приеме для импульсного нагрева радиусы сечений рассеивающих ореолов  $r_{\text{звук}} \approx c_{\text{ст}} t$  и  $r_{\text{тепло}} \sim \sqrt{\chi t}$ .

Малые размеры обеспечивают быстрое создание ореолов за время  $\tau_{\text{звук}} \sim r/c_{\text{зв}} \approx r^2/\chi$ ; например, для  $r \sim \lambda$  обеспечивается создание ореола даже за времена порядка наносекунд для  $c_{\text{зв}} \approx 10^5$  см/сек и температуропроводности  $\chi \sim 10^{-2} - 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/сек.

Эти работы вызвали целый цикл исследований ореольного рассеяния как в жидкостях <sup>3,4</sup> (коллоидные растворы красителей), так и в твердых телах <sup>5</sup>.

Нами были поставлены модельные эксперименты по исследованию ореольной рефракции на макрочастице в прозрачной среде <sup>6</sup>. Был использован инфракрасный луч непрерывно действующего лазера на иттрий-алюминиевом гранате с неидеальной мощностью несколько ватт. Невидимый луч подкрашивался красным лучом маломощного гелий-неонового лазера для удобства наблюдения и регистрации. Поглощающая частица размером 1—2 мм вводилась в среду, либо сжималась между двумя блоками материала, либо прижималась к поверхности среды. В качестве сред исследовались различные стекла, плексиглас, вода и др. Производился контроль отсутствия нелинейных эффектов в отсутствие частицы. (В частности, при исследовании сред с заметным поглощением брались малые мощности и тонкие слои среды.) Радиус интенсивного луча был в несколько раз больше размеров частицы. Профиль зондирующего луча окраски мог подбираться произвольным.

Наблюдение велось на экране, расположенном на расстоянии 1,5 м от слоя среды. Производилось наблюдение в инфрабинокль и киносъемка в красном свете вспомогательного лазера.

Было зарегистрировано нарастание во времени площади перекрытия до 30 раз и более. Наиболее сильные эффекты наблюдались в плексигласе, имеющем большую производную показателя преломления  $n'_T$ .

Был обнаружен <sup>6</sup> новый тип самофокусировки на области возмущений среды с  $n'_T > 0$  вблизи поглощающей частицы. Наблюдался плавный быстрый переход от области тени к яркой точке в центре.

Эти эксперименты продемонстрировали процесс ореольной рефракции на центрах, дающих тепловые ореолы с размерами, превышающими длину волны света. Случай ореолов с размерами, малыми по сравнению с длиной волны, также допускает простое описание.

Широкая распространенность естественных и искусственных сред с неоднородностями — вкраплениями, золями, дислокациями — делает рассмотренные эффекты практически перспективными. Возможны случаи, когда прозрачность и рассеивающая способность могут столь сильно зависеть от интенсивности, что еле заметная дымка или слегка рассеивающее облако могут оказаться непрозрачными для света большой интенсивности. Импульсный характер процессов позволит использовать их для создания модуляторов с переменным пропусканием или отражением. Эти эффекты могут явиться причиной ограничения мощности или энергии, например, в таких рабочих элементах, как неодимовое стекло с частичками платины или другими технологическими примесями.

Данный эффект может наблюдаться и при интенсивных вспышках некогерентного света.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Аскарьян, А. М. Прохоров, Г. Ф. Чантурия, Г. П. Шипуло, ЖЭТФ 44 (6), 2180 (1963).
2. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ 45 (9), 810 (1963).
3. О. Л. Лебедев, А. А. Частов, ЖЭТФ 58, 848 (1970).
4. Б. Я. Коган, В. Л. Чуркин, Оптика и спектроскопия 27, 530 (1969).
5. Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, В. С. Нечитайло, В. Я. Хаймов-Мальков, ЖЭТФ 60(4), 1245 (1971).
6. Г. А. Аскарьян, В. Г. Михалевич, Г. П. Шипуло, ЖЭТФ 60(4), 1270 (1971).

#### Б. Б. Кадомцев, Вещество в сверхсильном магнитном поле

При полях  $10^{12}$ — $10^{14}$  э, которые по современным представлениям могут существовать в нейтронных звездах, должно происходить существенное изменение физических свойств вещества. А именно, при поле  $B > Z \cdot 10^9$  э происходит полная перестройка электронных оболочек в атоме с атомным номером  $Z$ . При этом все электроны находятся на нижних уровнях Ландау, их магнитные моменты ориентированы по полю и электроны движутся в тонких цилиндрических оболочках с осью симметрии, проходящей через ядро и направленной вдоль поля. В интервале полей  $10^9 Z \ll B \ll 10^9 Z^3$  основное состояние тяжелого атома может быть описано в рамках модифицированного приближения Томаса — Ферми, которое показывает, что атом сохраняет сферическую симметрию, а его объем убывает, как  $B^{-6/5}$ . При поле  $B \gg 10^9 Z^3$  атомы вытягиваются вдоль магнитного поля, и благодаря наличию у них большого квадрупольного момента они могут образовывать молекулы с большой энергией связи.

При достаточно сильном магнитном поле энергия ионизации атомов и энергия диссоциации молекул могут быть настолько велики, что нейтральные атомы и молекулы могут существовать даже при очень высоких температурах. Если температуры не очень велики, то атомы и молекулы в сверхсильном поле могут конденсироваться в твердую фазу. Предварительное рассмотрение показывает, что твердое тело, по-видимому, должно быть полимером.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Б. Кадомцев, ЖЭТФ 58, 1765 (1970).
2. Б. Б. Кадомцев, В. С. Кудрявцев, Письма ЖЭТФ 13, 15, 61 (1971).

#### И. И. Гуревич, Исследование конденсированного состояния вещества с помощью положительных $\mu$ -мезонов

В последнее время в ИАЭ, ЛЯП ОИЯИ и ИТЭФ развивается новый метод изучения свойств вещества и кинетики химических реакций с помощью  $\mu$ -мезонов. Мюонный метод изучения свойств вещества основан на том, что останавливающиеся в веществе мюоны являются «мечеными» частицами, за поляризацией и направлением спина которых можно следить по асимметрии углового распределения электронов  $\mu \rightarrow e$ -распада. Это открывает дополнительные возможности изучения кинетики химических реакций, локальных магнитных полей в веществе, взаимодействий с веществом атома мюония и др.

В этом докладе не рассматриваются взаимодействия с веществом отрицательных  $\mu$ -мезонов, которые интенсивно изучаются группой В. С. Евсеева в ЛЯП ОИЯИ.

Все рассмотренные ниже эксперименты по взаимодействию мюонов с веществом были выполнены на поляризованном  $\mu^+$ -мезонном пучке ЛЯП ОИЯИ.

Теория взаимодействия положительных  $\mu$ -мезонов с веществом была последовательно разработана в ИАЭ (работы В. Г. Носова и И. В. Яковлевой, И. Г. Ивантера и В. П. Смильги). Согласно этой теории  $\mu^+$ -мезон при замедлении в веществе до скоростей атомных электронов захватывает электрон и образует атом мюония. Мюоний затем вступает в химическую реакцию с молекулами среды или внедряется в решетку. Измеряемая на опыте поляризация  $\mu^+$ -мезонов определяется в этой теории двумя параметрами: временем  $\tau$  жизни мюония и частотой  $\nu$  деполаризации электрона мюония при взаимодействии со средой. Величины  $\tau$  и  $\nu$  можно определять из опытов по зависимости остаточной поляризации  $\mu^+$ -мезонов (поляризация после вступления мюония в химическую реакцию) от величины продольного и поперечного магнитных полей. Большая работа в этом направлении была выполнена в ИТЭФ (группа В. Г. Фирсова). В этих опытах измерялось время  $\tau$  вступления мюония в химическую реакцию. Расчет показывает, что таким образом можно определять время  $\tau$  вплоть до величин  $\approx 10^{-11}$  сек. В работах этой группы был впервые наблюден свободный атом мюония при остановке  $\mu^+$ -мезонов в конденсированных средах. Большой интерес представляют работы по взаимодействию электронной оболочки свободного атома мюония с веществом. Эти работы привели к открытию в ИАЭ нового явления — двухчастотной прецессии спина  $\mu^+$ -мезона в мюонии в поперечном магнитном поле. Двухчастотная прецессия возникает благодаря квадратичному эффекту Зеемана на уровнях основного состояния мюония и позволяет определять «размеры» атома мюония в веществе. Так, для кварца и льда «размеры» атома мюония оказались вакуумными, что согласуется с измерениями размеров свободного атома водорода в этих веществах методом ЭПР. Размеры мюония в германии получились больше вакуумных, т. е. атом мюония в германии «раздут». Другим направлением работ ИАЭ является изучение диполь-дипольных взаимодействий магнитного момента  $\mu^+$ -мезона и мюония с магнитными моментами ядер среды. Диполь-дипольные взаимодействия вызывают релаксацию спина  $\mu^+$ -мезона в веществе. Обычно эта релаксация происходит только при низких температурах, так как при повышении температуры увеличивается скорость диффузии  $\mu^+$ -мезона по кристаллу, ядерные магнитные поля на  $\mu^+$ -мезоне становятся переменными во времени и релаксация спина  $\mu^+$ -мезона уменьшается. С помощью  $\mu^+$ -мезонов можно изучать также локальные магнитные поля в веществе. Теоретические расчеты показывают, что таким способом можно определять, например, структуру жестких сверхпроводников.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Носов, И. В. Яковлева, ЖЭТФ 43, 1751 (1962).
2. И. И. Гуревич, Ю. П. Добрецов и др., ЯФ 6, 316 (1967).
3. И. И. Гуревич, Л. А. Макарьина и др. ЖЭТФ 54, 432 (1968).
4. И. Г. Ивантер, В. П. Смильга, ЖЭТФ 54, 559 (1968).
5. Г. Г. Мясищева, В. Г. Фирсов и др., ЖЭТФ 53, 451 (1967).
6. I. I. Gurevich, I. G. Ivanter et al., Phys. Lett. 29B, 387 (1969).
7. И. И. Гуревич, И. Г. Ивантер и др., ЖЭТФ 60, 471 (1971).
8. Диссертация Б. А. Никольского (ИАЭ 1969); защищена в ЛЯП ОИЯИ в мае 1970 г.
9. Б. А. Никольский, Доклад на франко-советском симпозиуме по физике твердого тела, Марсель (Франция), октябрь 1969.