

2.90  
1985/3



თბილისის უნივერსიტეტის შრომები

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

254

ISSN 0376 — 2637

ფ ი ზ ი კ ა  
Ф И З И К А  
P H Y S I C S

19

თბილისი Тбилиси Tbilisi  
1985



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა  
TBILISI UNIVERSITY PRESS





თბილისის უნივერსიტეტის შრომები  
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

ტ. 254 v.

---

ფ ი ზ ი კ ე  
P H Y S I C S

თბილისი 1985 Tbilisi



ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
Т. 254

---

**Ф И З И К А**

Т б и л и с и 1985





РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Н.С.Амаглобели, И.Ш.Вашакидзе, З.С.Качлишвили, Т.И.Копалеишвили (редактор), Н.М.Полиевктов-Николадзе, Т.И.Санадзе, Т.М.Шавишвили (секретарь).

სარედაქციო კოლეგია

ნ.ამაღლობელი, ი.ვაშაკიძე, თ.კოპალეიშვილი, (რედაქტორი), ნ.პოლიევქტოვ-ნიკოლაძე, თ.სანაძე, ზ.ქაჩლიშვილი, თ.შავიშვილი(მდივანი).

Editorial board

N.Amaglobeli, Z.Kachlishvili, T.Kopaleishvili (editor), N.Polievktov-Nikoladze, T.Sanadze, T.Shavishvili (secretary), I.Vashakidze.





Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის მტკიცებლადი საბერძნეთი  
უნივერსიტეტის შრომები

254, 1985

18.174

К МЕХАНИЗМУ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ДНЕВНОЙ  
F2 ОБЛАСТИ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ

З.С.Шарадзе, Ж.Т.Гогиашвили, Н.В.Мосашвили

Положительные возмущения (аномальное повышение элект-  
ронной концентрации в слое F2 в течение нескольких часов)  
составляют ~ 20% общего числа больших и умеренных ионосфер-  
ных возмущений и ~ 40% малых /1/. Чаще всего они наблюдают-  
ся зимой и в периоды равноденствия в годы низкой солнечной  
активности. Обычно наблюдаются положительные возмущения с  
продолжительностью в 3-7 часов; значительно меньше число  
возмущений с продолжительностью в 2-3 суток /1-3/. Основным  
критерием для выделения положительно-возмущенных периодов в  
слое F2 является отклонение критических частот ( $f_o F_2$ ) от  
медианы, характеризующей спокойное состояние ионосферы. К  
положительным возмущениям отнесены периоды, когда  $f_o F_2$   
превышали 20% ночью и 15% днем /3/. Положительные возмуще-  
ния на всех широтах преимущественно связаны с магнитосфер-  
ными суббуриями, характерной особенностью которых является  
повышение авроральной активности (индекс AE) без усиления

საქ. სსრ კ. მეცნიერ.  
ბიბ. სსრ. რედაქც.  
თბილისი



экваториального кольцевого тока /2, 4/. Модельными расчетами показано /4,5/, что среди предложенных механизмов для объяснения положительных возмущений малой длительности ( в 3-5 часов) наиболее приемлемыми являются внутренние гравитационные волны (ВГВ), особенно импульсного характера. Однако, экспериментальных фактов, подтверждающих это, еще очень мало /4-6/.

Ниже представлены результаты исследования положительных возмущений малой продолжительности ( в 3-6 часов), регистрируемые в светлое время суток зимой и в периоды равноденствия в 1964-1966 гг. над среднеширотными ионосферными обсерваториями Москвы, Киева, Ростова н/Д и Тбилиси.

Положительные возмущения с продолжительностью в 3-5 часов, как правило, наблюдаются в виде одиночных импульсных всплесков критических частот области F ( $f_o F_2$ ) (рис. I а, б, кривая 1). Сначала несколько уменьшается  $f_o F_2$ , а затем наблюдается ее значительное увеличение. Отклонение  $f_o F_2$  от медианы ( $f_o F_2$  мед. - кривая 2, рис. I а, б) достигает 30-50% при сильных возмущениях. С уменьшением широты часто наблюдается уменьшение продолжительности и увеличение амплитуды возмущения (рис. I а). Положительные возмущения, регистрируемые над Ростовом н/Д и Тбилиси, довольно часто не наблюдаются или очень слабо выражены над Киевом и Москвой (рис. I б).

Появлению положительных возмущений предшествует поднятие области F ионосферы. Увеличение высоты максимума ионизации слоя F2 ( $h_p F_2$ , снимаемая прямо с ионограмм на частотах  $f_o F_2 \times 0,834$ , рис. 2, кривая 3) на 30-80 км наблюдается за



40-60 минут раньше до появления положительных возмущений. Анализ вариаций действующих высот на различных фиксированных частотах ( $f'_f$ ), отраженных от области F в периоды наличия положительных возмущений, показал перемещение фазы возмущения сверху вниз - возрастание высоты на более высоких частотах начинается на 30-40 минут раньше (рис. 3 а, б). Такие вариации высот на разных фиксированных частотах, отраженных от области F, являются типичным свойством крупномасштабных перемещающихся ионосферных возмущений (КПИВ), отождествляемых с прохождением внутренних гравитационных волн (ВГВ) /6,7/.

Величина скорости и направление распространения положительных возмущений с продолжительностью в 3-4 часа, наблюдаемых преимущественно в магнитовозмущенные дни ( $3 \leq K_p \leq 5$ ) на  $f$ -графиках ионосферных обсерваторий Москвы, Киева, Ростова н/Д и Тбилиси в виде одиночных всплесков  $f_oF_2$  с продолжительностью в 3-5 часов, определялись методом кросскорреляционного анализа. Результаты в виде гистограмм представлены на рис. 4. Видно, что такие возмущения преимущественно перемещаются в южном или юго-западном направлениях. Величина наиболее вероятных скоростей лежит в интервалах 100-300 м/с, 400-550 м/с и 700-800 м/с. С такими же скоростями перемещаются к экватору крупномасштабные ВГВ полярного происхождения, имеющие импульсную временную структуру /7,8/.

Таким образом, интерпретация положительных возмущений среднеширотной  $F_2$  области ионосферы с продолжительностью в 3-5 часов и наблюдаемых в дневное время в периоды умеренной магнитной активности ВГВ импульсного характера представляет-



ся в целом приемлемой. Согласно /4, 8, 9/, такие волны полярного происхождения, в зависимости от интенсивности суббурь, генерируют на высотах F2 слоя дополнительное составляющее скорости термосферного ветра к экватору. порядка 60-100 м/с и длительности в 2 часа. Такой ветер поднимает плазму F2 слоя вдоль силовых линий геомагнитного поля на большие высоты, где скорость потерь электронов меньше, увеличивая тем самым электронную концентрацию в максимуме слоя F2 /4,10/. Согласно модельным расчетам /4,10/, под влиянием этих ветров увеличение  $h_m F2$  на 20-70 км наблюдается на 60 мин. до появления положительных возмущений, что согласуется с наблюдениями.

Поступила 10.1У.1984

Кафедра радиофизики

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н.В.Медникова. Сб. "Физика солнечных корпускулярных потоков и их воздействие на верхнюю атмосферу Земли", М., АН СССР, 183, 1957.
2. Р.А.Зевакина, М.В.Киселева. Сб. "Диагностика и моделирование ионосферных возмущений", М., "Наука", 151, 1978.
3. Г.М.Хочолава. Морфология и динамика верхней ионосферы средних широт. Тбилиси, "Мецниереба", 1975, 26.
4. G.W.Prölls, M.J.Jung J.Atmos.Terr. Phys. v 40, N 12, 1351, 1978.
5. Р.А.Зевакина, А.А.Намгаладзе, В.М.Смертин. Геомагнетизм и аэронавигация, 18, №6, 1040, 1978.
6. Д.К.Квавадзе, Г.М.Хочолава, З.С.Шарадзе. Труды ТГУ, 209, 32, 1979.

- 7. M.J.Davis J.Geophys. Res. v.76, N 19, 4525, 1971.
- 8. A.D.Richmond and S.Matsushita. J.Geophys. Res. v. 80, N19, 1975.
- 9. A.D.Richmond. J.Atmosph. Terr. Phys. 41, N11, 841, 1979.
- 10. В.М.Смертин, А.А.Намгаладзе. Преприят №3(177), ИЗМИРАН, 1977.

ბ.შარაძე, ჯ.გოგიაშვილი, ნ.მოსაშვილი

საზღვროცენტრის მონიტორინგის F2-ფენის  
ფენის ფარგლებში ფარგლებში დაკვირვების

შედეგების შესახებ

რეზიუმე

მოსკოვის, კიევის, როსტოვისა და თბილისის იონოსფერული მონიტორინგის სადგურებში 1964-1965 წწ. მონიტორინგის მასალა გამოყენებულია იონოსფერული F2-ფენის ფარგლებში დაკვირვების მონიტორინგის შესახებ. ნაკვირვებია, რომ აღნიშნული მონიტორინგის შედეგებზე დაყრდნობით ადგილობრივად გრადიენტული ფარგლები, რომლებიც გენერირებულია ნაკვირვებზე და ვრცელდება ვაკუუმისაკენ.

Z.Sharadze, J.Gogiashvili, N.Mosashvili

ON THE MECHANISM OF DAYTIME POSITIVE STORM EFFECTS IN THE F2-LAYER AT MIDDLE LATITUDES

Summary

Vertical incidence ionospheric data from mid-latitude stations of Moscow (55.5N, 37.3E), Kiev (50.5N,30.5E), Rostov (47.2N,39.7E), and Tbilisi (41.7N,44.8E), covering two years (1964-1965), have been analysed to study positive storm effects in the F2 layer. Internal gravity waves are offered as a possible explanation for short- and medium duration events at middle latitudes.



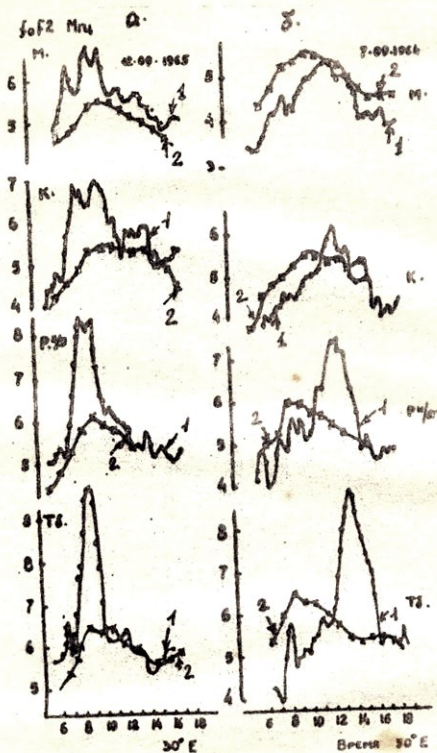


Рис. I. Положительным возмущением предшествует поднятие слоя ( $h_p F_2$  - кривая 3) F2 над Киевом, Ростовом н/Д и Тбилиси (23.03.65).



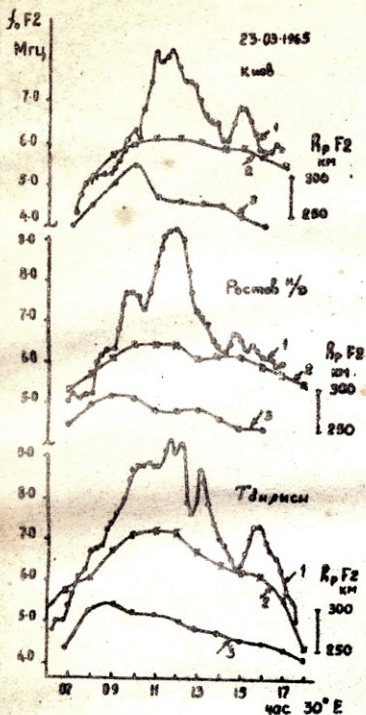


Рис. 2. Положительные возмущения в слое F2 (кривая 1) над Москвой, Киевом, Ростовом н/Д и Тбилиси (12.09.65 и 07.09.64). Кривая 2 - медианные значения  $f_0 F_2$ .

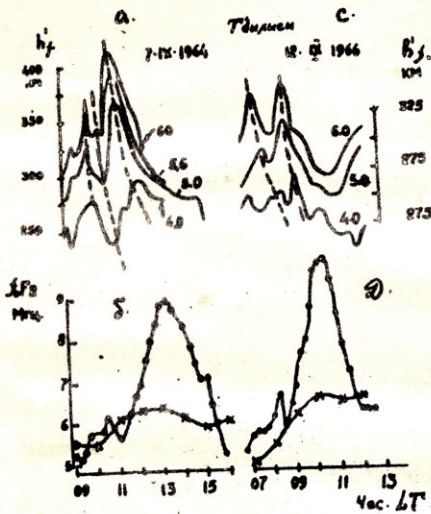


Рис.3. В периоды наличия положительных возмущений (б, д) вариации действующих высот на фиксированных частотах (указаны у кривых а, с) свидетельствуют о гэремещении фазы сверху вниз.

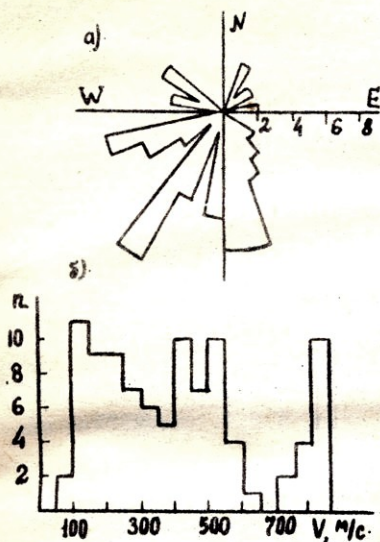


Рис. 4. Величина и направление скорости перемещения положительных возмущений, регистрируемых над среднеширотными ионосферными обсерваториями в 1964-1965 гг.





Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის მხრების ნიშნის რჩმების თბოვნილანი საბერძნოთ  
უნივერსიტეტის მხრმებო  
254, 1985

КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СРЕДНЕМАСШТАБНЫХ  
ПЕРЕМЕШАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ (СПИВ)  
В РАЙОНЕ ТБИЛИСИ

З.С.Шарадзе, Г.М.Арошидзе, Г.Б.Киквилашвили,  
З.Л.Лиадзе, Н.В.Мосашвили, Т.И.Торшелидзе

Неоднородность и изменчивость являются обычными свойствами ионосферы. Спектр размеров неоднородностей электронной концентрации ионосферы весьма широк – от нескольких метров до нескольких сотен и тысяч километров. "Время жизни" этих неоднородностей, как правило, зависит от их пространственных размеров и так же изменяется в широких пределах – от нескольких секунд до нескольких часов и более. Для неоднородностей, имеющих волновой характер, под пространственными размерами подразумевается длина волны, а под "временем жизни" – временной период возмущения.

В настоящей статье обсуждается комплекс для исследования среднemasштабных перемешающихся ионосферных возмущений (СПИВ) с горизонтальными длинами волн  $\lambda_y$  в пределах 50+1000 км и периодами T в пределах (10+90 мин), т.е. возмуще-

ний, являющихся подклассом перемещающихся ионосферных возмущений (ПИБ).

ПИБ представляет собой одну из разновидностей крупномасштабных неоднородностей электронной концентрации, регистрируемых на фоне регулярных суточных вариаций параметров ионосферы.

Первые наблюдения ПИБ относятся к 1940 году /1/. В пятидесятые годы широкое распространение получали методы исследования ПИБ, основанные на анализе в нескольких точках земной поверхности искажения следа F - области на ионограммах панорамного зондирования ионосферы /2/, вариаций критической частоты F - области /3/, группового запаздывания радиосигнала фиксированной частоты, отраженного от F - области /4,5/. Низкая чувствительность этих методов позволяла исследовать лишь сравнительно сильные возмущения, приводящие к заметным нарушениям регулярной структуры ионосферы. По этой причине в течение долгого времени считалось, что ПИБ - явление нерегулярное, эпизодическое. Использование более чувствительных методов позволило установить, что ПИБ - явление регулярное, наблюдаемое даже в спокойной (в принятом к тому времени смысле этого слова) ионосфере /6 + 12 /.

В настоящее время для систематических наблюдений ПИБ особенно широкое применение получил метод регистрации вариации доплеровского смещения частоты радиосигнала, отраженного от ионосферы /10-15/, как наиболее чувствительный и к тому же не очень сложный и недорогой метод экспериментального исследования.



За последнее время наиболее систематические исследования ПИВ чувствительными радиометодами проведены с помощью аппаратурных комплексов, созданных в СибИЗМИР СО АН СССР /16/ и в секторе ионосферы АН Каз.ССР /17/.

Кроме радиофизических методов, в последние годы для исследования волновых возмущений во всей толще ночной ионосферы успешно применяется оптический метод - регистрация периодических вариаций интенсивности эмиссии ночного неба (ОН, [OI] 5577 Å, [OI] 6200 Å, He, Na, O<sub>2</sub>Σ) /18-22/.

На основе анализа имеющихся данных можно сделать ряд важных выводов относительно природы ПИВ. В частности, установлено существование различных типов возмущений /1, 2, 12/. Одни из них, т.н. крупномасштабные ПИВ (КПИВ), размером порядка тысяч и более километров ( $\lambda_x \geq 1000$  км), являются откликом ионосферы на внутренние гравитационные волны (ВГВ), генерируемые в атмосфере при воздействии на нее таких импульсных источников энергии, как ядерные взрывы, землетрясения и магнитные бури, особенно с SC началом. Другой тип, т.н. среднемасштабные ПИВ (СПИВ) ( $50 \leq \lambda_x \leq 1000$  км) наблюдается регулярно и объясняется откликом ионосферы на среднемасштабные ВГВ тропосферного происхождения.

В настоящее время перед исследователями стоит широкий круг практических задач, связанных с изучением динамического режима ионосферы /2,3/ и расчетом радиотрасс КВ диапазона /15/, для решения которых необходимо иметь подробную информацию о ПИВ. СПИВ, из-за регулярного присутствия в ионосфере, представляют наибольший интерес для физики ионосферы.

18174

и решения прикладных задач. Между тем, они исследованы не-  
достаточно. Не говоря о неопределенностях в сведениях об ис-  
точниках и механизмах генерации, значительные пробелы имеют-  
ся даже в статистических данных о СПИВ. Имеющиеся в северном  
полушарии данные главным образом относятся к дневному времени  
и лишь в F - области ионосферы. Небольшое число регионов, в  
которых проведены систематические экспериментальные исследо-  
вания СПИВ. Результаты, излагаемые в ряде работ, получены по  
сравнительно небольшому количеству эпизодических измерений  
с помощью одного метода и лишь для одного определенного се-  
зона года. Не проведены одновременные исследования СПИВ в E и  
F областях ионосферы. Еще не проводились синхронные исследо-  
вания возмущений в нейтральной и ионизированной частях ниж-  
ней термосферы, и, вообще, очень мало известно о СПИВ в ниж-  
ней термосфере.

Исходя из вышесказанного, можно заключить, что на дан-  
ном этапе первоочередной задачей является систематическое  
комплексное экспериментальное исследование СПИВ во всей тол-  
ще ионосферы.

С этой целью в научно-исследовательской лаборатории ио-  
носферы ТГУ был создан измерительный комплекс, реализующий  
следующие методы исследования СПИВ:

1. Ионограммный метод;
2. Метод фокусировки;
3. Метод поляризационных биений;
4. Высокочастотный доплеровский метод;
5. Метод пространственно-разнесенного приема с малой  
базой (метод Д1);

საქ. სსრ კ. მეცნიერ.  
სახ. სსრ. გეოგრაფ.  
ინსტიტუტი



### 6. Оптический метод.

К существующему пункту наблюдения, расположенного в Табахмела, добавлены два пункта (в Душети и Марткоби) и создан измерительный треугольник со средней базой ( $\sim 40-50$  км).

Геометрия треугольника и методы исследования СПИВ, реализуемые в каждом из трех пунктов наблюдений, приведены на рис.1. Рассмотрим вкратце каждый из методов.

Ионограммный метод или метод  $h'(f)$  - характеристик является самым распространенным в исследованиях ПИВ и заключается в снятии высотно-частотных характеристик (ионограмм) ионосферы с помощью стандартных ионозондов. ПИВ на ионограммах проявляются как искажения ионограмм в виде "серпов" вблизи  $f_o F_2$  или перегиба на низкочастотном конце следа F - области. В нижней термосфере возмущения вызывают появление остоя  $E_s$  или же усиление уже существующего. Как правило, ПИВ приводят к квазипериодическим ( $T \approx 30 + 180$  мин). вариациям ионосферных параметров, снимаемых с ионограмм. На рис. 2,3,4 приводятся примеры квазипериодических вариаций  $h_p F_2$ ,  $f_o F_2$  (24.12.1978 г.) и  $f_s E_s$ ,  $f_o E_s$  (17.06.1980 г.) по данным 5-минутных наблюдений в трех пунктах: Табахмела - Марткоби - Душети. Наличие временных сдвигов между подобными фазами возмущений для разных пунктов указывают на перемещение возмущений над пунктами наблюдений. Параметры ПИВ определяются кроспектральным и/или кросскорреляционным анализом квазипериодических вариаций ионосферных параметров.

Отдельную группу составляют методы исследования ПИВ, основанные на анализе пространственно-временных свойств пара-

метров поля отраженного от ионосферы радиосигнала. Волновое возмущение электронной плотности ионосферы приводит к многолучевости и к периодическим изменениям координат точек отражения, поэтому на вход приемника воздействует суперпозиция колебаний /23/:

$$\sum_{j=1}^n \mu_j(x, t) \exp \{i\omega t + \varphi_j(x, t)\},$$

где  $\mu_j(x, t)$  - амплитуда,  $\varphi_j(x, t)$  - фаза  $j$ -го луча, которые являются функциями пространственной координаты  $x$  и времени  $t$  (принято, что волновое возмущение распространяется горизонтально вдоль осей  $x$ ). На выходе квадратичного детектора приемника будем наблюдать огибающую сигнала

$$R(x, t) = \sum_{j=1}^n \mu_j^2(t) + 2 \sum_{q=1}^{n-1} \sum_{s=q+1}^n \mu_q(t) \mu_s(t) \cos x \times \left\{ -\frac{2\mu}{\pi} \Delta^{q,s} \cos \theta(t) + \frac{4\mu}{\pi} \Delta^{q,s} u(t)t \right\},$$

где  $\theta = \frac{\partial L}{\partial x}$  - угол прихода луча,  $\mu = \frac{\partial L}{\partial t}$  - радиальная доплеровская скорость,  $L$  - оптический путь радиосигнала. Символом  $\Delta^{q,s}$  обозначена разность соответствующих параметров  $q$  и  $s$  лучей. При распространении в ионосфере волнового возмущения периодически изменяются  $\mu$ ,  $\theta$  и  $u$  параметры, что приводит к изменению огибающей  $R$ , которую можно разделить на две части  $A(t)$  и  $B(x, t)$ :



$$A(t) = \sum_{j=1}^n \gamma_j^2(t),$$

$$B(x, t) = 2 \sum_{q=1}^{n-1} \sum_{s=q+1}^n \gamma_q(t) \gamma_s(t) \cos x$$

$$x \left\{ -\frac{2R}{\lambda} \Delta^{q,s} \cos(t)x + \frac{4R}{\lambda} \Delta^{q,s} u(t)t \right\},$$

$A(t)$  является медленно меняющейся функцией времени и обусловлена фокусировкой энергии отраженной от возмущенной ионосферы радиоволны.

$B(x, t)$  содержит интерференционный член и вызывает быстрые квазипериодические вариации во времени огибающей с медленно изменяющимся во времени квазипериодом. При соответствующих условиях это приводит к "нулевым биениям" огибающей.

Изменение радиальной, доплеровской скорости  $u(t)$  вызывает периодические вариации доплеровского сдвига частоты.

Из вышеизложенного ясно, что, исследуя отраженный от ионосферы радиосигнал, можно реализовать три различных метода изучения волновых возмущений: метод фокусировки, метод "нулевых биений" и метод доплеровского сдвига частоты.

Реализация методов фокусировки и интерференционных биений возможна на идентичной аппаратуре, основными функциональными блоками которой являются сопряженные по частоте передатчик и приемник и индикаторное устройство, в котором возможно выделение для регистрации нужного сигнала посредством стробирования эхо-сигнала. Запись вариаций огибающей производится либо на диаграммной бумаге самописцем, либо на кино-

пленке прямо с экрана индикаторного устройства.

Метод фокусировки. Эффект фокусировки - значительное увеличение амплитуды отраженного от ионосферы радиосигнала - известен еще с сороковых годов /23/. Однако до настоящего времени явление фокусировки не применялось для исследования ПИВ.

Начиная с 1983 г. в НИИ ионосферы ТГУ проводились эксперименты по регистрации явления фокусировки с целью исследования ПИВ. На рис. 5,6,7 приводятся образцы записи фокусировки радиосигналов, отраженных от слоев F (рис. 5), E (рис. 6) и E<sub>s</sub> (рис. 7) на частотах 4,3, 2,3 и 4,5 МГц соответственно. Видна периодичность повторения участков фокусировки. На рис.8 приводится гистограмма периодов возмущений, регистрируемых методом фокусировки.

Совместный анализ записей амплитуды в трех разнесенных пунктах показал, что моменты появления всплесков амплитуды радиосигнала сдвинуты во времени над разными пунктами (рис. 9). По этим временным сдвигам можно определить величину и направление скорости ВВ в E и F слоях ионосферы.

Метод поляризационных биений. Обусловленные волнообразным отражающим экраном изменения разности фаз магнитомных компонент, отраженного радиосигнала приводят к их интерференции, когда разность групповых задержек этих компонент не превышает длительности зондирующего импульса (50-100 мксек), что соответствует на ионограмме "нерасщепленному" участку следа F области. При таких условиях на выходе приемника в режиме фиксированной частоты наблюдаются поляризационные биения.



На рис. 10 приводится образец записи поляризационных биений радиосигнала, отраженного от области F над измерительным пунктом в Табахмела. Видно, что со временем частота биений изменяется от нуля до некоторого максимального значения. Согласно /24/ участки "нулевых" биений повторяются дважды за период возмущения и, следовательно, для определения периода ПИБ следует брать отрезок времени между каждым третьим "нулевым" участком. С целью определения возможных периодов СПИВ, регистрируемых рассматриваемым методом в осенне-зимний период 1981-1982 гг. в Табахмела и Душети в дневное время были проведены сеансы записи поляризационных биений продолжительностью от 5 до 7 часов. На рис. 11 приведена гистограмма периодов регистрируемых СПИВ. Видно, что этим методом преимущественно регистрируются СПИВ с периодами от 16 до 26 мин.

С целью определения величины и направления скорости СПИВ в октябре 1983 г. были проведены одновременные записи поляризационных биений в трех разнесенных пунктах: Табахмела-Марткоби-Душети. По временным сдвигам между "нулевыми" участками определялись параметры СПИВ.

Следует отметить, что метод поляризационных биений особенно эффективен для исследования слабых возмущений. Согласно /23/ с ростом амплитуды возмущения может возникнуть многолучевость одной или обеих магнитоионных компонент, что приводит к изменению характера фединга: периодические биения могут перейти в хаотические или наоборот. Ситуация усложняется также, если в формировании волнового экрана "участвует" спектр волн. В этом случае указанный метод определения пе-

риода ВВ по "нулевым" записям неприменим и обработка записей проводится методом спектрального анализа.

ВЧ доплеровский метод получил широкое распространение в исследованиях ПИВ. Метод заключается в регистрации доплеровского смещения частоты радиоволн, отраженных от ионосферы. Высокая чувствительность метода позволяет исследовать ПИВ достаточно слабой интенсивности, до долей процента.

С целью исследования ПИВ в Е и F областях в НИИ ионосферы создана и с осени 1981 г. функционирует установка для регистрации доплеровского смещения частоты радиоволн при вертикальном импульсном зондировании ионосферы /25/. Установка создана на базе ионозонда СП-3. В качестве источников высокостабильной частоты используются синтезаторы частоты ПЦГ-3 и Ч6-3I соответственно в передающей и приемной частях. Блок-схема установки приведена на рис. 12. Разрешение аппаратуры по доплеровской частоте составляет 0,01 Гц. Регистрация осуществляется на самописце (или киноплёнке) при скорости протяжки диаграммной бумаги 60 мм/мин. Для возможности определения знака изменения частоты доплера заранее устанавливается сдвиг между рабочей и опорной частотами порядка 0,5-1 Гц при условии  $f_{оп} < f_{раб}$ .

На рис. 13 приводятся пример вариаций доплеровской частоты для радиоволн, отраженных от слоя F.

Данные доплеровских записей обрабатывались спектральным анализом.

Метод пространственно-разнесенного приема с малой базой (метод Д1). С целью изучения воздействия ПИВ на дрейф мелкомасштабных неоднородностей (МНО) в F области, а также влия-



ния фонового ветра на распространение ВВ в Е области методом ДІ проводились синхронные длительные сеансы (Табахмела) измерения дрейфа ММН в периоды исследования СПИВ ионограммным методом в трех пунктах. Кроме того, для исследования иррегулярного ветра в Е области, обусловленного ВГВ (ВВ), методом ДІ измерялись ветры на высотах Е области в трех разнесенных пунктах Табахмела-Марткоби-Душети. С применением метода Макдоугала /6/ по квазипериодическим вариациям скорости дрейфа ММН определялись параметры СПИВ.

Оптический метод. Регистрация эмиссии  $[OI] 5577 \text{ \AA}$  с помощью автоматического сканирующего четырехазимутального электрофотометра была начата в феврале 1979 г. в пункте наблюдений Марткоби, а с августа 1980 г. в Душети ведутся одновременные наблюдения эмиссий  $[OI] 5577 \text{ \AA}$  и  $[OI] 6300 \text{ \AA}$ . Фотометр сконструирован и построен в лаборатории точной механики и оптики Абастуманской астрофизической обсерватории АН ГССР. Единая зеркальная система, установленная перед входным отверстием фотометров, поочередно обзоревает в каждом из четырех направлений участок неба площадью около 6 квадратных градусов под углом  $45^\circ$  к горизонту. При средних высотах излучений  $[OI] 5577 \text{ \AA}$  - 98 км и  $[OI] 6300 \text{ \AA}$  - 250 км участки наблюдения образовывали вершины четырехугольника со сторонами 136 и 350 км соответственно.

В каждом из направлений производились измерения относительных флуктуаций интенсивностей эмиссий в течение 120 сек. Для уменьшения влияния прозрачности и фона на точность данных наблюдения велись только в абсолютно ясные и безлунные ночи. Эмиссия выделялась с помощью качания узкополосного

интерференционно-поляризационного фильтра, когда одно положение центрировано на саму эмиссию, а другое - на близлежащий фон.

Наличие ПИВ приводят к квазипериодическим вариациям интенсивностей эмиссий  $[01] 5577 \text{ \AA}$  и  $[01] 6300 \text{ \AA}$  в каждом из направлений. Характерный пример волнообразных вариаций ночной эмиссии над Марткоби (17/18.02.1979 г.) приведен на рис. 14.

Для исследования параметров волнообразных возмущений и для обработки с этой целью экспериментальных данных, накопленных в НИЛ ионосферы ТГУ, была создана программа для ЭВМ БЭСМ-6, которая позволяет посредством корреляционного и/или спектрального (реализованы методы Барга и Блекмена и Тьюка) анализа определять периоды, величины и направления горизонтальной скорости распространения, длины волн и волновые числа как возмущений, так и порождающих их атмосферных волн (скорости определяются по трехточечному методу). Достоинствами программы являются: а) максимальная автоматизация программы (входными величинами являются экспериментальные ряды, а выходными - таблицы параметров и спектров); б) максимальное упрощение труда пользователя (минимальные изменения входных параметров дают максимальную соответствующую полезную информацию); в) относительное быстроедействие. Программа использует трансляторы Алгол - ГДР, Фортран - ГДР и ассемблер с автокода "Мадлен".

Поступила 10.IV.1984.

Кафедра радиофизики.



### ЛИТЕРАТУРА

1. J.A.Pierce, H.R.Mimno, Phys. Rev. 57, 95, 1940.
2. L.H.Heisler, Austr. J. Phys. 11, 78, 1958.
3. L.H.Heisler, J.D.Whitehead, Austr. J.Phys, 14, 481, 1961.
4. G.H.Munro, Proc. Roy. Soc. A202, 208, 1950,
5. G.H.Munro, Austr. J. Phys., 11, 91, 1958.
6. J.W.MacDougall, J. Atmosph. Terr. Phys. 28, 1093, 1966.
7. Г.М.Арошидзе и др. Сб. "Ветры, дрейфы и неоднородности в ионосфере". М., 173, 1971.
8. В.Д.Гусев и др. В кн. "Дрейфы и неоднородности в ионосфере". №1, М., Изд. АН СССР, 7, 1959.
9. S.K.Srivastava, B.A.P.Tantry, Indian J. Pure Appl. Phys. 8, 507, 1970.
10. K.Davies, J.E.Jones, J. Atm. Terr. Phys. 33, 39, 1971.
11. Г.М. Georges, J. Atm. Terr. Phys. 30, 735, 1968.
12. K.Davies, D.M.Baker, Radio Sci, 1, 545, 1966.
13. T.J.Horton, J. Atm. Terr. Phys. 35, 101, 1973.
14. T.B.Jones, I.C. Wand. J. Atm. Terr. Phys. 21, 111, 1965.
15. T.B.Jones J.S.B.Reynolds, Radio Electron Eng. 45, 63, 1975.
16. Э.Л.Абраимович и др. Сб. "Исследования по геомагнетизму аэронавигации и физике Солнца". Вып.41, 131, 1977.
17. В.И.Дробжев. Докторская диссертация, Алма-Ата, 1981.



- 18. В.И.Красовский, Н.И.Шефов. "Геомагнетизм и аэрономия", 18, 5, 864, 1978.
- 19. М.Л.Коробейникова, Г.А.Насиров, Н.И.Шефов. "Геомагнетизм и аэрономия", 19, 6, III6, 1979.
- 20. Т.И.Торшеладзе. В кн. "Полярные сияния ночного неба", 24, 16, 1976.
- 21. M.K.Andrews, Planet. Space Sci, 24, 521, 1976.
- 22. E.B.Armstrong, J. Atm. Terr. Phys, 37, 1585, 1975.
- 23. Э.Л.Абраимович. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. М., "Наука", 1982.
- 24. Г.М.Пеленицын. Кандидатская диссертация, Алма-Ата, 1978.
- 25. З.Л.Иладзе, З.С.Шарадзе. Труды ТГУ, 14, 68, 1982.

ბ.შარაძე, გ.არჩიშვილი, გ.პეტრიაშვილი,  
 ბ.ლიაძე, ნ.ბოსაშვილი, ლ.გორჩიშვილი

მდიდრის რაიონში საშუალო მასშტაბიანი ნიონის ფურც-  
 ნიონის ფურცლი და მასშტაბიანი ნიონის ფურც-  
 ლიონის ფურცლი

ნიონის ფურცლი და მასშტაბიანი ნიონის ფურც-  
 ლიონის ფურცლი და მასშტაბიანი ნიონის ფურც-  
 ლიონის ფურცლი

1. ნიონის ფურცლი ვერტიკალური ბრუნვით;
2. ნიონის ფურცლი ანტიკლონიკური რაიონის ფურცლი;
3. პლანეტარული ფენის;
4. მაგნიტოსფერული რეგიონის მუდმივი;
5. პლანეტარული სივრცული მიწის რეგიონის მუდმივი;





ს. შარაძის ცენტრის მიერ: ჯანვრბაძის მიერ (5577 Å) და მთელი  
(6300 Å) ხაზებით.

Z. Sharadze, G. Aroshidze, G. Kikvilashvili,

Z. Liadze, N. Mosashvili, T. Toroshelidze

A COMPLEX FOR THE INVESTIGATION OF MEDIUM-SCALE  
TRAVELING IONOSPHERIC DISTURBANCES (TIDs) NEAR  
TBILISI

Summary

A description is presented of a complex for investigations of medium-scale TIDs near Tbilisi (41.7 N 44.8 E), using the following methods:

1. Vertical soundings of the ionosphere;
2. Focusing of radio waves reflected from the ionosphere;
3. Polarization fadings;
4. High frequency Doppler shift;
5. Spaced receiver drift method;
6. Night airglow method; oxygen green (5577 Å) and red (6300 Å) lines.

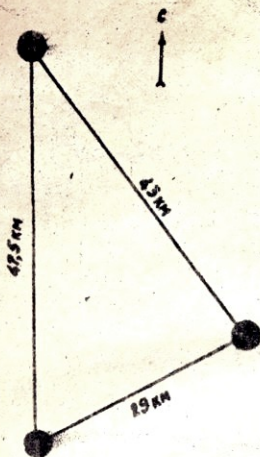


Рис. 1. Геометрия измерительного треугольника Табахмела-Марткоби-Душети. В трех пунктах реализованы методы: ДД, монограммный, фокусировки и поляризационных облений; дополнительно в Табахмела - ВЧ доплеровский метод, а в Душети - оптический метод.

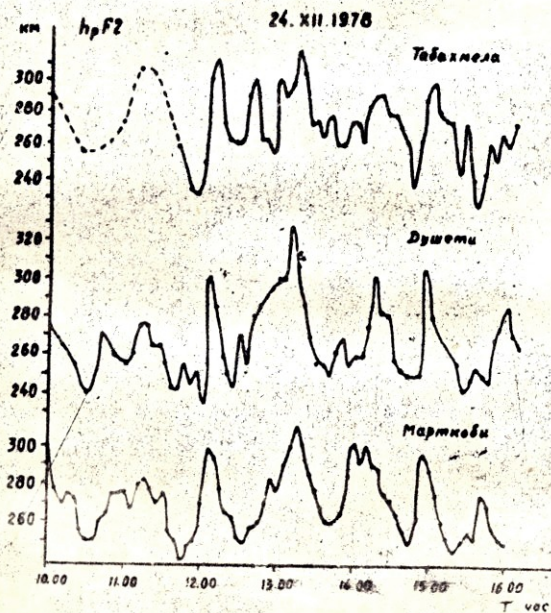


Рис. 2. Вариация параметра  $h_p F2$  в трех пунктах 24 декабря 1978 г.



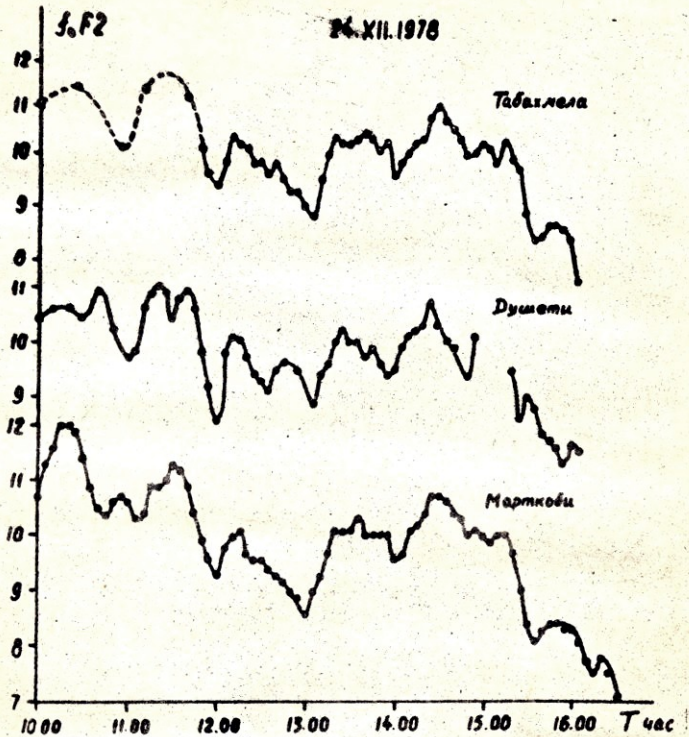


Рис.3. Вариации критической частоты слоя F2 ( $f_0 F_2$ ) в трех пунктах 24 декабря 1978 г.

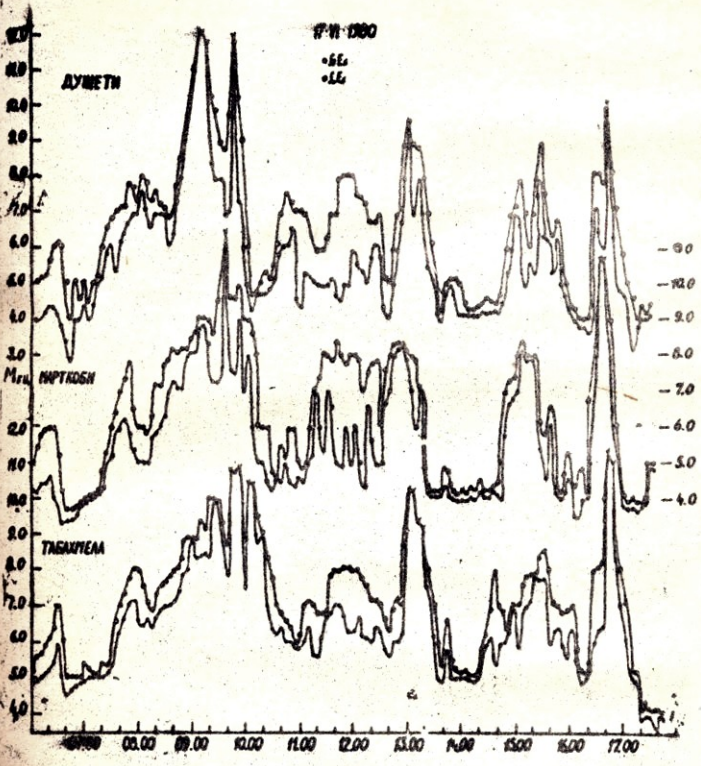


Рис.4. Вариации параметров  $f_oE_s$  и  $f_8E_s$  в трех пунктах 17 июля 1980 г.



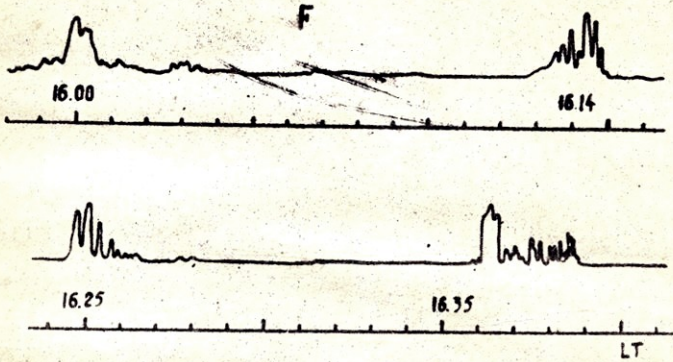


Рис. 5. Образец записи фокусировки радио-  
сигнала, отраженного от F-слоя.

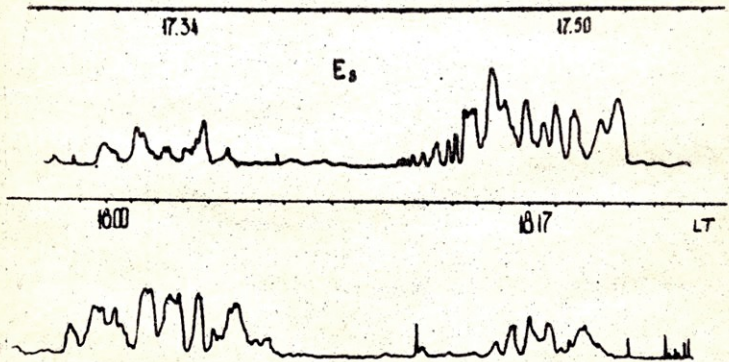


Рис. 6. Образец записи фокусировки радио-  
сигнала, отраженного от E - слоя.

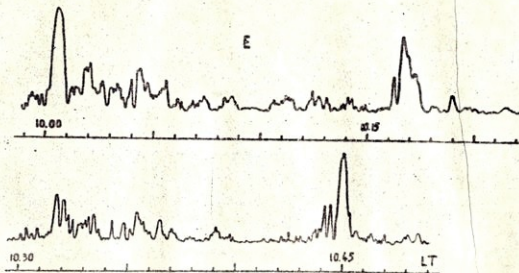


Рис. 7. Образец записи фокусировки радиосигнала, отраженного от слоя E.



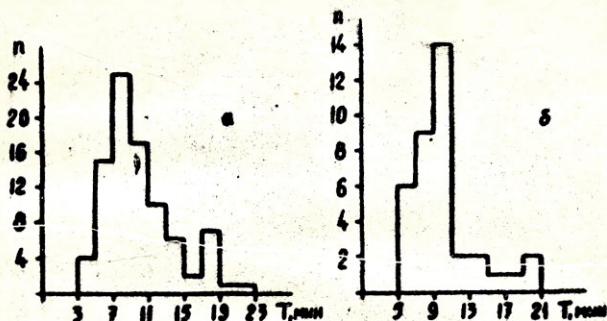


Рис. 8. Гистограммы периодов возмущений, регистрируемых методом фокусировки в Табахмела: а) зимой 1982-83 гг.; б) весной 1983 г.

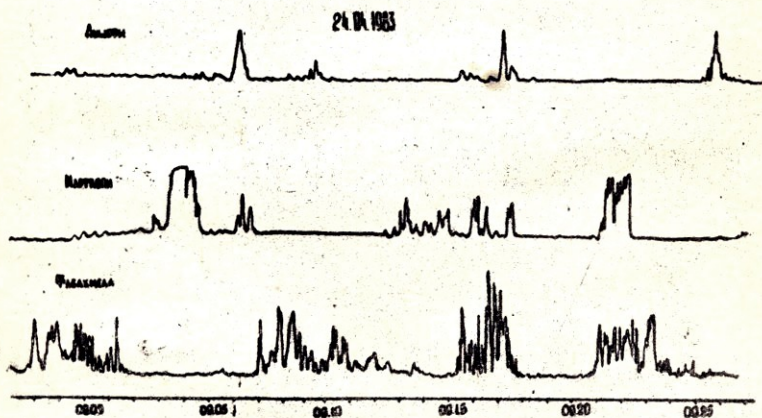


Рис. 9. Запись фокусировки в трех различных пунктах при отражении радиосигнала от области F 24 апреля 1983 г.



Рис.10. Образец записи поляризационных бле-  
ний радиосигнала, отраженного от области F  
(Табакмела, 25 марта 1981 г.)



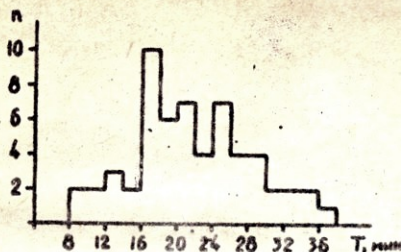


Рис.11. Гистограмма периодов СПWB, регистрируемых методом поляризационных биений в осенне-зимний период 1981-82 гг.

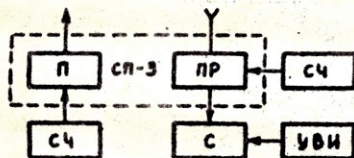


Рис.12. Блок-схема ВЧ доплеровской установки в Табахмела.

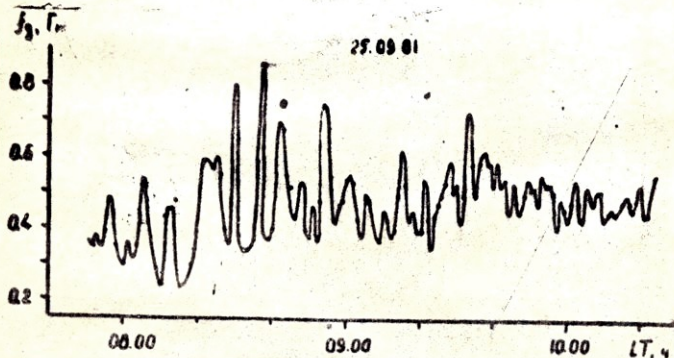
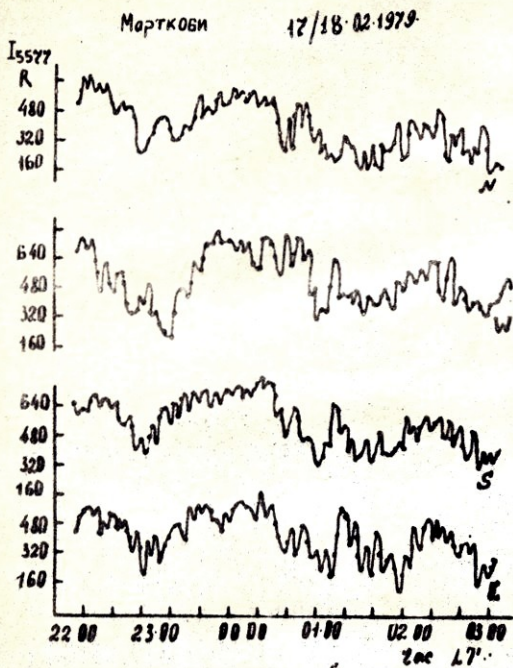


Рис.13. Пример вариаций доплеровской частоты радиоволн, отраженных от слоя F.



Րիս. 14. Փրիմեր վարիացի յոչ-  
նոյ էմիսսիա /OI/5577  $\text{\AA}$  ուժ  
Մարտկոռն 17/18.02.1979 ղ.





Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის მტკიცებლად სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის შრომები

254, 1985

К ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН  
НА ТРЕХ ЦИЛИНДРАХ

Г.Ш.Кеванишвили, Т.А.Цвцивадзе,

М.Н.Чехладзе, О.Г.Кетиладзе

Задача дифракции плоской электромагнитной волны на трех параллельных цилиндрах, расположенных эквидистантно вдоль одной оси, исследовалась в работе /1/, причем предполагалось, что все цилиндры обладают идеальной проводимостью.

Представляет интерес рассмотрение случая, когда цилиндры не расположены вдоль одной прямой и один из них является слоем, т.е. покрыт диэлектрическим слоем.

Мы сделали попытку решить эту задачу для дифракционной системы из трех бесконечно длинных цилиндров с одинаковыми радиусами -  $a$ , расположенных в пространстве так, что при нормальном сечении создают равнобедренный треугольник. Расположение цилиндров в прямоугольной системе координат показано на рис. 1. Ось  $Z$  направлена параллельно осям цилиндров (т.е. перпендикулярно плоскости рисунка). Начало координат выбрано в центре идеально проводящего цилиндра  $N=1$  с радиусом  $b$ , покрытым идеально диэлектрическим слоем

с абсолютной проницаемостью  $\epsilon$ .

Идеально проводящие цилиндры  $N = 2$  и  $N = 3$  расположены симметрично оси  $X$ .

Пусть на систему, со стороны положительных  $X$  падает нормально  $\vec{E}$  поляризованная плоская волна  $E_x = e^{i(kx + \omega t)}$  (зависимость от времени мы дальше будем опускать). Используем цилиндрическую систему координат и напишем уравнения излучаемого поля для каждого цилиндра:

$$E_{x_1} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_m H_m(kr_1) e^{im\varphi_1}, \quad E_{x_{2,3}} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m H_m(kr_{2,3}) e^{im\varphi_{2,3}},$$

которые вместе и в отдельности удовлетворяют уравнению Гельмгольца и условию излучения, где  $H_m(kr_{1,2,3})$  - функция Ханкеля второго рода,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $A_m$  и  $B_m$  - неизвестные коэффициенты мультипольного спектра, а геометрический смысл величин  $r_{1,2,3}$ ,  $\varphi_{1,2,3}$  ясен из рисунка, где через  $M$  обозначена точка наблюдения.

Так как  $N=1$  покрыт идеально диэлектрическим слоем, то кроме  $E_{x_1}$  должны учесть волну  $E_{x_4}$  внутри цилиндра с волновым числом  $k_1 = \omega \sqrt{\epsilon} n$

$$E_{x_4} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} [C_m Y_m(k_1 r) + D_m N_m(k_1 r)] e^{im\varphi}$$

$$(0 \leq \varphi \leq 2\pi).$$

С использованием граничного условия  $E_{x_4} = 0$  на поверхности  $r = b$  получаем:



$$E_{z_4} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} Q_m [N_m(\kappa_1, \nu) Y_m(\kappa_1, \nu) - \cancel{Y_m(\kappa_1, \nu)} N_m(\kappa_1, \nu)] e^{im\varphi}$$

Для определения неизвестных коэффициентов мультипольного спектра  $A_m, B_m, Q_m$  используем граничные условия на поверхностях цилиндров. На границе цилиндра  $N=1$  для произвольно выбранной точки  $M'$  (рис.2) имеем:

$$\begin{cases} E_{z_4} + E_{z_1} + E_{z_2} + E_{z_3} = E_{z_4} \\ H_{\varphi_1} + H_{\varphi_2} + H_{\varphi_3} + H_{\varphi_4} = H_{\varphi_4} \end{cases} \quad (\nu=1 \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi), \quad (I)$$

где  $H_{\varphi_1, \dots, 4}$  - азимутальная составляющая напряженности магнитного вектора

$$H_{\varphi_1, \dots, 4} = \frac{1}{i\omega\mu} \operatorname{rot}_{\varphi_1, \dots, 4} E_{z_1, \dots, 4}$$

Применяя теорему сложения для цилиндрических функций, приходим к следующим значениям рассеянного поля в точке  $M'$ :

$$E_{z_1} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_m H_m(\alpha) e^{im\varphi}, \quad H_{\varphi_1} = -\frac{\kappa}{i\omega\mu} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_m H'_m(\alpha) e^{im\varphi},$$

$$E_{z_2} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m \sum_{q=-\infty}^{+\infty} (-1)^{m+q} J_q(\alpha) e^{i(m-q)\delta} H_{m-q}(\kappa L) e^{iq\varphi},$$

$$H_{\varphi_2} = -\frac{\kappa}{i\omega\mu} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m \sum_{q=-\infty}^{+\infty} (-1)^{m+q} J'_q(\alpha) e^{i(m-q)\delta} H_{m-q}(\kappa L) e^{iq\varphi},$$

$$E_{z_3} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m \sum_{q=-\infty}^{+\infty} (-1)^{m+q} J_q(\alpha) e^{-i(m-q)\delta} H_{m-q}(kL) e^{iq\psi},$$

$$H_{\varphi_3} = -\frac{K}{i\omega\mu} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m \sum_{q=-\infty}^{+\infty} (-1)^{m+q} J'_q(\alpha) e^{-i(m-q)\delta} H_{m-q}(kL) e^{iq\psi},$$

$$E_{z_4} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} Q_m [J_m(\rho\alpha) N_m(\rho\alpha\delta) - N_m(\rho\alpha) J_m(\rho\alpha\delta)] e^{im\varphi},$$

$$H_{\varphi_4} = -\frac{K_1}{i\omega\mu} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} Q_m [J'_m(\rho\alpha) N_m(\rho\alpha\delta) + J_m(\rho\alpha) N'_m(\rho\alpha\delta) - N'_m(\rho\alpha) J_m(\rho\alpha\delta) - N_m(\rho\alpha) J'_m(\rho\alpha\delta)] e^{im\varphi},$$

где  $\alpha = ka$ ,  $\delta = \frac{b}{a}$ ,  $\rho = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$  " / " производная функции аргументом. Подставляя эти уравнения в граничные условия (I) и осуществляя математические операции, получаем

$$B_n = \alpha_n Q_n, \quad (2)$$

$$\text{где } \alpha_n = \frac{2i}{\mu\alpha} [J_n(\rho\alpha) N_n(\rho\alpha\delta) J'_n(\alpha) - N_n(\rho\alpha) J_n(\rho\alpha\delta) J'_n(\alpha) - \rho J'_n(\rho\alpha) J_n(\alpha) N_n(\rho\alpha\delta) - \rho J_n(\alpha) N_n(\rho\alpha\delta) J_n(\rho\alpha) + \rho N'_n(\rho\alpha) J_n(\rho\alpha\delta) J_n(\alpha) + \rho N_n(\rho\alpha) J'_n(\rho\alpha\delta) J_n(\alpha)].$$

Граничные условия для цилиндров  $N=2$  и  $N=3$  одинаковы. Напишем их для произвольно выбранной точки  $M''$  (рис.3):

$$E_{z_1} + E_{z_2} + E_{z_3} + E_{z_4} = 0 \quad (\gamma = a, 0 \leq \varphi \leq 2\pi), \quad (3)$$



где

$$E_{z_1} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \alpha_m Q_m e^{im\gamma} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} e^{-iq\delta} y_q(\alpha) H_{m-q}(kh) e^{iq\psi},$$

$$E_{z_2} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_m H_m(\alpha) e^{im\psi},$$

$$E_{z_3} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_m \sum_{q=-\infty}^{+\infty} (-i)^{m+q} y_q(\alpha) H_{m-q}(2kh \sin \gamma) e^{iq\psi},$$

$$E_{z_4} = e^{ikh \cos \gamma} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} i^m y_m(\alpha) e^{im\psi}.$$

Подставим эти значения в (3), которое вместе с первым уравнением граничного условия (1) дает бесконечную систему алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} X_n + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} l_{mn} Y_m + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} d_{mn} X_m = a_n \\ Y_n + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} q_{mn} X_m = b_n \end{cases} \quad (4)$$

где  $X_n = \frac{A_n}{H_n(\alpha)}$ ,  $Y_n = \frac{Q_n}{y_n(\alpha)}$ ,

$$l_{mn} = \frac{\alpha_m y_m(\alpha) H_{m-n}(kh) e^{i(m-n)\delta}}{H_n(\alpha)},$$

$$d_{mn} = \frac{i^{m-n} y_m(\alpha) H_{m-n}(2kh \sin \gamma)}{H_n(\alpha)},$$

$$a_n = -\frac{i^n}{H_n(\alpha)} e^{ikh \cos \gamma},$$

$$b_n = - \frac{i^n}{\alpha_n H_n(\alpha) - Y_n(\rho\alpha) N_n(\rho\alpha\delta) - N_n(\rho\alpha) Y_n(\rho\alpha\delta)},$$

$$q_{m,n} = \frac{(-1)^{m+n} Y_m(\alpha) H_{m-n}(\kappa L) [e^{i(m-n)\delta} + (-1)^m e^{-i(m-n)\delta}]}{\alpha_n H_n(\alpha) - Y_n(\rho\alpha) N_n(\rho\alpha\delta) - N_n(\rho\alpha) Y_n(\rho\alpha\delta)},$$

для которых имеют место соотношения:

$$\sum_{m,n} |l_{mn}|^2 < \infty, \quad \sum_{m,n} |d_{mn}|^2 < \infty, \quad \sum_{m,n} |q_{mn}|^2 < \infty,$$

$$\sum_n |\alpha_n|^2 < \infty, \quad \sum_n |b_n|^2 < \infty,$$

которые гарантируют возможность построения решения системы (4) методом редукции.

Рассмотрим рассеянную волну в дальней зоне, когда  $\kappa L \rightarrow \infty$ . Используя для этого случая асимптотику функции Ханкеля, получаем характеристику излучения отдельных цилиндров:

$$F_1(\psi) = \sqrt{\frac{2}{\pi\kappa}} \sum_{\rho=-\infty}^{+\infty} \alpha_\rho Q_\rho e^{i\rho\psi},$$

$$F_2(\psi) = \sqrt{\frac{2}{\pi\kappa}} \sum_{\rho=-\infty}^{+\infty} M_\rho e^{i\rho\psi},$$

$$F_3(\psi) = \sqrt{\frac{2}{\pi\kappa}} \sum_{\rho=-\infty}^{+\infty} O_\rho e^{i\rho\psi},$$

где

$$M_\rho = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m (-1)^{m-p} Y_{m-p}(\kappa L) e^{i(m-p)\delta},$$



$$O_p = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_m (-1)^{m-p} g_{m-p}(kb) e^{-i(m-p)\varphi}$$

Соответственно, суммарная характеристика излучения будет иметь вид

$$F(\varphi) = \sqrt{\frac{2}{gk}} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} (\alpha_p Q_p + M_p + O_p) e^{ip\varphi},$$

а эффективное сечение рассеяния можно вычислить по формуле:

$$\sigma_S = \int_0^{2\pi} |F(\varphi)|^2 d\varphi = \frac{4}{k} |\alpha_p Q_p + M_p + O_p|^2.$$

Следует отметить, что матричные элементы бесконечной системы (4) по своей структуре аналогичны матричным элементам, системы, исследуемой в работе [2], поэтому для вычисления величин  $X_n$  и  $Y_n$  на ЭМ с точностью не хуже, чем  $10^{-4}$  необходимо решать усеченную систему с порядком редукции  $\gg 2\alpha$ .

Поступила 31.V.1984

Грузинский политехнический институт им. В.И.Ленина, кафедра общей физики и радиофизики № 96.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. З.И.Сикмашвили. Кандидатская диссертация, Тбилиси, 1979.
2. Г.Ш.Кеванишвили, З.И.Сикмашвили, О.Г.Цагареишвили, Известия ВУЗ, Радиофизика, т. XXI, № 1, 1978.

ბ. ქვანიშვილი, თ. წიცივაძე, მ. ჩიხიძე, ო. კეტიძე

საბ გონიერება ელექტრომაგნიტური ტალღების

დიფრაქციის თანრიისათვის

რეზიუმე

მაშრომში განიხილება მრგვალი ელექტრომაგნიტური ტალღის დიფრაქციის საბი გონიერებისათვის შედეგად მიღებული, რეზიუმეც სივრცეში უბნის ფორმირება სამკუთხედს, განსაზღვრულია განმარტების მახასიათებელი და გაბნევის ეფექტური კვეთი.

G. Kevanishvili, T. Tsitsivadze, M. Chikhadze, O. Ketidze

ELECTROMAGNETIC WAVES DIFFRACTION BY THREE

CYLINDERS

Summary

The diffraction of plane electromagnetic waves is considered on three cylinders forming an isosceles triangle in space. The radiation characteristic and the effective section of scattering are determined.

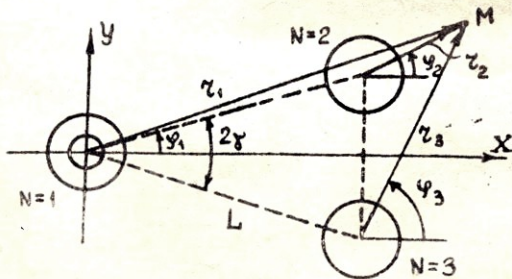


Рис. I



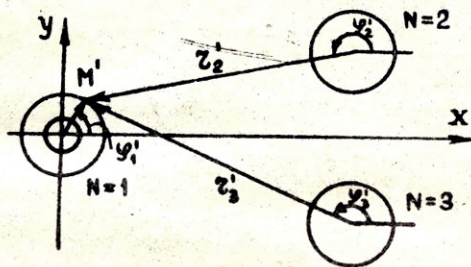


Рис. 2

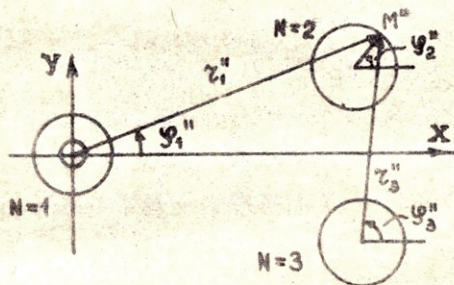


Рис. 3



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის შრომის ნიჭიერი ძარბის ორდენის სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის შრომები

254, 1985

ОБОСНОВАНИЕ ИНВАРИАНТНОСТИ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Т.М.Хазарадзе

В новую программу курса общей физики /1/ наряду с другими фундаментальными вопросами впервые внесён вопрос об инвариантности уравнений Максвелла относительно преобразований Лоренца. В традиционных учебниках общей физики этот вопрос не рассматривается, в лучшем случае лишь упоминается о нем. Осталась без обоснования эта инвариантность и в недавно изданном учебнике /2/, составленном соответственно новой программе общей физики. По-видимому, такому обоснованию мешает то, что в трехмерной векторной записи, которая является единственно приемлемой в курсе общей физики, оно получается довольно громоздким. Обычно вопрос решается в курсе теоретической физики четырехмерным формализмом. Между тем, обоснование такой инвариантности в трехмерной форме имеет самостоятельное физическое значение. Следовательно, для курса общей физики этот вопрос в методическом аспекте требует разработки.

В курсе общего электричества автора /3/, структура которого существенно отличается от построения остальных кур-



сов, вопрос решается следующим образом: за основные принципы, которые являются экспериментальным обоснованием теории, принимаются принцип относительности и законы сохранения энергии и заряда, а характеристики электромагнитного взаимодействия определяются через силу Лоренца. Уравнения Максвелла (в вакууме) выводятся теоретически из инвариантности закона сохранения энергии относительно преобразований Лоренца, что и делает очевидным инвариантность этих уравнений.

В настоящей статье дается другое, более простое обоснование инвариантности уравнений Максвелла. Этот вопрос тесно переплетается с вопросом построения курса. За экспериментальные основы теории возьмем: 1) принцип относительности, 2) закон сохранения заряда, 3) закон Гаусса как экспериментальное обобщение закона Кулона для движущихся зарядов, 4) отсутствие магнитных зарядов. Запишем третий и четвертый законы математически, рассмотрев для простоты электромагнитное поле с источниками в вакууме:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (2)$$

По принципу относительности потребуем инвариантность этих скалярных уравнений Максвелла относительно преобразований Лоренца для производных по координатам, электрических и магнитных полей, плотности заряда (вывод соответствующих формул см. в /3/, с.47,67; /2/, с.72). Раскрыв дивергенцию в декартовых координатах, после несложных вычислений получаем (простоты ради штрихи опускаем):



$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho + \frac{v}{c} \left\{ \frac{4\pi}{c} j_x + \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} - \operatorname{rot}_x \vec{B} \right\},$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = \frac{v}{c} \left\{ \operatorname{rot}_x \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t} \right\}.$$

Из последних выражений видно, что уравнения (1) и (2) инвариантны, если

$$\operatorname{rot}_x \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot}_x \vec{B} = \frac{4\pi}{c} j_x + \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t}. \quad (4)$$

Легко понять, почему условия (3) и (4) содержат только  $x$ -компоненты: мы применили формулы преобразований при движении системы отсчета вдоль оси  $x$ . Исходя из изотропности пространства, эти условия можно записать векторно:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

Итак, из требования инвариантности (1) и (2) скалярных уравнений вытекают (5) и (6) векторные уравнения Максвелла. Ясно, что инвариантность векторных уравнений дает скалярные уравнения Максвелла. Получили физически важный результат: уравнения Максвелла связаны между собой не только законом сох-





T. Khazaradze

DEMONSTRATION OF THE INVARIANCE OF THE MAXWELL  
EQUATIONS IN A GENERAL PHYSICS COURSE

Summary

The question of the invariance of the Maxwell equations with respect to the Lorentz transformations has been introduced into the new curriculum of general physics. The topic has not been hitherto considered in standard textbooks and hence calls for methodological elaboration. This invariance is substantiated in the paper and it is shown that the invariance of the scalar Maxwell equations with respect to the Lorentz transformations yield vectorial equations.





Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის მხრობის ნიშნის ორდენის მტკვნილსაბო საბერძნეთი  
უნივერსიტეტის მხრობები

254, 1985

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНЕТИТА ГИПЕРТЕННО  
ИЗМЕНЕННЫХ ПОРОД

В.К.Какулия, Л.Е.Шолпо

Формирование горных пород происходит на протяжении геологических эпох, измеряемых многими миллионами лет. В течение столь же длительного времени происходит и преобразование пород, их разрушение под воздействием кислорода воздуха, воды, солнечного облучения, смены температур и других факторов (гипертенный процесс).

Магнитные минералы горных пород (в особенности - магматических) неустойчивы к различного рода вторичным процессам: легко окисляются и разрушаются вплоть до образования (при выветривании) гидроокислов, гематита и различных немагнитных железосодержащих вторичных минералов /1/. В результате наблюдается несоответствие содержания и состава ферромагнитных минералов в образцах пород, отобранных из поверхностной зоны, содержанию и составу этих минералов в неизмененных образованиях. Соответственно различаются и многие магнитные характеристики, включая остаточную намагниченность. В связи с этим возникает, в частности, вопрос о представитель-

ности образцов для палеомагнитных исследований и для применения других магнитных методов в геологии, так как эти образцы отбираются преимущественно с поверхности.

Анализу изменений магнитных свойств горных пород при их гипергенном преобразовании посвящен ряд работ /2-5 и др./. Авторы этих работ приходят к выводу о необходимости учета гипергенных изменений пород, поскольку они могут привести к потере или искажению первичной естественной остаточной намагниченности и к образованию вторичной. Приводимые ими данные свидетельствуют, кроме того о том, что магнитные методы исследования оказываются очень чувствительными и оперативными при обнаружении гипергенных изменений горных пород. Следовательно, эти методы могут помочь объективной оценке интенсивности указанных изменений в разных породах, структурах и на разных глубинах от поверхности. По-видимому, интенсивность гипергенных изменений при прочих равных условиях будет зависеть от возраста пород или от времени их выхода на поверхность, а также от других факторов, которые могут представлять геологический интерес. Поэтому геологические приложения магнитных исследований гипергенных изменений могут быть довольно многообразны. Некоторые из таких приложений описаны в работе /4/, а также в наших статьях /6,7/.

В настоящей статье приводятся результаты дальнейшего изучения закономерностей изменения магнитных характеристик под действием гипергенных процессов. Основным методом исследования, как и раньше, является дифференциальный термомангнитный анализ /8/. Напомним основные свойства дифферен-



циальных термомагнитных кривых (ДТМ-кривых), характеризующих выветрелые магнетитосодержащие горные породы. Прежде всего эти кривые существенно различаются при первом и повторном нагревах. Кривая первого нагрева имеет максимум (пик) в области температуры, которая в разных исследованиях определяется несколько различно: от 170 /5/ до 180-220°C /8/. Этот максимум отсутствует на кривых повторного нагрева. В интервале температур от 260 до 400°C чаще всего на кривых наблюдается второй максимум, который тоже исчезает при повторном нагреве. Максимум вблизи температуры Кюри ( $T_c$ ) магнетита в первой кривой наблюдается редко; при повторном нагреве он, напротив, является единственным (рис.1). Установлены также следующие закономерности изменения вида ДТМ-кривых в зависимости от температуры предварительного прогрева образца.

1. Прогрев до температуры, немного превышающей температуру первого пика (например, до 200°C), приводит к тому, что этот пик исчезает при снятии ДТМ-кривой. При этом увеличивается или возникает (если он отсутствует у не прогретого предварительно образца) второй пик.

2. Предварительный нагрев до температуры, немного превышающей температуру второго пика (например, до 400°C) не уничтожает его, а только уменьшает его интенсивность и сдвигает в область более высоких температур.

Иллюстрация этих закономерностей по материалам наших исследований дана на рис.2.

Таким образом, измененный в условиях зоны гипергенеза магнетит испытывает необратимые превращения при нагревании

вблизи  $200^{\circ}\text{C}$  и в интервале  $260-400^{\circ}\text{C}$ . Интерпретация этих превращений вкратце сводится к следующему /5/. Под действием воды и кислорода воздуха происходит окисление магнетита путем образования катиондефицитного магнетита (твердого раствора магнетита и маггемита). Температурное воздействие на такой магнетит приводит к следующим явлениям.

При температуре  $150^{\circ}\text{C}$  резко повышается подвижность вакансионных вакансий в магнетите, следовательно может явиться распад твердого раствора магнетит-маггемит на магнетит и маггемит. При этом остаточная намагниченность, заданная образцу при нормальной температуре, резко падает. При температурах  $260-400^{\circ}\text{C}$  происходит переход маггемит-гематит также с потерей  $I_{NS}$ . Эта температура может быть очень различной, в зависимости от условий образования маггемита, наличия связанной воды, примесей и т.п. /9/. В то же время ширина этого температурного интервала в сочетании с некоторыми особенностями изменения параметров коэрцитивных спектров (КС) позволили некоторым авторам высказать предположение о том, что второй пик ДТМ-кривой отмечает точку Кюри первичного титаномagnetита, подвергшегося к моменту исследования низкотемпературному окислению /10,11/. Такая "формальная" возможность имеет место и в ряде наших экспериментов. Приведем один из них.

Образец 7-1 из разреза Боржоми и в исходном состоянии имеет следующие параметры КС:  $\gamma_0 = 2,8$ ;  $\Delta_{m2} = 3,0$ . Эти значения близки к титаномagnetитовой кривой диагностической диаграммы /12/, но не могут быть интерпретированы од-



нозначно (рис.3). ДТМ-кривая первого нагрева обнаруживает пики при  $T_1 = 150-170^\circ\text{C}$  и при  $T_2 = 340^\circ\text{C}$ . При предварительной температурной обработке (с использованием других частей того же штуфа породы) эти пики на ДТМ-кривой исчезают: первый - при температуре обработки  $180^\circ\text{C}$ , второй - при  $430^\circ\text{C}$ . При предварительном нагреве до  $180^\circ\text{C}$  параметры КС не изменяются. При нагреве до  $430^\circ\text{C}$ , т.е. при исчезновении второго пика ДТМ-кривой, параметры принимают значения  $\gamma_0 = 5,2$ ;  $\Delta_m = 4,9$ . Это соответствует по кривой титаномagnetита значению  $\chi = 0,35$  и, следовательно,  $T_c = 350^\circ\text{C}$  (рис.3). Таким образом, если допустить, что новые параметры КС отмечают состав "какого-то" титано-магнетита, то оказывается, что температура второго пика ДТМ-кривой,  $T_2$ , неплохо соответствует этому же составу, т.е. является точкой Кюри, а не температурой перехода маггемита в гематит.

При дальнейшем нагреве ( $530^\circ\text{C}$  - точка 3 на рис.3 и  $600^\circ\text{C}$  - точка 4) параметры КС "двигаются" к титаномagгемитовой кривой и достигают её:  $\gamma_0 = 5,6$ ;  $\Delta_m = 13,6$ . Этот факт является как бы дополнительной проверкой сделанного допущения о природе второго пика. Действительно, если перейти от точки 4 обратно на титаномagnetитовую кривую по направлению "маггемитизация" /4/, то на этой кривой отметится точка  $\chi = 0,4$ . Ей соответствует  $T_c \approx 320^\circ\text{C}$ , тоже не сильно отличающаяся от  $T_2$ . Повторяющиеся в разных работах данные такого рода приводят к мысли о возможности восстановления по параметрам КС состава распавшегося (первичного) титаномagnetита. Однако в настоящее время отсутствуют более строгие экспери-

ментальные доказательства этой возможности и какое-либо её теоретическое объяснение.

В этой связи следует обратить внимание на то, что по нашим данным гипергенные изменения титаномagnetитов могут проявляться в магнитных характеристиках подобно тому, как это устанавливается для magnetитов.

На основе изучения диаграммы Прейзаха (ДП) нами проведено сопоставление особенностей доменной структуры ферромагнетиков в свежих и гипергенно измененных породах. Использование ДП как безнагревного метода оценки доменной структуры /13/ особенно перспективно при исследовании возможных изменений этой структуры в процессе низкотемпературных превращений ферромагнитных минералов, когда температурные методы неприменимы. С другой стороны, обнаружение этих изменений в магнитных минералах выветрелых пород может помочь уточнению самого механизма их гипергенных преобразований.

Как установлено /3/, выветривание горных пород ведет к повышению их магнитной жесткости. Это зафиксировано в последующих работах /14 и др./ по возрастанию коэрцитивной силы, параметра  $A_{15}$ , поля максимума в коэрцитивном спектре. Сопоставление ДП образцов гранитов, отобранных на поверхности и из скважины на глубине 200 м (за пределами зоны выветривания), отмечает это повышение наиболее наглядно /рис.4/. ДП образца из скважины представляет собой почти концентрическое распределение изолиний магнитной плоскости, типичное для многодоменных неосложненных структур /13/. В ДП образцов с поверхности отмечается некоторая нерегулярность хода изоли-



ний, тенденция к их изгибу в направлении, параллельном диагонали диаграммы. Подобные ДП характеризуют большинство из изученных нами в этом отношении образцов выветрелых пород. Их интерпретация в настоящее время не может быть однозначной, но очевидно, что имеет место уложнение доменной структуры ферромагнетика и распределения полей взаимодействия за счет нарушений кристаллической решетки, вносимых гипергенными преобразованиями. Однако, в целом, в приводимом на рис.4 примере, мы видим сохранение многодоменной структуры ферромагнетика. Повышение же магнитной жесткости конкретно отражается в том факте, что спад магнитной плотности с ростом критического поля в гипергенно измененном образце происходит значительно медленнее, чем в свежем. Если для свежего образца изолиния 0,1 на ДП соответствует критическим полям около 150 э, то для гипергенно измененного образца это поле в 4-5 раз больше.

Наиболее интересный результат был нами получен на некоторых образцах андезитовых порфиритов и гранодиоритов, в которых гипергенные изменения в ДТМ-кривых проявляются очень интенсивными "пиком-200" (рис.2). ДП одного из этих образцов в исходном состоянии показана на рис.5 а. Отмечается сложная структура изолиний магнитной плотности. Изолиния 0,1 начинается в районе 500 э, испытывает резкий изгиб и далее протягивается вдоль диагонали диаграммы (приблизительно  $a-50 = b+50$ ), что характерно для распределения магнитной плотности в системе однодоменных частиц. Таким образом, исходное состояние ферромагнетика эквивалентно "смеси" много- и однодоменных зерен. Этому состоянию соответствует и КС образца,

в котором после некоторого максимума и небольшого спада наблюдается протяженный участок почти постоянных значений  $dI_H/dH$ . После прогрева образца до  $220^{\circ}\text{C}$  изолинии магнитной плотности испытывают некоторое разрежение (рис.5 б). Соответственно смещается максимум КС. Изолиния 0,1 приурочена теперь к критическим полям свыше 600 э, но одновременно этими полями и ограничена, т.е. не протягивается в более высококоэрцитивную фазу. Эффект в целом таков, что можно говорить об исчезновении однодомечной фазы и увеличения жесткости многодоменных зерен. На дубле образца получено подтверждение того, что при этом исчезает и первый пик на ДТМ-кривой (рис.2). После прогрева образца до  $420^{\circ}\text{C}$  и практически полного исчезновения второго пика на ДТМ-кривой (рис.2) изолинии магнитной плотности на ДШ еще более разрежаются, "жесткость" образца несколько возрастает (рис. 4 в). Еще значительнее это проявляется после прогрева образца  $600^{\circ}\text{C}$ . Но и здесь сохраняется многодоменная структура (рис.5 г).

Таким образом, в магнитном состоянии выветрелых образцов горных пород в ряде случаев заметную роль может играть однодоменная фаза. Ее возникновение происходит, по-видимому, на первой стадии гипергенных изменений магнетита, т.е. на стадии образования твердого раствора магнетит-маггемит или ассоциации магнетит-твердый раствор магнетит-маггемит /14/. При выделении маггемита из твердого раствора (вторая стадия гипергенных изменений) эта фаза перестает проявляться в магнитном состоянии образца, во всяком случае как однодоменная. Поэтому она обнаруживается не во всех образцах, отобранных



в зоне выветривания пород.

Поступила 10.X.1984

Кафедра геофизики

### ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Печерский, В.И.Багин, С.Ю.Бродская, Э.В.Шаронова. Магнетизм и условия образования изверженных горных пород. М., "Наука", 1975.
2. Т.В.Доминиковская, А.А.Духовский, С.Ю.Золотов, В.Ф.Николаев. Советская геология, № 7, 41, 1968.
3. А.А.Духовский. Изв. АН СССР, серия "Физика Земли", № 3, 74, 1972.
4. В.А.Панфилов, Л.Е.Шолпо. Изв. АН СССР, серия "Физика Земли", № 1, 63, 1972.
5. Б.Н. Писакин, А.А.Прияткин. Советская геология, 1979, № 4, 60.
6. В.К.Какулия. Сообщения АН ГССР, т.99, №3, 593, 1980.
7. В.К.Какулия. Сообщения АН ГССР, т.106, № 1, 53, 1982.
8. Б.В.Буров, П.Г.Ясонов, Труды КГУ, Казань, Изд. Казанского ун-та, 1979.
9. В.И.Багин. Изв. АН СССР, серия "Физика Земли", №12, 55, 1966.
10. М.Н.Шекин. Тез.докл. I конф. молодых ученых Грузии, Тбилиси, 1978.
11. И.А.Хабурзания, Л.Е.Шолпо. Сообщения АН ГССР, т.97, №2, 310, 1980.
12. Л.Е.Шолпо, М.Н.Шекин. Изв.АН СССР, серия "Физика Земли", № 9, 80, 1977.
13. В.А.Иванов, И.А.Хабурзания, Л.Е.Шолпо. Изв. АН СССР, се-



рия "Физика Земли", № I, 6I, 198I.

I4. Б.Н. Писакин. Автореф. канд.диссерт., Ленинград, 1980.

3. ՎԱԿՈՒԿԱ, Լ.ՇՈԼՊՈ

ԵԱԹԵՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԱՖԵՐՏԵՅԱԿԱՆ ԽԱՅՆԱԾԱԿՆԱԾԱՆ ԳՆԱԿՆԱԿԱՆՆԵՐ

ԱՆՎԱՅՄԱՐՈՐ ԿՆՆԱԾՈՒ

ԿՐՑՈՑԻՄ

Մեքսիկայի և Բրազիլիայի հիպերգենետիկապես փոփոխված ստրուկտուրային օքսիդներում մագնետիտի կառուցվածքի փոփոխությունները և նրանց անկայությունը 200<sup>0</sup> Գրեյի ջերմաստիճանում և 200<sup>0</sup> Գրեյի ջերմաստիճանի օքսիդներում:

V.Kakulia, L.Sholpo

STRUCTURAL PECULIARITIES OF MAGNETITE IN HYPERGENE-  
TICALLY ALTERED ROCKS

Summary

The domain structural alteration of magnetite in hypergenetically altered rocks and its instability at 200<sup>0</sup>C temperature have been studied.



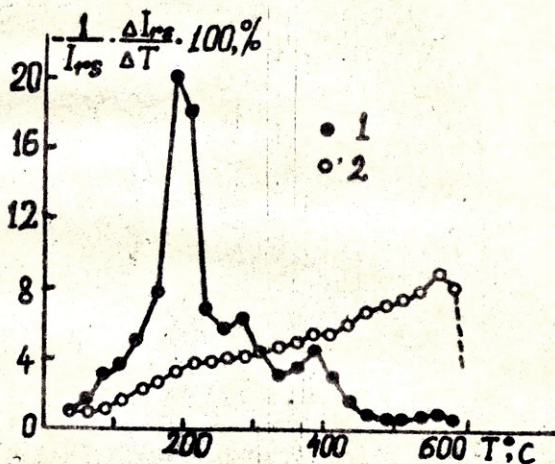


Рис. 1. Дифференциальные термомагнитные (ДТМ) кривые первого /1/ и второго /2/ нагревов образца андезитового порфирита из зоны рудветривания.

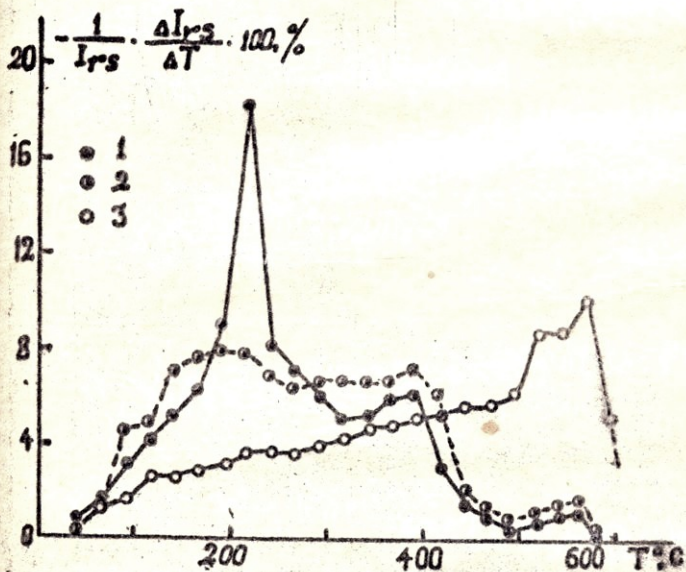


Рис. 2. ДТМ - кривые образца гипертермально-измененного андезитового порфирита. Составляющие образца: I - исходное; 2-3 - после предварительного нагрева до 220°C (2), до 420°C (3).



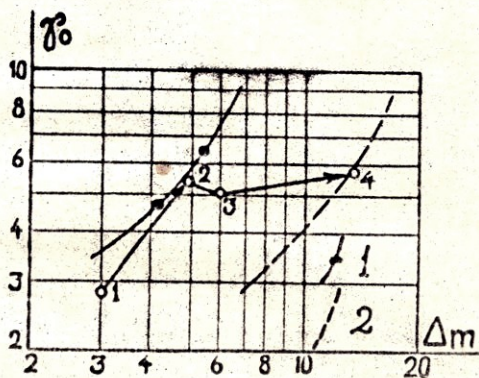


Рис. 3. Изменения параметров КС турбобреж-  
чий (обр.7-1) из Боржомского разреза в  
зависимости от температуры предвари-  
тельного прогрева образца. Температура, °С:  
1 - 20 и 180 (параметры совпадают);  
2-430; 3-530; 4-600.  
1 - титаномagnetитовая, 2 - магнетитовая  
кривые диагностической диаграммы /12/.

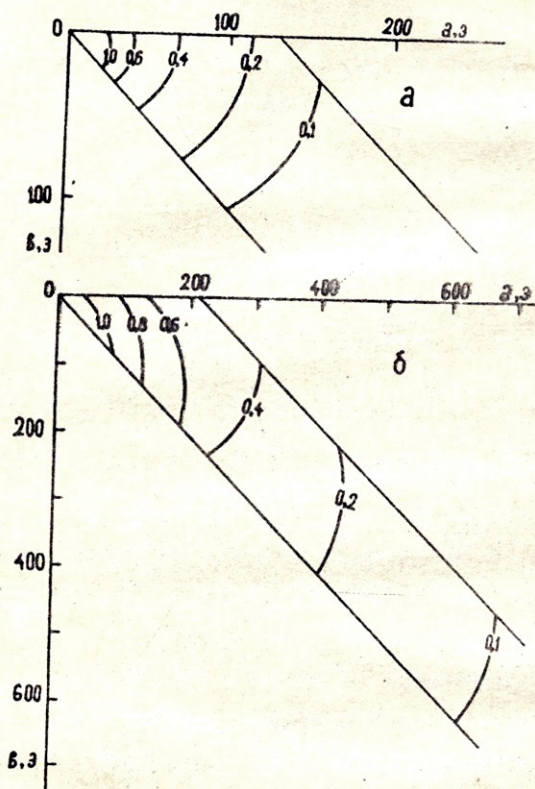


Рис. 4. Диаграммы Прейзаха образцов гранитов массива Акчатау (изолиния магнитной плотности, выраженной в долях максимальной плотности, принятой за единицу). Образцы отобраны: а- из керна скважины на глубине 200 м; б- на поверхности из естественного обнажения.



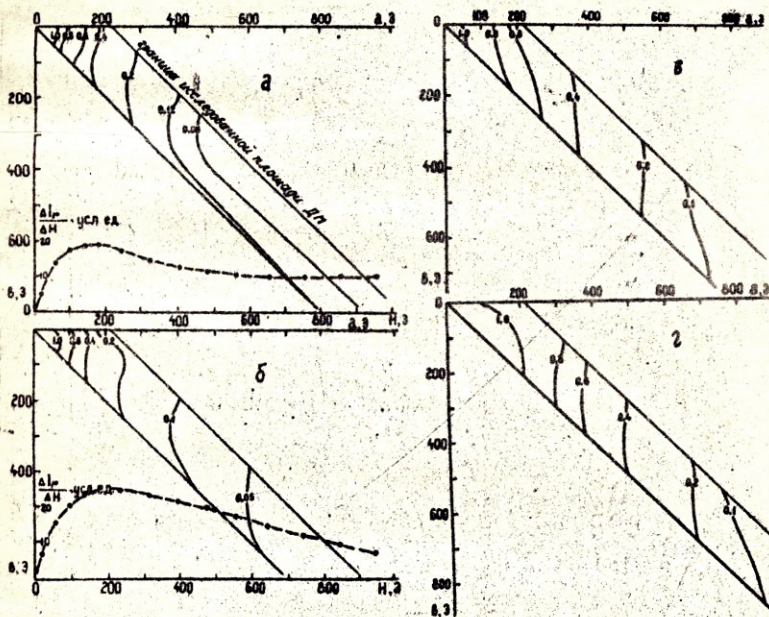


Рис.5. Диаграммы Прейжаха и коарситивные спектры образца гранодиорита массива Акчата. Температура предварительного прогрева образца: а - 20°C (исходное состояние); б - 220°C; в - 420°C; г - 600°C.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

ქობულეთის მხარის სახელმწიფო რწმუნის სტრუქტურის საბჭოს  
უბიკუსიონების მხარე

254, 1985

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ДИОДА В СЛУЧАЕ ГАРМОНИЧЕСКОГО  
ПОЛНОГО ТОКА СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

М.Ш.Кобахидзе, Г.З.Магалашвили

В нашей работе /1/ методом малого параметра /2/ было произведено приближенное интегрирование уравнения движения электрона в цилиндрическом диодном промежутке /3/, находящейся под воздействием сверхвысокочастотного напряжения, амплитуда которого соизмерима с постоянной составляющей приложенного напряжения. В указанной задаче малый параметр  $\mu = |\alpha_1|$  является функцией конструкции промежутка. Для практически применяемых конструкций в вышеуказанном решении можно ограничиться первым приближением для приведенной радиальной координаты:

$$\xi(x) \approx \xi_0(x) + |\alpha_1| \xi_1(x) = \xi_0(x) - \alpha_1 \xi_1(x), \quad (1)$$

так как малый параметр  $\mu = |\alpha_1| = -\alpha_1$ , ( $\alpha_1 = -|\alpha_1| < 0$ ). В (1)

$\tau$  играет роль безразмерного времени:  $\tau = \alpha_0(t - \tau_0) + \beta$ , где  $\tau_0$  - момент влета электрона в промежуток,  $t$  - время,



$$\alpha_0 = \left( \frac{e_0 J_0}{2 \pi m_0 \epsilon_0 \gamma_K^2} \right)^{1/3}, \quad \beta = \frac{e_0 E_K(\tau)}{m_0 \gamma_K \alpha_0^2}, \quad (2)$$

$e_0$  .  $m_0$  - соответственно абсолютное значение заряда электрона и его масса покоя,  $\epsilon_0$  - диэлектрическая постоянная вакуума,  $\gamma_K$  - радиус катода,  $J_0$  - постоянная составляющая полного тока на единицу длины диода,  $E_K(\tau)$  - напряженность электрического поля на катоде в начальный момент  $t = \tau$ . Кроме того  $\xi = \frac{r}{r_K}$  ( $r$  - радиальная координата). Полный ток диода в нашем случае представляется так:

$$\begin{aligned} J(t) &= J_0 + J_m(t) = J_0 + J_m \sin \omega(t - \tau) = \\ &= J_0 + J_m \sin \frac{\omega}{\alpha_0} (\xi - \beta), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\omega$  - частота сверхвысокочастотной составляющей тока. Мы полагаем, что  $J_m = J_0$  (случай т.н. "больших амплитуд").

Согласно (1) и выражениям  $\xi_0(\xi)$  и  $\xi_1(\xi)$ , выведенным в /2/, для гармонического вида полного тока (3) получаем такое выражение:

$$\begin{aligned} \xi(\xi) \approx & 1 + \frac{\alpha_0^3}{\omega^3} \left[ a_0 a_1 \frac{\alpha_0^2}{\omega^2} \left( 4\beta + \frac{3g}{8} \cdot \frac{\alpha_0}{\omega} \right) - a_0 - a_1 \right] + \\ & + \left[ \gamma - a_1 \frac{\alpha_0^3}{\omega^3} \left( 2 a_0 \frac{\alpha_0^2}{\omega^2} - \gamma \right) \right] (\xi - \beta) + \left[ \frac{1}{2} a_0 \left( \beta + \frac{\alpha_0}{\omega} \right) - \right. \\ & - a_1 \left( \frac{3}{2} a_0 \frac{\alpha_0^4}{\omega^4} + a_0 \beta \frac{\alpha_0^3}{\omega^3} - \frac{\alpha_0}{\omega} - \beta \right) \right] (\xi - \beta)^2 + \frac{1}{6} \left[ a_0 - \right. \\ & - a_1 \left( a_0 \frac{\alpha_0^3}{\omega^3} - \gamma \frac{\alpha_0}{\omega} - \beta \gamma - 1 \right) \right] (\xi - \beta)^3 + \frac{a_1}{12} \left( \frac{\alpha_0 \alpha_0^2}{2\omega} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + a_c \beta \frac{\alpha_0}{\omega} + \frac{\alpha_0 \beta}{2} + \gamma)(z-\beta)^4 + \frac{a_0 a_1}{30} \left(\beta + \frac{\alpha_0}{\omega}\right)(z-\beta)^5 + \frac{a_0 a_1}{180} (z-\beta)^6 + \\
 & + \frac{\alpha_0^3}{\omega^3} \left[ a_0 + a_1 - a_0 a_1 \frac{\alpha_0^2}{\omega^2} (4\beta + 5 \frac{\alpha_0}{\omega}) \right] \cos \frac{\omega}{\alpha_0} (z-\beta) + \\
 & + 2 a_1 \frac{\alpha_0^4}{\omega^4} (3 a_0 \frac{\alpha_0^2}{\omega^2} - \gamma) \sin \frac{\omega}{\alpha_0} (z+\beta) + \frac{a_0 a_1}{8} \frac{\alpha_0^6}{\omega^6} \cos 2 \frac{\omega}{\alpha_0} \cdot \\
 & (z-\beta) + a_1 \frac{\alpha_0^3}{\omega^3} \left( \gamma - 4 a_0 \frac{\alpha_0^2}{\omega^2} \right) (z-\beta) \cos \frac{\omega}{\alpha_0} (z-\beta) - \\
 & - 2 a_0 a_1 \frac{\alpha_0^4}{\omega^4} \left( \beta + \frac{\alpha_0}{\omega} \right) (z-\beta) \sin \frac{\omega}{\alpha_0} (z-\beta) + \\
 & + \frac{a_0 a_1}{2} \frac{\alpha_0^3}{\omega^3} \left( \beta + \frac{\alpha_0}{\omega} \right) (z-\beta)^2 \cos \frac{\omega}{\alpha_0} (z-\beta) - \\
 & - a_0 a_1 \frac{\alpha_0^4}{\omega^4} (z-\beta)^2 \sin \frac{\omega}{\alpha_0} (z-\beta) + \\
 & + \frac{a_0 a_1}{6} \frac{\alpha_0^3}{\omega^3} (z-\beta) \cos \frac{\omega}{\alpha_0} (z-\beta).
 \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned}
 a_0 &= \frac{\lambda}{(\delta_0 - 1)^3} \left[ 2(\delta_0^2 + \delta_0 + 1) \operatorname{erf} \delta_0 - 3(\delta_0^2 - 1) \right], \\
 a_1 &= \frac{6}{(\delta_0 - 1)^3} \left[ 2(\delta_0 - 1) - (\delta_0 + 1) \operatorname{erf} \delta_0 \right],
 \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

$\delta_0 = r_a / r_k$  - параметр конструкции ( $r_a$  - радиус анода), а  $\gamma = v_k(\tau) / v_0 r_k$  ( $v_k(\tau)$  - скорость электрона на катоде в начальный момент  $t = \tau$ ).



Для расчета пространственно-временной характеристики (ПВХ) по выражению (4) мы зафиксировали значения  $J_0 = 1a$ .

$r_k = 10^{-3} \text{ м}$ . Тогда по формуле (2)  $\alpha_0 = 1,47 \cdot 10^9 \text{ сак}^{-1}$ .

Параметры  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\theta_0$  принимали такие значения:  $\beta = 1, 2, 3$ ;  $\gamma = 1, 2, 3$ ;  $\theta_0 = 2, 4, 6, 8, 10$ . Длина волны  $\lambda = 2 \text{ Пс}/\omega$  принимала тоже три значения:  $\lambda = 0,3 \text{ м}$ ;  $0,8 \text{ м}$ ;  $1,28 \text{ м}$ .

Аргумент  $\chi - \beta$  менялся так, чтобы приведенная радиальная координата не выходила из своего естественного интервала:

$$1 \leq \xi \leq \theta_0.$$

Построенные по указанным расчетам ПВХ позволяют сделать следующие основные заключения:

1. Увеличение параметра конструкции ( $\theta_0$ ) вызывает опускание ПВХ вниз, т.е. уменьшение радиальной координаты для фиксированного момента времени. Это происходит из-за увеличения межэлектродного расстояния и уменьшения электрического поля в диоде (что, в свою очередь, вызывает уменьшение ускорения электрона).

2. Рост т.н. параметра начального поля ( $\beta$ ) поднимает ПВХ вверх, т.е. увеличивает радиальную координату (при фиксированном моменте времени). Это вызвано увеличением ускорения электрона. Количественно этот рост при  $\Delta\beta = 1$  колеблется в пределах (6 + 14) %.

3. И увеличение т.н. параметра начальной скорости ( $\alpha$ ) вызывает рост радиальной координаты при прочих равных условиях. Это, конечно, обусловлено ростом начальной скорости электрона. Количественно этот рост координаты при  $\Delta\alpha = 1$  ко-





M. Kobakhidze, G. Magalashvili

INVESTIGATION OF THE SPATIOTEMPORAL CHARACTERISTICS  
OF A CYLINDRICAL DIODE IN THE CASE OF SUPERHIGH  
FREQUENCY TOTAL HARMONIC CURRENT

Summary

An analysis of the characteristics of a cylindrical diode has been carried out assuming that the amplitude of the current is comparable with the magnitude of its direct component. The qualitative and quantitative effect on these characteristics of some known factors (valve design, initial velocity of electrons, tension of the initial field and its frequency) is shown.





В этих выражениях  $e_0$  - абсолютное значение заряда электрона,  $m_0$  - масса покоя электрона,  $\epsilon_0$  - диэлектрическая постоянная вакуума,  $r_k$  - радиус входного электрода промежутка (катода),  $E_k(r)$  - напряженность электрического поля у катода в начальный момент времени  $t = \tau$  ( $\tau$  - момент влета электрона в промежуток). Кроме того, при исследовании считалось, что  $J_m = J_0$  (случай т.н. "больших амплитуд").

По вышеуказанным характеристикам (т.е. по ПВХ) можно вычислить внутреннее дифференциальное сопротивление (импеданс) промежутка

$$\dot{z}_i = \frac{dU}{dJ} \Big|_{z=z_a} = \frac{\frac{dU}{dz}}{\frac{dJ}{dz}} \Big|_{z=z_a} \quad (2)$$

Считая, что потенциал катода  $\mathcal{U}_k = 0$ , согласно закону сохранения энергии можно написать:

$$\frac{m_0 v^2}{2} = \frac{m_0 v_k^2}{2} + e_0 \mathcal{U}, \quad (3)$$

где  $v_k$  - скорость электрона у катода, а  $v$  - скорость электрона в точке с потенциалом  $\mathcal{U}$ . Из (3) имеем:

$$\mathcal{U} = \frac{m_0}{2e_0} (v^2 - v_k^2). \quad (3)$$

Вводя безразмерную координату  $\xi = \frac{r}{r_k}$  ( $r$  - радиальная координата) и выражая  $t$  через  $z$ , скорость  $v$  можно записать так

$$v = \frac{d\eta}{dt} = \frac{\eta_K d\xi}{\frac{1}{\alpha_0} dz} = \alpha_0 \eta_K \frac{d\xi}{dz}, \quad (4)$$

откуда находим

$$\frac{dv}{dz} = \alpha_0 \eta_K \frac{d^2\xi}{dz^2}. \quad (5)$$

Согласно (1), (3), (4) и (5) получаем выражения:

$$\frac{dJ}{dz} = \frac{\omega}{\alpha_0} J_0 \cos \frac{\omega}{\alpha_0} (z - \beta), \quad (6)$$

$$\frac{dU}{dz} = \frac{m_0}{e_0} v \frac{dv}{dz} = \frac{m_0}{e_0} \alpha_0^2 \eta_K^2 \frac{d\xi}{dz} \frac{d^2\xi}{dz^2}. \quad (7)$$

Следует заметить, что момент  $z = z_a$  соответствует выходному электроду (аноду) промежутка, т.е. точке  $\eta = \eta_a$  ( $\eta_a$  - радиус анода), т.е. точке  $\xi = \eta_a / \eta_K = \delta_0$  ( $\delta_0$  - параметр конструкции). Подставляя (6) и (7) в (2), приходим к формуле:

$$\eta_{zi} = \frac{\frac{m_0}{e_0} \alpha_0^2 \eta_K^2 \left( \frac{d\xi}{dz} \right)_{z=z_a} \cdot \left( \frac{d^2\xi}{dz^2} \right)_{z=z_a}}{\frac{\omega}{\alpha_0} J_0 \cos \frac{\omega}{\alpha_0} (z - \beta)}. \quad (8)$$





При расчете ПВХ мы выбрали значения  $J_0 = 1$  а,  $\eta_k = 1$  мм =  $= 10^{-3}$  м. Тогда  $\alpha_0 = 1,47 \cdot 10^9$  сек $^{-1}$ . Кроме того

$$\frac{\omega}{\alpha_0} = \frac{2\eta c}{\alpha_0 \lambda} = \eta \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^8}{1,47 \cdot 10^9 \lambda} = \eta \frac{0,4082}{\lambda},$$

где  $\lambda$  - соответствующая длина волны. Таким образом, (8) в расчетном виде выглядит так:

$$Z_i = 9,581 \lambda \frac{\left(\frac{d\xi}{dz}\right)_{z=Z_a} \cdot \left(\frac{d^2\xi}{dz^2}\right)_{z=Z_a}}{\cos \eta \frac{0,4082}{\lambda} (z-\beta)} \quad (8)$$

Скорость  $\xi'_a = \left(\frac{d\xi}{dz}\right)_{z=Z_a}$  и ускорение  $\xi''_a = \left(\frac{d^2\xi}{dz^2}\right)_{z=Z_a}$

электрона на аноде (выходном электроде) цилиндрического двудного промежутка были рассчитаны по ПВХ (по этим же характеристикам находился момент прибытия электрона на анод промежутка  $Z_a$ ). При расчете  $\xi'_a$ ,  $\xi''_a$  и  $Z_a$  применялась линейная интерполяция.

Ввиду того, что ПВХ промежутка существенно зависят от параметров  $\beta_0$ ,  $\beta'$ ,  $\lambda$  и  $\gamma$ , то и  $Z_a$ ,  $\xi'_a$  и  $\xi''_a$  зависят от них определенным образом. Здесь параметр

$$\gamma = \frac{V_k(r)}{\alpha_0 \eta_k}$$

учитывает зависимость вышеуказанных величин и ПВХ от начальной скорости электрона  $V_k(\tau)$ .

При расчете величины  $Z_i$  по формуле (8') указанные параметры принимали значения:

$\beta = 1; 2; 3$ .  $\gamma = 1; 2; 3$ .  $\delta_0 = 2; 4; 6; 8; 10$ .  $A = 0,3 \text{ м}; 0,8 \text{ м}; 1,28 \text{ м}$ . Проведенное исследование позволяет сделать следующие основные выводы:

1. Ввиду того, что при исследовании цилиндрического диодного промежутка рассматривались переменные составляющие полного тока и приложенного напряжения, выведенное выражение для  $Z_i$  следует считать реактивным сопротивлением этого промежутка, т.е. реактивной составляющей импеданса.

2. Во всех рассмотренных случаях реактивное сопротивление цилиндрического диодного промежутка знакопеременно. В тех случаях, когда оно положительно, имеет индуктивный характер (точнее индуктивная составляющая указанного сопротивления преобладает). В остальных же случаях, когда оно отрицательно, имеет емкостный характер (точнее емкостная составляющая указанного сопротивления преобладает). В тех точках, где реактивное сопротивление проходит через нуль, наблюдается баланс: индуктивная составляющая реактивного сопротивления с точностью соответствует емкостной составляющей. Это явление можно признать своеобразным "параметрическим резонансом", когда цилиндрический диодный промежуток, играющий роль своеобразного "колебательного контура", представляет собой чисто активное сопротивление, а ток в промежутке в силу этого достигает своего максимального значения.



3. Влияние параметра конструкции ( $\delta_0$ ) на реактивное сопротивление выражено очень резко. Во всех рассмотренных случаях можно указать нулевые точки указанного сопротивления, а также интервалы этого параметра, в пределах которых сопротивление знакопостоянно (т.е. имеет либо индуктивный, либо емкостный характер). Следовательно, соответствующим выбором параметра конструкции ( $\delta_0$ ) цилиндрический диодный промежуток может представлять собой либо индуктивное, либо емкостное, либо чисто активное сопротивление (в зависимости от требуемых условий поставленной практической задачи). Резкое влияние параметра конструкции на сопротивление вызвано, наверное, тем, что увеличение  $\delta_0$  (при фиксированном  $\eta_k$  или  $\eta_q$ ) ведет к росту межэлектродного расстояния, что, в свою очередь, обуславливает увеличение времени пролета электрона через промежуток. Поэтому тем резче сказывается инерционность электрона на СВЧ: время пролета электрона становится соизмеримым с периодом колебаний анодного поля. Электроны с разной интенсивностью, т.е. в неодинаковом количестве, определенными "порциями" долетают до анода. Следовательно, диод при разных  $\delta_0$  ведет себя по-разному, т.е. его сопротивление становится зависящим от  $\delta_0$ . Эта зависимость рассчитана качественно и количественно.

4. Качественное влияние параметра начального поля ( $\beta$ ) на реактивное сопротивление незначительно: зависимость

$X_i = f(\delta_0)$  при фиксированных  $\gamma$  и  $\lambda$  качественно (т.е. по поведению) почти одинакова. Зависимость кривых

$X_i = f(\delta_0)$  от параметра  $\beta$  носит умеренный ха-

рактиер (количественно). Физически это вполне понятно: изменение начального поля незначительно (точнее умеренно) меняет начальную скорость электронов и время пролета через промежуток незначительно меняется. Последнее обстоятельство умеренно влияет на количество электронов, приходящих на анод, что, в свою очередь, означает незначительную зависимость сопротивления промежутка от параметра  $\beta$ .

5. Параметр начальной скорости электрона ( $\gamma$ ) качественно также незначительно влияет на функцию  $Z_i = f(\beta_0)$  при фиксированных  $\beta$  и  $\lambda$  (их поведение почти одинаково). Количественная зависимость  $Z_i$  от  $\gamma$  тоже очень умеренно выражена, что, в свою очередь, также физически естественно. Физическая интерпретация этого явления аналогична интерпретации, приведенной в пункте 4.

6. Длина волны ( $\lambda$ ), соответствующей переменной составляющей полного тока, оказывает весьма чувствительное качественное и количественное влияние на реактивное сопротивление цилиндрического диодного промежутка. С изменением  $\lambda$  меняется период переменного электрического поля в промежутке и своеобразно "модулируется" как момент, так и количество приходящих на анод электронов. Последнее обстоятельство, в свою очередь, означает, что при разных  $\lambda$  промежуток ведет себя либо как емкостное, либо как индуктивное, либо как чисто активное сопротивление (в точках, где зависимость  $Z_i = f(\lambda)$  при фиксированных  $\gamma$ ,  $\beta$  и  $\beta_0$  проходит через нуль). Следовательно, длина волны ( $\lambda$ ) так





of a SHF cylindrical diode interval in the general case is investigated when the total current amplitude is commensurable with the direct component of this current /the case of so called "high amplitudes"/.





Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის მტკიცებლად საბერძნეთის  
უნივერსიტეტის შრომები

254, 1985

КОМБИНИРОВАННЫЕ ЗАДАЧИ В РАЗДЕЛЕ ЭЛЕКТРО-  
ДИНАМИКИ КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Г. А. Джисоев

В процессе изучения курса общей физики одним из эффективных средств повторения, закрепления и проверки знаний студентов является решение задач, в которых одновременно применяются различные законы физики, в частности механики, электромагнитных взаимодействий, оптики и т.д. Ниже предлагается такая комбинированная задача из раздела электродинамики, а также процедура ее решения и анализа, позволяющая обсудить как уже пройденный материал, так и некоторые аспекты последующих разделов курса - оптики, теорий атома и ядра.

Рассмотрим комбинированную задачу "Движение конического маятника в электрическом и магнитном полях".

Нить математического маятника движется по конической поверхности (конический маятник) с очень малым углом раствора. К концу невесомой нити прикреплен полый металлический шарик массой  $0,1$  г и зарядом  $q = 8 \cdot 10^{-8}$  кл.

Найти момент импульса и магнитный момент движущегося

заряженного шарика, если длина нити равна  $l = 1 \text{ м}$ . Как изменится угловая скорость, момент импульса и магнитный момент, если поместить маятник I/ в неоднородное электрическое поле, направленное по вертикали напряженностью  $10^4 \frac{\text{В}}{\text{м}}$  в однородное вертикальное поле индукцией  $B$ ? Как изменится угловая скорость шарика, если на расстоянии  $h$  от плоскости, по которой движется его центр, находится заземленная металлическая пластина? Чему равна энергия взаимодействия заряженного шарика с металлической пластиной? Угол  $\alpha$  между образующей конуса и его осью равен  $1^\circ$ . Для всех случаев движения конического маятника, кроме движения в магнитном поле, вычисление угловой скорости производится одинаково:

$$m\alpha = F \operatorname{tg} \alpha.$$

Но  $\alpha = \omega^2 h = \omega^2 l \sin \alpha$ .

При малых углах  $\alpha$ ,  $\operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha \approx \alpha$ . Поэтому получается:

$$\omega = \sqrt{\frac{F}{ml}}. \quad (1)$$

Сила  $F$ , действующая на шарик по вертикали, равна

$$F = mg \pm qE.$$

Поэтому угловая скорость равна

$$\omega = \sqrt{\frac{g \pm \frac{qE}{m}}{l}}. \quad (2)$$

Студенты должны убедиться, что сила  $qE$  меньше силы тяготения и результирующая сила во всех случаях направлена вниз.



Момент импульса  $N$  шарика равен

$$N = mvr = m\omega l^2 \alpha^2 = ml^2 \alpha^2 \left( \frac{g}{l} \pm \frac{qE}{ml} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Магнитный момент, создаваемый заряженным шариком при его движении по окружности, равен:

$$\begin{aligned} P_M &= JS = \frac{q}{T} \pi r^2 = \frac{q}{2} r^2 \omega = \\ &= \frac{q l^2 \alpha^2}{2} \left( \frac{g}{l} \pm \frac{qE}{ml} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Легко находится и кинетическая энергия шарика. В случае, когда шарик движется над металлической пластиной, а электрическая сила направлена вниз, в подкоренном выражении надо выбрать знак +, а вместо напряженности поля  $E$  подставить напряженность поля, создаваемого электрическим изображением шарика

$$E = \frac{q}{16\pi\epsilon_0 h^2}. \quad (5)$$

Энергия взаимодействия равна:

$$W = - \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 h}. \quad (6)$$

При выводе и обсуждении последней формулы необходимо вновь остановиться на физическом смысле и формальных причинах появления знака "минус".

Все предыдущее решение относилось к влиянию электрического поля на формулы для угловой скорости, кинетической энергии и других величин при движении нити заданным углом и оси конуса. По существу мы имеем дело при этом о нескольки-

ми независимыми задачами, между решением которых есть много общего.

Желательно напомнить студентам, что для того, чтобы движение маятника происходило с постоянной угловой скоростью, величина которой указана формулой (2), необходимо искусственно создать начальные условия: отклонив нить маятника на заданный угол, придать шарiku такую линейную начальную<sup>9</sup> скорость, чтобы угловая скорость была такой, какая необходима согласно формуле (2). Если же угловая скорость после того, как прекращено внешнее воздействие, окажется иной, то в системе возникает смешанный режим. На движение по конусу будет накладываться и простое колебательное движение. Если в системе есть трение, хотя бы сколь угодно малое, то коническое и линейное колебательные движения будут затухать, пока движение маятника не прекратится вовсе. Необходимо задать вопрос: пусть происходит установившееся коническое колебательное движение (в отсутствии трения) заряженного шарика, при напряженности электрического поля  $E=0$  с угловой скоростью  $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$  и линейной скоростью  $v = \sqrt{gl\alpha}$ . Что произойдет, если внезапно (или постепенно) создать на траектории движения шарика однородное вертикальное электрическое поле напряженности  $E$ ? Электрическое поле действует с вертикальной силой и поэтому оно не может изменить абсолютного значения той компоненты линейной скорости шарика, которая лежит в плоскости движения. Оно вызывает появление вертикально направленного ускорения и вертикальной компоненты скорости. Включение электрического поля разрушает коническое движение маятника.



На прежнее движение накладывается движение с переменной линейной скоростью, изменяющейся по закону, характерному для простого маятника.

Совсем иначе обстоит дело, если заряженный зарядом  $q$  шарик, совершающий коническое колебательное движение в отсутствии электрического поля с угловой скоростью  $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$ , подвергнуть воздействию магнитного поля. Дело в том, что появление магнитного поля приводит не только к возникновению добавочной нормальной силы, действующей на движущийся заряженный шарик, но и к изменению абсолютного значения линейной скорости шарика. Это последнее не связано с прямым воздействием магнитного поля, ибо сила, действующая на движущийся в магнитном поле заряд, направлена перпендикулярно скорости и меняет только ее направление. Всякое изменение магнитного поля вызывает возникновение вихревого электрического поля. Циркуляция индукционного электрического поля по траектории шарика

$\int_0^{2\pi R} \overline{E}_{\text{инд.}} d\ell$  равна скорости изменения магнитного потока через площадь, ограниченную этой траекторией. Если магнитное поле однородное, то скорость изменения магнитного потока находится с помощью умножения скорости изменения магнитной индукции  $\frac{dB}{dt}$  на площадь  $S = \pi R^2$ . Эта связь между возникающим электрическим индукционным полем и изменяющимся магнитным была сформулирована Максвеллом на основе экспериментов Фарадея. Получается

$$E_{\text{инд.}} \cdot 2\pi R = -\pi R^2 \frac{dB}{dt} \quad (8)$$

Отрицательный знак в правой части формулы (8) есть следствие закона Ленца. Возникающее электрическое поле должно вызывать такое движение заряда, чтобы магнитное поле этого движущегося заряда препятствовало тому изменению магнитного поля, которое было причиной появления электрического поля. На этом этапе занятий следует разобрать несколько примеров изменения магнитного поля и показать, что возникшее движение положительного или отрицательного заряда при любом изменении любым образом направленного поля создает магнитное поле, поток которого пытается скомпенсировать первоначальное изменение магнитного потока.

Из уравнения (8) получается:

$$E_{инд.} = -\frac{r}{2} \frac{dB}{dt} \quad (9)$$

Действие напряженности вихревого поля  $E_{инд.}$  на движущийся заряд приводит к изменению абсолютного значения скорости движения заряда, в то время как действие силы Лоренца  $e[\vec{v}\vec{B}]$  на движущийся заряд вызывает изменение направления его скорости. И эти две функции магнитного поля согласованы в рассматриваемом случае движения заряженного шарика по окружности.

Как было уже получено выше, конический маятник движется в отсутствие электромагнитного поля с нормальным ускорением  $\omega_0^2 r = g \operatorname{tg} \alpha$ , где  $\omega_0$  — начальное значение угловой скорости. После появления магнитного поля угловая скорость изменится. Ее значение можно найти с помощью уравнения

$$m\omega^2 r = mg \operatorname{tg} \alpha \pm q\omega r B \quad (10)$$



Знак второго члена правой части определяется знаком заряда и взаимным расположением векторов  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$ .

Уравнение (10) можно преобразовать к виду:

$$\omega^2 \pm \frac{qB}{m} \omega - \omega_0^2 = 0. \quad (11)$$

Угловая скорость  $\omega$  после решения уравнения (11) получается равной:

$$\omega = \pm \frac{qB}{2m} + \sqrt{\omega_0^2 + \frac{q^2 B^2}{4m^2}}. \quad (12)$$

Пренебрегаем стоящей под корнем величиной второго порядка малости  $\frac{q^2 B^2}{4m^2 \omega_0^2}$ .

Получаем

$$\omega - \omega_0 = \pm \frac{qB}{2m}. \quad (13)$$

Найдем теперь, как изменятся линейная и угловая скорости движения шарика под влиянием индукционного электрического поля, действующего в течение времени, пока индукция магнитного поля изменяется от нуля до  $B$  с силой

$$F = \pm \frac{q\gamma}{2} \frac{dB}{dt}. \quad (14)$$

Импульс силы за время изменения поля равен:

$$\int_0^{\tau} F dt = \pm \frac{q\gamma}{2} \int_0^B dB = \pm \frac{q\gamma B}{2}. \quad (15)$$

Изменение импульса шарика за время  $\tau$  равно импульсу силы за это время:



$$mv - mv_0 = \pm \frac{q\kappa B}{2} \quad (16)$$

Изменение угловой скорости  $\omega - \omega_0$  равно:

$$\omega - \omega_0 = \pm \frac{qB}{2m} \quad (17)$$

Таким образом, магнитное поле индукцией  $B$  поддерживает движение заряженного шарика как раз с той угловой скоростью, которая возникла под влиянием изменения индукции магнитного поля от нуля до значения  $B$ .

Полученный результат является частным случаем теоремы Лармора, который применяется к атому любого вещества, помещенному в магнитное поле. Особый интерес этот результат приобретает в случае объяснения диамагнетизма.

Рассмотрим в данной задаче вращение плоскости колебаний заряженного маятника под действием магнитного поля.

В физике и механике применяется метод замены некоторого движения, подлежащего изучению несколькими движениями, суперпозиция которых дает первоначальное движение.

Исследование оставшихся движений не приводит к ошибочным результатам, если движение описывается линейными уравнениями.

Движение шарика, происходящее по закону  $S_x = A_0 \sin \omega t$ , можно представить как разность двух вращений с одинаковой по величине, но противоположной по направлению угловой скоростью.

Первое из вращений описывается уравнениями:



$$S_{1x} = \frac{H_0}{2} \sin \omega t, \quad (18)$$

$$S_{1y} = \frac{H_0}{2} \cos \omega t. \quad (19)$$

Второе вращение происходит с угловой скоростью  $-\omega$  и поэтому:

$$S_{2x} = \frac{H_0}{2} \sin(-\omega t), \quad (20)$$

$$S_{2y} = \frac{H_0}{2} \cos(-\omega t). \quad (21)$$

Результирующее движение происходит в плоскости  $xz$  и имеет вид:

$$S_x = S_{1x} - S_{2x} = H_0 \sin \omega t,$$

$$S_y = S_{1y} - S_{2y} = 0.$$

При включении магнитного поля, направленного в положительном направлении оси  $z$ , индукция которого равна  $B$ , вращающийся шарик с массой  $m$  и зарядом  $q$  изменит угловую скорость на

$$\Delta\omega = \pm \frac{qB}{2m}.$$

Допустим, что заряд шарика положительный. Тогда движение заряда, описываемое уравнениями (18) и (19), эквивалентно круговому току, магнитный момент которого направлен в направлении положительной оси  $z$  и его магнитное поле увеличивает включенное магнитное. Согласно закону Ленца сила этого тока

уменьшится и его угловая скорость уменьшится на  $\omega_L = \frac{qB}{2m}$ .

Поэтому движение против часовой стрелки будет описываться такими уравнениями:

$$S'_{1x} = \frac{A_0}{2} \sin(\omega - \omega_L)t, \quad (22)$$

$$S'_{1y} = \frac{A_0}{2} \cos(\omega - \omega_L)t. \quad (23)$$

Движение заряда  $q$  с угловой скоростью  $(-\omega)$  происходит, если смотреть из области  $z > 0$ , по часовой стрелке и его магнитное поле противоположно включенному полю. На основании закона Ленца это движение усилится и его угловая скорость возрастет по абсолютной величине на величину  $\omega_L$ . Это движение теперь описывается уравнениями:

$$S'_{2x} = \frac{A_0}{2} \sin[-(\omega + \omega_L)t], \quad (24)$$

$$S'_{2y} = \frac{A_0}{2} \cos[-(\omega + \omega_L)t]. \quad (25)$$

Результирующее движение шарика получится из уравнений:

$$S'_x = S'_{1x} - S'_{2x},$$

$$S'_y = S'_{1y} - S'_{2y}.$$

После выполнения вычитания соответствующих формул получается:

$$S'_x = A_0 \sin \omega t + \cos \omega_L t, \quad (26)$$

$$S'_y = A_0 \sin \omega t - \sin \omega_L t. \quad (27)$$



Таким образом, плоскость колебания заряженного маятника, первоначально совпадающая с плоскостью  $XZ$ , после включения магнитного поля начнет поворачиваться и совершит один оборот за время  $T_L$ , которое определится из уравнения

$$\omega_L T_L = \frac{q B T_L}{2m} = 2\pi. \quad (28)$$

Из уравнения (28) время одного оборота равно:

$$T_L = \frac{4\pi m}{qB}. \quad (29)$$

Плоскость колебаний заряженного маятника с зарядом  $q = 10^{-8}$  Кл и массой  $m = 0,11$  в поле индукцией  $B = 17$  Тл совершит один оборот за время  $4\pi \cdot 10^4 \approx 35$  часов.

Разобранное здесь явление помогает понять эффект Фарадея в оптике. Если плоско-поляризованный свет проходит через некоторые среды, помещенные в магнитное поле, распространяясь вдоль магнитного поля, то плоскость колебаний вектора напряженности электрического поля световой волны вращается на пути световой волны.

Поступила 14. III. 1984

после доработки 26. IX. 1984.

Юго-Осетинский

пединститут







Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
 государственного университета  
 თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის მფარველთა საბჭოს მიერ  
 უნივერსიტეტის შრომები  
 254, 1985

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ  
 НА СИСТЕМАХ ИЗ РЕШЕТОК И ЭКРАНА

Ф.Г.Богданов, Г.Ш.Кеваншвили, З.И.Сикмашвили,  
 О.П.Цагарейшвили

Отражательные решетки привлекают немалое внимание исследователей /1/, в частности, для создания резонаторов СВЧ. В этой связи представляет интерес исследование системы, состоящей из идеально проводящего экрана и отстоящей от него решетки, образованной металлическими, диэлектрическими и коаксиальными цилиндрами.

В настоящей работе исследуется задача дифракции плоской электромагнитной волны на системе из экрана и решетки, образованной бесконечно длинными идеально проводящими цилиндрами с диэлектрическим покрытием (исследуемая система с принятыми обозначениями представлена на рис. 1). Как частные, рассмотрены случаи, когда решетка состоит из идеально проводящих и диэлектрических цилиндров. Метод, предложенный в работе, восходит к работе /2/.

## СЛУЧАЙ $E$ - ПОЛЯРИЗАЦИИ

### I. Постановка задачи и ключевая система алгебраических уравнений

Рассмотрим сначала случай, когда на решетку со стороны положительных  $X$  падает плоская  $E$ - поляризованная волна с составляющей электрического поля

$$E_z = e^{ikx} \quad (1)$$

(зависимость от времени выбираем в виде  $e^{i\omega t}$ ).

Поле рассеянной волны будем искать методом зеркальных изображений, т.е. считать, что падающая волна возбуждает в правом полупространстве зеркальную отраженную волну

$$E'_z = -e^{-ikx} \quad (\kappa = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}) \quad (2)$$

и волну, переизлученную решеткой и ее зеркальным изображением в экране

$$E_{z1} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m \left\{ H_m^{(2)}(\kappa r_\nu) e^{im\varphi_\nu} + \right. \\ \left. + H_m H_m^{(2)}(\kappa \rho_\nu) e^{-im\psi_\nu} \right\} \quad (r_\nu \geq a, \rho_\nu \geq a), \quad (3)$$

где  $X_m$  - коэффициенты мультипольного спектра волны, рассеянной решеткой, а  $H_m X_m$  - её зеркальным изображением;

$H_m^{(2)}(x)$  - функция Ханкеля 2-го рода  $m$ -го порядка;

$r_\nu, \varphi_\nu$  и  $\rho_\nu, \psi_\nu$  - локальные цилиндрические координаты точки наблюдения  $P$  в системах координат с началом в центре  $\nu$ -го цилиндра решетки и ее изображения.



Используя граничные условия на экране

$$E_z + E'_z + E_{z1} = 0 \quad \text{при} \quad \eta_v = \rho_v, \quad \psi_v = \rho - \varphi_v, \quad (4)$$

получим соотношение

$$H_m = -(-1)^m, \quad (5)$$

посредством которого поле  $E_{z1}$  переписывается в виде

$$E_{z1} = \sum_v \sum_m \chi_m \left\{ H_m^{(2)}(\kappa \eta_v) e^{im\varphi_v} - H_{-m}^{(2)}(\kappa \rho_v) e^{-im\varphi_v} \right\}. \quad (6)$$

Поле в диэлектрическом покрытии цилиндров решетки представляется в виде

$$E_{z2}^{(v)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ P_m J_m(\kappa_1 \eta_v) + Q_m N_m(\kappa_1 \eta_v) \right\} e^{im\varphi_v}, \quad (7)$$

где  $J_m(\kappa_1 \eta_v)$  и  $N_m(\kappa_1 \eta_v)$  - функции Бесселя и Неймана,  $\kappa_1 = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$  - волновое число в диэлектрике,  $P_m$  и  $Q_m$  - неизвестные коэффициенты.

Используя граничные условия на металле

$$E_{z2}^{(v)} = 0 \quad \text{при} \quad \eta = b \quad (0 \leq \varphi \leq 2\pi), \quad (8)$$

поле в диэлектрике можем переписать в виде

$$E_{z2}^{(v)} = \sum_m R_m \Psi_m(\kappa_1 \eta_v, \kappa_1 b) e^{im\varphi_v} \quad (8 \leq \eta_v \leq a), \quad (9)$$

где

$$\Psi_m(\kappa_1 \eta_v, \kappa_1 b) = J_m(\kappa_1 \eta_v) N_m(\kappa_1 b) - J_m(\kappa_1 b) N_m(\kappa_1 \eta_v), \quad (10)$$

а  $R_m = P_m / N_m(k, b) = -Q_m / Y_m(k, b)$  - новые неизвестные.

Коэффициенты  $X_m$  и  $R_m$  находятся из условий непрерывности

$$E_z + E'_z + E_{z1} = E_{z2}^{(v)} \quad \text{при } r = \tilde{h} + vd + a \cos \varphi \quad (IIa)$$

$$\frac{1}{N_0} \frac{\partial}{\partial N_v} (E_z + E'_z + E_{z1}) = \frac{1}{N} \frac{\partial}{\partial N_v} E_{z2}^{(v)} \quad (IIб)$$

( $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ ).

Реализация условия (IIa) на поверхности 0-го цилиндра приводит к уравнению

$$\begin{aligned} & e^{ik\tilde{h}} e^{ika \cos \varphi} - e^{-ik\tilde{h}} e^{-ika \cos \varphi} + \\ & + \sum_m X_m H_m^{(2)}(ka) e^{im\varphi} + \\ & + \sum_{v \neq 0} \sum_m X_m H_m^{(2)}(k\tilde{r}_v^0) e^{im\varphi_v^0} - \sum_v \sum_m X_m H_m^{(2)}(k\rho_v^0) e^{-im\varphi_v^0} = \\ & = \sum_m R_m \psi_m(k, a, k, b) e^{im\varphi} \end{aligned} \quad (12)$$

Используя теоремы сложения для цилиндрических функций

$$H_m^{(2)}(k\tilde{r}_v^0) e^{im\varphi_v^0} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^{s-m} H_{m-s}^{(2)}(kvd) J_s(ka) e^{is\varphi}, \quad (13)$$

$$H_{-m}^{(2)}(k\rho_v^0) e^{-im\varphi_v^0} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} e^{i(m+s)\pi/2} (-i)^{m+s} H_{m+s}^{(2)}(k\rho_v) J_s(ka) e^{is\varphi}, \quad (14)$$



где

$$\rho_v = \sqrt{4k^2 + v^2 d^2}, \quad \xi_v = \arctg \frac{vd}{2k},$$

и вводя обозначения

$$f(\alpha, \varphi) = e^{ik\eta} e^{i\alpha \cos \varphi} - e^{-ik\eta} e^{-i\alpha \cos \varphi} \quad (15)$$

( $\alpha = k\alpha, \beta = kd$ ),

$$F_m(\alpha, \varphi) = H_m^{(2)}(\alpha) e^{im\varphi} + \sum_s J_s(\alpha) [\zeta_{m-s}(\beta) - \zeta'_{m+s}(\beta)], \quad (16)$$

где

$$\zeta_{m-s}(\beta) = i^{m-s} [1 + (-1)^{m-s}] \sum_{v=1}^{\infty} H_{m-s}^{(2)}(\beta),$$

$$\zeta'_{m+s}(\beta) = (-1)^{m+s} \left\{ H_{m+s}^{(2)}(2k\eta) + \sum_{v=1}^{\infty} \left[ e^{i(m+s)\xi_v} + e^{-i(m+s)\xi_v} \right] H_{m-s}^{(2)}(k\rho_v) \right\},$$

перепишем (12) в виде

$$f(\alpha, \varphi) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m F_m(\alpha, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m \Psi_m(\alpha_1, \beta_1) e^{im\varphi} \quad (17)$$

$$(\alpha_1 = k_1 \alpha, \beta_1 = k_1 \beta).$$

Реализация условия (IIб) приводит к уравнению

$$\frac{\kappa}{\mu_0} \left[ f'(\alpha, \varphi) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m F'_m(\alpha, \varphi) \right] = \quad (18)$$

$$= \frac{\kappa_1}{\mu} \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m \varphi'_m(\alpha_1, \delta_1) e^{im\varphi},$$

где ' (штрих) означает производную по  $\alpha$  и  $\alpha_1$ , соответственно.

Уравнения (I7) и (18) образуют дуальную бесконечную систему функциональных уравнений относительно неизвестных  $X_m$  и  $R_m$ . Умножив обе части (I7) и (18) на  $\frac{1}{2\pi} e^{-in\varphi} d\varphi$  и интегрируя от 0 до  $2\pi$ , приходим к бесконечной системе алгебраических уравнений

$$\frac{2i \sin\left(kh + \frac{n\pi}{2}\right) J_n(\alpha)}{H_n^{(2)}(\alpha)} + X_n + \sum_m X_m \frac{J_n(\alpha) [Z_{m-n}(\beta) - Z'_{m+n}(\beta)]}{H_n^{(2)}(\alpha)} =$$

$$= R_n \frac{\varphi_n(\alpha_1, \delta_1)}{H_n^{(2)}(\alpha)},$$

$$\frac{2i \sin\left(kh + \frac{n\pi}{2}\right) J'_n(\alpha)}{H_n^{(2)}(\alpha)} + X_n + \sum_m X_m \frac{J'_n(\alpha) [Z_{m-n}(\beta) - Z'_{m+n}(\beta)]}{H_n^{(2)}(\alpha)} =$$

$$= \frac{\omega_1}{\omega} R_n \frac{\varphi'_n(\alpha_1, \delta_1)}{H_n^{(2)}(\alpha)} \quad (n=0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где  $\omega = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  и  $\omega_1 = \sqrt{\mu/\epsilon}$  - волновые сопротивления свободного пространства и диэлектрика.

Исключая коэффициенты  $R_n$ , приходим, окончательно, к бесконечной системе алгебраических уравнений относительно  $X_n$ :





$$\chi_n = -2i \sin\left(\kappa h + \frac{n\pi}{2}\right) U_n - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi_m U_m [\hat{z}_{m-n}(\beta) - \hat{z}'_{m+n}(\beta)] \quad (19)$$

где

$$U_n =$$

$$= \frac{y_n(\alpha) \varphi_n'(\alpha, \beta) - \frac{\omega}{\omega'} \varphi_n(\alpha, \beta) y_n'(\alpha)}{\varphi_n'(\alpha, \beta) [H_n^{(2)}(\alpha) + y_n(\alpha) \hat{z}_n(\beta)] - \frac{\omega}{\omega'} \varphi_n(\alpha, \beta) [H_n^{(1)}(\alpha) + y_n'(\alpha) \hat{z}_n(\beta)]} \quad (20)$$

$$\hat{z}_n(\beta) = \hat{z}_0(\beta) - \hat{z}'_{2n}(\beta).$$

Нетрудно показать, что коэффициенты  $\chi_n$  уравнения (19) удовлетворяют условию

$$\chi_{-n} = (-1)^n \chi_n. \quad (21)$$

Используя (21), из системы (19) можно получить систему уравнений, порядок которой вдвое меньше порядка системы (19):

$$\chi_n = -2i \sin\left(\kappa h + \frac{n\pi}{2}\right) U_n - \sum_{\substack{m=0 \\ m \neq n}}^{\infty} \chi_m U_m \left\{ \hat{z}_{m-n}(\beta) - \hat{z}'_{m+n}(\beta) + (-1)^n [\hat{z}_{m+n}(\beta) - \hat{z}'_{m-n}(\beta)] (1 - \delta_{m0}) \right\} \quad (22)$$

$$(n=0, 1, 2, \dots),$$

где  $U_n$  определяется формулой (20), в которой

$$\hat{z}_n(\beta) = z_0(\beta) - z_{2n}'(\beta) + (-1)^n [z_{2n}(\beta) - z_0'(\beta)] (1 - \delta_{n0}).$$

В случае идеально проводящих и диэлектрических цилиндров формула (20) упрощается. В случае идеально проводящих цилиндров ( $b=a$ )

$$\psi(\alpha_1, \gamma_1) = 0.$$

$$\lim_{\gamma_1 \rightarrow \alpha_1} \psi'(\alpha_1, \gamma_1) = W\{N_m(\alpha_1), J_m(\alpha_1)\} = -2/\pi\alpha_1 \neq 0$$

и из формулы (20) получим

$$U_n = \frac{J_n(\alpha)}{H_n^{(2)}(\alpha) + J_n(\alpha) \hat{z}_n(\beta)} \quad (20a)$$

В случае диэлектрических цилиндров ( $b=0$ ) в (20) получается неопределенность типа  $\infty/\infty$ . После раскрытия ее получим

$$U_n = \quad (20б)$$

$$= \frac{J_n(\alpha) J_n'(\alpha_1) - \frac{\omega_1}{\omega} J_n(\alpha_1) J_n'(\alpha)}{J_n'(\alpha) [H_n^{(2)}(\alpha) + J_n(\alpha) \hat{z}_n(\beta)] - \frac{\omega_1}{\omega} J_n(\alpha_1) [H_n^{(2)}(\alpha) + J_n'(\alpha) \hat{z}_n(\beta)]}$$





$$f_n = \frac{e^{i h_n h}}{D \sqrt{D^2 - h^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m \chi_m e^{-i m \varphi_n}$$

$$(\varphi_n = \arctg \frac{n}{\sqrt{D^2 - h^2}}).$$

Полное рассеянное поле представляется в виде

$$E_{z \text{ рас.}} = 2i \sum_{n=-\infty}^{\infty} (C_n + \delta_{n0}) \sin(h_n x) e^{i g_n y} \quad (0 < x < h), \quad (25)$$

$$E_{z \text{ рас.}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n e^{-i h_n x + i g_n y} \quad (x > h),$$

где

$$h_n = D_n + A_n - \delta_{n0}, \quad (26)$$

причем  $R_n$  - комплексный коэффициент отражения волны (1) от системы решетка-экран.

### 3. Численные результаты

Из представления рассеянного поля (25) следует, что в области  $0 < x < h$  это поле представляет стоячую волну, а в области  $x > h$  - отраженную волну с амплитудами дифракционных гармоник, определяемыми формулами (26), (24) и бесконечными системами алгебраических уравнений (19) или (22).

Система (22) исследовалась на ЭВМ (БЭСМ-6) при различ-



ных параметрах системы  $D = d/\lambda$ ,  $2a/d$ ,  $b/a$ ,  $h/d$  и  $\epsilon/\epsilon_0$ , после чего вычислялись коэффициенты  $R_n$  по формуле (26). Некоторые результаты численного анализа для модуля коэффициента отражения  $|R_0|$  представлены на рис. 2, который соответствует случаю идеально проводящих цилиндров ( $b = a$ ).

Анализ результатов показывает, что в одноволновой области ( $d/\lambda < 1$ ) влияние решетки проявляется лишь в изменении фазы отраженной волны и появлении быстрозатухающих гармоник, влияющих на поле лишь в ближней зоне. В области  $d/\lambda > 1$  имеют место эффекты полного отражения, когда  $|R_0| = 1$ , и резонансной трансформации основной волны в высшие незатухающие типы волн, когда  $|R_0| \ll 1$ . Эффекты полного отражения наблюдаются вблизи значений  $\lambda$ , кратных половине длины волны в вакууме.

Таким образом, рассматриваемая система проявляет в области  $d/\lambda < 1$  свойства фазовращателя, а в области  $d/\lambda > 1$  - трансформатора типов волн.

#### СЛУЧАЙ $H$ -ПОЛЯРИЗАЦИИ

В случае  $H$ -поляризации падающей волны магнитные составляющие падающего и рассеянного полей представляются в виде

$$H_z = e^{ikx},$$

$$H'_z = e^{-ikx},$$



$$H_{z1} = \sum_{\nu} \sum_m X_m \left\{ H_m^{(2)}(\kappa \chi_{\nu}) e^{im\varphi_{\nu}} + A_m H_m^{(2)}(\kappa \rho_{\nu}) e^{-im\varphi_{\nu}} \right\}, \quad (27)$$

$$H_{z2}^{(v)} = \sum_m \left\{ P_m Y_m(\kappa_1 \chi_{\nu}) + Q_m N_m(\kappa_1 \chi_{\nu}) \right\} e^{im\varphi_{\nu}} \\ (b \leq \chi_{\nu} \leq a).$$

Неизвестные  $A_m$ ,  $P_m$ ,  $Q_m$  и  $X_m$  определяются из граничных условий на экране и внутренних цилиндрах и условий непрерывности на диэлектрических покрытиях

$$\frac{\partial}{\partial x} (H_z + H'_z + H_{z1}) = 0 \quad \text{при } x=0, \varphi_{\nu} = \beta - \varphi_{\nu},$$

$$\frac{\partial}{\partial \chi_{\nu}} H_{z2}^{(v)} = 0 \quad \text{при } \chi_{\nu} = b \quad (0 < \varphi < 2\pi),$$

(28)

$$H_z + H'_z + H_{z1} = H_{z2}^{(v)} \quad \text{при } x = h + \nu d + a \cos \varphi,$$

$$\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial \chi_{\nu}} (H_z + H'_z + H_{z1}) = \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial \chi_{\nu}} H_{z2}^{(v)}.$$

Реализация условий (28) приводит к разложениям

$$H_{z1} = \sum_{\nu} \sum_m X_m \left\{ H_m^{(2)}(\kappa \chi_{\nu}) e^{im\varphi_{\nu}} + H_m^{(2)}(\kappa \rho_{\nu}) e^{-im\varphi_{\nu}} \right\}, \quad (29)$$

$$H_{z2}^{(v)} = \sum_m R_m \varphi_m(\kappa_1 \chi_{\nu}, \beta_1) e^{im\varphi_{\nu}} \\ (b \leq \chi_{\nu} \leq a),$$

где



$$\begin{aligned} \varphi_m(\kappa, \nu, \gamma_1) = & J_m(\kappa, \nu) N'_m(\gamma_1) - \\ & - J'_m(\gamma_1) N_m(\kappa, \nu) \\ & (\gamma_1 = \kappa, \nu); \end{aligned}$$

а ' (штрих) означает производную по  $\gamma_1$ .

Неизвестные  $X_m$  и  $R_m$  определяются из дуальной бесконечной системы алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} & \frac{2 \cos(\kappa h + \frac{\pi \beta}{2}) J_n(\alpha)}{H_n^{(2)}(\alpha)} + X_n + \\ & + \sum_m X_m \frac{J_n(\alpha) [\tilde{z}_{m-n}(\beta) + \tilde{z}'_{m+n}(\beta)]}{H_n^{(2)}(\alpha)} = R_n \frac{\varphi_n(\alpha, \gamma_1)}{H_n^{(2)}(\alpha)}, \\ & \frac{2 \cos(\kappa h + \frac{\pi \beta}{2}) J'_n(\alpha)}{H_n^{(1)}(\alpha)} + X_n + \\ & + \sum_m X_m \frac{J'_n(\alpha) [\tilde{z}_{m-n}(\beta) + \tilde{z}'_{m+n}(\beta)]}{H_n^{(1)}(\alpha)} = \frac{\omega}{\omega_1} R_n \frac{\varphi'_n(\alpha, \gamma_1)}{H_n^{(1)}(\alpha)} \\ & (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \end{aligned}$$

После исключения коэффициентов  $R_n$  приходим к бесконечной системе алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} X_n = & -2 \cos(\kappa h + \frac{\pi \beta}{2}) U_n - \\ & - \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m U_n [\tilde{z}_{m-n}(\beta) + \tilde{z}'_{m+n}(\beta)] \\ & (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \end{aligned} \tag{30}$$

где

$$U_n = \frac{Y_n(\alpha) \Psi_n'(\alpha_1, \beta_1) - \frac{\omega}{\omega_1} \Psi_n(\alpha_1, \beta_1) Y_n'(\alpha)}{\Psi_n'(\alpha_1, \beta_1) [H_n^{(2)}(\alpha) + Y_n(\alpha) \hat{Z}_n(\beta)] - \frac{\omega}{\omega_1} \Psi_n(\alpha_1, \beta_1) [H_n^{(2)}(\alpha) + Y_n'(\alpha) \hat{Z}_n(\beta)]}$$

$$\hat{Z}_n(\beta) = \hat{Z}_0(\beta) + \hat{Z}'_{2n}(\beta). \quad (31)$$

Поскольку выполняются соотношения

$$X_{-n} = (-1)^n X_n,$$

система уравнений (30) приводится к виду

$$X_n = -2 \cos\left(\kappa n + \frac{\pi n}{2}\right) U_n - \quad (32)$$

$$- \sum_{\substack{m=0 \\ m \neq n}}^{\infty} X_m U_n \{ \hat{Z}_{m-n}(\beta) + \hat{Z}'_{m+n}(\beta) + (-1)^n [ \hat{Z}_{m+n}(\beta) + \hat{Z}'_{m-n}(\beta) ] (1 - \delta_{m0}) \} \\ (n = 0, 1, 2, \dots),$$

где  $U_n$  определяется формулой (31), в которой

$$\hat{Z}_n(\beta) = \hat{Z}_0(\beta) + \hat{Z}'_{2n}(\beta) + (-1)^n [ \hat{Z}_{2n}(\beta) + \hat{Z}'_0(\beta) ] (1 - \delta_{n0}).$$



В случае идеально проводящих цилиндров ( $\nu = a$ )

$$\psi_n(\alpha_1, \alpha_2) = W\{y_n(\alpha_1), N_n(\alpha_1)\} = 2/(\pi\alpha_1) \neq 0,$$

$$\lim_{\gamma_1 \rightarrow \alpha_1} \psi'_n(\alpha_1, \gamma_1) = 0$$

и из формулы (31) получим

$$U_n = \frac{y'_n(\alpha)}{H_n^{(2)}(\alpha) + y'_n(\alpha) \hat{Z}_n(\beta)} \quad (31a)$$

В случае диэлектрических цилиндров ( $\nu = 0$ ) из (31) следует

$$U_n = \frac{y_n(\alpha) y'_n(\alpha_1) - \frac{\omega}{\omega_1} y_n(\alpha_1) y'_n(\alpha)}{y'_n(\alpha_1) [H_n^{(2)}(\alpha) + y'_n(\alpha) \hat{Z}_n(\beta)] - \frac{\omega}{\omega_1} y_n(\alpha_1) [H_n^{(2)}(\alpha) + y'_n(\alpha) \hat{Z}_n(\beta)]} \quad (31b)$$

Пространственный спектр рассеянного поля описывается разложениями

$$H_{z \text{ рас.}} = 2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (C_n + \delta_{n0}) \cos(h_n x) e^{i g_n y} \quad (0 < x < h) \quad (33)$$

$$H_{z \text{ рас.}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n e^{-i h_n x + i g_n y} \quad (x > h),$$

где



$$R_n = A_n - D_n - \delta_{no},$$

а коэффициенты  $C_n$ ,  $D_n$  и  $A_n$  определяются формулами (24).

Дифракционные характеристики рассеянного поля в случае  $H$  - поляризации падающей волны качественно не отличаются от рассмотренных.

Поступила 20.XII.84. Кафедра радиофизики ТГУ, Кафедра общей физики и радиофизики ГПИ

### ЛИТЕРАТУРА

1. В.П.Шестопапов, Л.Н.Литвиненко, С.А.Масалов, В.Г.Сологуб. Дифракция волн на решетках. - Харьков: Гос. ун-т, 1973.

2. Г.Ш.Кеванишвили, О.П.Цагарейшвили. Радиотехника и электроника, 21, № 3, с.498, 1976.

გ.ბეგუაშვილი, გ.ქუცავაძე, ბ.სამუცაძე, კ.ცაგარეიშვილი  
 ბათუმის უნივერსიტეტის ფიზიკის ინსტიტუტის უკრაინული  
 განყოფილებაში მუშაობის დროს

### რეზიუმე

სარკვევით გამოისახებოდა ბუნებრივი ვიწროვანი  $E$  და  $H$  პოლარიზებული დიფრაქციის ინტენსივობის სიმეტრია, როდესაც დიფრაქციის ორდინარული კონსტანტის უკრაინული და ირრადიკალი გამოყენების დროს და უკრაინული დიფრაქციის ბუნებრივი.

დასკვნები, რომ უკრაინული დიფრაქციის სიმეტრია მხოლოდ ბუნებრივი ირრადი კონსტანტის გამოყენებით, ხოლო ირრადიკალიდან არაა და ირრადი დიფრაქციის უკრაინული უკრაინული.



F. Bogdanov, G. Kevanishvili, Z. Sikmashvili, O. Tsagareishvili

DIFFRACTION OF PLANE ELECTROMAGNETIC WAVES  
ON THE SYSTEMS OF GRATING AND  
SCREEN

Summary

Problems of diffraction of plane E and H polarised waves on systems of perfect conductivity screen and grating of perfect conductivity, dielectric and coaxial cylinders of any electric radius have been studied by the method of mirror image.

It is shown that in the farthest zone of the monomode area the system reveals the phaseshifter character, and in the multimode area that of a wave mode transformer.

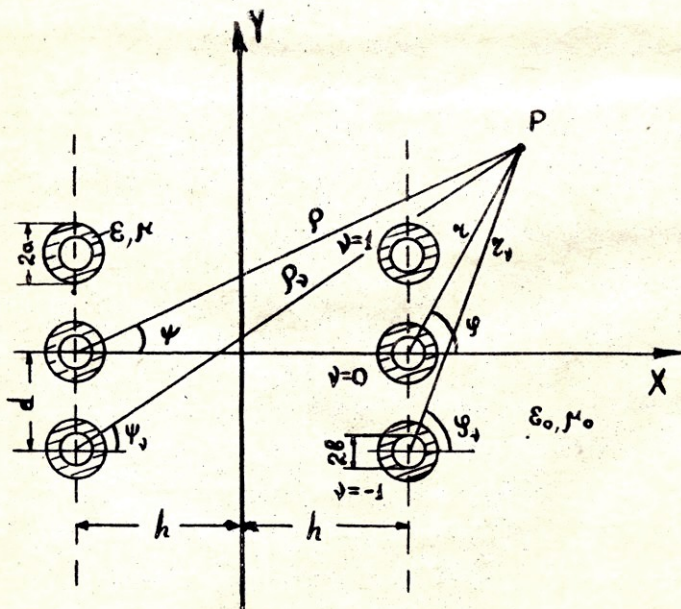


FIG. 1.

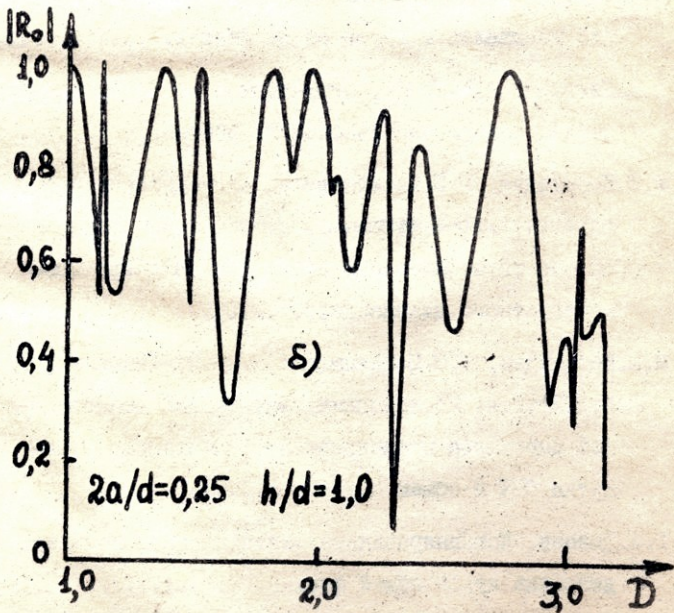
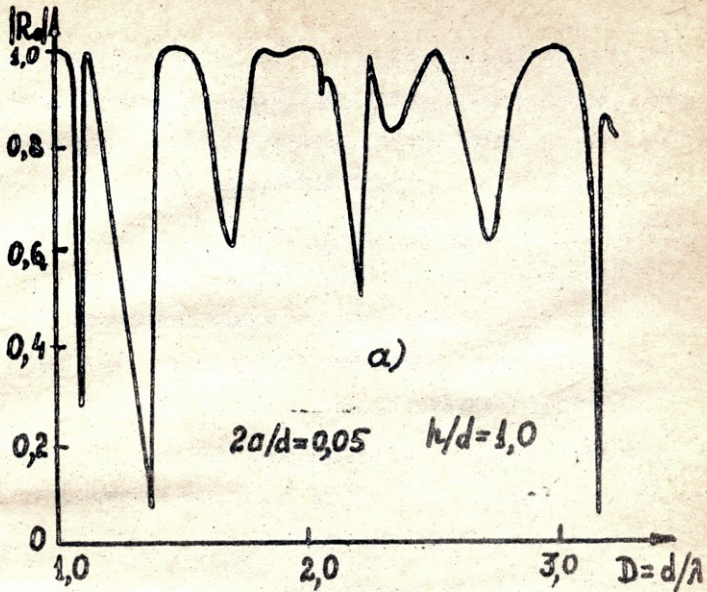


Рис. 2.





СОДЕРЖАНИЕ

З.С.Шарадзе, Ж.Т.Гогияшвили, Н.В.Мосашвили. К механизму положительных возмущений в дневной F2 области среднеширотной ионосферы.....	5
З.С.Шарадзе, Г.М.Арошадзе, Г.Б.Киквиладзе, З.Л.Лиадзе, Н.В.Мосашвили, Т.И.Торшелидзе. Комплекс для исследования среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений (СИВ) в районе Тбилиси.....	14
Г.Ш.Кеванишвили, Т.А.Цивцивадзе, М.Н.Чихладзе, О.Г.Кетиладзе. К теории дифракции электромагнитных волн на трех цилиндрах.....	38
Т.М.Хазарадзе. Обоснование инвариантности уравнений Максвелла в курсе общей физики.....	47
В.К.Какулия, Л.Б.Шолпо. Структурные особенности магнетита гипергенно измененных пород.....	52
М.Ш.Кобахидзе, Г.З.Магалашвили. Исследование пространственно-временных характеристик диода в случае гармонического полного тока сверхвысокочастотного диапазона.....	67
М.Ш.Кобахидзе, Г.З.Магалашвили, С.С.Иаганашвили, И.Д.Жгенти. Исследование реактивной составляющей импеданса цилиндрического диодного промежутка СВЧ в общем случае.....	73
Г.А.Джисоев. Комбинированные задачи в разделе электродинамики курса общей физики.....	82



Ф.В.Богданов, Г.Ш.Кеванишвили, З.И.Сигмашвили, О.Н.Цагарейшвили. Дифракция плоской электромагнитной волны на системах из решеток и экрана..... 94





Մ Ո Ն Վ Ա Ր Ս Ո

- Ճ. Թահաժյ, Կ. Գոթմաժեղուն, Ն. Թոսաձեղուն. Սամուալոս Գանձքոյնիս  
նոհոս Գրեթոս F2- Գրեմաժի ըրոնոս ըամիջրորոն ըաքոյնոս ժիջիթոթյ-  
նոյնիս ժիլանոճնոսաճոյնիս ..... 9
- Ճ. Թահաժյ, Գ. Կոթմաժեղուն, Գ. Կոթմաժեղուն, Ը. Ըոսաժյ, Ն. Թոսաձեղ-  
ուն, Տ. Գոթմաժեղուն. Տոնոնոսիս Կոթմաժի Սամուալոս Թասմիթաճնոն  
Թոթհաճոյն նոհոս Գրեթոյն ժիջիթոթյնոյն ժիլանոճնոյն Կոթմաժեղուն , 27
- Ճ. Երեւանիձեղուն, Գ. Բոյնոյնոյն, Գ. Կոթմաժեղուն, Կ. Կոթմաժեղուն. Սամ  
Գոլորոնորձի Երեւթոթմաճնոյն Գոլորոնոյն ընթրալոյնոս թոթ-  
րոնոսաճոյնիս ..... 45
- Տ. Եսաթահաժյ. Թալսեղունիս Գանձքոյնոյնիս ընթրալոյնոյնիս ըսսաճոյ-  
նոյն Տոթաթոյն Գոթմաժիս Կոթմաժի. .... 50
- Յ. Կոթմաժի, Ը. Թոթմաժի. Թոթմաժի ընթրալոյնոյն ընթրալոյնոյն ըսսաճոյ-  
նոյն Կոթմաժի ընթրալոյնոյն ընթրալոյնոյն ընթրալոյնոյն. .... 61
- Ը. Կոթմաժի, Գ. Թոթմաժի. Գոլորոնորձի ընթրալոյնիս ընթրալոյն  
Թոթմաժի ընթրալոյնոյն ընթրալոյնոյն ընթրալոյնոյն ընթրալոյն  
Կոթմաժի ընթրալոյնոյն ընթրալոյնոյն ընթրալոյնոյն. .... 71
- Ը. Կոթմաժի, Գ. Թոթմաժի, Ս. Թոթմաժի, Ը. Թոթմաժի. Գոլորոն-  
որձի ընթրալոյնիս ընթրալոյնիս Կոթմաժի ընթրալոյնիս ընթրալոյնիս  
Կոթմաժի ընթրալոյնիս ընթրալոյնիս ընթրալոյնիս. .. 80
- Յ. Կոթմաժի. Կոթմաժի ընթրալոյնիս ընթրալոյնիս ընթրալոյնիս  
Երեւթոթմաճնոյն ընթրալոյնիս. .... 93
- Գ. Թոթմաժի, Գ. Երեւանիձեղուն, Ը. Թոթմաժի, Կ. Կոթմաժի. Կոթմաժի  
Կոթմաժի Երեւթոթմաճնոյն Կոթմաժի ընթրալոյնիս ընթրալոյնիս  
Երեւթոթմաճնոյն ընթրալոյնիս ընթրալոյնիս. .... 109



C O N T E N T S

Z. Sharadze, J. Gogiashvili, N. Mosashvili. On the mechanism of daytime positive storm effects in the $f_2$ -layer at middle latitudes . . . . .	9
Z. Sharadze, G. Aroashidze, G. Kikvilashvili, Z. Lladze, N. Mosashvili, T. Toroshelidze. A complex for the investigation of medium-scale traveling ionospheric disturbances (TIDs) near Tbilisi . . . . .	28
G. Kevanishvili, T. Tsitsivadze, M. Chikhladze, O. Ketiladze. Electromagnetic waves diffraction by three cylinders . . . . .	45
T. Khazaradze. Demonstration of the invariance of the Maxwell equations in a general physics course . . . . .	51
V. Kakulia, L. Sholpo. Structural peculiarities of magnetic in hypergenetically altered rocks . . . . .	61
M. Kobakhidze, G. Magalashvili. Investigation of the spatiotemporal characteristics of a cylindrical diode in the case of superhigh frequency total harmonic current . . . . .	72
M. Kobakhidze, G. Magalashvili, S. Iganashvili, I. Zhgenti. The investigation of the reactive component of the impedance of a SHF cylindrical diode interval in the general case . . . . .	80
J. Jioev. On combined problems in the electrodynamics section of a general physics course . . . . .	93
F. Bogdanov, G. Kevanishvili, Z. Sikmashvili, O. Tsagareishvili. Diffraction of plane electromagnetic waves on the systems of grating and screen . . . . .	110





Редактор издательства Л.Абуашвили

Подписано в печать 22.07.85

УЭ 04642 Бумага 60x84

Усл.печ.л. 7,25 Уч.-изд.л. 4,45

Тираж 300 Заказ 1600 Цена 65 к.

Издательство Тбилисского университета,  
Тбилиси, 380028, пр.И.Чавчавадзе, 14.  
ბიბლიოთეკის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,  
ბიბლიოთეკის, 380028, ი.ჭავჭავაძის ქ., 14

Типография Тбилисского университета,  
Тбилиси, 380028, пр. И.Чавчавадзе, 1.

ბიბლიოთეკის უნივერსიტეტის სტამბა,  
ბიბლიოთეკის, 380028, ი.ჭავჭავაძის ქ., 14

2.53/29