

1985/3

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები



ТРУДЫ ТБИЛІССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

260

ISSN 0376 — 2637

ფიზიკა  
ФИЗИКА  
PHYSICS

20

თბილისი

Тбилиси

Tbilisi

1985

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Т. 280



**Ф И З И К А**

Тбилиси 1985

Редакционная коллегия



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

სარედაქციო კოლეგია

ნ. ამალობელი, ი. შააკიძე, ზ. კაჩლიშვილი  
(რედაქტორი), ნ. პოლევექტოვ-ნიკოლაძე, თ. სანაძე  
ზ. ქაჩილიშვილი, თ. შავიშვილი (მდივანი).

Editorial board

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



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა  
TBILISI UNIVERSITY PRESS



თბილისის უნივერსიტეტის უკრძეხი  
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

ტ. 280 V.

---

ფიზიკა  
PHYSICS

თბილისი 1985 Tbilisi



260, 1985

К ВОПРОСУ ЗАСЕВА МОЩНОГО КОНВЕКТИВНОГО ОБЛАКА  
ГИГРОСКОПИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

Н.Э.Ломидзе, Г.А.Надибаидзе, Я.Г.Сулаквелидзе,  
Г.Т.Геловани

4218174

Усиление, либо вызывание дождя при засева теплой части конвективного облака мелкодисперсными гигроскопическими частицами представляет интерес как с точки зрения исследования возможности увеличения количества осадков, так и возможности ограничения процесса роста градин в облаке.

Имеющиеся теоретические разработки показывают, что стимулирование осадков из конвективных облаков существенно связано с видом спектра гигроскопических частиц, их концентрацией, местом внесения, временем начала засева и, естественно, параметрами самого облака (мощность, величина скорости восходящих потоков, водность и др.).

В данной работе эти вопросы исследуются на основе осесимметричной и плоской модели конвективного облака.

Используя осесимметричную модель конвективного облака /3,7/, описывающую эволюцию гидрометеоров в нем и процесс осадкообразования, рассмотрим результаты засева его каплями, образующимися на гигроскопических частицах засева. В табли-

100. 16. 3. 2007  
100



це I изложены результаты 21 (модельных) эксперимента по воздействию на конвективное облако гигроскопическими частицами. При этом распределение капель, образовавшихся на частичках гигроскопического реагента при их внесении в облако, задавалось в виде следующих распределений /2,4/:

$$n(R) = \frac{N_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(R - R_m)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (1)$$

$$n(R) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi} \sigma_1 R_m} \exp \left[ -\frac{\ln^2(R/R_m)}{2\sigma_1^2} \right], \quad (2)$$

$$n(R) = \begin{cases} 1.3 \cdot 10^5 \cdot R & \text{при } 0 \leq R \leq 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ см} \\ 5.22 \cdot 10^3 e^{-10^3 R} & \text{при } R > 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ см} \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $N_0$  - количество вводимых капель (частиц реагента),  $\sigma$  - дисперсия,  $\sigma_1$  - дисперсия логарифма радиуса,  $R_m$  - модалный радиус капель.

Нормальное распределение (1), а также нормально-логарифмическое распределение (2) обычно применяются для описания вида спектра облачных частиц. Распределение (3) нами получено на основе экспериментальных данных по взрывам изделий (применяемых при активных воздействиях) с гигроскопическим реагентом  $\text{NaCl}$ . Капельный спектр на частотах засева рассчитывался при условии роста гигроскопических частиц в насыщенном водяным паром облачной среде.

Активное воздействие проводится в область с координатами  $X = 0 \pm 500$  м,  $Y = 0 \pm 1000$  м,  $Z = Z_0 \pm 250$  м (т.е. по цент-



ру облака).

Радиолокационные наблюдения (14.07.80) показали, что в 21 ч. 28 мин. над пунктом (Тиваетский район), с которого проводились измерения, начался дождь, продолжавшийся  $\approx 25$  мин. При этом количество выпавших осадков составило  $\approx 0,8$  мм.

Следует отметить, что максимальная скорость восходящих потоков (в модели) составила 17.0 м/с (на уровне 3250 м), а максимальная влажность - 2.5 г/м<sup>3</sup> (на том же уровне). Своей максимальной радиолокационной отражаемости облако достигло к 31-ой минуте на уровне 5250 м и составило 40 дб. К 40-ой мин. облако имело свою максимальную высоту 10250 м.

Проведенные эксперименты позволили сформулировать следующие основные выводы:

1. Величина стимулированных осадков определяется спектром вносимых частиц - эффект тем больше, чем больше значения функции распределения частиц засева в области крупных размеров ("хвост" распределения) по сравнению со значениями функции распределения облачных капель.

2. Количество стимулированных осадков увеличивается с возрастанием концентрации частиц вносимого реагента.

3. Воздействие достигает наибольшего эффекта в стадии развития облака и ускоряет выпадение осадков.

4. Стимулирование осадков требует значительного расхода гигроскопических реагентов (порядка сотен килограммов).

5. Эффект засева облака на уровнях его основания и максимальной скорости примерно одинаков; при засеве верхней половины облака количество стимулированных осадков значительно меньше.





6. Воздействие на облако, находящееся в зрелой стадии развития, неэффективно, так как размеры и концентрация естественных облачных капель на этой стадии выше, чем у капель засева.

Представляет интерес исследование траекторий капель, образовавшихся на гигроскопических частицах. Осесимметричная модель исследует эволюцию гидрометеоров на уровне функций распределения по размерам, что не позволяет рассмотреть траектории их движения и, соответственно, оптимальным образом выбрать место внесения реагента.

Подобная задача решается на основе плоской (стационарной и нестационарной) модели конвективного облака /1/. Действительно, используя уравнения неразрывности и получая из него выражение для горизонтальной скорости на основе известного (стационарного и нестационарного) профиля вертикальной составляющей скорости восходящих потоков воздуха, можно рассчитать траектории движения частиц гидрометеоров /6/.

Рассмотрим облако, близкое по своим параметрам к уже рассмотренной модели, в частности, максимальная его водность также составляет  $2,5 \text{ г/м}^3$ , а высота (от уровня земли) 11.0 км. Учитывая, что отрицательные температуры начинаются с уровня 3.0 км от основания облака (что составляет в нашем случае 4.0 км от уровня моря), гигроскопические частицы (т.е. капли, образовавшиеся на них) вносятся на уровни от основания облака, равные 0; 1.0; 2.0 км. В модели учитываются, кроме конвективного переноса и коагуляционного роста частиц гидрометеоров (по схеме /5/), процессы дробления и замерзания капель. Капли, попавшие на уровень 3.0 км

и выше, как правило, замерзают и в дальнейшем выносятся из облака либо становятся зародышами градин.

На рис. 1а,б,в приведены траектории движения капель, начальный средний размер которых 50 мкм (рассмотрен стационарный профиль скоростей). Первое число на рис.1 означает момент времени циркуляционного движения капли, второе - её размер в этот момент (после целого цикла дроблений). Капли дробятся, достигая размера в радиусе 2.0 мм. При этом время 1-ой циркуляции составляет 15±20 мин., 2-ой - 8 мин. и т.д., идет интенсивный ленточный процесс дробления капель и накопление капельной водности.

При рассмотрении нестационарного поля скоростей лавинообразный процесс нарастающей водности и закручивания траекторий длится 10 + 20 мин., т.к. происходит выпадения (в некоторых случаях - обрушение /5/) ледяных осадков.

В облаке при внесении гигроскопических частиц могут существовать и траектории типа приведенных на рис. 2. В этом случае засев гигроскопическими частицами приводит к непосредственному "вымыванию" капельной влаги из нижней (теплой) части облака и может, в частности, способствовать ухудшению "питания" градин водой.

Как видно из рис. 1а,б,в и рис.2, наибольший эффект воздействия гигроскопическими частицами (в смысле стимулирования выпадения осадков) достигается при введении частиц на возможно низкий уровень (в основание облака) ближе к передней кромке облака. При этом, чем меньше начальные размеры капель, возникающих на частичках реагентов, тем ближе к передней кромке должен проводиться засев, так как большое чис-

до гидрометеоров будет выноситься из облака. Большой расхо-  
д гидрокопического реагента, необходимый для стимулирования  
осадков из осесимметричной нестационарной модели конвектив-  
ного облака /3,7/, связан, по-видимому, именно с тем фактом,  
что засев проводился по центру облака, и большое количество  
гидрометеоров выносилоь из облака, не принимая в дальнейшем  
участия в процессе осадкообразования.

В заключение отметим, что обе приведенные модели допол-  
няют друг друга и могут имитировать одноячейковое симметрич-  
ное конвективное облако.

Поступила 9.VI.1984,  
после доработки - 2.II.1985.

Кафедра геофизики

#### Литература

1. Н.Э. Ломидзе, Г.А.Надибадзе, Я.Г.Сулаквелидзе. Расчет траекторий движения градин в мощном конвективном облаке. См. наст. сборник.
2. Л.Т.Матвеев. Курс общей метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1976.
3. Г.А.Надибадзе, Г.А.Робиташвили, И.И.Рухадзе. Сообщения АН ГССР, "Моамбе", 110, №2, с.297-300, 1983.
4. Б.Н.Сергеев, В.И.Смирнов. Труды ЦАО, Вып.137, с.3-26, 1980.
5. Г.К.Сулаквелидзе. Ливневые осадки и град. Л., Гидрометеоиздат, 1967.
6. A. J. Heymsfield. J. Atm. Sci. v.40, N 6, p.1489-1509, 1983.
7. S. Soong. J. Atm. Sci. 31, p. 1262-1265, 1974.



ბ. ილიაძე, ვ. ნაძობალიძე, ი. სულაკველიძე, გ. გელოვანი

ბოლსაჲს არაზიკონის რეზონანსი ბიგროსკოპიკური

რავანობის თანხის თანხა

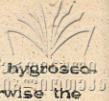
რეზიუმე

არსებობს რეზონანსი რეზონანსი სიმეტრიის მიხედვით საფუძვლად  
და განიხილება რეზონანსი გეგმის კონკრეტული რეზონანსის შედეგის  
შესაძლებელი შედეგები. მიუხედავად, რომ მიქსიმიზირის შედეგ-  
საფუძვლად (ნაღველებს სფერული რეზონანსი ზედასაზღვრის) გეგმობრივად  
საფორმალ რეზონანსი განიხილება სფერული, ამ რეზონანს  
გეგმის ექვსი მიხედვით, რაც უფრო მეტი გეგმობრივების რე-  
კონსტრუქციის რეზონანსი ბინომიკალიზაცია მსხვილი ნაწილაკ-  
ებისაფუძვლად რეზონანსი რეზონანსი განიხილება რეზონანსი შედეგ-  
ები.

ბრუნვის მიხედვით საფუძვლად ნაკლებობა, რომ ბიგროსკოპი-  
კული ნაწილაკების გეგმობრივად საფორმალ რეზონანსი საფ-  
ეგმობრივად; ნაწილაკების გეგმობრივად რეზონანსი განიხილება რე-  
ზონანსი რეზონანსი, რომ უფრო მეტი მიხედვით ნაწილაკების ნაწ-  
ილაკების.

N.Lomidze, G.Nadbaldze, I.Sulakvelidze, G.Gelovani  
ON THE SEEDING OF A THICK CONVECTIVE CLOUD  
WITH HYGROSCOPIC PARTICLES  
Summary

The possible results of seeding a cloud with hygroscopic reagents  
are considered on the basis of an axisymmetric model of a convective  
cloud. The maximum effect of the action of reagents (in terms of stimu-  
lating rain precipitation) was found to be reached when the seeding  
takes place in the stage of cloud development. The effect is greater the  
larger are the values of the distribution function of the particles of  
seeding in the region of large sizes in comparison with the values of  
the distribution function of cloud drops.



It is shown on the basis of a two-dimensional model that hygroscopic particles should be applied to the borders of a cloud; otherwise the reagent will be removed without participating in the processes of precipitation formation.

Таблица I

№ пп	mod R <sub>c</sub> вексм	mod R <sub>к</sub> миксм	Вид рас-пре-дел.	Б дис-пер-сия. мкм	M кг	V км <sup>3</sup>	H <sub>3</sub> м	t мин	Q <sub>гг</sub> тыс. тонн	Q <sub>ни</sub> мм
1	2.5	20.2	норм.	5	50	1.57	3250	17	4.487	1.145
2	2.5	20.2	"	10	50	1.57	1250	17	4.545	1.150
3	2.5	20.2	"	10	500	1.57	3250	17	4.621	1.190
4	4.5	27	спец.	"	23	0.4	3250	17	4.961	1.220
5	4.5	27	"	"	115	0.4	3250	17	6.338	1.450
6	4.5	27	"	"	230	0.4	3250	17	7.404	1.640
7	5.5	32	лог.н	0.1	100	0.4	3250	17	8.320	1.780
8	5.5	32	"	"	100	1.57	3250	17	6.632	1.510
9	5.5	32	"	"	100	0.4	5750	17	4.575	1.150
10	5.5	32	"	"	100	0.4	1250	17	8.432	1.970
11	5.5	32	"	"	500	0.4	5750	17	5.077	1.230
12	5.5	32	"	"	500	0.4	3250	17	12.766	2.440
13	5.5	32	"	"	500	0.4	1250	17	12.331	2.530
14	5.5	32	"	"	1000	0.4	3250	17	15.289	2.790
15	5.5	32	"	"	1000	0.4	3250	20	13.742	2.600
16	5.5	32	"	"	1000	0.4	5750	17	5.803	1.330
17	5.5	32	"	"	2000	0.4	3250	17	17.953	3.160
18	12.5	50	"	"	100	0.4	3250	17	8.445	1.810
19	12.5	50	"	"	200	0.4	3250	17	9.990	2.060
20	5.5	32	"	"	500	0.4	5750	17	5.070	1.230
21	5.5	32	"	"	1000	0.4	5750	17	5.800	1.330

Численные эксперименты

Обозначения: mod R<sub>c</sub> - модальный радиус частиц соли, mod R<sub>к</sub> - эквивалентный модальный радиус капли, M - масса соли, введенной в облако, V - объем области засева, t - момент начала активного воздействия, Q<sub>гг</sub> - масса выпавшей воды, Q<sub>ни</sub> - количество воды, выпавшей непосредственно под центром облака, H<sub>3</sub> - уровень засева. При естественном развитии облака из него выпало 4.47 тыс. тонн осадков.

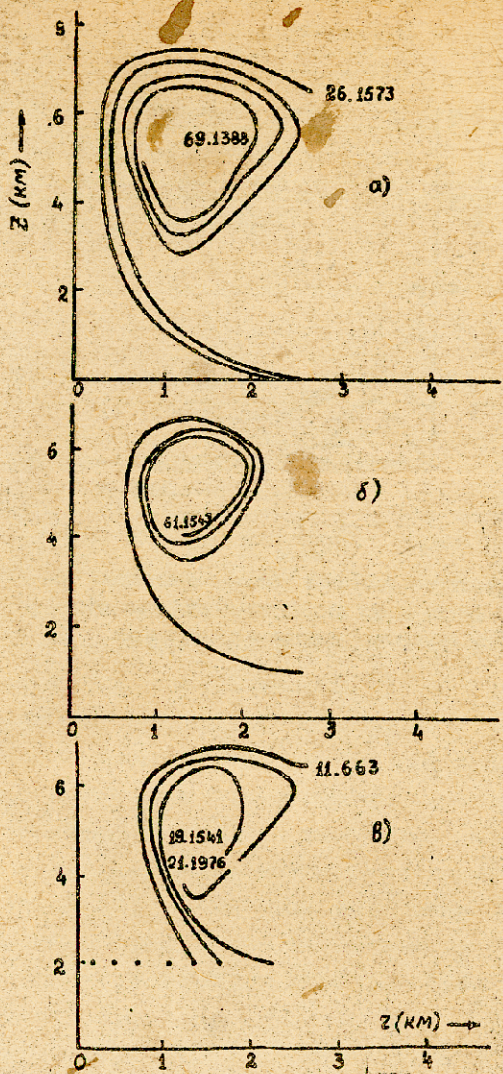


Рис. 1. Траектория движения капель, внесенных на высоты: а) - 0, б) - 1,0, в) - 2,0 км от уровня основной облака.

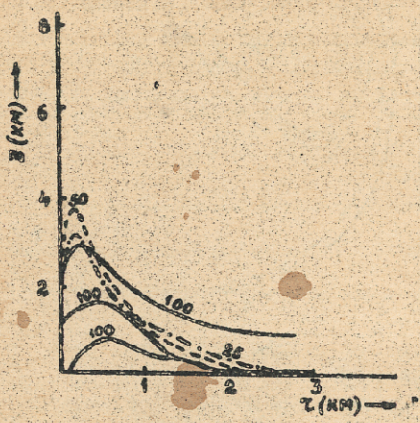


Рис.2

Траектории движения капель, "вымывающих" облако (циркуляции отсутствуют). Цифрами обозначены начальные размеры капель в мкм.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის შინძის ბივჯის რჩინის ობრვნილბი სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის შრომები

РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ ГРАДИН В МОЩНОМ  
КОНВЕКТИВНОМ ОБЛАКЕ

Н.Э.Ломидзе, Г.А.Надбаидзе, Я.Г.Сулаквелидзе

При изучении процессов, протекающих в мощных конвективных облаках до и после проведения активных воздействий, путем натуральных экспериментов имеют место определенные технические трудности. В этой связи особую роль приобретает теоретическое исследование этих вопросов.

Разработанные впервые в СССР методы борьбы с градобитиями основаны на изменении микрофизических свойств облаков. Засев определенной части облака ядрами кристаллизации приводит к увеличению концентрации зародышей градин. Вследствие этого то же количество капельной воды перераспределяется на значительно большее, чем без засева, число градин. Образуются более мелкие градины, которые при выпадении из облака либо полностью тают, либо выпадают на землю, причиняя значительно меньший ущерб /2,3/.

Эффективность активного воздействия на градовое облако определяется временем начала воздействия, размерами искусственных зародышей градин, образующихся на частицах вноса-





мого в облако кристаллизующего реагента, местом внесения реагента и др. /2,3/.

Пока еще не существует достаточно корректной физической модели градового облака, хотя и имеют место попытки её создания. Для исследования процессов облако- и осадкообразования используются достаточно упрощенные одномерные, двумерные, осесимметричные модели.

Для того чтобы иметь представление об эволюции внесенных в градовое облако частиц (соответственно, искусственных зародышей градин), необходимо изучение эффективности засева практически всех частей облака. При этом ясно, что местоположение наиболее оптимальных, с точки зрения эффекта воздействия, областей будет меняться, что связано с очевидной нестационарностью процессов облако- и осадкообразования в мощных конвективных облаках.

Отметим, что в последнее время большое внимание уделяется исследованию траекторий движения градин в облаках. Используются данные радиолокационных наблюдений, строятся поле скоростей и, с учетом распределения адиабатической влажности в облаке, моделируется рост отдельных зародышей градин, которые вносятся в восходящие потоки воздуха /4-6/.

Частицы засева обычно рассматриваются на уровне функций распределения, вследствие чего нет возможности проследить за траекторией отдельной частицы, внесенной в облако. Для того чтобы иметь представление о поведении частиц засева, необходимо исследовать их траектории от места внесения до уровня основания облака.

Исходя из этой задачи, будем рассматривать упрощенную



двухмерную (плоскую) модель мощного конвективного облака. Принимается, что после достижения уровня конденсации облачным термиком в нем происходит конденсация водяного пара. Концентрация водяных капель, образовавшихся вследствие конденсации, а также их модалный радиус задаются согласно натурным данным, в частности /3/.

Дальнейший подъем термика происходит со скоростью восходящего потока, рассчитываемой по формуле, хорошо согласующейся с данными экспериментальных наблюдений /3/:

18/174

$$w(z, r) = (a + bz) \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^2, \quad (1)$$

где  $a$  - максимальная величина вертикальной составляющей скорости восходящего потока на оси ( $r=0$ );  $b$  - градиент скорости (выше и ниже уровня  $a$  значаемо  $b$  отличается не только по величине, но и по знаку);  $r$  - расстояние от оси облака,  $R$  - величина облачного радиуса на уровне  $z$ .  $R$  определяются из условия сохранения по высоте потока влаги:

$$\frac{d}{dz} (\rho R^2 w) = 0.$$

Отсюда получаем:

$$\frac{2}{R} \frac{dR}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} - \frac{1}{w} \frac{dw}{dz}. \quad (2)$$

С учетом изменения плотности воздуха с высотой согласно закона

Бог. библ. + Библиот. библ. ...

ИССР, использованы следующие данные: температурная стратификация атмосферы за этот день с соответствующим распределением влажности по высоте; рассчитанная высота уровня конвекции и, соответственно, профиль скорости  $W$  на оси облака:  $W_0 = 4$  м/с (скорость на уровне конденсации),  $W_{max} = 25$  м/с,  $H_{W_{max}} = 6,0$  км. и перегрев на оси на этой высоте  $\approx 7^\circ\text{C}$ ; высота уровня конвекции  $H_g = 11,0$  км ( $\approx 10,0$  км от уровня конденсации). Из этого облака выпадал град.

На рис. 1 приведено распределение адиабатической влажности в моделируемом облаке /1/. Максимальная влажность составляет  $4,5$  г/м<sup>3</sup>. Выше уровня  $8,0$  км (высота от уровня земли  $9,0$  км) расположена область замерзших капель, вследствие чего роста испавших в неё градин не будет.

Отрицательные температуры согласно данной стратификации начинаются с уровня  $\approx 3,0$  км от основания облака. Поэтому внесение зародышей градин (частиц кристаллизующего реагента) имеет смысл начиная с этого уровня и выше. Согласно схеме расчета, частицы, внесенные за контур облака (рис. 1), не могут расти. Рост их за счет капельной воды будет продолжаться, если потоками воздуха они будут вновь внесены в облако.

На рис. 2 а, б, в, г изображены траектории градин с начальным размером радиуса  $100$  мкм, внесенных в облако на уровнях  $3,0$ ;  $4,0$ ;  $5,0$  и  $6,0$  км на различном удалении от оси. Крайне левые траектории ограничивают область (от оси до точки воздействия), при внесении в которую зародышей градин все они покинут облако, имея малые размеры (от десятков до сотен микрон) и в дальнейшем растают и испарятся. Отметим,



что при уменьшении начальных размеров зародышей градин (воздействия с частицами радиуса 50 и 25 мкм) на координаты области воздействия (с целью достаточно быстрого роста искусственных градин и как следствие этого - уменьшения модальности и максимального размеров градин) будут накладываться еще более жесткие условия: эффективная область воздействия должна располагаться возможно ближе к краям облака. Подобная рекомендация имеет практическое значение, т.к. при проведении воздействия, как это часто имеет место, на всем сечении облака значительная часть реагента теряется и не принимает участия в создании конкуренции между градинами за капельную воду.

Расширение нестационарного профиля скорости восходящего потока показало, что наиболее эффективным является засев градового облака за  $\approx 10$  мин. до наступления зрелого состояния.

Отметим, что размеры естественных градин, возникающих в нашей модели на высотах 7.0 + 8.0 км, при их выпадении на землю могут достигать 2.0 + 3.0 см в радиусе (при учете коэффициента захвата по /3/ их размеры примерно в 2 раза меньше), а с учетом конкуренции и искусственными зародышами градин - в 2-3 раза меньше (в зависимости от их концентрации).

Для рассмотренной модели градового облака, имитирующей одноячейковое конвективное облако, повторяемость которого, например, на Северном Кавказе составляет  $\approx 20\%$ , оценки необходимого для эффекта воздействия количества кристаллизи-



рущего реагента составляет  $\approx 10^5 + 10^6 \text{ м}^{-3}$ , что хорошо согласуется с /1/.

Поступила 9.У1.1984,

Кафедра геофизики

после доработки - 2.П.1985

### Литература

1. Г.А.Надибидзе, Г.К.Сулаквелидзе. Международная конференция по борьбе с градом. г.София, НРБ, с.569-579, 1982.
2. В.С.Седунов. Проблемы современной гидрометеорологии. Л., Гидрометеоиздат, с.313-343. 1977.
3. Г.К.Сулаквелидзе. Дневные осадки и град. Л., Гидрометеоиздат., с.412, 1967.
4. A.J.Neymoffeld, J.Aim. Sci., v.40, N 6, p. 1482-1509, 1983.
5. N.C.Knight, M.English. J.Rech. Aim., v. 14, N 3-4, p. 325-332, 1980.
6. L.R.Paluch. Microphysical Modeling, The NHRE, Colorado Assoc.Univ. Press., v. 1, p. 195-206, 1982.



ბ. ლომიძე, გ. ნაციბაიძე, ი. სულაკველიძე

ბუნების მეცნიერებების ინსტიტუტი უკრაინის მეცნიერებათა აკადემიის მიერ

გამოქვეყნებულია

კრებულში

გამომცემლობა უკრაინის მეცნიერებათა აკადემიის მიერ. ბუნების მეცნიერებების ინსტიტუტი უკრაინის მეცნიერებათა აკადემიის მიერ გამოქვეყნებულია. ბუნების მეცნიერებების ინსტიტუტი უკრაინის მეცნიერებათა აკადემიის მიერ გამოქვეყნებულია. ბუნების მეცნიერებების ინსტიტუტი უკრაინის მეცნიერებათა აკადემიის მიერ გამოქვეყნებულია.

სტატიის მიზანია უკრაინის მეცნიერებათა აკადემიის მიერ გამოქვეყნებულია. ბუნების მეცნიერებების ინსტიტუტი უკრაინის მეცნიერებათა აკადემიის მიერ გამოქვეყნებულია.

N.Lomidze, G.Nacibaidze, I. Sulakvelidze

CALCULATION OF THE TRAJECTORY OF HAILSTONES IN A THICK CONVECTIVE CLOUD

Summary

A planar - symmetric model of a convective cloud is considered. The calculated trajectories of hailstones in a thick convective cloud have led to the conclusion that when controlling a hailcloud it should be seeded at the borders in order to prevent the loss of the reagent.

Controlling a hailcloud is most effective in the stage of its development. The approximate concentrations of crystallizing reagents, necessary to obtain the desired effect, are estimated.

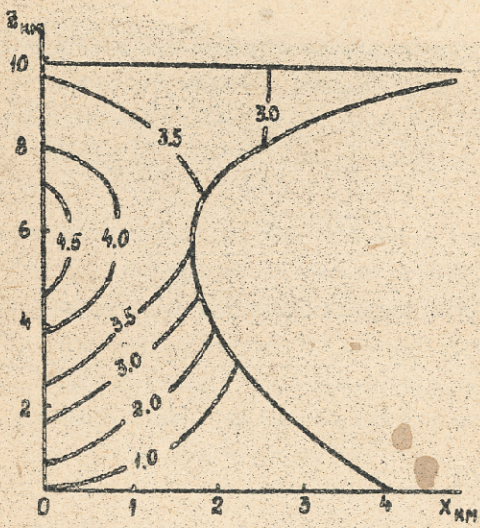


Рис. I. Распределение адиабатической влажности в модельном облаке. Цифрами на изолиниях обозначены значения влажности в  $г/м^3$ .

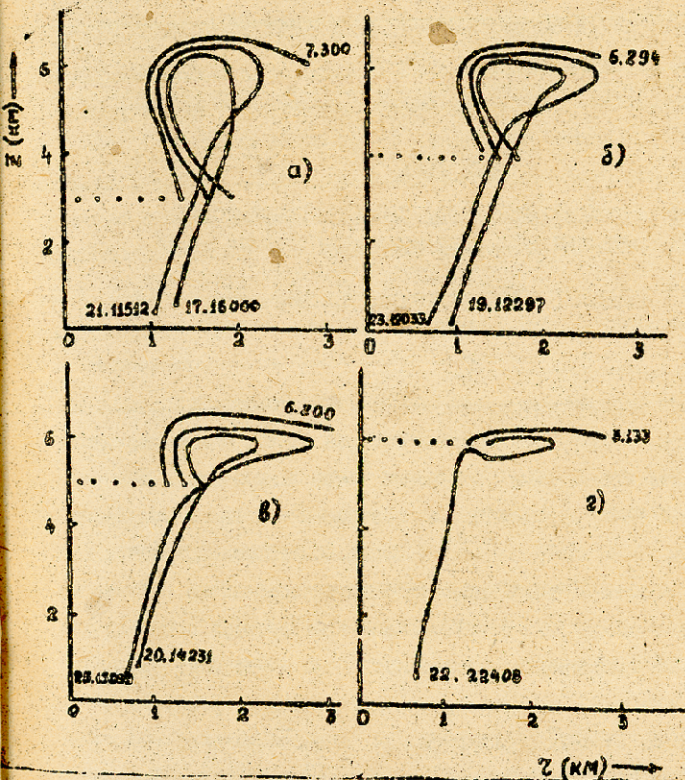


рис. 2. Траектории движения градин, внесенных на уровни с высотами от основания облака: а) - 3,0; б) - 4,0; в) - 5,0; г) 6,0 км. Первое число обозначает момент времени выпадения градины (выноса) из облака, второе - ее размеры в мкм.



260, 1985

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ПЕРЕМЕЩАЮЩИЕСЯ ИОНОСФЕРНЫЕ  
ВОЗМУЩЕНИЯ В СЛОВ И2 ИОНОСФЕРЫ СРЕДНИХ ШИРОТ

Э.С.Шарадзе, К.Г.Гогияшвили, Н.В.Мозахели

Крупномасштабные ( $L \geq 1000$  км) волново перемещающиеся ионосферные возмущения (КПВ) регистрируются в основном во время геомагнитных бурь и суббурь /1-6/. В эти периоды наиболее интенсивные возмущения токов локализованы в авроральной зоне, где вследствие выщипаний энергичных заряженных частиц резко усиливается проводимость ионосферной плазмы и, возможно, увеличивается электрическое поле /7/. Вариации плотности тока в авроральной электроструе способны эффективно генерировать крупномасштабные внутренние гравитационные волны (ВГВ) на термосферных высотах, распространяющиеся из высоких широт к низким, с фазовыми скоростями 300-1000 м/с /2,3,5,8/. Эти волны считаются возможным источником КПВ на средних широтах /2,3,9,10/.

КПВ в настоящее время изучены недостаточно, особенно на средних широтах. Это объясняется, с одной стороны, экспериментальными трудностями и, с другой, тем, что все еще мало используются данные мировой сети ионосферных станций для

исследованиям таких возмущений. Это, по-видимому, вызвано отсутствием эффективной программы для спектроскопического анализа данных сети моноферных станций на быстродействующей ЭМ.

По  $f$ -графикам моноферных станций вертикального зондирования: Москвы (55,5N, 37, 3E), Киева (50, 5N, 30, 5E), Ростова н/Д (47, 2N, 39, 7E), Тбилизи (41, 7N, 44, 8E), Караганды (49, 5N, 73, 0E), Новоказалинска (45, 5N, 62, 0E), Алма-Аты (43, 2N, 76, 9E), Ташкента (41, 2N, 69, 2E) и Алхабада (37, 9N, 58, 3E) изучались КЛИВ с периодами 40+260 мин в светлое время суток в магнитовозмущенные и магнитоспокойные дни в 1964-1966 гг.<sup>I</sup> В таблице приводятся анализируемые дни с указанием магнитной активности ( $\Sigma K_p$ ) и треугольников, по которым определялись параметры КЛИВ в слое F2 моноферы средних широт. Временному спектральному анализу были подвергнуты вариация  $f_oF2$  за 41 день, регистрируемые в вышеуказанных моноферных обсерваториях. Для анализа рядов  $f_oF2$  с продолжительностью 24 часа бралась реализация длиной в 5+6 часов через каждый час; корреляционное окно выбиралось шириной 1+3,5 час. Перед обработкой устранялся внекратотный тренд с периодами  $T > 5$  час. Интервал дискретизации для  $f_oF2$  составлял 15 мин. Как известно, наибольшая частота, для которой определялась спектральная плотность, частота Найквиста, связана с интервалом дискретизации данных  $\tau$  соотношением:  $f_N = 1/2\tau$ ; значением этой частоты определяется верхний предел частотной шкалы исследуемого спектра. Расчеты проводились на ЭМ БЭСМ-6 с исполь-

<sup>I</sup>  $f$ -графика моноферных данных получены из МЦДБ-2.

зованием спектрального анализа (метода Блекмена и Тейли) /11/.

На рис. представлены гистограммы распределения направления и величины скорости, периодов и горизонтальных длин волн КИВ. По вертикали и радиусу отложено число случаев. Выбиралось случая, когда в спектре когерентности значение функции когерентности на интересующих нас частотах превышало значение верхнего предела 90% доверительного интервала функции когерентности для 2-х белых шумов. Из гистограмм видно, что скорость КИВ изменяется в пределах 50-1100 м/с. Наиболее вероятные значения скорости лежат в пределах 100-300 м/с. Следует указать, что с увеличением магнитной активности ( $\Sigma K_p$ ) скорость КИВ увеличивается, что совпадает с результатом работы /4/. Наиболее часто регистрируются волновые возмущения (ВВ) с периодами от 100 до 200 мкс и с горизонтальными размерами 1000-2000 км. Преимущественно КИВ распространяются на юго-запад, но наблюдаются также возмущения, распространяющиеся на северо-восток.

Как указывалось в /2-6, 8/. КИВ могут быть обусловлены прохождением крупномасштабных ВГВ, генерируемых в авроральных областях и распространяющихся к экватору. Параметры ВВ, приведенные выше, говорят в пользу такого источника. Максимальные возмущения электронной концентрации в слое F<sub>2</sub> вызывают ВГВ, распространяющиеся в меридиональной плоскости /12/. Наблюдаемое на эксперименте распространение КИВ преимущественно в юго-западном направлении может быть обусловлено влиянием силы Кориолиса /9/. ВГВ, достигающие до экваториальных широт, могут отражаться и распространяться к по-



Таблица

№	Дата	$\sum \mu_r$	Измерительные треугольники
1.	04.03.64	41	Тбилиси-Ростов-Киев
2.	07.09.64	31 <sup>+</sup>	Тбилиси-Ростов-Москва
3.	21.10.64	23 <sup>-</sup>	Ростов-Москва-Киев
4.	09.11.64	26 <sup>-</sup>	Тбилиси-Москва-Киев
5.	23.11.64	26	Тбилиси-Ростов-Москва
6.	21.02.65	25	Ростов-Москва-Киев
7.	08.05.65	17 <sup>-</sup>	Ростов-Москва-Киев
8.	28.05.65	11 <sup>-</sup>	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Москва-Киев
9.	06.06.65	10	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Ростов-Москва
10.	12.09.65	17 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев
11.	02.10.65	6	Ростов-Москва-Киев
12.	12.11.65	14	Ростов-Москва-Киев
13.	14.11.65	6 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев
14.	01.01.66	3 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев
15.	02.01.66	16 <sup>±</sup>	Ростов-Москва-Киев
16.	09.01.66	12 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Москва-Киев Тбилиси-Ростов-Москва
17.	10.01.77	14	Ростов-Москва-Киев
18.	11.01.66	4 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Ростов-Киев Тбилиси-Москва-Киев



19.	12.01.66	4	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Ростов-Киев Тбилиси-Москва-Киев
20.	08.02.66	8	Тбилиси-Москва-Киев
21.	11.02.66	22	Ростов-Москва-Киев
22.	04.03.66	15	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Москва-Киев
23.	10.03.66	17	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Ростов-Москва Тбилиси-Москва-Киев
24.	25.04.66	6	Ростов-Москва-Киев
25.	30.04.66	19	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Москва-Киев
26.	14.05.66	4 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев
27.	17.05.66	14	Ростов-Москва-Киев
28.	31.05.66	39	Ростов-Москва-Киев
29.	08.07.66	27 <sup>~</sup>	Ростов-Москва-Киев
30.	21.07.66	23	Ташкент-Новоказ.-Ашхабад
31.	02.08.66	1 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев
32.	18.08.66	17	Ташкент-Новоказ.-Ашхабад
33.	29.08.66	16	Ташкент-Новоказ.-Ашхабад
34.	09.09.66	28	Ростов-Москва-Киев
35.	10.09.66	27 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев
36.	10.10.66	27 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Ростов-Москва Тбилиси-Ростов-Киев Тбилиси-Москва-Киев



---

37.	18.12.66	II <sup>-</sup>	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Ростов-Москва Тбилиси-Москва-Киев
38.	19.12.66	6 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Ростов-Москва Тбилиси-Ростов-Киев
39.	24.12.66	19 <sup>+</sup>	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Москва-Киев
40.	30.12.66	II	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Ростов-Киев Тбилиси-Ростов-Москва
41.	31.12.66	6 <sup>-</sup>	Ростов-Москва-Киев Тбилиси-Москва-Киев

---



дросом /10/. С такими волнами могут быть связаны на средних широтах КИВ, распространяющиеся к полюсам, хотя крупномасштабные ВВ, распространяющиеся к высоким широтам, могут быть генерированы непосредственно экваториальной электроструей /13,14/.

Таким образом, проведенные исследования дают основания считать, что КИВ в слое F2 ионосферы средних широт могут быть обусловлены крупномасштабными гравитационными волнами, распространяющимися преимущественно в юго-западном направлении.

Поступила 10.1У.1984

Кафедра радиофизики

#### Литература

1. T.H.Georges, J.Atmos. Terr. Phys. 30, 5735, 1968.
2. A.D.Richmond, J.Atmos. Terr. Phys. 41, 841, 1979.
3. В.М.Смертин, А.А.Намгаладзе. Ионосферное прогнозирование, М., "Наука", 107, 1982.
4. S.Maeda, S.Handa, J.Atmos. Terr. Phys. 42, 853, 1980.
5. A.D.Richmond, S.Matsushita, J.Geophys. Res. 80, 19, 2839, 1975.
6. З.Д.Дмадзе, В.С.Мацаберидзе, З.С.Шаридзе. Труды ТГУ, "Физика", 226, 12, 32, Тбилизи, 1981.
7. A.Brekke, J.D.Douplik, P.M.Banks, J.Geophys. Res. 79, 20, 3773, 1974.
8. G.Chimonas, C.O.Hines, Planet Space Sci. 18, 4, 565, 1970.



- 9. T. Beer. Contemp. Phys. 13, 247, 1972.
- 10. A.D. Richmond. J. Geophys. Res. 36, A9, 4131, 1978.
- 11. Г. Джанкино, Ц. Ватто. Спектральный анализ и его приложения. В 2-х т. М., "Мир", 1971-72.
- 12. W.H. Hooke. J. Geophys. Res. 75, 28, 5535, 1970.
- 13. G. Chionias. Planet. Space Sci. 18, 583, 1970.
- 14. Q.D. Nadpal. Contemp. Phys. 20, N6, 593, 1979.

ბ. შაჩვაძე, ე. გოგუაძე, ნ. ბოსაძე  
 რეზონანსული მოძრაობის ინტენსივობის დამოკიდებულება  
 სიხშირის დამოკიდებულების ინტენსივობის  $F_2$ -ს დროზე  
 დამოკიდებულება

იქნას საბჭოთა იონოსფერული სარტყლის  $f$ -ფრეკუენციაზე გამ-  
 ბეობრივი  $f_oF_2$ -ის დამოკიდებულებული უაჩილსონის კონსტანტის  
 ანალიზი ანალიზი მენიანტილითა რეზონანსული ინტენსივობის მნიშვნე-  
 ლების საშუალო დამოკიდებულების ინტენსივობის  $F_2$ -ს დროზე.

საჩვენებელია, რომ ანტიმეტრიკული ფენის მნიშვნელობის დამოკიდებულება  
 მართალი დამოკიდებულება დამოკიდებულებული რეზონანსული ანალიზის მნიშვნე-  
 ლების დამოკიდებულებული ფაქტორებით, რომლებიც უნდა იქნებოდნენ დამოკიდებუ-  
 ლების დამოკიდებულებული.

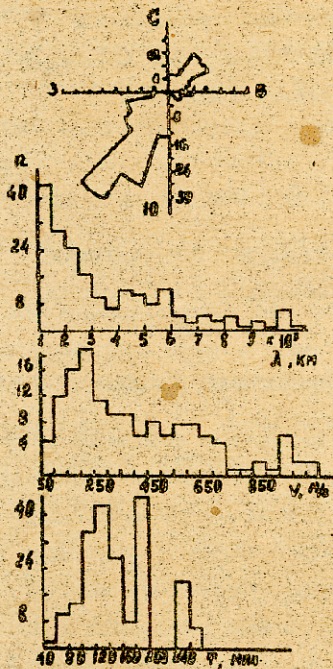


Z. Sheradze, Zh. Gogiasvili, N. Mtsashvili

LARGE-SCALE TRAVELING IONOSPHERIC DISTURBANCES  
(LS TIDs) IN THE F2 LAYER AT MID-LATITUDES

Summary

Some preliminary results obtained on the large-scale traveling ionospheric disturbances (LS TIDs) in the F2 layer at mid-latitudes are presented. LS TIDs were identified by series of maximum or minimum of  $f_oF2$  in each other's 1-plot at nine ionospheric observatories distributed in the USSR. Cross-spectral analysis of periodic variations  $f_oF2$  has shown that the LS TIDs are an ionosphere manifestation of the passage of atmospheric gravity waves with wavelengths of thousand of kilometers, periods of several tens of minutes to hours and horizontal phase velocities of 100-1100 m/c. These waves are generated in the high latitude thermosphere. Traveling predominantly along a south-west line to middle and low latitudes within the thermosphere, these waves interact with the ionosphere to produce LS TIDs. The amplitude and horizontal velocity constitute an increasing function of the period of fluctuations  $f_oF2$  and the magnetic activity ( $Kp$ ) in the range 60-180 min.



Гистограммы распределения направления и величины скорости, периодов и горизонтальных длин волн крупномасштабных перемещающихся ионосферных возмущений, зарегистрированных в слое F<sub>2</sub> ионосферы средних широт.



260, 1985

ОДНОВРЕМЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМещаЮЩИХСЯ  
ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В Е И F ОБЛАСТЯХ  
ИОНОСФЕРЫ СРЕДНИХ ШИРОТ

З.С.Шарадзе, Г.Б.Киквиляшвили, Э.Л.Лладзе, Н.В.Мосашвили

Перемещающиеся ионосферные возмущения (ИМВ), отождествляемые с прохождением внутренних гравитационных волн (ВГВ) представляют собой одну из разновидностей крупномасштабных ионосферных неоднородностей, регистрируемых на фоне регулярных суточных вариаций параметров ионосферы /1-3/. ИМВ, имеющие вертикальные размеры в несколько десятков и сотен километров, могут одновременно охватывать Е и F области ионосферы. Тем не менее, синхронные наблюдения ИМВ в Е и F областях ионосферы затруднены тем обстоятельством, что с прохождением ВГВ связаны малые вариации параметров регулярного слоя Е. К сожалению, спорадические слои Е, которые являются индикатором динамических процессов, происходящих в нижней термосфере, и четко реагируют на прохождение ВГВ /4,5/, мало используются для исследования ИМВ в нижней термосфере.

В данной работе приводятся результаты одновременного исследования ИМВ в Е и F областях ионосферы средних широт.



Крупномасштабные ( $\lambda_a \geq 1000$  км) ПИВ (КПИВ) /6/ в верхней и нижней термосфере изучались по квазипериодическим вариациям критической частоты области F ( $f_o F2$ ) и экранирующей частоты спорадического слоя E ( $f_E E_s$ ), наблюдаемым над среднеширотными ионосферными станциями: Москвы, Киева, Ростова н/Д, Тбилиси, Караганды, Новоказалинска, Алма-Аты, Ташкента и Ашхабада<sup>\*</sup>). Среднемасштабные ( $\lambda_a < 1000$  км) ПИВ (СПИВ) /6/ в верхней и нижней термосфере в районе Тбилиси изучались по данным трех ионосферных станций, работающих в пятиминутном режиме и образующих треугольник с базой  $\sim 50$  км. Анализировались вариации  $f_E E_s$ ,  $f_o E_s$  (критическая частота обыкновенной компоненты слоя  $E_s$ ) и высоты отражения радиоволн от области F на постоянных частотах -  $h'f$ .

Параметры атмосферных гравитационных волн, порождающих ПИВ в верхней и нижней термосфере, изучались методом спектрального и корреляционного анализа /7/. Интервал дискретизации: временных рядов параметров  $f_o F2$  и  $f_E E_s$  оставил 15 минут при исследовании КПИВ, а для изучения СПИВ использовались ряды параметров  $f_E E_s$ ,  $f_o E_s$  и  $h'f$  с интервалом дискретизации в 5 минут. Анализировались ряды вышеуказанных параметров продолжительностью не менее 6+ 10 часов. Случаи полностью экранирующих слоев  $E_s$  к анализу не привлекались.

КПИВ, захватывающие E и F области ионосферы, приводят к одинаковым, но сдвинутым по фазе, квазипериодическим вариациям  $f_o F2$  и  $f_E E_s$ . Характерные примеры таких вариаций над ионосферными станциями Ашхабада (30.06.75), Ростова н/Д (16.05.75), Тбилиси (22.07.69) и Караганды (08.05.76) приведены на рис. 1. Одинаково одинаковая структура вариации  $f_E E_s$  и  $f_o F2$

<sup>\*</sup> Данные получены из МЦФБ-2



очень редко наблюдается одновременно над далеко (800-1500 км) разнесенными ионосферными обсерваториями и это затрудняет синхронные исследования динамики КИВ в Е и F областях среднеширотной ионосферы. Раскорреляция волновых возмущений (ВВ), обычно, наблюдается на расстояниях больше 300-800 км в E области и 1200-1800 км в области F ионосферы. Из выбранных 28 суток за 1964-1975 гг., в течение которых одновременно наблюдались ВВ в E и F областях над несколькими среднеширотными ионосферными станциями, разнесенными на расстояния 800-2500 км, лишь в течение 15 суток удалось определить параметры атмосферных гравитационных волн, обуславливающих крупномасштабные ВВ в нижней и верхней термосфере. В таблице приведены эти дни с указанием магнитной активности ( $\Sigma K_p$ ) и измерительных треугольников, по которым определялись параметры ВВ в ионосфере средних широт. Из таблицы следует, что КИВ, одновременно прослеживавшиеся в E и F областях ионосферы на больших расстояниях, наблюдаются как в магнитовозмущенные, так и в магнитоспокойные дни.

Параметры КИВ в E и F областях ионосферы по 15-минутным данным далеко разнесенных Советских среднеширотных ионосферных станций за указанные в таблице дни приведены на рис. 2. Видно, что КИВ, одновременно прослеживавшиеся в F (рис. 2а) и E (рис. 2б) областях ионосферы, имеют почти одинаковые направления распространения - преимущественно на юго-запад или на северо-восток. Преобладающие значения скорости КИВ лежат в интервале 100-500 м/с в F области (рис. 2в) и 50-300 м/с в E области (рис. 2г), т.е. наблюдается увеличение (в 1,5 - 2,0 раза) скорости волновых возмущений (ВВ) и

высотой. С увеличением высоты не подается также увеличение горизонтальных размеров ( $L_p$ ) крупных ВВ. В исследуемые дни в F области преимущественно наблюдались СПИВ с размерами 1000-5000 км (рис. 2д). В этот же период в E области преимущественно регистрировались СПИВ с размерами 600-3000 км (рис. 2е). Периоды наиболее часто регистрируемых крупных ВВ как в верхней, так и в нижней термосфере, меняются в интервале 80-160 минут (рис. 2ж, 2з).

Исследования СПИВ в F и E областях ионосферы вблизи Тбилиси проводились в июне 1980-1982 гг. на экспериментальной базе НИИ ионосферы ТГУ с помощью трех разнесенных (на ~30-50 км) ионосферных станций. В начале лета (июнь) в районе Тбилиси наблюдаются долгоживущие (4-6 часов и более) полупрозрачные спорадические слои E и созданы наиболее благоприятные условия для совместного исследования СПИВ в E и F областях ионосферы вблизи Тбилиси.

Количественное описание основных параметров ВВ в E и F областях ионосферы в районе Тбилиси представляют гистограммы на рис. 3, где приведено распределение параметров СПИВ за июнь 1982 г. Полученные данные говорят о том, что измеренные ВВ в основном относятся к классу среднemaштабных.

В F области (рис. 3а, с, в, г, д) преимущественно наблюдаются СПИВ с характерными горизонтальными размерами ~100-1000 км (рис. 3д), скоростями движения 50-500 м/с (рис. 3в) и периодами 10-90 мин (рис. 3г). Обращает на себя внимание стабильность направления перемещения ВВ - наблюдаемые СПИВ днем (08.00 - 19.00 LT, рис. 3а) и ночью (20.00-03.00 LT, рис. 3б) преимущественно распространяются в северо-восточ-



ном направлении, причем, днем сильнее выражена восточная, а ночью - северная компонента скорости.

В Е области (рис. 3е, ж, и, к) преобладают СЛВ с размерами от десятков до нескольких сотен километров (рис. 3к), скоростями движения 20-180 м/с (рис. 3з) и с периодами 10-60 мин. (рис. 3и). Днем в Е области доминируют СЛВ, распространяющиеся из северного сектора в южный или наоборот (рис. 3е); а ночью, когда преобладают СЛВ, охватывающие верхнюю и нижнюю термосферы, движение ВВ в Е области (рис. 3ж), как и в F области (рис. 3б) преимущественно происходит в северо-восточном направлении.

Из приведенных на рис. 3 данных следует, что как и для КЛВ, при переходе из Е в F область наблюдается увеличение (в 1.5-2.0 раза) характерных скоростей, периодов и горизонтальных размеров СЛВ.

Существенный интерес представляет одновременное исследование спектрального состава ВВ на разных высотах ионосферы. При спектральном анализе периодических вариаций  $f_E E_s$  и  $f_o F_2$  длительность корреляционного окна выбиралась много меньше длины анализируемой реализации (5+24 час) и для КЛВ равнялась 40-60 мин. Перед обработкой устраивался низкочастотный тренд с периодами более двух часов.

Расчет спектра мощности прежде всего показал, что в Е и F областях ионосферы отмечаются четко выраженные пики. Для Е области наиболее характерны частотные составляющие ВВ со средними значениями периодов 30, 60 и 120 мин; для F области - 60, 90 и 120 мин. Сопоставление спектров ВВ в верхней и нижней термосфере показало смещение пиков к более дли-

№	Дата	Магнитная активность $\Sigma K_p$	Измерительный треугольник
1.	18.08.1966	17	Таш.-Н.Каз.-Ашх.
2.	12.06.1975	Д31 <sup>+</sup>	А.Ата-Кар.-Н.Каз. А.Ата-Кар.-Ашх. А.Ата-Н.Каз.-Ашх. Кар.-Н.Каз.-Ашх.
3.	29.08.1966	16	Таш.-Н.Каз.-Ашх.
4.	18.08.1966	17	Таш.-Н.Каз.-Ашх.
5.	21.10.1964	Д24 <sup>-</sup>	Тб.-Рост.-Москва Тб.-Рост.-Киев Рост.-Москва-Киев
6.	31.08.1965	19 <sup>+</sup>	Рост.-Москва-Киев
7.	17.05.1966	14	Рост.-Москва-Киев
8.	4.06.1966	10	Рост.-Москва-Киев
9.	8.07.1966	Д27 <sup>-</sup>	Таш.-Н.Каз.-Ашх.
10.	19.08.1966	26	Таш.-Н.Каз.-Ашх.
11.	5.09.1975	8	Рост.-Москва-Киев
12.	26.08.1966	21 <sup>+</sup>	Рост.-Москва-Киев
13.	20.05.1975	26 <sup>+</sup>	А.Ата-Кар.-Н.Каз.
14.	6.06.1965	10 <sup>0</sup>	Рост.-Москва-Киев
15.	4.06.1966	10 <sup>0</sup>	Рост.-Москва-Киев





ным периодам (60-90 мин.) при переходе из Е в F область.

Таким образом, в результате проведенного анализа установлено, что КИВ имеют почти одинаковое направление распространения в нижней и верхней термосфере, СПВ только ночью имеют одинаковое направление распространения в Е и F областях ионосферы.

Параметры ВВ в Е и F областях: ионосферы, наклон фазового фронта возмущений вниз позволяют интерпретировать наблюдаемые эффекты в свете теории НГВ /1-3/. Согласно этой теории скорость ВВ увеличивается с высотой по закону  $\sqrt{H}$ , где H - высота однородной атмосферы. Наблюдаемое на эксперименте увеличение (1.3-2.0 раза) скорости ПИВ при переходе из Е в F область также является убедительным аргументом в пользу того, что ионосферные ВВ вызываются атмосферными внутренними гравитационными волнами.

Поступила 10.IV.1984

Кафедра радиофизики

### Литература

1. C. Q. Hines, *Canad. J. Phys.*, 38, 11, 1441, 1960.
2. S. H. Francis, *J. Geophys. Res.*, 78, 13, 2278, 1973.
3. C. Q. Hines, *Winds and Turbulence in Stratosphere, Mesosphere and Ionosphere*, Edited by K. Rawer, p. 364, North-Holland, Amsterdam, 1968.
4. З. С. Шарадзе, *Изв. Вып. учеб. зав. Радиофизика*, 13, 7, ИОИ, 1970.
5. A. E. Girard, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 2, 170, 1980.
6. T. M. Georges, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 30, 5, 735, 1968.

7. Г. Дженкинс, Д. Ватто. Спектральный анализ к его прило-  
жения. Т. I, II. "Мир", М., 1974.

8. G.G. Bowman. Planet Space Sci. 2, 2, 191, 1960

8. Թարածոյ, Յ. Առլոնդաժեղոն, Յ. Լոնաժոյ, Յ. Օնսաժեղոն

ՅԱՄԿԱՅԻՆ ՈՒՆԵՍՔԻՆԻԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԳՐԱԿԱՆ  
ՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ՔԱՇՅԱԿԱ ԿԱՅԱՆՈՒՄԻ ԵՄԵՐՈՒՄԻ  
ՈՒՆԵՍՔԻՆԻԱՅԻՆ E ԵՎ F ԵՐԱՆՈՒՄԻ

ԹՎԱՆՈՒՄ

ԿԱՄԵՆԱԿԱՆ ԵՄԵՐՈՒՄԻՆ ՈՒՆԵՍՔԻՆԻԱՅԻՆ E ԵՎ F ԵՐԱՆՈՒՄԻՆ ՊԱՐԱՐՄԱՆ  
ՅՈՒՄՆԱԿԱՆ ՉՄԵՏՈՒՄՆԵՐԻ ՄԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ՄԵՆԱՅՆՈՒՄԻ  $f_oF_2$  ԵՎ  $f_oE_s$   
ՈՒ ՎՅԱԿՆԱԿԱՆ (T=30-200 րո.) ՎԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆՎԵՐՄԱՆ  
ԿԱՆՈՒՄԻՆ, ԵՎ ՊԱՐԱՐՄԱՆ, ԿՐԻ ՊԱՐԱՐՄԱՆ ԵՐԱՆՈՒՄԻՆ ՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ  
ՔԱՇՅԱԿԱՆ ՊԱՐԱՐՄԱՆ ՄԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ՄԵՆԱՅՆՈՒՄԻ ՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ԵՎ  
ՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ԵՐԱՆՈՒՄԻՆ ԵՎ F - ԵՐԱՆՈՒՄԻՆ ՎԱՐԱՆՎՈՐՄԱՆ  
ՈՒՄՆԱԿԱՆ ՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ, ԿՐԻ ՈՒՆԵՍՔԻՆԻԱՅԻՆ ՎԱՐԱՆՎՈՐՄԱՆ ՎՅ-  
ՈՒՄՆԱԿԱՆ ՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ՎԱՐԱՆՎՈՐՄԱՆ ՎՅՈՒՄՆԱԿԱՆ

Z. Sharadze, G. Kikvilashvili, Z. Liadze, N. Mosashvili

SIMULTANEOUS OBSERVATION OF TRAVELING IONOSPHERIC  
DISTURBANCES (TIDs) IN THE IONOSPHERIC E AND F  
REGIONS AT MID-LATITUDES

Summary

The periodic (T ≈ 30-200 min) variations of the  $f_oF_2$ ,  $f_oE_s$  and  
MUF observed at ionospheric stations: Moscow, Kiev, Rostov, Tbilisi,  
Karaganda, Alma-Ata, Novokazalinsk and Ashkhabad were used to  
investigate traveling ionospheric disturbances (TIDs) in E- and F-



regions at mid-latitudes during the summer months. The prevailing directions of motions are found to be in the S-W and N-E sector. The phase trace speeds range between a few tens and few hundreds of m/sec. Wavelike perturbations in the E and F-regions may be attributed to internal gravity waves propagating upward from the lower atmosphere.

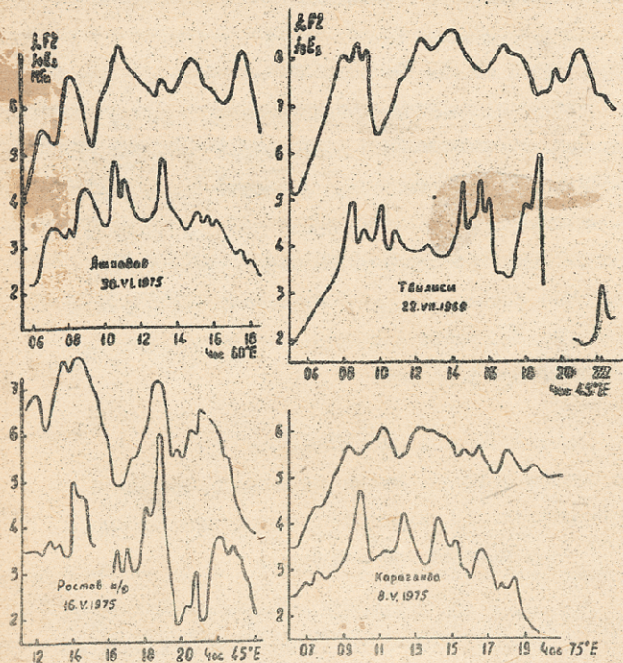
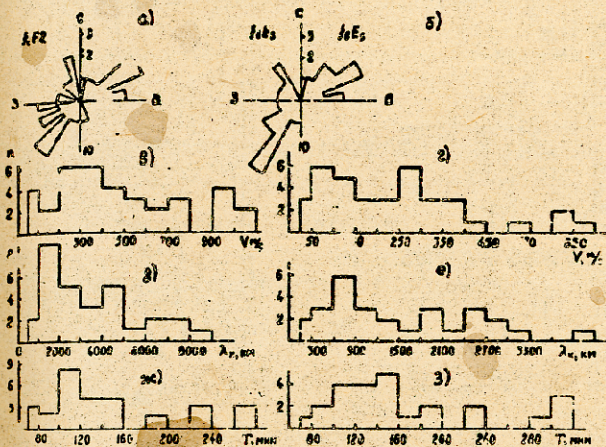
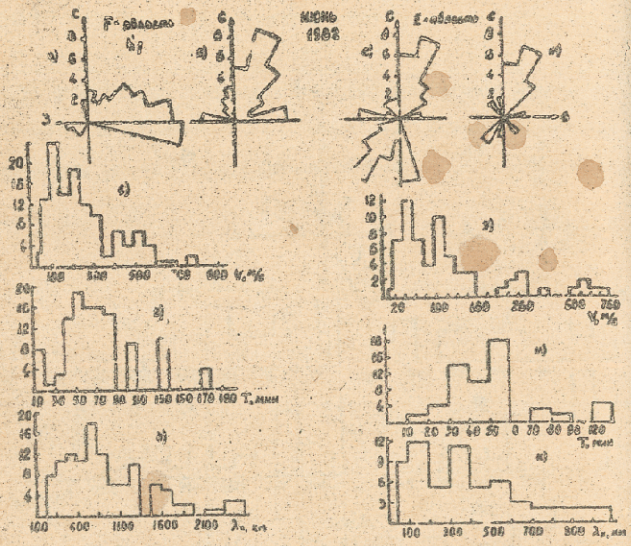


Рис.1. Вариации параметров  $f_oF2$  и  $f_gE_s$  над станциями Ашхабад (30.06.1975), Тбилиси (22.07.1969), Ростов н/Д (16.05.1975) и Караганда (8.05.1975).



Պատկեր 2. Գիստոգրամներ պարամետրերի համարում է և Բ շերտերում իոնոսֆերայի:



გვ.3. Гистограммы распределения основных параметров ВВ в F- и E областях ионосферы в районе Тбилиси.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

საბჭოთაო საზღვარს გასულია მისი მნიშვნელობის სიღრმისადაც  
უბიძგისადაც მისი მნიშვნელობის

260, 1985

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ОКИСЬ-КРЕМНИЙ  
НА МАГНИТО- И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАНАР-  
НЫХ  $p^+-i(p)-n^+$  СТРУКТУР

Т.Д. Асмушадзе, Н.Ш. Харшиладзе, Н.И. Майсурадзе,  
З.А. Миминашвили

I. Введение

В настоящее время полупроводниковые магнито- и фоточувствительные датчики находят широкое применение в измерительной технике [1]. Ряд таких преобразователей выполняется на основе кремниевых полупроводниковых  $p^+-i(p)-n^+$  структур. Теоретическим и экспериментальным исследованиям магнито- и фотоэлектрических характеристик таких структур посвящено множество работ [2,3]. Вместе с тем до сих пор слабо изучена взаимосвязь магнито- и фотоэлектрических характеристик  $p^+-i(p)-n^+$  структур со свойствами границы раздела оксид-кремний. Целью настоящей работы является исследование такой взаимосвязи.

Планарные магнито- и фоточувствительные  $p^+-i(p)-n^+$  структуры (см. рис.1), исследованные в данной работе, выполнены на



область кремния,  $i(p)$ -типа проводимости с высоким значением  
объемного времени жизни носителей ( $\tau \gg 600$  нс). В связи с  
тем, что высокоомный кремний деградировал при высокотемпера-  
турных обработках, пассивирующие слои  $SiO_2$  на его поверх-  
ности создавались путем низкотемпературного паролитического  
напыления. Поверхности образцов подвергались механической  
шлифовке, химико-динамической полировке и последующей пере-  
кисно-аммиачной отмычке. Различное состояние поверхности  
раздела  $Si-SiO_2$  достигалось путем вариации режимов обра-  
ботки, толщины и качества паролитического окисла. Ослаб-  
ленные  $p^+$  и  $n^+$  типа проводимости создавались ионным легирова-  
нием с последующим низкотемпературным отжигом [4]. Чувстви-  
тельность  $p^+-i(p)-n^+$  структуры к магнитному полю опреде-  
лялась величинами смещения прямой ветки ВАХ  $\Delta^+$  и  $\Delta^-$  при  
заданном токе  $J_c$ , которые наблюдались для заданного уров-  
ня напряженности магнитного поля  $H$  при различной его по-  
лярности. Фоточувствительность структуры определялась вели-  
чиной фототока  $J_{ph}$ , протекающего через структуру и сопро-  
тивления нагрузки  $R$  при заданном смещении  $U_0$ .

Высокая чувствительность магнито- и фотоэлектрических  
характеристик  $p^+-i(p)-n^+$  структур по отношению к состо-  
янию их поверхности определяется высокими значениями объем-  
ной диффузионной длины  $L_{ny}$  для протяженности области объ-  
емого заряда  $w$ . Кроме того, встроенный заряд  $Q$  пассиви-  
рующего диэлектрического слоя  $SiO_2$  вызывает образование до-  
полнительной протяженной обедненной области в приповерхностном  
слое в области этого полупроводника.



## 2. Экспериментальные результаты

В настоящей работе были исследованы ряд образцов

$p^+-i(p)-n^+$  структур, изготовленных из идентичного исходного материала - высокоомного кремния ( $\rho \geq 2 \cdot 10^4 \text{ Ом.см}$ )  $i(p)$  типа проводимости с различными толщиной и качеством наосевирующего слоя  $SiO_2$ . Над высокоомной базой  $p^+-i(p)-n^+$  структуры нанесен полупрозрачный металлический затвор, который был использован для измерения  $\zeta-V$  характеристик и спектральной зависимости конденсаторной фотоэдс. Для контроля встроенного заряда  $Q$  по аналогичному технологическому процессу были изготовлены МШИ структуры на основе пластины кремния марки КДБ-10. Качество диэлектрического слоя оценивалось по результатам измерения плотности сквозных пор  $N$  и встроенного заряда  $Q$ , проведенного по известной методике [5,6].

Диффузионная длина  $l_n$  измерялась методом подвижного светового зонда [7]. Эффективная скорость  $v$  поверхностной рекомбинации  $S$  для  $p^+-i(p)-n^+$  структур определялась путем измерения ВАХ по методике, описанной в [2].

Схема измерения магнито- и фотоэлектрических характеристик  $p^+-i(p)-n^+$  структур приведена на рис.2. Результирующие фотоэдс  $U_1$ ,  $U_2$  и  $U_3$ , снимаемые с контактов  $n^+$ ,  $p^+$  областям и с полевого электрода, соответственно, равны

$$U_1 = U_D + U_{pp^+}, \quad U_2 = U_D + U_{np^+},$$

$$U_3 = U_{-} + U_G,$$

где  $U_D$  - фотоэдс Деибера;  $U_{pp^+}$ ,  $U_{np^+}$  - зонтичные





фотоаде  $n^+ - i(p)$  перехода и  $p^+ - i(p)$  перехода соответственно:  $U_0$  - конденсаторная фотоаде. Спектральные характеристики МП ( $Al - SiO_2 - Si$ ) структур приведены на рис.3.

Полученные спектральные характеристики имеют один или два четко выраженных максимума. Определение толщины слоя  $SiO_2$  показало, что наиболее четко выраженные максимумы не связаны с интерференционными эффектами в пленке  $SiO_2$ .

Результаты измерений магнито- и фотоэлектрических характеристик ряда  $p^+ - i(p) - n^+$  структур сведены в таблицу.

### 3. Обсуждение результатов эксперимента

Результаты эксперимента (см. таблицу) показывают, что с ростом скорости поверхностной рекомбинации  $S$  магниточувствительность  $\Delta$  сначала возрастает, а затем убывает. Таким образом, можно найти режим обработки поверхности структуры, обеспечивающий оптимальное значение  $S$ , соответствующее максимальной магниточувствительности. В частности, обработка результатов измерений позволила выявить корреляцию между плотностью сквозных пор диэлектрического массивного слоя и величинами скорости поверхностной рекомбинации  $S$  и встроенного заряда  $Q$ . Наличие такой корреляции объясняется, по-видимому, тем, что плотность объемных и сквозных пор, а также скорость поверхностной рекомбинации существенно образом зависят от предварительной подготовки поверхности кремния перед формированием диэлектрического слоя /4, 8/. Плотность пор в поликристаллическом окисле во многом определяется режимом его получения /4/.

Таким образом, управлять величиной  $S$  можно путем под-

боре режимов обработки поверхности кремния перед нанесением оксида и режимов получения оксида. Существование оптимального значения скорости поверхностной рекомбинации можно объяснить следующим образом. Магниточувствительность  $\Delta$  пропорциональна величине  $\Delta G$ , определяющей степень модуляции проводимости базы  $p^+-i(p)-n^+$  структуры в магнитном поле с индукцией  $B$ :

$$\Delta \sim \Delta G \sim \frac{1}{bd} \int_0^d dx \int_0^h dy [\Delta n(x, y, B) - \Delta n(x, y, 0)]. \quad (I)$$

При малых значениях  $S$  распределение концентрации избыточных носителей заряда  $\Delta n$ , траектория движения которых приближается к поверхности базы  $p^+-i(p)-n^+$  структуры под действием магнитного поля  $B$ , изменяется незначительно. При очень высоких значениях  $S$  распределение  $\Delta n$  быстро падает при удалении от инжектирующего  $p-n$  перехода. Таким образом, оптимальному значению скорости поверхностной рекомбинации  $S$  соответствует максимальное значение интеграла в правой части формулы (I).

Для оценки величины  $S_{opt}$  воспользуемся следующим приближенным модельным распределением концентрации избыточных носителей заряда по оценкам квазинейтральной базы  $p^+-i(p)-n^+$  структуры, полученным по оптоэлектронической аналогии [9]:

$$\frac{\Delta n(x, y, B)}{\Delta n_0} = \exp \left[ -\sqrt{\frac{x^2}{L_{эф}^2} + \frac{y^2}{L_y^2} + \tau^2 \nu^2} \left( \frac{S_1}{D} \frac{1}{b_0 y - a} + \frac{S_2}{D} \frac{1}{b_0 h - y - a} \right) \right] \quad (2)$$

где  $S_1, S_2$  - скорости поверхностной рекомбинации на плоскостях  $y=0$  и  $y=h$  высокоомной базы структуры, соответственно;  $D$  - коэффициент диффузии избыточных носителей заряда,  $\theta = \mu V/c$  - угол Холла,  $\mu$  - подвижность избыточных носителей заряда,  $C$  - скорость света;  $E$  - напряженность электрического поля в высокоомной базе структуры:

$$\frac{1}{L_{\varphi}} = \frac{1}{k} \left[ \sqrt{1 + k^2 / b_v^2} - 1 \right]; \quad k = 2D / \mu E. \quad (3)$$

Из условия  $\frac{\partial \Delta}{\partial S} = 0$  найдем оптимальное значение параметра  $S$  для  $p^+ - i(p) - n^+$  структур, исследуемых в настоящей работе. При  $D = 30 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $b_v = 0,1 \text{ см}$ ,  $d = 0,07 \text{ см}$  получим  $S_{opt} = 2,4 \cdot 10^3 \text{ см/с}$ . Как видно, расчетное значение  $S_{opt}$  по порядку величины соответствует экспериментальным данным.

Измеренные спектральные характеристики несут информацию об объемных и поверхностных электрофизических параметрах  $p^+ - i(p) - n^+$  структур.

Анализ спектральных характеристик  $p^+ - i(p) - n^+$  структур, приведенных на рис. 3, показывает, что их коротковолновый край определяется толщиной  $\delta$  приповерхностного нарушенного слоя, поглощение излучения в котором не дает вклада в фототок  $\sim 10\%$ :

$$U_{ph} \sim \exp[-\alpha(\lambda)\delta]. \quad (4)$$

Здесь  $\alpha(\lambda)$  - коэффициент поглощения излучения. По тангенсу наклона прямых  $\ln U_{ph} \approx f(\alpha)$ , построенных для ИДП структур  $Mg-SiO_2 - i(p)Si$  (рис. 5), были найдены значения  $\delta$ , ко-



горизонтально приводятся в таблице. Для эволюции реи спектральных характеристик определяется величиной эффективной дифракционной длины  $L_0$ :

$$M_{p^+} \approx \frac{\alpha(\lambda) L_{\text{эф}}}{1 + \alpha(\lambda) L_{\text{эф}}} + L_0^2 (S_1, S_2, L_{\text{эф}}). \quad (5)$$

Полученные спектральные характеристики  $p^+-n^+$  структур имеют два характерных максимума (см. рис. 3). Появление провала между максимумами или изменение полярности сигнала фотоотклика объясняется изменением знака фотоэда Ламбера  $L_0$  в исследуемых структурах при выполнении условия  $S_1 > S_2$  /8/.

Анализ соответствия между связанным параметром  $Q$  и скоростью поверхностной рекомбинации  $S$  показывает, что максимальным значениям  $Q$  соответствует максимальное значение  $S$ . Это свидетельствует о возникновении обедненного слоя на поверхности полупроводника. Для режима обеднения следовало ожидать существенных отличий в максимальных значениях фотоэда  $M_1, M_2, M_3$ , что не наблюдается на эксперименте. Это объясняется наличием значительного вклада фотоэда Ламбера для рассматриваемого полупроводника в суммарную измеряемую фотоэд.

#### 4. Выводы

1. Показано, что существуют оптимальные значения скорости поверхностной рекомбинации  $S_1, S_2$ , обеспечивающие максимальную магниточувствительность  $\Delta, p^+-n^+$  структур.

Магнито- и фотоэлектрические характеристики  $\rho^+ - i(\rho^-) - n^+$  структур

№	толщ. окт-за-ла, МКМ	толщ. окт-за-ла, МКМ	число слоев окт-за-ла, ОКМ <sup>-2</sup>	связанная длина л.	связанный заряд в окисле, ОКМ <sup>-2</sup>	скорость поверхностной рекомбинации, Ом/О	эффективная толщ. слоя, МКМ	магниточувствительность В		максимальное значение фотоздс, МВ		
								$\Delta_+$	$\Delta_-$	$\eta_1$	$\eta_2$	$\eta_3$
1.	0,3	1,290	40	2,2 · 10 <sup>11</sup>	5,5 · 10 <sup>3</sup>	8,75	22/29	3/30	4,7	1,9	5,3	
2.	0,41	0,926	30	1,8 · 10 <sup>11</sup>	5,2 · 10 <sup>3</sup>	20	10/15	1,16	15,3	10,6	2,2	
3.	0,31	0,583	50	4 · 10 <sup>11</sup>	8,3 · 10 <sup>3</sup>	16,3	0/1	0/1	3,6	2,6	3,6	
4.	0,41	1,130	35	1,5 · 10 <sup>11</sup>	5 · 10 <sup>3</sup>	5,6	5/5	6/9	3,1	5,2	11,8	
5.	0,3	0,612	20	2 · 10 <sup>11</sup>	4,5 · 10 <sup>3</sup>	4,4	4/11	5/12	20,7	38,6	26	



Реализация  $p^+-i(p)-n^+$  структуры с оптимальными значениями  $S_1$  и  $S_2$  может быть осуществлена путем соответствующей обработки поверхности  $i(p)$  базы или выполнения слоя пассивирующего оксида с заданной величиной встроенного заряда  $Q$ ;

2. Заданная форма спектральной характеристики  $p^+-i(p)-n^+$  структуры, работающей в вентиляльном режиме, может быть реализована путем подбора несобходимого соотношения между толщиной подложки или толщиной базы  $d$  и значениями скорости поверхностной рекомбинации  $S_1, S_2$ .

Поступила 18.V.1985

Проблемная НИИ физики  
полупроводников ТГУ

#### Литература

1. В.И. Стафеев, К.Ф. Комаровский, Г.И. Фурсин. Нейристорные и другие функциональные схемы с объемной связью. М., "Радио и связь", 1981.
2. В.И. Стафеев, Э.И. Каракушан. Новые полупроводниковые приборы с высокой чувствительностью к магнитному полю, М., "Наука", 1975.
3. Д.Р. Носов. Оптоэлектроника. М., "Сов. Радио", 1977.
4. П.С. Агаларзаде, А.И. Петрин, С.О. Изидинс. Основы конструирования и технологии обработки поверхности р-и переходов. М., "Сов. радио", 1978.
5. В.Ф. Смирнов, М.А. Ревелева, Н.М. Алейников, Ю.С. Чистов, С.В. Фетисова. ИИ-структуры. Воронеж, изд. ВГУ, 1975.



6. П.Роздзял. Технологии герметизации элементов РЭА. М., "Радио и связь", 1981
7. А.В.Ржанов. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., "Наука", 1971.
8. В.А.Алешкин, Э.Г.Ажаха, Н.А.Полыкова, А.А.Степанов. Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы вып. 10(102), 1975.
9. В.В.Мешков. Основы светотехники. М., "Энергия", 1979.
10. П.Иеспери, С.Ван де Вил, М.Уайт. Полупроводниковые фотомикрометры оптического изображения. М., Мир, 1979.

6. յանցիւմ, 5. Կարմիրում, 5. մասնորոնում, 8. Կոմունիստիկոն  
 ժամանակ - սոցիոլոգիան ծանոթի ծրարներն արտարարներն  
 ծանոթ  $\rho^+ - i(\rho) - n^+$  սահմանադրան ծանոթ - և զոտո-  
 յոյնիկի ծանոթ

Կրթություն

Երբ որոշվում է, որ ծանոթ  $\rho^+ - i(\rho) - n^+$  սահմանադրան ար-  
 սահման ընդուն ծանոթի և ծրարները կրթունանանուն սահմանընդուն  
 ծանոթներն Կ<sub>1</sub> և Կ<sub>2</sub>, որոնք ընդուն մասն մասն-  
 ցանկացնում են ծանոթ  $\rho^+ - i(\rho) - n^+$  ծանոթն և Կ<sub>1</sub> և Կ<sub>2</sub> սահմ. ընդուն կրթուն-  
 ցուն ծանոթներն սահմաններն ծրարներն մասնորոնումը  $SiO_2$   
 ընդուն ծանոթներն սահմաններն սահմաններն և Կ<sub>1</sub> և Կ<sub>2</sub> սահմ. ընդուն  
 կրթուն սահմաններն մասնորոնումը ծանոթ և Կ<sub>1</sub> և Կ<sub>2</sub> սահմաններն  
 կրթուն ծանոթներն մասնորոնումը ծանոթ և Կ<sub>1</sub> և Կ<sub>2</sub> սահմաններն  
 կրթուն սահմաններն մասնորոնումը ծանոթ և Կ<sub>1</sub> և Կ<sub>2</sub> սահմաններն

T. Kamusidze, N. Kh. Kshiladze, N. Malsuradze, Z. Mimirashvili

THE INFLUENCE OF THE Si-SiO<sub>2</sub> INTERFACE STATES  
ON THE MAGNETO- AND PHOTOELECTRIC PARAMETERS OF  
THE p<sup>+</sup>-i(p)-n<sup>+</sup> STRUCTURES

Summary

It is established that there exist optimal surface recombination rates  $S_1, S_2$ , providing maximal magnetosensitivity of the p<sup>+</sup>-i(p)-n<sup>+</sup> structures. The parameters can be realized by depositing the corresponding passivation layer SiO<sub>2</sub> on the i(p) base. Besides, a given shape of spectral characteristic of the p<sup>+</sup>-i(p)-n<sup>+</sup> structure can be established by selecting the required relation between the base thickness and surface recombination rate.

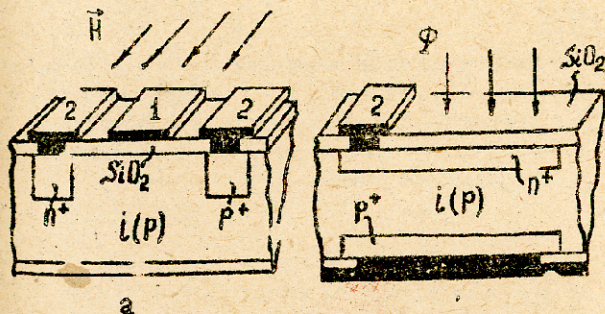


Рис. 1. Схематические изображения магнито- (а) и фото-у-в ствительных (б), p<sup>+</sup>-i(p)-n<sup>+</sup> структур. 1 - полупрозрачный металлический затвор, 2 - омические контакты.



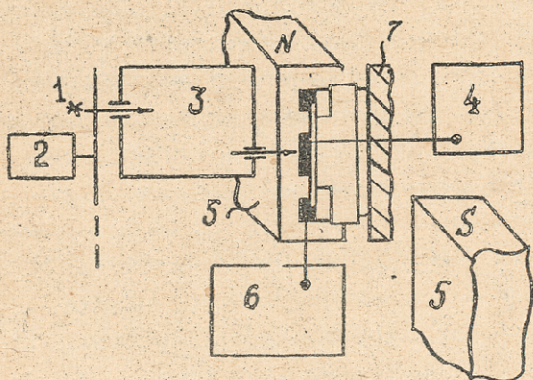


Рис. 2. Принципиальная схема измерения магнито- и фотоэлектрических характеристик. 1 - источник излучения, 2 - модулятор, 3 - монохроматор, 4 - селективный усилитель, 5 - электромагнит, 6 - характериограф, 7 - проводящее основание.

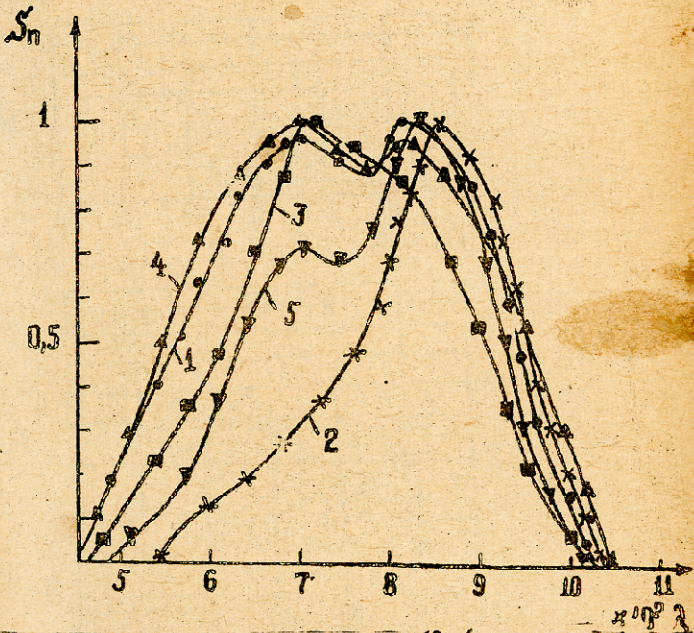


Рис. 3. Спектральные характеристики МДП  $Al-SiO_2-x(p)Si$  структур (нумерация кривых соответствует нумерации образцов в таблице)

УДК 621.372.6  
621.372.6.01

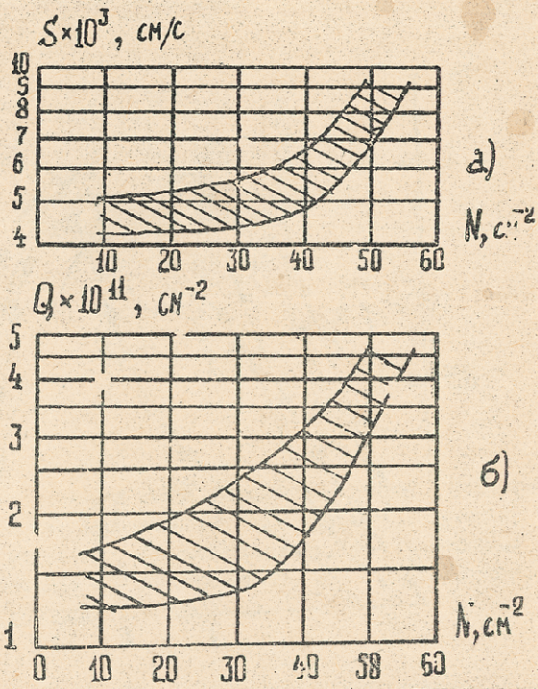


Рис. 4. Корреляционная связь скорости поверхностной рекомбинации  $S$  (а) и встроенного заряда  $Q$  (б) с плотностью сквозных пор  $N$  в пассивирующем слое  $\text{SiO}_2$ .

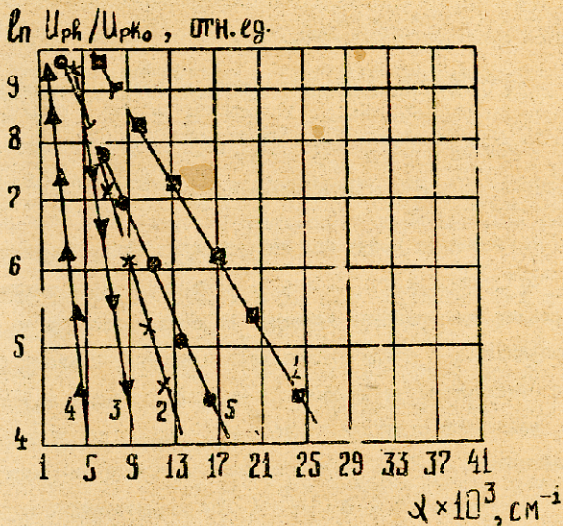


Рис. 5. Зависимость сигнала фототоклика МЦИ структуры от коэффициента поглощения излучения.



თბილისის შტატის ნობელი რჩეობის მრავლობაში სახელმწიფო  
 უნივერსიტეტის შტატში

260, 1985

О СУПЕРСИММЕТРИЧНОМ РА СТРЕНИИ ГРУПП  $S(4,1) \oplus T_5$

Ш.И. Рчакадзе

1. Введение

В настоящее время при исследовании суперсимметричных моделей элементарных частиц изучаются теории в высших измерениях пространства-времени. Первоначально эти теории рассматривались с точки зрения некоего математического обобщения стандартных четырехмерных моделей, которые в результате размерной редукции приводили к моделям с высшими суперсимметриями [1, 2]. В частности впервые так были построены реализации  $N = 2$  и  $N = 4$  суперсимметричных моделей Янга-Миллса, которые, как было показано впоследствии [3], обладают замечательными свойствами ультрафиолетовой сходимости.

Более важным, с точки зрения физических приложений, является применение теорий в высших размерностях в гравитации и супергравитации. Интенсивное исследование таких теорий, проводимое в последние годы, показывает, что нет основания считать, что наш мир четырехмерен, и физики больше склоняются к мысли, что пространство-время, в котором мы живем,



является проявлением в низкоразмерной этической области более сложного, искривленного пространства, в которое вложено понятие плоского пространства.

Отметим, что применение теорий в высших измерениях берет свое начало в классических трудах Калузы и Клейна /3/, которые формально рассматривали пятимерное пространство с целью объединения теории электромагнетизма с гравитацией. Как показывают более поздние исследования, теории в высших измерениях дают уникальную возможность объединения всех взаимодействий на основе калибровочного принципа.

С другой стороны, изучение пяти-мерных теорий ведется с целью определения пространств с постоянной кривизной /5/, которое приводит к введению в теорию нового размерного параметра - фундаментальной длины, с сопутствующими ему интересными физическими последствиями.

В настоящей работе нами будет рассмотрена задача суперсимметричного расширения группы  $SO(4,1) \supset T_5$ , что позволяет построить суперсимметричный образ лагранжиана, рассмотренного в работе /5/.

В первом разделе будет исследован групповой подход к суперсимметричному расширению группы  $SO(4,1) \oplus T_5$ . Во втором разделе будет показана необходимость рассмотрения суперсимметрии типа  $N=2$  с соответствующими одномерными группами автоморфизмов.

В третьем разделе будет построена реализация найденной суперсимметрии на массовой поверхности с помощью прямой размерной редукции из шестимерного лагранжиана.

Реализация вне массовой поверхности, но с центральным

рядом, построенная с помощью размерной редукции методом преобразования Лежандра, приведена в четвертом разделе.

## 2. Некоторые свойства спиноров с $D = 5$ измерениях пространства-времени

Как хорошо известно, спиноры в  $D$  измерениях представляются в виде столбца из  $2^{\lfloor D/2 \rfloor}$  компонент, где  $\lfloor D/2 \rfloor$  — есть целая часть числа  $D/2$ . Таким образом, для случая  $D = 5$  спиноры являются 4-компонентными столбцами, и, соответственно,  $\gamma$ -матрицы Дирака могут быть представлены в виде матриц  $4 \times 4$ , которые выбираем в следующем виде:

$$\Gamma_m = [\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_5], \quad m = 0, 1, 2, 3, 4, \quad (1)$$

где  $\gamma$ -матрицы взяты из обычного представления в  $D = 4$  измерениях

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\gamma_5 = -i \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

При этом  $\Gamma_m$  матрицы удовлетворяют стандартному условию

эрмитова сопряжения в алгебре Клиффорда  $\Gamma^{m\dagger} = g^{mm} \Gamma^m$ ,

$\{\Gamma^m, \Gamma^n\} = 2g^{mn}$  ( $g^{mn}$  — метрический тензор, главный  $\text{diag}(1, -1, -1, -1, -1)$ ).

$I$  и  $\vec{\sigma}$  — соответственно единичная и паулевские,  $2 \times 2$  эрмитовы матрицы.

Уравнение Дирака для массивной частицы во внешнем электромагнитном поле для  $D = 5$  имеет вид:

$$[-i(\not{A}_m + i e \not{A}_m) \Gamma^{m+} + m] \psi = 0. \quad (3)$$

Для исследования свойств приводимости спиноров  $\psi$  относительно группы  $SO(4,1)$  рассмотрим операцию зарядового сопряжения.

Определяем зарядово сопряженные спиноры стандартным образом:

$$\psi^c \equiv C \psi = B^{-1} \psi^*, \quad (4)$$

где матрица  $B^{-1}$  определяется из условия удовлетворения уравнения Дирака

$$[-i(\not{A}_n - i e \not{A}_n) \Gamma^{n+} + m] \psi^c = 0. \quad (5)$$

Уравнения (4) и (5) приводят к уравнению для определения  $B$

$$B^{-1} \Gamma^{m+} B = -\Gamma^{m+}. \quad (6)$$

При  $SO(4,1)$  вращениях с инфинитезимальными параметрами  $\epsilon_{mn}$  спиноры преобразуются следующим образом:

$$\delta \psi = -\frac{1}{2} \epsilon_{mn} \Sigma^{mn} \psi, \quad (7)$$

где

$$\Sigma^{mn} = -\frac{1}{4} [\Gamma^m, \Gamma^n]. \quad (8)$$

Из уравнений (4), (6) и (8) легко видеть, что оператор  $C$



коммутирует с генераторами  $\Sigma^{mn}$ :

$$[C; \Sigma^{mn}] = 0. \quad (9)$$

Если

$$C^2 = 1, \quad (10)$$

то удастся определить проекционные операторы

$$P_{\pm} = \frac{1}{2} [1 \pm C] \quad (11)$$

и разбить изначальный комплексный спинор  $\psi$  на сумму двух действительных, майорановских спиноров:

$$\psi_{\pm} = P_{\pm} \psi. \quad (12)$$

Таким образом, для определения майорановского условия приводимости в нашем пятимерном пространстве мы должны исследовать условие (10), где оператор зарядового сопряжения  $C$  определяется из (4) и (6).

Легко видеть, что условие (10) приводит к уравнению

$$B \bar{B}^* = 1 \quad (13)$$

и, следовательно, приводимость спинорного представления определяется из условия существования матрицы  $B$ , удовлетворяющей уравнениям (6) и (7). Хорошо известно, что в нашем пятимерном пространстве матрицы  $B$ , удовлетворяющей условию (6), не существует, следовательно, получаем, что для частицы с массой не удается определить операцию зарядового сопряжения.

В случае же безмассовой частицы уравнение (6) принимает



вид

$$B^{-1} \Gamma^m B = \pm \Gamma^m \quad (14)$$

При выборе знака плюс в этом уравнении существует решение для  $B$  и, таким образом, удается определить операцию зарядового сопряжения.

Уравнение (14) со знаком плюс и определение  $\gamma$ -матриц (1) дает, что

$$B = \Gamma^0 \Gamma^1 \Gamma^2 \quad (15)$$

Непосредственная проверка дает

$$B \bar{B} = -1, \quad (16)$$

что противоречит условию существования проекционного оператора (13).

Таким образом получаем, что в  $D = 5$ -мерном пространстве не удается определить условие действительности (Майорана).

Следовательно, мы имеем всегда комплексные спиноры  $\psi$ .

Для дальнейших приложений вместо одного комплексного спинора, удобно определить два

$$\psi_i, \quad i = 1, 2, \quad (17)$$

удовлетворяющие условию "Majorana-подобности":

$$\psi_i = \epsilon_{ij} \psi_j, \quad (18)$$

где  $\epsilon_{ij}$  - антисимметричный единичный тензор [ $\epsilon_{12} = 1$ ].

### 3. Суперсимметричное расширение $SO(4,1) \supset T_5$

С помощью рассмотренных выше спиноров легко рассмотреть



суперсимметричное расширение алгебры  $SO(4,1) \supset T_5$ . При этом можно использовать как комплексные, так и "майорановские" спиноры.

$SO(4,1) \supset T_5$  алгебра имеет вид:

$$[P_m, P_n] = 0, \quad (19a)$$

$$[J_{ke}, J^{mn}] = -4i \delta_{[k}^{[m} J_{e]}^{n]}, \quad (19б)$$

$$[P^m J_{ke}] = 2i \delta_{[k}^m P_{e]}, \quad (19в)$$

где квадратные скобки при индексах обозначают антисимметризацию с единичным весом. Например,

$$\delta_{[k}^m P_{e]} = \frac{1}{2} [\delta_k^m P_e - \delta_e^m P_k]. \quad (20)$$

При суперсимметричном расширении алгебры (19) с помощью комплексных спинорных генераторов  $Q$  и  $\bar{Q}$  вводим  $SO(4,1)$  ковариантный антикоммутатор

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = -i \Gamma_{\alpha\beta}^m \mathcal{A}_m, \quad (21)$$

где заряды  $Q_\alpha$  и  $\bar{Q}_\beta$  коммутируют с генераторами абелевой группы  $T_5$

$$[Q, P_n] = 0 \quad (22)$$

и преобразуются как спиноры при  $SO(4,1)$  вращениях (см. (7)).

$$[J_{mn}, Q] = \frac{1}{2} \Sigma_{mn} Q, \quad (23a)$$

$$[J_{mn}, \bar{Q}] = \frac{1}{2} \bar{Q} \Sigma_{mn}. \quad (23б)$$



Суперсимметричное расширение алгебры  $(\Gamma)$  с помощью "Sp(1) - майорановских" спиноров  $Q_i$  осуществляется добавлением к (19) антикоммутатора

$$\{Q_i; Q_j\} = -i(\Gamma^m C) \gamma_m \varepsilon_{ij}, \quad (22)$$

где матрица

$$C = \Gamma^0 B. \quad (25)$$

При этом коммутационные соотношения между  $SO(4,1) \oplus T_5$  генераторами и зарядами  $Q^i$  совершенно аналогичны (22) и (23a).

Естественно, что рассмотренные два вида суперсимметричного расширения алгебры  $SO(4,1) \oplus T_5$  эквивалентны.

Первое представление, определенное коммутационным соотношением (21), позволяет легко увидеть  $U(1)$  группу автоморфизмов получаемой алгебры.

В случае же симплектического суперсимметричного расширения (24) легко выделить  $Sp(1)$  и  $SO(2)$  группы автоморфизмов алгебры.

#### 4. $D = 6$ -суперсимметричная модель

Из полученного выше расширения  $SO(4,1) \oplus T_5$  очевидно, что мы имеем дело с суперсимметриями типа  $\mathcal{N} = 2$  (см. уравнение (24)). Как хорошо известно, построение представлений для расширенных ( $\mathcal{N} > 1$ ) суперсимметричных представлений является сложной задачей [1,2]. Непосредственное при-



меленные суперполевых методов /2/ затрудняется из-за свойств  
линейной проводимости суперполей с  $N > 1$  относительно  
суперпреобразований.

В настоящей работе мы рассмотрим наиболее простые ме-  
тоды построения суперсимметричных лагранжианов, основанные  
на технике размерной редукции. Мы рассмотрим суперсиммет-  
ричный лагранжиан Янга-Миллса /1/ в  $D = 6$ -мерии и произведе-  
дем редукцию на  $D = 5$ -мерное пространство двумя способами -  
методом прямой редукции Брауна, Шерка и Шварца (сокращенно  
БШШ) и методом, использующим преобразование Лежандра, кото-  
рый был разработан Сонинсом, Стелле и Вестом /2/. Как будет  
видно из дальнейших рассуждений, эти два метода приводят к  
двум, принципиально разным, реализациям суперсимметрии в  
 $D = 5$ -мерном пространстве. При использовании первого мето-  
да мы приходим к реализации нашей алгебры (19), (24) на  
массовой поверхности, т.е. действия генераторов на поля  
приводят к коммутационным соотношениям алгебры только в том  
случае, если эти поля удовлетворяют уравнениям движения.

В случае же использования второго метода размерной редукции с  
использованием метода преобразований Лежандра получаемый  
 $D = 5$ -мерный лагранжиан суперсимметричен вне массовой по-  
верхности, однако приходится вводить в алгебру так называе-  
мые центральные заряды, которые слегка модифицируют анти-  
коммутаторы (21) и (24).

В настоящем разделе мы приведем свойства  $D = 6$ -мерного  
лагранжиана, предложенного в работе /1/.

Рассмотрим действие Янга-Миллса в  $D = 6$ -мерном прост-  
ранстве для поля Дирака. В приспособленном представлении ка-



либровочной группы:

$$S = \int d^6 x \left\{ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + i \bar{\lambda}^a \gamma \cdot D \lambda^a \right\}, \quad (26)$$

где

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \lambda_\nu^a - \partial_\nu \lambda_\mu^a + g f^{abc} \lambda_\mu^b \lambda_\nu^c, \quad (27)$$

$$D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - g f^{abc} \lambda_\mu^b \lambda^c, \quad (28)$$

$\mu, \nu$  пробегает значения 0, 1, 2, 3, 5, 6.  $\{\gamma_\mu, \gamma_\nu\} = \alpha \gamma_{\mu\nu}$ ,

$\gamma_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1, -1, -1)$ ,  $\sum_{\mu\nu} = \frac{1}{4} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ .  $\lambda^a$  - восьмикомпонентные спиноры, удовлетворяющие условию киральности

$$(1 - \gamma_4) \lambda = 0, \quad \text{где } \gamma_4 = \gamma_0 \cdot \gamma_1 \cdots \gamma_6. \quad (29)$$

Действие (26) инвариантно относительно суперобразований с киральными параметрами  $\rho$

$$\delta \lambda_\mu^a = \frac{1}{2} i (\bar{\rho} \gamma_\mu \lambda^a - \lambda^a \gamma_\mu \rho), \quad (30)$$

$$\delta \lambda^a = - \sum_{\mu\nu} \rho F^{\mu\nu a}, \quad (31)$$

если воспользуемся уравнения движения

$$D_{\mu\nu}^a \lambda^a + g f^{abc} \lambda^b \gamma_\nu \lambda^c = 0, \quad (32)$$

$$\gamma^\mu D_\mu \lambda^a = 0. \quad (33)$$



Калибровочные преобразования  $\delta_G(\lambda)$  легче определить в метричном представлении полей  $A^a$  и  $A_M^a$ :

$$A = G^a A^a, \quad A_M = G^a A_M^a, \quad (34)$$

где  $G^a$  - генераторы калибровочной группы.

$$A_M + \delta_G(\lambda) A_M = e^{-i\lambda} (A_M - i F_M) e^{i\lambda}, \quad (35)$$

$$A + \delta_G(\lambda) A = e^{-i\lambda} A e^{i\lambda}. \quad (36)$$

### 5. Прямая редукция на $D = 5$ -мерное пространство

Для прямой редукции на  $D = 5$ -мерное пространство представим  $\gamma_M$ -матрицы в следующем виде:

$$\gamma_m = \Gamma_m \otimes \beta_3, \quad m = 0, 1, 2, 3, 4, \quad (37)$$

$$\gamma_5 = i \beta_1,$$

$$\gamma_2 = \beta_2.$$

В этих обозначениях условие хиральности (Вейлеовости) - (2.1) дает

$$A \begin{pmatrix} \chi \\ i\chi \end{pmatrix}, \quad (38)$$

где  $\chi$  - четырехкомпонентные комплексные спиноры.

Предположим, что пятикомпонентный вектор группы  $SO(5,1) - A^a$  относительно подгруппы  $SO(4,1)$  разбивается на две части

$$\begin{aligned} A_m^a &= A_m^a, \quad m = 0, 1, \dots, 4, \\ A_5^a &= S^a, \end{aligned} \quad (39)$$



где  $S^a$  - скаляр относительно  $SO(4,1)$ .

И, наконец, допустим, что поля  $\chi$ ,  $A_m$  и  $S^a$  от пятой компоненты координат  $\mathcal{I}_5$  не зависят.

Тогда легко видеть, что в (26)

$$-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\nu\alpha} = -\frac{1}{4} F_{mn}^a F^{mna} - \frac{1}{2} D_m S^a D^m S^a, \quad (40)$$

$$i \bar{\lambda}^a \gamma D \lambda^a =$$

$$= 2i \bar{\chi}^a \Gamma^m L_m \chi^a + 2i g f^{abc} S^c (\bar{\chi}^a \chi^b), \quad (41)$$

и мы получаем лагранжиан в  $D = 5$ -мерном пространстве, который симметричен относительно супер-преобразований (30) и (31), переписанных в терминах полей в пятимерном пространстве:

$$\delta A_m^a = 2 [\bar{\beta} \Gamma_m \chi^a - \bar{\chi}^a \Gamma_m \beta],$$

$$\delta S^a = -2i [\bar{\beta} \chi^a - \chi^a \beta],$$

$$\delta \chi^a = \frac{1}{2} \sum_{mn} F^{mn} \beta + \Gamma^m \{ \partial_m S^a + g f^{abc} - A_m^b S^c \} \beta, \quad (42)$$

где  $\beta$  - параметр суперсимметричных преобразований.

После несложных преобразований можно показать, что преобразование (42) на массовой поверхности с точностью до заданных преобразований замыкается на антикоммутиционное соотношение (21).

Таким образом, нами построена реализация суперсимметричной алгебры (19) и (21) на массовой поверхности для суперсимметричного Янга-Миллса с произвольной полупростой группой Ли.



6. Размерная редукция преобразованием Лежандра

Идея размерной редукции с помощью преобразований Лежандра основана на простом наблюдении в каноническом формализме механики. Плотность гамильтониана  $\mathcal{H}$ , определенная из плотности лагранжиана  $\mathcal{L}(x)$  стартовым образом

$$\mathcal{H}(x) = -\mathcal{L}(x) + \sum_{\varphi} \dot{\varphi}(x) \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\varphi}(x)}, \quad (43)$$

приводит к независимому от времени гамильтониану

$$\dot{H} = \frac{d}{dt} \int d^3x \mathcal{H}(x) = 0 \quad (44)$$

Таким образом, если предположим, что  $\mathcal{H}(x)$  есть действие некой системы, то оно эффективно определено в пространстве с измерением на единицу меньше изначального. Зависимость от  $t$  "исчезает" на массовой поверхности.  $\mathcal{H}(x)$  в общем зависит от  $t$  и уравнение (44) оправдливо при выполнении уравнений движения. Более того, опять-таки на массовой поверхности,  $H$  инвариантен относительно преобразований, которые сохраняют лагранжиан с точностью до полной производной:

$$\delta \mathcal{L} = \mathcal{L}^{\mu} K_{\mu}, \quad (45)$$

$$\delta H = 0.$$

При применении изложенной идеи к нашему "шестиугольному" лагранжиану (26), будем предполагать, что  $\tau_6$  является координатой "времени" и будем совершать по нему преобразование Лежандра. Полученный гамильтониан на массовой поверхности будет удовлетворять уравнению типа (44) и, таким об-



разом, не будет зависеть от  $x_6$ . Получаемая при этом мощность гамильтониана выглядит как лагранжиан в пятимерном пространстве:

$$-H_6 \leftrightarrow \mathcal{L}(s) \quad -H_6 \leftrightarrow S_5 = \int d^5x \mathcal{L}(s) \quad (46)$$

Определенное таким образом действие в пятимерном пространстве будет содержать явную зависимость от  $x_6$ , однако, удовлетворяя уравнению  $x_6$ -инвариантности

$$\frac{dS(s)}{dx^6} = 0 \quad (47)$$

при удовлетворении "уравнений движения" в шестимерии:

$$\frac{d}{dx^6} \varphi = \frac{\partial H(\varphi, \Pi)}{\partial \Pi}, \quad \frac{d}{dx^6} \Pi = -\frac{\partial H(\varphi, \Pi)}{\partial \varphi}, \quad (48)$$

где  $\Pi$  есть канонический сопряженный импульс к  $\varphi$ :

$$\Pi = \frac{\partial \mathcal{L}(\varphi, \frac{d}{dx^6} \varphi)}{\partial (\frac{d}{dx^6} \varphi)} \quad (49)$$

Таким образом, размерная редукция с помощью преобразования Лежандра, в отличие от прямой редукции, оставляет явную зависимость от "лишней" координаты  $x_6$ , лиша ее первоначального геометрического смысла и оставляя ее лишь как некий дополнительный параметр в пятимерной теории. Такая ситуация хорошо знакома в геометрии и приводит к реализации симметрии с центральными зарядами. В пятимерной теории трансляция по  $x_6$ , определенная с помощью уравнений (48), порождает действие центрального заряда  $Z$ , а не поведение



во времени. С другой стороны, с точки зрения канонического формализма, "уравнения движения" (46), в пятимерии являются связями, которые, в частности, ограничивают число независимых полей, обрывая разложения в ряд Тейлора по  $x_6$ .

Еще одно существенное достижение данной редукции заключается в том, что замыкание супералгебры, которое для лагранжиана (26) происходит на массовой поверхности, т.е. с использованием уравнений движения (48), для пятимерного лагранжиана (46) достигается вне массовой поверхности, ибо уравнения (48) для пятимерии уже не являются уравнениями движения. При этом канонические импульсы, которые вводятся при переходе от лагранжевого формализма к гамильтоновому формализму, являются теми вспомогательными полями, которые необходимы в реализациях суперсимметрии вне массовой поверхности.

После прояснения связи между переходом к каноническому формализму и размерной редукцией, применим вышележащий метод к действию (26).

Для канонических импульсов получаем:

$$P(A_\mu) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{A}_\mu} = F_{5\mu} \equiv V_\mu, \quad (50a)$$

$$P(\pi) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\pi}} = i \bar{\pi} \gamma_5, \quad (50b)$$

$$P(\bar{\pi}) = -i \gamma_5 \pi. \quad (50b')$$

Из (50a) в частности получаем связь:

$$V_5 = 0, \quad (51)$$

что является аналогом уравнения  $\vec{\nabla} \vec{E} = 0$  в эле тродина-



мике.

Для плотности "гамильтониана" получаем:

$$\mathcal{H} \equiv \sum \mathcal{H}(\phi_i) \phi_i - \mathcal{L} = \frac{1}{4} F_{mn}^a F^{mna} - \frac{1}{2} V_m^a V^{ma} - i \bar{\lambda}^a \Gamma^m D_m \lambda^a - V_a^m D_m \mathcal{H}_5^a + igf^{abc} \mathcal{H}_5^b \bar{\lambda}^a \lambda^c. \quad (52)$$

или в обозначениях (36), (38) и (39):

$$-\mathcal{H} = -\frac{1}{4} F_{mn}^a F^{mna} + \frac{1}{2} V_m^a V^{ma} + 2i \bar{\chi}^a \Gamma^m D_m \chi^a + V_a^m D_m S^a + 2igf^{abc} S^b (\bar{\chi}^a \chi^c). \quad (53)$$

Действие, построенное из  $\mathcal{H}$  будет инвариантным, если удовлетворяются уравнения движения в шестимерном пространстве, которые имеют вид:

$$0 = D^m V_m^a - 2igf^{abc} (\bar{\chi}^b \chi^c). \quad (54)$$

$$D_5 V_m^a = D^n F_{nm} - 2igf^{abc} (\bar{\chi}^b \Gamma_m \chi^c), \quad (55)$$

$$D_5 \lambda = \Gamma^m \Gamma^5 D_m \lambda. \quad (56)$$

Уравнение (54) есть связь, которая должна быть учтена в (53), тогда как (55) и (56) задают действие центрального заряда на операторы полей. С учетом связи (54) лагранжиан в пятимерном пространстве принимает вид:

$$\tilde{\mathcal{L}}_{(5)}^{N=2} = -\mathcal{H} = -\frac{1}{4} F_{mn}^a F^{mna} + \frac{1}{2} V_m^a V^{ma} + 2i \bar{\chi}^a \Gamma^m D_m \chi^a. \quad (57)$$

Этот лагранжиан инвариантен относительно суперсимметричных преобразований

$$\delta A_m = \frac{1}{2} i (\rho \Gamma_m \lambda - \bar{\lambda} \Gamma_m \rho), \quad (58)$$

$$\delta \lambda = -\Sigma_{mn} \rho \Gamma^{mn} - \Gamma^m \Gamma^5 \rho \gamma_m, \quad (59)$$

$$\delta \gamma_m = i \bar{\rho} \Sigma_{mn} \Gamma^5 D^n, \quad (60)$$

которые замыкаются вне массовой поверхности

$$[\delta(\rho), \delta(\eta)] = \xi^m \mathcal{J}_m + \xi^5 \mathcal{J}_5 - \delta_G(\xi^m \mathcal{J}_m), \quad (61)$$

$$\xi^m = i \bar{\eta} \Gamma^m \rho - i \bar{\rho} \Gamma^m \eta; \quad \xi^5 = i \bar{\eta} \rho - i \bar{\rho} \eta, \quad (62)$$

$$\xi_5 = i \eta \Gamma_5 \rho - i \rho \Gamma_5 \eta. \quad (63)$$

Калибровочно ковариантное преобразование с центральным зарядом  $\delta_G$  можно переписать как

$$\delta(x) = \mathcal{J}_5 - \delta_G(s)$$

и эффект его действия на поля выражается уравнениями:

$$\delta_x H_m = V_m.$$

$$\delta_x V_m = D_5 V_m.$$

$$\delta_x \lambda = D_5 \lambda.$$

Таким образом, нами построена реализация супералгебры вне массовой поверхности с центральным зарядом. При этом из (57) очевидно, что  $V_m$  не является динамической переменной и играет важную роль в замыкании супералгебры в уравнениях (58), (59), (60), т.е. является вспомогательным полем.



### Լիտերատուրա

1. L.Brink, J.H.Schwarz, J.Scherk. Nucl. Phys. B121, 77 1977.
2. M.F.Sohnius, K.S.Stelle, P.West. Nucl. Phys. B173, 127, 1980.
3. S.Mandelstam, Nucl. Phys. B213, 149, 1983 ; L.Brink, O.Lindgren, B.E.W.Nilsson. Phys. Lett. 123 B, 323, 1983.
4. Th. Kaluza. Sitzungsber, Preuss., Akad. Wiss. Berlin, Math. Phys. K1, 966, 1921.
5. O.Klein, Theory of Relativity, Z. Phys, 37, 895, 1925.
6. В.Г.Кадышевский. ЭЧАЯ, т.П.,вып.1,5, 1980.

### 8. ՆԱԾԱԿԻՆ

$SO(4,1) \oplus T_5$  - չափոս սըմբոսնույթրուրո թվարոմոնոս ԾԱԿԻՆ  
ԿՐՑՈՒՄ

ԾԱԿԻՆՈՒՐՈՒՄ  $SO(4,1) \oplus T_5$  ՎԵՐՅՈՒՄՆ ՍՄԵՐՍՆՈՒՅԹՐՈՒՐՈ թվարոմոնոնս  
ՎԻՄՈՒՆԱ. ՉԱՆՑ-ԾՈՒՆՈՒՄ ՏԵՐՐՈՒՄՆՍԱՏՐՈՒՄ ՓԱՆՏՈՒՈՒՐՈՒՄՈՒՄ ԿՐՅԵՄ-  
ԳՐՈՒՄՆ ՍԱՏՅՄԵՐՈՒՄՆ ՎԵՐՅՈՒՄՆ ՈՒՅՐՅՈՒՄՆ ՎԵՐՅՈՒՄՆ ԿՐՅՈՒՄՆՈՒՄՆ.

ԿՐՅՈՒՄՆՈՒՄՆ ՄԱՍՏՐ ԵՐՊԱՍՈՒՐՈՒՄՆ ՎԵՐՅՈՒՄՆ ՍՈՒՐՊԱՍՈՒՐՈ ՓԱՆՏՈՒՈՒՐՈՒՄՈՒՄ  
ԿՐՅԵՄՈՒՄՆ ՍԱՄԻՅՎՈՒՄՈՒՄ, ՄԱՍՈՒՐ ԿՈՒՅՍԱՅ ՎՐԱ ՄԱՍՏՐ ԵՐՊԱՍՈՒՐՈՒՄՆ  
ԿՐՅՈՒՄՆՈՒՄՆ ՎԵՐՅՈՒՄՆ ԳՐՆՏՐԱՎՏՐՈՒՄՆ ՄԻՅՅՐՈՒՄՆ ՄԵՍԿՐՈՒՐՈՒՄՆ ՓԱՆՏՈՒՈՒՐՈՒՄՈՒՄ  
ԿՐՅԵՄՈՒՄՆ ՈՒՅՐՅՈՒՄՆ ԳՐԱՆՏՐՈՒՄՆՈՒՄՆՈՒՄՆ ՈՒՅՐՅՈՒՄՆՈՒՄՆ.



Sh. Vashakidze

ON THE SUPERSYMMETRIC EXTENSION OF THE

$SO(4,1) \otimes T_5$  GROUP

Summary

The problem of supersymmetric extension of the  $SO(4,1) \otimes T_5$  algebra is studied. The realization of supersymmetry for the Yang-Mills field theory is constructed on the basis of the dimensional reduction technique. On-shell realization is constructed with the help of the naive dimensional reduction, while the off-shell realization with central charges is achieved with the Legendre transformation reduction.

260, 1985

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАСТИ ИСПУСКАНИЯ  
ВТОРИЧНЫХ  $\mathcal{P}$ -МЕЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В  $\mathcal{P}$ - $\rho$  ВЗАИМО-  
ДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 ГэВ/с

Д.Т.Джаничарадзе, Н.И.Куциди, Р.Г.Салуквадзе, Д.И.Хубуа

В данной работе продолжены начатые ранее /1/ исследова-  
ния пространственных характеристик области испускания вто-  
ричных  $\mathcal{P}$ -мезонов. В основе метода определения таких харак-  
теристик лежат корреляции, связанные с бозе-симметризацией  
волновых функций тождественных пионов и проявляющиеся в бо-  
лее частом образовании одноименнозаряженных пионов с близ-  
кими значениями 4-импульсов по сравнению со случаем отсутст-  
вия какой-либо интерференции /2/.

Положим

$$d\mathcal{G}_{\mp\mp} = d\tilde{\mathcal{G}}_{\mp\mp} (1 + \delta), \quad (1)$$

где  $d\mathcal{G}_{\mp\mp}$  и  $d\tilde{\mathcal{G}}_{\mp\mp}$  - сечения образования пар пионов  
одного знака при наличии и отсутствии интерференции, соот-  
ветственно;  $\delta$  - интерференционный член, удовлетворяющий  
условию: при  $\Delta p \equiv |p_1 - p_2| \rightarrow 0$   $\delta \rightarrow 1$ , тогда как при





$\Delta p \rightarrow \infty \quad \delta \rightarrow 0$  ( $p_1$  и  $p_2$  - 4-импульсон  $\mathcal{P}$ -мезонов).

Предположение, что точечные источники пионов расположены равномерно на поверхности сферы с радиусом  $\chi_c$  и при этом она "включается" одновременно /2,3/, приводит к следующему выражению для  $\delta$ :

$$\delta = \frac{[2J_1(q_1 \chi_c) / (q_1 \chi_c)]^2}{1 + (q_0 \tau)^2}, \quad (2)$$

где  $\vec{q}_1 = \vec{q} - (\vec{q} \cdot \vec{n})\vec{n}$ ,  $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ ,

$$\vec{n} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|}, \quad q_0 = |E_1 - E_2|,$$

$J_1(x)$  - функция Бесселя I-го порядка,  $\tau$  - время жизни источника. Для малых  $q_1$  и  $q_0$  ( $q_0 \tau \ll 1$ ) выражение (2) упрощается и принимает вид:

$$\delta \approx \frac{\mathcal{A}}{1 + (q_0 \tau)^2}, \quad (3a)$$

$$\delta \approx \mathcal{A} \exp(-q_1^2 \chi_c^2 / 4). \quad (3b)$$

Параметр  $\mathcal{A}$  отражает степень когерентности испускания  $\mathcal{P}$ -мезонов и в случае отсутствия интерференции  $\mathcal{A} \equiv 0$ .

(С другой стороны, допуская, что точечные источники имеют гауссовское распределение в пространстве

$$\rho(\vec{r}) = (2\mathcal{P}\chi_r^2)^{-3/2} \exp(-\vec{r}^2 / 2\chi_r^2), \quad (4)$$

где  $\rho(\vec{r})$  - плотность вероятности испускаемого пиона из точки с радиус-вектором  $\vec{r}$ ,  $\chi_r$  - величина, интерпретируемая как средний радиус области испускания, получим следующее выражение для  $\delta$  [4]:

$$\delta = \frac{\exp(-\bar{q}^2 \chi_r^2)}{1 + (q_0 \tau)^2} \quad (5)$$

Для малых разностей энергий пионов  $q_0$  формула (5) упрощается:

$$\delta = A \exp(-\bar{q}^2 \chi_r^2) \quad (6a)$$

Интегрируя по  $q_0$ , имеем [5]:

$$\delta = A \exp(-\beta Q^2), \quad (6b)$$

где  $Q^2 = M_{\pi\pi}^2 - (2m_\pi)^2$ ,  $M_{\pi\pi}$  - эффективная масса пары пионов,  $m_\pi$  - масса покоя пиона. Параметр  $\beta$  связан с  $\chi_r$  соотношением [5]:

$$\chi_r = K \sqrt{\beta}, \quad K = 0,1973 \text{ фм/ГэВ}$$

Нужно отметить, что при сферическом расположении источников среднеквадратичный радиус области испускания  $\langle \chi^2 \rangle^{1/2}$  равен  $\chi_c$ , тогда как в предположении распределения Гаусса

$$\langle \chi^2 \rangle = \sqrt{3} \chi_r$$

Поэтому при сравнении результатов анализа по двум разным

предположениям необходимо пользоваться соответствующими значениями  $\langle \chi^2 \rangle^{1/2}$ .

Использованные нами экспериментальные данные получены при экспозиции 1-метровой ВК ЛВЭ ОИЯИ пучком  $\mathcal{N}^-$ -мезонов со средним импульсом  $4,91 \pm 0,05$  ГэВ/с. Для анализа использовалось  $1,8 \cdot 10^4$  4- и 6-лучевых событий, обработанных по программам геометрической реконструкции *THRESH* и кинематического фита каналов реакции *GRIND*. Это позволило разделить однозначно основную массу положительных треков на  $\mathcal{N}^+$ -мезоны и протоны /6,7/. Оставшимся неразделенными трекам приписаны массы  $\mathcal{N}$ -мезона и протона с весами, пропорциональными сечениями соответствующих каналов реакции.

Полученные на основе экспериментальных распределений по эффективной массе пар пионов отношения дифференциальных сечений  $R_{BE} \equiv d\sigma_{\pi^+\pi^-} / d\sigma_{+-}$  или функция переменных  $q_0$ ;  $q_1^2$ ;  $\vec{q}^2$  и  $Q^2$  аппроксимировались с помощью выражений:

$$R_{BE} = A \cdot \left[ 1 + \frac{A}{1 + (q_0 r)^2} \right] \quad (7a)$$

$$R_{BE} = A \cdot \left[ 1 + A \cdot \exp(-q_1^2 \chi_c^2 / 4) \right] \quad (7б)$$

$$R_{BE} = A \cdot \left[ 1 + A \cdot \exp(-\vec{q}^2 \chi_r^2) \right] \quad (7в)$$

$$R_{BE} = A \cdot \left[ 1 + A \cdot \exp(-\beta Q^2) \right] \quad (7г)$$

Добавочный параметр  $A$  связан с нормировкой распределений.



Как и ранее /1/, мы полагаем  $d\delta_{+-} = d\tilde{\delta}_{\mp\mp}$ , т.е. в качестве фона используем распределение равномерно заряженных пар пионов. Зависимости  $R_{\text{вс}}$  от  $q_1^2$  и  $\tilde{q}^2$  проиллюстрированы также на рис. 1 и 2.

Результаты аппроксимация данных приведены в табл.1, откуда видно, что описание согласно (7а) приводит к практически неопределенным значениям параметров. В случае применения зависимостей (7б) и (7в) имеем хорошее описание данных, при этом с ростом  $q_0$  величина  $\lambda$  имеет тенденцию к уменьшению (см. также /1/ и рис. 1 и 2). Наилучшее описание наших данных с наименьшими ошибками в определении параметров  $\lambda$  и  $\chi$  достигается с помощью формулы (7г). Поэтому для дальнейшего анализа будет использоваться только выражение (7г).

В табл. 2 приведены результаты анализа для отдельных каналов реакций. Оказалось, что в конечных состояниях с  $\rho^0$ -мезоном имеет место тенденция уменьшения размеров области испускания. Одно из возможных объяснений связано с тем, что

$\rho^0$ -мезоны в значительной степени являются продуктами распада  $\rho^\pm$ -мезонов, а ранее нами были получены указания на то, что  $\rho^\pm$ -мезоны, являющиеся продуктами распада  $\rho^0$ -мезона, испускаются из области, имеющей меньшие размеры /1/.

Процессы, идущие с большой передачей 4-импульса (и с большими  $p_L$ ), характеризуют взаимодействия на меньших расстояниях. Нами был проделан анализ зависимости параметров

$\lambda$  и  $\chi$  от величины  $t_{pp}$  для реакций с протоном в конечном состоянии, а также от величины  $p_L$  пионов. Резуль-



тати приведены в табл. 3, откуда видно, что тенденция уменьшения размеров области с ростом  $t$  к  $P_1$  имеет место и в данном случае. Аналогичные результаты были получены и в других работах (напр., /8/).

В табл. 4 представлены размеры области испускания пионов при ограничениях на углы вылета, где  $\theta^*$  - угол вылета  $\pi^-$ -мезонов в о.ц.м.;  $\psi^*$  - угол между направлением пучка и величиной  $\vec{p}^* = \vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*$  в о.ц.м.;  $\varphi^*$  - угол между пучком и величиной  $\vec{q}^* = \vec{p}_1^* - \vec{p}_2^*$  в о.ц.м. Значения  $\cos \theta^* \geq 0,55$  и  $\cos \psi^* > 0,7$  отражают поперечные размеры области испускания, тогда как значения  $\cos \varphi^* \leq 0,7$  и  $\cos \psi^* > 0,7$  определяют в большей степени продольные размеры области.

Из табл. 4 видно, что значения  $\chi$  для продольного размера значительно меньше, что указывает на оплошутый вдоль пучка вид области испускания (см. также /9/).

С целью выяснения, не обусловлены ли экспериментально наблюдаемые корреляции в области малых эффективных масс пар одновременно заряженных пионов кинематикой многоточечных реакций, было проведено моделирование методом Монте-Карло с помощью программы FOWL канала реакции



при 5 ГэВ/с. Для получения наилучшего согласия с экспериментом были использованы результаты анализа данных в продольном фазовом пространстве (метод LPS-анализа). Разыгрываемые события распределялись по соответствующим областям фазового пространства с весами, полученными экспериментально

в работе /6/. Отметим, что это позволяет также учесть различие в зарядах пионов, образующихся в разных областях фазового пространства, в частности, эффект лидирующих  $\pi^-$ -мезонов. При моделировании было учтено сильное образование резонансов:  $\rho^0$ -мезонов и  $\Delta^{++}$ -изобар в реакциях

$K^- p \rightarrow \rho^0 \pi^-$  и  $K^- p \rightarrow \Delta^{++} \pi^- \pi^-$ , приводящих к конечному состоянию (5). Вклад канала с  $\rho^0$ -мезонами был равен 40%, а с  $\Delta^{++}$ -изобарой - 27%, согласно данным работы /6/.

Учитывалась также экспоненциальная зависимость сечения процесса (8) от  $t$  в виде  $d\sigma/dt \sim \exp(-\alpha t)$ , причем величина  $\alpha = 8,5$  для  $M_{p\pi^+} \leq 1,32$  ГэВ и  $\alpha = 2,5$  для

$M_{p\pi^+} > 1,32$  ГэВ опять-таки согласно /6/.

Полученные результаты моделирования совместно с экспериментальными данными представлены на рис.3 в виде зависимости отношения  $R_{BE}$  от  $Q^2$  (отметим, что значения  $R_{BE}^{MOD}$  нормированы на  $R_{BE}^{ЭКСП}$  в интервале  $0 < Q^2 < 0,2$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>4</sup>). Видно, что распределение  $R_{BE}^{MOD}$  в пределах статистических ошибок (находящихся на уровне  $\sim 10\%$ ) практически не зависит от  $Q^2$ . Это дает основание утверждать, что наблюдаемые в эксперименте корреляции при малых значениях  $Q^2$  обусловлены физическими явлениями, не связанными с кинематикой процесса.

Рассмотрим также корреляции для трех одновременно заряженных  $\pi^-$ -мезонов, распространив формулу (7Г) на этот случай. Результаты аппроксимации для наших данных приведены в табл. 5, откуда видно, что значения  $\chi$  существенно уменьшаются



(аналогичный результат получен и в работе /5/). Подобное поведение может быть вызвано как неправомерностью непосредственного применения формулы (7 г), так и другими причинами (см. также /10/).

В заключение можно отметить, что при анализе исследуемой реакции в рамках используемого метода полученные размеры отражают в большей степени область испускания пионов, связанную с первичным  $N^-$ -мезоном. Действительно, основной вклад в корреляции при малых эффективных массах дают  $N^- N^-$  пары, образование которых в 4-лучевых событиях (составляющих ~ 90% всей статистики) возможно только в области фрагментации пучка, тогда как вклад  $N^+ N^+$  пар, образующихся в области фрагментации протона, существенно меньше (по нашей оценке на основе данных работы /6/ он не превышает 15+20% во всех 4-лучевых событиях), а центральное рождение при столь небольшой первичной энергии отсутствует.

Поступила 22.V.1988

Институт физики высоких энергий ТГУ

#### Литература

1. А.Ш.Гавашела и др. Сообщения АН СССР, "Мозамба", 119, 277, 1985.
2. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЯФ, 15, 392, 1972.
3. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЯФ, 18, 656, 1973.  
G.Cocconi, Phys. Lett., 49B, 459, 1974.
4. Р.Леднашки, М.И.Подгорецкий, ЯФ, 30, 837, 1979.
5. W.Koch, DESY preprint 82-072, Hamburg, 1982.
6. Х.Беттхар и др. Сообщения ОИЯИ, P1-6846, Дубна, 1972.
7. Д.Н.Абесалашвили и др. Сообщения ОИЯИ, P1-7027, Дубна, 1973.



- 8. Н. Ангелов и др. ЯФ, 33, 1257, 1981,
- 9. M.Deutschmann et al. Nucl. Phys., B103, 198, 1976.
- 10. М.И.Подгорешский. Сообщения ОИЯИ, P2-85-54, Дубна, 1985.

რ. ხინჯარაძე, ნ. კუციანი, რ. სალუკვაძე, ჯ. ხუბუა  
 შტამბახის ბათუმისკენ არის სივრცითი მახასიათებლები  
 შტამბახის ბათუმისკენ 5 გევი /c -ზე

რეზიუმე

შტამბახის ბათუმისკენ 4 და 6 სხივობანი მუდმივხვედრისათვის, ჩამოვლილი რეკონსტრუირებულია I მუდმივი წყაროს კონფიგურაცია, სადა რეკონსტრუირებულია ერთნაირად დაშვებული პიონების მონაცემების კორელაციების ანალიზი. განსაზღვრულია პიონების გამოსხივების არის მახასიათებელი მნიშვნელობების სტრუქტურა და გაუსის განაწილებების დაშვებები. დაკვირვება, რომ გამოსხივების არე მუდმივხვედრულია მაკაის განაწილებით.  $P_{\pm}$  და  $t$  სივრცითი მონაცემების დაკვირვება გამოსხივების არის მუდმივი.

D.Jincharadze, N.Koutsidi, R.Salukvadze, J.Khubua

SPATIAL FEATURES OF THE  $\pi^-$  - MESONS EMISSION REGION IN  $\pi^-p$  INTERACTIONS AT 5 GEV/C

Summary

An analysis of correlations between pions of the same charge with close 4-momenta is made on the basis of 4- and 6-pronged events in  $\pi^-p$  interactions registered in 1-meter HBC of the LHE JINR. Typical sizes of the pion emission region are determined, assuming the spherical and the gaussian distributions of the sources. It is shown that the emission region is flattened along the beam axis, its size diminishing with the growth of  $P_{\pm}$  and  $t$ .



Таблица I

Коммерки отбора	$\lambda$	$\sigma_{\Sigma}, \sigma_{\Sigma}, \sigma_{\Sigma}, \sigma_{\Sigma}, \sigma_{\Sigma}$ ФМ	$\sigma_{\Sigma}, \sigma_{\Sigma}, \sigma_{\Sigma}, \sigma_{\Sigma}, \sigma_{\Sigma}$ ФН	$P(\sigma_{\Sigma})$
<b>I. <u>Повышенность оферры</u></b>				
1. По формуле (7а)				
а) $Q_1^1 < 0,05 (\Gamma_{\Sigma B} / \sigma)^2$	$0,41 \pm 0,27$	$1,63 \pm 1,14$	$1,63 \pm 1,14$	0,19
б) $Q_1^1 < 0,01 (\Gamma_{\Sigma B} / \sigma)^2$	$0,45 \pm 1,21$	$0,90 \pm 1,35$	$0,90 \pm 1,35$	0,60
2. По формуле (7б)				
в) $Q_0 < 0,1 \Gamma_{\Sigma B}$	$0,61 \pm 0,12$	$2,30 \pm 0,38$	$2,30 \pm 0,36$	0,19
г) $Q_0 < 0,25 \Gamma_{\Sigma B}$	$0,54 \pm 0,12$	$2,92 \pm 0,42$	$2,92 \pm 0,42$	0,36
д) $Q_0 < 0,5 \Gamma_{\Sigma B}$	$0,36 \pm 0,10$	$3,00 \pm 0,62$	$3,00 \pm 0,62$	0,31
<b>II. <u>Распределение Гаусса</u></b>				
3. По формуле (7в)				
е) $Q_0 < 0,1 \Gamma_{\Sigma B}$	$0,71 \pm 0,12$	$1,04 \pm 0,15$	$1,80 \pm 0,26$	0,52
ж) $Q_0 < 0,25 \Gamma_{\Sigma B}$	$0,69 \pm 0,08$	$0,84 \pm 0,11$	$1,45 \pm 0,19$	0,18
з) $Q_0 < 0,5 \Gamma_{\Sigma B}$	$0,64 \pm 0,08$	$0,90 \pm 0,12$	$1,56 \pm 0,21$	0,26
4. По формуле (7г)	$0,78 \pm 0,09$	$1,12 \pm 0,09$	$1,94 \pm 0,16$	0,82

Результаты аппроксимации данных для 4- и 6-лучевых особавай согласно формулам (7).



Канал реакции	$\lambda$	$R, \phi_M$	$P(x^1)$
а) $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ 3\pi^-$ $\rightarrow \pi^+ \pi^+ 2\pi^-$	$1,14 \pm 0,69$	$1,67 \pm 0,51$	0,71
б) $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ 3\pi^- 9^0$ $\rightarrow p \pi^+ 2\pi^- 9^0$	$0,55 \pm 0,19$	$0,98 \pm 0,28$	0,27
в) $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ 3\pi^- 2^0$ $p \pi^+ 2\pi^- 2^0$	$0,54 \pm 0,27$	$1,19 \pm 0,40$	0,76
г) $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ 3\pi^-$ $\rightarrow n 2\pi^+ 2\pi^-$	$1,11 \pm 0,41$	$1,36 \pm 0,30$	0,87
д) $\pi^- p \rightarrow n 3\pi^+ 3\pi^- 2^0$ $n 2\pi^+ 2\pi^- 2^0$	$0,75 \pm 0,14$	$1,08 \pm 0,14$	0,42

Результаты авторежимных данных в отдельных каналах реакции  
согласно (71)

Критерии отбора	$\lambda$	$\gamma, \varphi_H$	$P(\chi^2)$
а) $P_1 \leq 0,2$ ГэВ/с	$0,81 \pm 0,17$	$1,17 \pm 0,19$	0,10
б) $P_1 > 0,2$ ГэВ/с	$0,74 \pm 0,11$	$0,73 \pm 0,10$	0,59
в) $ t_p  < 0,2$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$1,42 \pm 0,68$	$1,41 \pm 0,39$	0,93
г) $0,2 <  t_p  < 1,1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$0,55 \pm 0,20$	$1,03 \pm 0,32$	0,82
д) $ t_p  \geq 1,1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$0,52 \pm 0,16$	$0,78 \pm 0,31$	0,32

Результаты аппроксимации данных для 4- и 6-лучевых событий согласно (7г) при ограничениях на  $P_1$  пионов и квадрат переданного 4-импульса к протону (для событий с протоном в конечном состоянии).

Таблица 4

Критерии отбора	$\lambda$	$\gamma, \varphi_H$	$P(\chi^2)$
а) $\cos \theta^* \geq 0,55$	$1,21 \pm 0,31$	$1,53 \pm 0,23$	0,02
б) $\cos \theta^* < 0,55$	$0,63 \pm 0,12$	$0,83 \pm 0,19$	0,24
в) $\cos \psi^* > 0,7$	$1,19 \pm 0,23$	$1,33 \pm 0,15$	0,73
г) $\cos \psi^* \leq 0,7$ и $\cos \psi^* > 0,7$	$0,71 \pm 0,18$	$0,86 \pm 0,25$	0,04

Результаты аппроксимации для 4- и 6-лучевых событий согласно (7г) при различных ограничениях на углы вылета пионов.

Таблица 5

Зарядовые комбинации	$\lambda$	$\gamma, \varphi_H$	$P(\chi^2)$
$N_{---} / N_{--+}$	$0,83 \pm 0,54$	$0,57 \pm 0,19$	0,99
$N_{+++} / N_{++-}$	$1,12 \pm 0,54$	$0,59 \pm 0,13$	0,96

Результаты аппроксимации данных для трех пионов на 6-лучевых событиях согласно (7г).

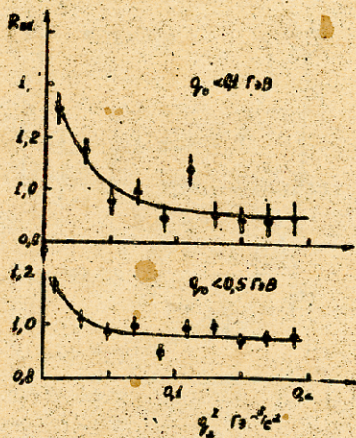


Рис. I. Зависимость с отношения  $R_{\nu\bar{\nu}} = \frac{d\sigma_{\nu\bar{\nu}}}{d\sigma_{\nu\bar{\nu}}}$  от  $q_1^2$  для 4-и 6-лучевых событий при разных значениях  $q_0$ :  
 а)  $q_0 < 0.1 \text{ GeV}$ ; б)  $q_0 < 0.5 \text{ GeV}$ . Кривые - результат аппроксимации согласно (76).

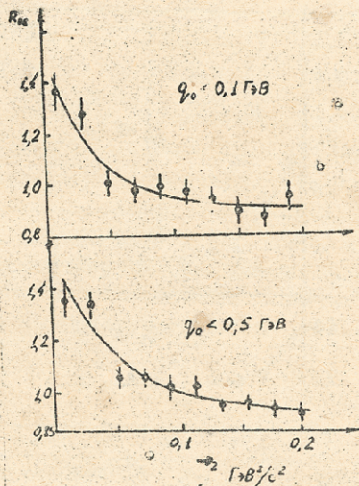


Рис. 2. Зависимость от значения  $R_{BE} = \frac{d\sigma_{+-}}{d\sigma_{+-}}$  от  $q^2$  для 4- и 6-лучевых событий при разных значениях  $q_0$ : а)  $q_0 < 0,1 \text{ GeV}$  б)  $q_0 < 0,5 \text{ GeV}$ . Кривые - результат аппроксимации согласно (7в).

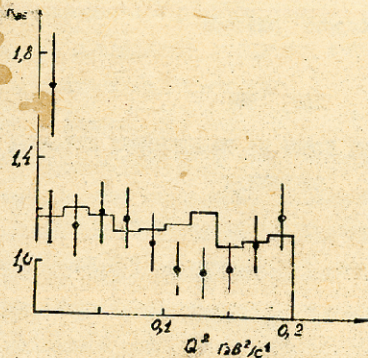


Рис.3. Зависимость отношения  $R_{\nu e} = \frac{d\sigma_{\nu e}}{dE}$  от  $Q^2$  для канала  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ . Точки - экспериментальные значения; гистограмма - результаты моделирования.



ფიზიკის ფაკულტეტის სემინარი  
საბუნებისმეტყველო მეცნიერებების განყოფილება

260, 1985

ВОЛНОВОДНЫЙ ЛАЗЕР НА СПИДЕВИДНЫХ АКТИВНЫХ  
ЭЛЕМЕНТАХ

М.И.Дзигвада, А.В.Мазарев, Г.Г.Ишквандзе,  
М.Н.Бакунашвили, Г.Л.Алексидзе, Г.Н.Кекелидзе

I. Введения

В работах /1,2/ сообщалось о получении генерации неодимового лазера, активным элементом которого являлось силикатное стекло, выполненное в виде тонкой спирали диаметром ~ 1 мм и длиной до 40 см. В отличие от лазера, рассматриваемого в работах /3-5/, в котором тонкие активные элементы имели длину около 10 см и для возникновения генерации было необходимо использование зеркал резонатора Фабри-Перо, рассматриваемые нами активные элементы имели пассивную оболочку и при длинах 30-40 см, из-за наличия как резонансной (отражения от торцов), так и нерезонансной (отражения от оптических неоднородностей) обратной связи, генерация лазера наблюдалась и отсутствовала в зеркал оптического резонатора /1,2,6/

Исследования временных характеристик спидеидного неодимового лазера показало, что в излучении наблюдаются регулярные импульсные импульсы генерации, обусловленные просвет-

041135730  
0182411033

лением короткоживущих центров окраски, возникающих в определенных областях под действием фиолетовой части спектра накачки. В отстоянии центров окраски был достигнут квазипрерывный режим генерации с релаксационными колебаниями в излучении лазера, а применением пассивных затворов был достигнут режим самосинхронизации мод /6/.

Исследование влияния пассивной оболочки оптически активного элемента на временные и энергетические характеристики лазера показало, что подавление кольцеобразных типов колебаний пассивной оболочкой резко улучшает энергетические параметры лазеров: порог генерации падает на 15-20%, а энергия излучения возрастает примерно на порядок /2,6,7/. Именно наличием пассивной оболочки и возможностью осуществления волноводного режима генерации обусловлены большие перспективы их использования как в промышленности для лазерной обработки материалов, так и в научных исследованиях.

Дальнейшее повышение энергии и мощности стимулированного излучения оптически активного лазера может быть осуществлено как увеличением длины активного элемента, так и применением "катушки" оптических усилителей и усовершенствованием конструкции осветителей для оптически активных элементов. При этом надо полагать, что основным требованием для эффективной работы многоспидных волноводных лазеров является синхронность генерации всех оптически активных элементов.

В работе /8/ было показано, что при осуществлении оптической связи между активными стекловолоконными элементами может быть достигнут режим синхронной генерации группы активных волокон; в этом случае все волоконные активные эле-





менты генерируют как единая система и мощность излучения возрастает в  $N$  раз (где  $N$  - число активных, оптически связанных волокон).

В связи с этим, представляет несомненный интерес изучение временных и энергетических характеристик волноводного лазера, состоящего из группы активных спицевидных элементов, с целью осуществления оптической связи между отдельными его элементами. С другой стороны, использование спицевидных активных элементов (диаметр которых не превышает 2 мм) резко облегчает проблему охлаждения активного элемента и дает возможность осуществления генерации с большой частотой повторения импульсов.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования генерационных характеристик многоспицевого волноводного лазера и показано, что при обеспечении оптической связи между активными элементами можно достигнуть синхронной генерации всех спицевидных элементов.

## 2. Определение некоторых параметров спицевидных активных элементов

При исследовании твердотельных ОКГ важное значение имеет определение значения таких параметров активной среды, как вероятность индуцированного излучения, потери в резонаторе с активной средой, пороговая инверсия населенности генерации. Используя метод, приведенный в работе /9/, эти параметры можно определить для спицевидного лазера на неодимовом ст. кле.

Как известно, основные потери в резонаторе складываются

из следуют их величин: рассеяние и поглощения в активной среде, поглощение и пропускание в зеркалах и дифракционные потери. Наиболее просто оценить потери, связанные с выводом энергии излучения из резонатора. Потери волны при отражении от зеркал, как известно, можно определить по следующей формуле:

$$\alpha_R = -\frac{c}{L} \ln \sqrt{R_1 \cdot R_2}, \quad (1)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  - коэффициенты отражения зеркал,  $L = \ell_{рез} + (n-1)\ell_{кр}$  - длина оптического резонатора,  $\ell_{рез}$  - расстояние между зеркалами,  $\ell_{кр}$  - длина активного вещества,  $n$  - коэффициент преломления вещества.

Сумму остальных потерь резонатора - поглощения в зеркалах и в среде, рассеяние в активном веществе - можно определить экспериментально, если известна зависимость пороговой мощности накачки от коэффициента отражения зеркал [9]. Пороговая мощность накачки определяется из кинетических уравнений генерации лазера:

$$P_0 = \frac{1}{Wn} \cdot \frac{\alpha}{BN - \alpha}, \quad (2)$$

а значения пороговой населенности уравнений определяются так:

$$N_0 = \frac{\alpha}{BN}, \quad (3)$$

где  $W$  - вероятность перехода частиц с нижнего уровня на верхний;  $\tau$  - время жизни на метастабильном уровне;  $B$  - коэффициент Эйнштейна для индуцированного излучения;  $N$  -

концентрация активных ионов, а полные потери  $\alpha = \alpha_0 + \alpha_R$ .  
 $\alpha_R$  - потери на пропускание зеркал,  $\alpha_0$  - суммарные потери  
 в резонаторе без  $\alpha_R$ .

Уравнение (2) показывает, что для одного и того же ак-  
 тивного вещества при изменении коэффициента отражения зер-  
 кал пороговая мощность  $P_0$  накачки зависит только от  $\alpha_R$ .

Экспериментально найдя кривую зависимости  $P_0 = f(\alpha_R)$ ,  
 можно определить  $BN$  и  $\alpha_0$ , если взять отношение порого-  
 вых энергий накачки, соответствующих двум различным значени-  
 ям потерь  $\alpha_R$  из графика  $P_0 = f(\alpha_R)$ :

$$\frac{E_{01}}{E_{02}} = \frac{P_{01}}{P_{02}} = \frac{(\alpha_0 + \alpha_{R1})(3N - \alpha_0 - \alpha_{R2})}{(BN - \alpha_0 - \alpha_{R1})(\alpha_0 + \alpha_{R2})} \quad (4)$$

Здесь принято, что отношение пороговых энергий накачки  
 равно отношению пороговых мощностей накачки /10/.

Если составить такие соотношения для других пар значе-  
 ний  $\alpha_R$  и  $E_0$ , то получим систему алгебраических уравнений  
 для определения  $BN$  и  $\alpha_0$ .

...ами экспериментально была получена зависимость порого-  
 вой энергии накачки  $E_0$  от коэффициента отражения зеркал  
 $R_1$  и  $R_2$  для опцидального неодимового лазера.

Исследуемые образцы, длиной 40 см и диаметром 1,5 мм,  
 имели пассивную оболочку толщиной 0,2-0,3 мм; коэффициент  
 преломления активной среды  $n_{сер} = 1,54$ , а оболочки 1,47;  
 торцы были полированы. Активные элементы помещались в двух-  
 ламповый эллиптический отрагатель и возбуждались двумя пос-  
 ледовательно соединенными лампами типа ИФП-5000. Образцы



охлаждались дистиллированной водой или водным раствором  $K_2Cr_2O_7$ , отсекающим фиолетовую часть спектра накачки. При определении  $\alpha_R$  в формуле (1) в значениях  $R_1$  и  $R_2$  были учтены отражающие поверхности торцов спиц и находящихся в резонаторе корректирующих линз /II/:

$$R_{1,2} = \rho + \frac{(1-\rho)^2 R}{1-\rho R} \quad (5)$$

где  $R$  - коэффициент отражения зеркал,  $\rho$  - коэффициент отражения поверхности линз и торцов спиц;  $\rho \approx 4\%$ .

На рис. I представлены зависимости пороговой энергии  $E_0$  накачки от величины  $\alpha_R$  при наличии короткоживущих центров окраски в силикатном стекле, возникающих вследствие действия фиолетовой части спектра накачки (кривая 1), и при отсутствии центров окраски (кривая 2).

Решение систем уравнений (4) для кривой 2 (в отсутствии наведенного поглощения центрами окраски) дает возможность определить  $BN$  и  $\alpha_0$  для исследуемого образца спицевидного активного элемента:

$$\alpha_0 = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$$

$$BN = (5 \pm 1,5) \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$$

Если учесть, что концентрация  $Nd^{3+}$  в наших образцах  $N = 5,7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , то для коэффициента индуцированного перехода получаем:

$$B = (8,8 \pm 2,6) \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{сек}$$

Зная пороговое значение энергии накачки спицевидного



лазера без внешних зеркал, можно определить эффективный коэффициент отражения оптического элемента  $R_{эф}$  при аппроксимации зависимости  $E_0$  от  $\alpha_R$ , приведенной на рис. 1, кривая 2. Существование таких  $R_{эф}$  зеркал вызвано наличием отражения света от оптических неоднородностей в оптической матрице и от торцов стержня. Для исследуемого образца эта аппроксимация дала величину  $R_{эф} \approx 18\%$ , которой соответствуют потери

$$\alpha_{R_{эф}} \approx 0,43 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$$

Определение параметров  $BN$ ,  $\alpha_0$ ,  $\alpha_{R_{эф}}$  позволило определить пороговую мощность накачки оптического лазера без внешних зеркал резонатора:

$$N_0 = \frac{\alpha}{BN} = \frac{\alpha_0 + \alpha_{R_{эф}}}{BN} = 0,39$$

Кроме того, с помощью полученных результатов можно определить потери, связанные с наличием введенного поглощения центров окраски, возникающих в оптической матрице в результате действия фиолетовой части спектра накачки.

Обозначим дополнительные потери на центрах окраски через  $\alpha_F$ , тогда пороговая мощность накачки генерации примет вид:

$$P_{ог} = \frac{1}{W_{и}} \cdot \frac{\alpha + \alpha_F}{BN - \alpha - \alpha_F} \quad (6)$$

Если взять отношение пороговых энергий накачки соответствующим образом одним и тем же значениям  $\alpha_R$ , в случае отсутствия центров окраски (рис. 1 кривая 2) и при их наличии (рис. 1



кривая 1), получаем:

$$\frac{E_0}{E_{OF}} = \frac{P_0}{P_{OF}} = \frac{\alpha}{BN - \alpha} \cdot \frac{BN - \alpha - \alpha_F}{\alpha + \alpha_F}, \quad (7)$$

из которого следует:

$$\alpha_F = \frac{(BN - \alpha) \left(1 - \frac{P_0}{P_{OF}}\right)}{\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{P_0}{P_{OF}} \cdot (BN - \alpha) - 1} \quad (8)$$

При отсутствии внешних зеркал резонатора дополнительные потери, вызванные наличием центров окраски для исследуемого образца, составили величину  $\alpha_F = 0,21 \cdot 10^3 \text{ сэк}^{-1}$ .

Соответствующая величина пороговой инверсии населенности:

$$n_{OF} = \frac{\alpha + \alpha_F}{BN} = 0,43$$

Таким образом, в присутствии центров окраски пороговое значение инверсии населенности уровней на 10% превышает соответствующие значения в отсутствие центров окраски.

### 3. Генерация на оптически связанных синхронных элементах

Как отмечалось выше, основным требованием для эффективной работы многоэлементных волноводных лазеров является оптимальность генерации всех синхронных активных элементов.

Проведенные нами эксперименты позволили показать возможность осуществления оптической связи между удаленными

опицевидными элементами в процессе генерации и вынуждать причины, влияющие на синхронность генерации опицевидных активных элементов.

Эксперименты проводились на опицевидных активных элементах, изготовленных из неодамовых силикатных стекол длиной до 1 метра и диаметром 1-1,5 мм. Активные элементы имели пасивную оболочку толщиной 0,2-0,3 мм. Коэффициенты преломления сердцевин и оболочки соответственно были равны 1,54 и 1,47, что обеспечивало волноводный режим распространения излучения в активных элементах.

Оптическая связь между отдельными активными стекловолконными осуществляется благодаря просачиванию излучения от одного волокна в другое через боковые поверхности волокна (см. работу /8/), при этом надо полагать, что в области изгибов волокон эта связь значительно сильнее, чем на прямых участках, но тем не менее сплетенные волокна в жгуте при достаточно высоком уровне возбуждения активных стекловолконных элементов обеспечивают синхронное излучение всех волокон. В этом отношении оптическая связь между различными опицевидными активными элементами через боковые поверхности опц малоэффективна (в отличие от волокна опицевидные активные элементы прямые и имеют толстые (0,2-0,3 мм) оболочки и трудно надеяться на образование синхронной генерации всех опицевидных активных элементов за счет поверхностной волоконной связи.

Эксперименты, проведенные нами, показали, что для синхронной генерации отдельных опицевидных активных элементов наличие резонатора Фабри-Перо не обязательно /12/. Оказа-

дось вполне достаточным наличие любой отражающей (зеркальной или диффузионной) поверхности, расположенной вблизи одного из торцов жгута опц, что обеспечивало возвращение в жгут активного элемента до 10% излучаемой мощности. Эта мощность была вполне достаточна для осуществления синхронной генерации всех опцевидных активных элементов.

Процесс связывания опцевидных активных элементов иллюстрируется на приведенных осциллограммах (см. рис. 2). Для наглядности рассмотрен случай активного элемента, состоящего из 3 опц (длина опц - 40 см, а возбуждаемая часть составляет 30 см). Активный элемент возбуждался газоразрядной лампой ИРП-5000 и охлаждался проточной водой или водным раствором  $K_2Cr_2O_7$ , отрезающим фиолетовую часть спектра накачки до 400 нм.

Осциллограмма, представленная на рис. 2-а, иллюстрирует несинхронизированную генерацию трех опцевидных активных элементов: хорошо видны три группы осциллограмм гигантских импульсов, показывающие независимость генерации отдельных опц друг от друга. Представленная же на рис. 2-б осциллограмма свидетельствует о синхронной генерации всех опцевидных элементов, работающих в режиме периодических гигантских импульсов, а на рис. 2-в показана синхронная генерация опцевидных активных элементов, генерирующих в квазинепрерывном режиме генерации /1,6/ (при отсутствии проветляющих короткоживущих центров окраски в стекле).

Можно предположить, что в группе оптически связанных опцевидных активных элементов один из них играет роль задающего генератора, а все остальные являются усилителями реге-



неративного типа /13/. В роли задающего генератора в системе  
спец. выступает тот активный элемент, у которого добротность  
оказывается больше, чем у остальных и начинает генерацию не-  
сколько раньше других. Если часть генерирующего излучения  
возвращается обратно в "жгут" и входит в другие оптически  
активные элементы, то она будет усилена весьма эффективно,  
так как усилительные активные элементы выключены близко к  
самовозбуждению и представляют собой усилители регенератив-  
ного типа с высоким коэффициентом усиления. Следует сказать,  
что такая система оптически связанных оптически активных  
элементов приведет к суммированию энергии и мощности, излу-  
чаемых отдельными оптически активными элементами. Дейст-  
вительно, представленные на рис. 2-а, б осциллограммы свиде-  
тельствуют о суммировании мощности и энергии излучения отдель-  
ных оптически активных элементов.

Так как исследование процесса оптического связывания спе-  
циальных активных элементов показало, что синхронность гене-  
рация осуществляется за счет возвращения в "жгут" отражен-  
ной части излучаемой мощности, то естественно полагать, что  
степень связывания активных оптически активных элементов должна  
определяться расстоянием  $l$  от торцов "жгута" спец. до диф-  
фузно-отражающей поверхности и энергией накачки.

На рис. 3 представлена зависимость интенсивности генери-  
руемого гигантского импульса от расстояния  $l$  при постоян-  
ной накачке для 3-х оптически активных элементов. Приве-  
денная зависимость показывает, что при  $l < 2$  мм оптическая  
связь отсутствует и оптически активные элементы генерируют незави-  
симо друг от друга (у них отдельные резонаторы), но при



$l \approx 2$  мм наступает оптическая связь между активными элементами и интенсивность лазерного излучения скачкообразно растет, достигая своего максимального значения. С ростом  $l$  интенсивность генерации монотонно падает за счет уменьшения добротности волноводного резонатора. Когда оптическая связь недостаточна для синхронной генерации активных элементов ( $l \geq 30$  мм), наблюдается резкое уменьшение интенсивности генерации импульсов и в излучении лазера появляются независимые серии гигантских импульсов, что свидетельствует об ослаблении оптической связи между опитами. При дальнейшем увеличении  $l \geq 60$  мм уже все активные элементы генерируют независимо друг от друга при данной мощности возбуждения.

Таким образом, синхронная генерация синцевидных элементов с максимальной интенсивностью излучения в наших экспериментальных условиях достигается при  $l \approx 2$  мм.

Приведенные выше экспериментальные результаты показывают, что синхронная генерация всех синцевидных активных элементов может быть достигнута при определенном уровне мощности светового поля, переходящего из одного элемента в другой. Следовательно, эффект синхронной генерации синцевидных активных элементов за счет оптической связи должен иметь пороговый характер.

На рис. 4 представлена зависимость интенсивности генерируемых импульсов двумя активными синцевидными элементами от энергии накачки при  $l = 30$  мм (линия 1) и при  $l = 60$  мм (линия 2), а на рис. 5 приведены осциллограммы, показывающие изменение картины генерации с ростом энергии накачки при постоянном  $l$  (рис. 5-а - несинхронная генерация, рис. 5-б - синх-



ронная генерация).

Как видно из приведенной зависимости, с ростом накачки интенсивность импульсов излучения скачкообразно растет (оциллограмма рис. 5-б), что соответствует порогу оптического связывания двух оппозитных активных элементов. При этом надо отметить, что, как показали измерения, минимальная мощность  $I_{min}$  возвращаемого в "жгут" светового поля, при котором происходит скачкообразное изменение интенсивности излучения, не зависит от  $l$  рис. 6. Эти результаты показывают, что, действительно, синхронная генерация оппозитных активных элементов достигается при определенных мощностях светового поля, возвращающихся в оппозит от внешнего зеркала, и она имеет пороговый характер, что находится в полном согласии с результатами работы /8/.

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты показали возможность создания мощного оппозитного неодимового лазера с использованием "жгута", состоящего из множества оптически связанных оппозитных активных элементов.

#### 4. Многооппозитный лазер на неодимовом стекле

Как отмечалось выше, повышение энергии и мощности излучения многоэлементного оппозитного лазера может быть достигнуто как увеличением длины активного элемента, так и применением "жгута" оппозит.

Для определения эффективной длины накачиваемой части оппозит нами проведены эксперименты с целью определения зависимости выходной энергии излучения от длины активного элемента при постоянной накачке (рис. 7). Экспериментальные ре-

001936730  
002-1140933

Результаты показывают, что при постоянном значении энергии накачки дальнейшее увеличение длины накачиваемой части спицы после достижения определенного значения  $L_{эф}$  незначительно влияет на увеличение выходной энергии излучения; при этом максимальное значение эффективной длины растет с увеличением энергии накачки. Таким образом, каждому значению энергии накачки соответствует некоторая максимально эффективная длина активного спицевидного элемента.

Как известно /14/, в осветителях "обычной" конфигурации 45-60 % света накачки "теряется" в системе накачки при многократных проходах, не попадая в полосы поглощения активной среды. Максимально полезного использования излучения накачки можно добиться при такой геометрии осветителя, которая обеспечивает максимальный путь световых лучей накачки в активной среде /14/.

Для создания мощного вселоводного лазера на спицевидных активных элементах нами был изготовлен отражатель специальной конструкции, позволяющий расположить спицы вплотную вокруг последовательно соединенных газоразрядных ламп, помещенных вдоль оси цилиндрического отражателя, причем активный элемент почти полностью заполнил пространство между лампой и отражателем. Такое расположение ламп накачки и активного элемента обеспечивает высокую плотность накачки, падающую на активный элемент, и тем самым обуславливает высокий КПД лазера.

На рис. 8 представлена типичная картина генерации многоэлементного спицевидного лазера с оптической связью, работающего в режиме автомодуляции добротности вошедшие просвет-



ления короткоживущих центров окраски. В начале импульса накачки наблюдается серия одинаковых гигантских импульсов, следующих друг за другом с частотой 200 кГц, но затем амплитуда этих импульсов уменьшается и генерация переходит в квазинепрерывный режим излучения. Такое резкое изменение характера излучения (переход от серии гигантских импульсов к квазинепрерывному режиму в течение импульса накачки) должно быть связано с особенностями просветления короткоживущих центров окраски, возникающих в силикатных стеклах под действием фиолетовой части спектра накачки /15,16/.

Действительно, в работах /15,16/ нами было показано, что просветление короткоживущих центров окраски в силикатных стеклах при поглощении излучения неодима происходит не за счет насыщения перехода между уровнями центров окраски (как это происходит в обычных просветляющихся фильтрах, используемых в качестве пассивного затвора оптического резонатора), а вследствие уничтожения (рекомбинации) этих центров окраски. Таким образом, под действием УФ и фиолетовой части спектра накачки в активном силикатном стекле возникают короткоживущие центры окраски, одновременно уничтожаясь вследствие поглощения излучения неодима. Так как эти два процесса определяют количество короткоживущих центров окраски в стекле (которое меняется во времени), то их влияние на процесс генерации должно быть различным в разные моменты действия ламп накачки. Ввиду того, что доля УФ и фиолетовой части в спектре накачки растет с ростом рядного напряжения, подаваемого на газоразрядные лампы накачки, но, что в начальной стадии разгорания в спектре накачки должно

присутствовать больше УФ и фиолетового излучения, чем к концу импульса накачки (так как со временем уменьшается электрическое напряжение, подаваемое на лампы). Это приводит к тому, что в начальной стадии импульса накачки в силикатных активных стеклах в единицу времени возникает большее число центров окраски, чем к концу импульса. С другой стороны, в начальной стадии разгорания ламп накачки мала концентрация возбужденного неодима и, соответственно, невелика интенсивность поля спонтанного излучения неодима. Поэтому число рекомбинаций короткоживущих центров окраски в единицу времени незначительно. Но со временем, интенсивность поля излучения неодима растет (особенно с началом генерации) и процесс рекомбинации центров окраски становится интенсивным. Это приводит к тому, что в процессе генерации число поглощающих короткоживущих центров окраски постепенно уменьшается, в силу чего эффект пассивной модуляции добротности резонатора ослабевает, что со временем приводит к падению амплитуды гигантских импульсов и переходу генерации лазера в квазистационарный режим (см. рис.8).

На рис. 9 представлена зависимость энергии излучения многоспичевого активного элемента (16 оптически связанных неодимовых спиц, длиной 110 см) от энергии возбуждающего импульса накачки (кривая 1). На этом же рисунке (кривая 2) приведена зависимость  $E_{изл}$  от  $E_{нак}$  для одного оптически связанного элемента. Проведенные измерения показали, что при синхронной генерации 16 активных элементов мощность излучения возрастает в 16 раз по сравнению с мощностью одного элемента и равна 5 Мвт. Пороговая энергия накачки состав-

для 600 дж при применении конденсаторной батареи емкостью  $C=200$  мкф. Следует отметить, что в среднем энергия каждого опиевидного активного элемента длиной накачиваемой части  $\sim 90$  см достигает величины 1 дж; энергия, снимаемая с каждого кубического сантиметра активного вещества, составляет 0,35 дж, а плотность энергии -  $32$  дж/см<sup>3</sup>.

Как известно, в твердотельных лазерах увеличения выходной энергии ограничивается плотностью энергии (мощности), при которой происходит разрушение активного элемента и дальнейшее повышение энергии генерируемого излучения возможно лишь при увеличении его поперечного сечения /17/. Однако применяемое в качестве активного элемента неодимовое стекло, поглощая значительную долю энергии ламп накачки, нагревается. Низкая теплопроводность ухудшает оптические характеристики стекла, что, в свою очередь, приводит к ухудшению и генерационных характеристик лазера /17/. Следовательно, возникает проблема охлаждения активного элемента, что достаточно затруднено при больших поперечных размерах стекла. Это также сильно ограничивает работу лазера с высокой частотой повторения импульсов. Несомненное преимущество опиевидного активного элемента заключается в том, что, во-первых, малые поперечные размеры резко облегчают проблему охлаждения активного элемента даже в том случае, когда используется большое количество спиц, и, во-вторых, волновидный режим работы опиевидного активного элемента делает их малочувствительными к возникающим дополнительно оптическим неоднородностям из-за термического воздействия света накачки.

Литература



1. М.И.Джибладзе, Л.Е.Лазарев, Г.Г.Мшвеллидзе, М.Н.Бахунашвили. "Моамбе", 106, № 2, с. 289-292, 1982.
2. М.И.Джибладзе, Л.Е.Лазарев. "Моамбе", 107, № 2, с.277-280, 1982.
3. E.Snitzer. Phys. Rev. Letters. 7, N 12, 1961, 444-446.
4. А.М.Бонч-Бруевич, Я.Э.Карисс, А.П.Феофилов. Оптика и спектроскопия, XLV, вып.6, с.824, 1963.
5. П.П.Феофилов, А.М.Бонч-Бруевич, В.В.Варгин, Я.А.Имас, Г.О.Карапетян, Я.Э.Карисс, М.М.Толстой. Изв. АН СССР, сер.физ., XXV; № 4, с.465, 1963.
6. М.И.Джибладзе, Л.Е.Лазарев, Г.Г.Мшвеллидзе. Квантовая электроника, том II, № 1, с.137-141, 1984.
7. М.И.Джибладзе, Л.Е.Лазарев, Г.Г.Мшвеллидзе. Тезисы докладов XI всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Брест, 22-25 ноября, часть I, с.45-46, 1982.
8. М.И.Джибладзе, Б.С.Межава, Г.В.Хабурцзянцян. "Моамбе", 94, № 2, с.325, 1979.
9. М.И.Джибладзе. Кандидатская диссертация, ФИАИ, Москва, 1971.
10. Н.М.Галактионова, В.Ф.Егорова, В.С.Зубкова, А.А.Мяк, Д.С.Прилежаев. Оптика и спектроскопия, 23, № 6, с.949, 1967.
- II. Методы расчета оптических генераторов. Под ред. Б.И.Степанова, т.1, Минск, с.114, 1966.
12. N.S.Kapany, R. J.Sima. J. Opt. Soc. Am. 54, 564, 1964





- 13. М.И.Джибладзе, Л.Е.Лазарев, Г.Г.Мшвелдзее. "Моамбэ" (в печати).
- 14. А.А.Мак, В.А.Фромзель, А.А.Щербаков. Известия АН СССР, сер. физ., том. 48, № 8, с. 1566-1476, 1984.
- 15. М.И.Джибладзе, Г.Г.Мшвелдзее, Р.Р.Эрикашвили, З.Г.Эонашвили. "Моамбэ", II5, № 2, с. 265-268, 1984.
- 16. М.И.Джибладзе, Р.Р.Эрикашвили. Квантовая электроника, том II, № 12, с. 2510-2512, 1984.
- 17. Ю.М.Климков. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. М., "Советское радио", с. 64-65, 1978.

3. Հոճորժ, Ը.Ուժարժ, Ե.Յիճրժ, Ե.Յաճրժ, Ե.Յաճրժ,  
Ե. Յաճրժ, Ե. Յաճրժ

ՀԱՅԿԱՆՈՒՅԵՆԻ ԿՆՏԱԿՆԵՐՈՒԹՅԱՆ, ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ, ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ  
ԼԱԶՆԻ  
ԽՆԴՐՈՄԻ

Նախագծի մշակմանը մասնակցելուց հետո, ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ  
ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ ՆՈՐԱԿԱՏՐԻ ՄԻՆԻՍ ԼԱԶՆԻՆ ՔՐԻՈՏԻ ԹԻՎԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ  
ՆԱԿԵՐՄԵՐՈՒՄ, ԽՈՑ ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ  
ՄԻՆԻՍՏՐԱՏՐԻ ԽՐՄԻՍ ԿՐԻՈՏԻ ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ ՆՈՐԱԿԱՏՐԻ ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ  
ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ ՆՈՐԱԿԱՏՐԻ ՈՅՐՈՂՊՐԿՅԱՆ Մ-ԿՐԻ, ՍԱԲԱՅ Մ-ԼԱԶՆԵՐԻ ԵՅՐԻՈՂՊՐԿՅԱՆ  
ՄԻՆԻՍՏՐԱՏՐԻ ԽՈՒՄԵՐՈՒՄ:

040106930  
008-010033

M.Dzhibladze, I.Lazarev, G.Mshvelidze, M.Bazhunaishvili, G.Aleksidze  
G.Kekelidze

### WAVEGUIDE LASER ON SPOKE-SHAPED ACTIVE ELEMENTS

#### Summary

The paper presents the results of an investigation of the generation characteristics of a synchronized waveguide laser, constituted of a multitude of optically coupled spoke-shaped active elements.

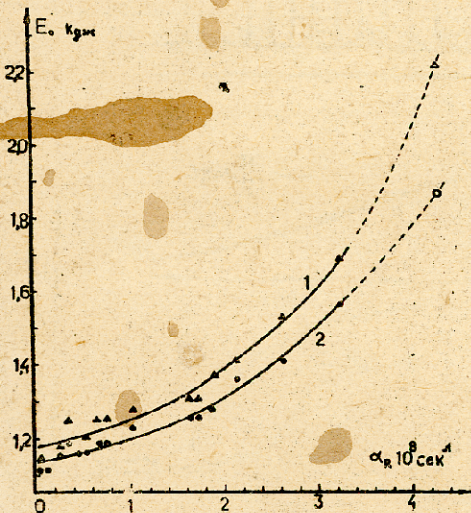


Рис. I.

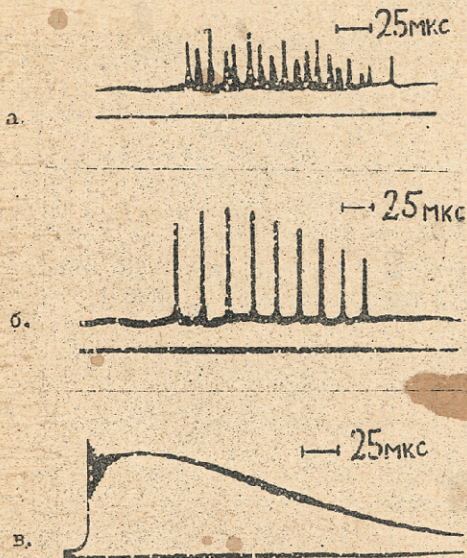


Рис. 2

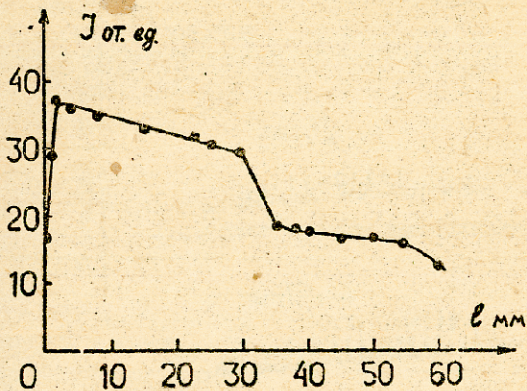


Рис. 3.

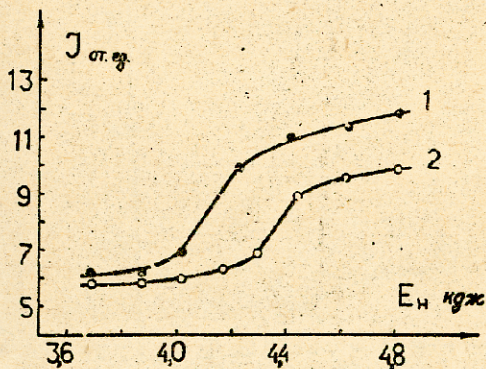


Рис. 4.

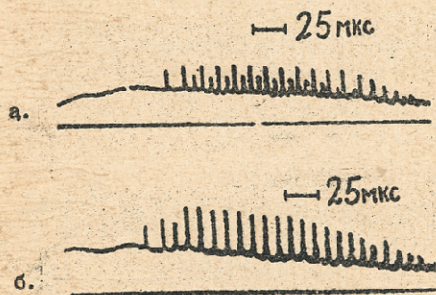


Рис. 5

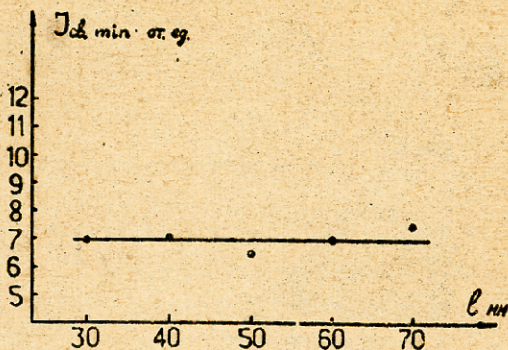


Рис. 6

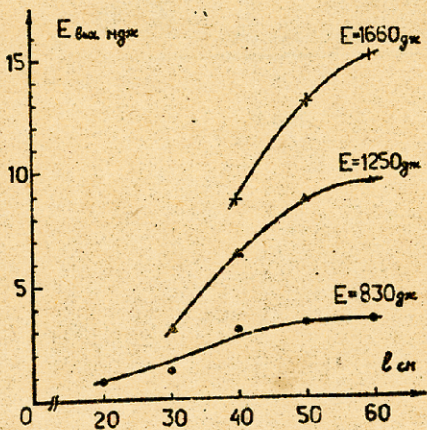


Рис. 7.

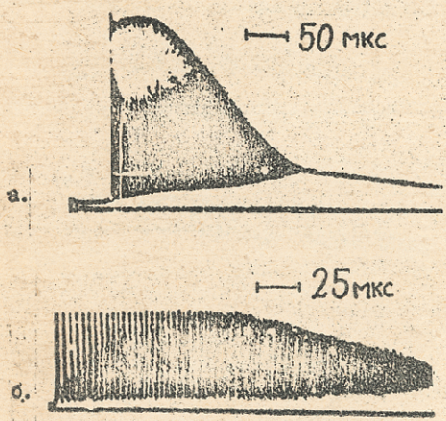


FIG. 8

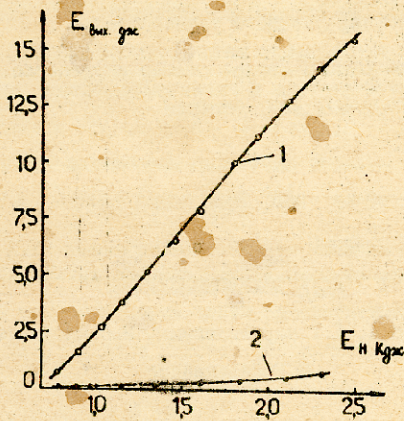


Рис. 9.





Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

ქართული მეცნიერების აკადემიის თბილისის სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის ტრუდები

260, 1985

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ БЕЗМЕЗОННОГО РАЗЛАДА ЯДРА  
В  ${}^4\text{He}$  ВЗАИМОДЕЙСТВИИХ

А.К. Качаравა, Д.Т. Мирзиашвили, М.С. Нисорадзе,  
З.Р. Салуквадзе

В данной работе проводится анализ реакций безмезонного развала ядра в  ${}^4\text{He}$  взаимодействиях в рамках импульсного приближения и модели Глаубера. Экспериментальный материал получен на однометровой водородной пузырьковой камере ЛЕЗ ОИЯИ, экранированной в пучке релятивистских ядер  ${}^4\text{He}$ , при импульсе 8,56 ГэВ/с [1]. Исследовались реакции  ${}^4\text{He} \rightarrow dpp$ ,  ${}^4\text{He} \rightarrow Tpp$  и  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pn$ . Первые две реакции идут через квадрупольное нуклон-нуклонное рассеяние [2], а последняя - главным образом через двукратное рассеяние [3]. Несколько хорошо идентифицируются реакции  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pn$  и  ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ , можно судить из распределений по квадрату недостающей массы, показанных на рис. 1 а, б. Как видно, максимумы этих распределений хорошо согласуются со значением квадрата массы нейтрона. Что касается реакции  ${}^4\text{He} \rightarrow Tpp$ , то для среднего значения недостающей массы было получено  $\bar{M}^2 = (-0,01 \pm 0,01) (\text{ГэВ})^2$ .



В простом импульсном приближении (опектаторная модель) /4/ предполагается, что взаимодействие происходит на части ядра, а остальная часть остается "наблюдателем" - опектатором. Импульсное и угловое распределения опектаторов в системе покоя ядра дают ценную информацию о внутриядерном движении отдельных нуклонов или их групп. В исследуемых реакциях экспериментально опектатором считалась частица с наименьшим импульсом в системе покоя ядра  ${}^4\text{He}$  (антилабораторная система).

Число наблюдаемых событий для данного пучка (адроя) и мишени (ядра) можно выразить через соответствующее сечение. В общем виде импульсное и угловое распределения опектаторов имеют вид /5/:

$$\frac{d^2N}{dp_{sp} d\cos\theta_{sp}} = \quad (I)$$

$$= \sigma \rho_a \rho_t F(\rho_a \rho_{sp}, \cos\theta_{sp}) VT |\Phi(\rho_{sp}, \cos\theta_{sp})|^2,$$

где  $\rho_a$ ,  $\rho_t$  - плотности пучка и мишени,  $VT$  - четырех-марный объем,  $F(\rho_a \rho_{sp}, \cos\theta_{sp})$  - фактор потока или фактор Колара.

$$F = \frac{1}{m_a m_t} \left[ (E_a E_t - |\vec{P}_a| |\vec{P}_{sp}| \cos\theta_{sp})^2 - m_a^2 m_t^2 \right]^{1/2}.$$

$\Phi(\rho_{sp}, \cos\theta_{sp})$  - волновая функция ядра,  $\sigma$  - соответствующее сечение взаимодействия налетающей частицы с опектаторной части ядра.

В опектаторной модели не учитывается Ферми движение нуклонов в ядре, поэтому зависимость сечения элементарного



акта взаимодействия  $\mathcal{G}$  в данной области энергий можно считать постоянной. Пренебрегается также зависимостью от фактора потока, перерасеянием нуклонов и внемаассовыми эффектами. В этом случае для импульсных и угловых распределений операторов получают простые выражения:

$$\frac{d\mathcal{G}}{dP_{sp}} \sim \int_{\Omega} |P_{sp}|^2 |\Phi(P_{sp})|^2 d\Omega, \quad (2a)$$

$$\frac{d\mathcal{G}}{d\cos\theta_{sp}} = \text{const} \quad (2b)$$

На рис. 2 а, б, в представлены экспериментальные импульсные распределения операторов для реакций  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}_{sp}pp$ ,  ${}^4\text{He}p \rightarrow T_{sp}pp$  и  ${}^4\text{He}p \rightarrow d_{sp}ppn$ . Сплошная линия представляет результат расчета с использованием гауссовской параметризации волновой функции гелия /6/:

$$\Phi^{(4)}(P_i) = \left(\frac{4a}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left[-a \sum_{i=1}^4 P_i^2\right].$$

Как видно из рисунков, импульсный спектр операторов качественно описывается законом распределения (2а) в области импульсов меньше, чем 200 МэВ/с, т.е. основная зависимость входит через волновую функцию ядра. Высокоэнергетическая часть распределения не согласуется с расчетной кривой в основном из-за эффектов перерасеяния и взаимодействия в конечном состоянии, которые заведомо не учитываются в операторной модели. В этом случае, исследуя статистически обеспеченные и надежные экспериментальные данные, можно

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ

проверить различные варианты волновых функций ядра  ${}^4\text{He}$ . Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов для различных волновых функций ядра  ${}^4\text{He}$  приведены в работе /7/.

На рис. 3 а, б, в приведены угловые распределения спектров для исследуемых реакций. Как видно из рисунков, имеет место некоторое отклонение от ожидаемого изотропного поведения, в частности, наблюдается асимметричное поведение угловых распределений спектров. Это обусловлено ощутимым влиянием фактора потока, который не учитывался в импульсных распределениях. В случае импульсных распределений в области больших энергий  $\int F d(\cos \theta_{sp})$  практически не зависит от  $P_{sp}$ , а при рассмотрении угловых распределений основная угловая зависимость входит через фактор потока. Сплошная линия на рис. 3 является расчетной кривой с учетом фактора потока. Таким образом видно, что отклонение от изотропного поведения качественно объясняется учетом фактора потока.

Нами исследовано также дифференциальное сечение неупругого (безмезонного рождения) канала в реакции  ${}^4\text{He} + \alpha$  в модели Глаубера /8/.

При неупругих столкновениях ядро может оставаться в различных конечных состояниях, как связанных (возбуждение ядра), так и несвязанных (развал ядра). В процессе на малые углы передаваемая энергия в каждом столкновении с нуклонами, а также характерная энергия возбуждения ядра малы по сравнению с энергией налетающей частицы. При этом характерная энергия возбуждения составляет лишь несколько десятков МэВ, что много меньше энергии налетающей частицы.



Поэтому в модели Глаубера предполагается, что точность вычислений не слишком ухудшается, если совсем пренебречь передачей энергии, и для суммирования дифференциальных сечений, соответствующих всем возможным конечным состояниям ядра, можно использовать приближение полноты:

$$\sum_f \Psi_f^*(\vec{\pi}_1 \dots \vec{\pi}_A) \delta\left(\frac{1}{A} \sum \vec{\pi}'_i\right) \Psi_i(\vec{\pi}'_1 \dots \vec{\pi}'_A) = \prod_{i=1}^A \delta(\vec{\pi}_i - \vec{\pi}'_i).$$

Пренебрегая энергетическим различием разных конечных состояний ядра и применяя приближение полноты, для дифференциального сечения суммарного рассеяния (упругое+неупругое)  $(d\sigma/d\Omega)_{sc}$ , получим:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{sc} = \langle i | |F(q)|^2 | i \rangle \quad (3)$$

Для дифференциального сечения упругого рассеяния имеем:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = \left| \langle i | F(q) | i \rangle \right|^2 \quad (4)$$

Если вычесть из дифференциального сечения суммарного рассеяния дифференциальное сечение упругого канала, получим дифференциальное сечение для чисто неупругих взаимодействий, т.е. для безмезонного развала ядра:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{int} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{sc} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} \quad (5)$$

Амплитуда упругого рассеяния нуклонов на нуклонах, дающая в выражении амплитуды  $F(q)$ , при высоких энергиях хорошо воспроизводится в виде:

$$f(q) = A_N (1 + \alpha) \exp\left(\beta \frac{q^2}{2}\right). \quad (6)$$

В качестве приближения было сделано предположение, что амплитуды упругого  $pp$  и  $np$  рассеяний в исследуемой области энергии одинаковы. Теоретические аргументы для применения такого допущения при высоких энергиях даны в работе /9/.

Предполагается, что отношение реальной части амплитуды к мнимой  $\alpha$  не зависит от переданного импульса  $q$ . В соотношении (6)

$$A_N = \rho \sigma_N^{tot} / 4\pi,$$

где  $\rho$  - импульс падающей частицы,  $\sigma_N^{tot}$  - полное сечение взаимодействия частиц с рассматриваемым нуклоном. В такой форме запись автоматически выполняется оптическая теорема для бесспиновых частиц  $\text{Im}f(0) = \frac{\rho \sigma_N^{tot}}{4\pi}$ . В области высоких энергий ( $E > 1 \text{ ГэВ}$ ) зависимость  $A_N$  от спина сталкивающихся частиц недостаточно исследована, поэтому ею пренебрегают.

Значения параметров  $\alpha$  и  $\beta$  брались из фитирования экспериментальных данных нуклон-нуклонного взаимодействия /10/, для которых были получены следующие значения:

$$\alpha = -0,24 \quad \text{и} \quad \beta = -0,224 \text{ fm}^2.$$



В качестве плотности ядра применялось приближение  $\rho$  деформированных нуклонов [1, 12]

$$\rho(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) = N \cdot \prod \rho(\vec{r}_i),$$

где  $\rho(\vec{r}_i)$  - плотность отдельного нуклона,  $N$  - нормированный коэффициент.

При вычислениях плотность отдельного нуклона бралась в виде двух экспонент:

$$\rho(\vec{r}_i) = \left( e^{-\alpha_1 r_i} - c e^{-\alpha_2 r_i^2} \right).$$

При такой параметризации плотности отдельного нуклона и нормировки полной плотности ядра в виде

$$N \int \prod \rho(\vec{r}_i) d\vec{r}_i \delta\left(\frac{1}{A} \sum \vec{r}_i\right) = 1$$

для нормировочного коэффициента  $N$  получаем в выражение:

$$N = \left[ \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{j=0}^A \binom{A}{j} \left\{ (-c)^j \left( \frac{\pi}{\alpha_1^2} \right)^{3 \frac{A-j}{2}} \left( \frac{\pi}{\alpha_2^2} \right)^{3 \frac{j}{2}} \right\} \right. \\ \left. \left( \frac{4\pi A^2 \alpha_1^2 \alpha_2^2}{A c^2 + j(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)} \right)^{3/2} \right]^{-1}, \quad (7)$$

где  $\binom{A}{j}$  - биномиальные коэффициенты, а  $A$  - число нуклонов в ядре.

На рис. 4 показано экспериментальное распределение для неупругого дифференциального сечения  $^{44}\text{Ar}$  взаимодействия с квадратом четырехмер. и передачи от протона - мишени к



протону - отдаче. Сплошная линия представляет результат расчета по формуле (5) при  $A=4$ . Пунктирными линиями представлены вклады от однократного, двукратного и трехкратного взаимодействий.

Как видно из рисунка, основной вклад в дифференциальное сечение неупругого канала вносит однократно и двукратное рассеяния. На рисунке не показаны четырехкратные и интерференционные члены во избежание перегрузки картины.

Проведенный анализ показывает, что в данной области энергий, приближение Глаубера удовлетворительно описывает дифференциальное сечение безмезонного развала ядра вплоть до значения квадрата переданного четырехимпульса  $0,6(\text{ГэВ}/c)^2$ .

Поступила 19.VI.1985

Институт физики высоких энергий ЦУ

Литература

1. V.V.Glagolev et al. Phys. Rev., 618, 1382, 1976.
2. V.V.Glagolev et al. JINR, E1-12943, Dubna, 1979.
3. Б.С.Аладашвили и др. Препринт ОИЯИ, I-80-244, Дубна, 1980.
4. G.F.Chew. Phys. Rev, 80, 196, 1950; Phys. Rev, 85, 636, 1951; Phys. Rev 87, 778, 1952.
5. A.Fridman, CNR/HE, 74-4, 1974.
6. M.M.Bleck, Nuovo cimento, v. 20, p. 715, 1961;
- Б.З.Копельмович, Н.К.Потанинова, ЯФ, т.13, с. 337, 1971.
7. В.В.Глаголев и др. Препринт ОИЯИ, I-80-242, Дубна, 1980.
8. R.Glauber, High energy collision theory, in Lectures in Theoretical Physics.
9. Д.Б.Окунь, И.Я.Померанчук. ЭФТФ, 30, 424, 1956.





- I0. O.Benary, L.R.Price and G.Alexander, Particle Data Group, 20000 NN, Aug, 1970.
- II. R.H.Bassel and C.Wilkin, Phys. Rev. 174, 1179, 1968.
- I2. T.T. Chow. Phys. Rev., 168, 1594, 1968.

3. კახიანი, პ. თინათინაშვილი, ბ. ნიკრავაძე, ვ.სალუვაძე  
 ბირთვების უმეზონო დადონის წარმოშობის ადგილი  ${}^4\text{He}$  ურთიერ-  
 უმეზონო  
 რეაქცია

ნაშრომში განიხილება სპეციალური ნაწილაკების უკუაქრობის-  
 ტალღის იმპულსური და კოხური განაწილებები, მიუხედავად  ${}^4\text{He}$  ურთი-  
 ურთიერებაში 8.56 გეგ/ც იმპულსით. ჩატარებულია ამ განაწილებ-  
 ბების ანალიზი ურთიერ იმპულსურ ნიშნობაში (სპეციალური მი-  
 გრო) ნაკადის ფაქტორის გადაღობისთვის, ბირთვის ურთიერ და-  
 ბისათ მიუხედავად უკუაქრობის ტალღის რეაქციის კვლევა დად-  
 ბისათ იმპულსის კვატრატით, აღწერილია ტალღების მიხედვით-  
 რადი განაწილის მიხედვით.

A.Kacharava, D.Mirianashvili, M.Merodze, Z.Salukvadze

ANALYSIS OF THE NUCLEUS NONMESONIC BREAKUP  
 REACTION IN  ${}^4\text{He}$  INTERACTIONS

Summary

Experimental impulse and angular distributions of the spectator  
 particles obtained in  ${}^4\text{He}$  interactions at 8.56 GeV/c impulses are  
 discussed. The analysis of these distributions is carried out in sim-  
 ple impulse approximation (spectator model) with flux factor taken in-

to account. Experimental data on the differential cross-section by a four-momentum transfer square obtained at nonmesonic breakup of nucleus are described with the Glauber multiple scattering model.

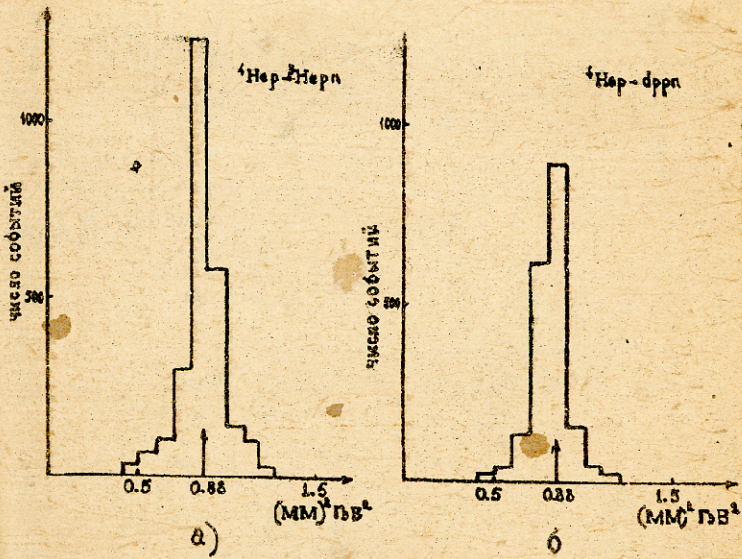
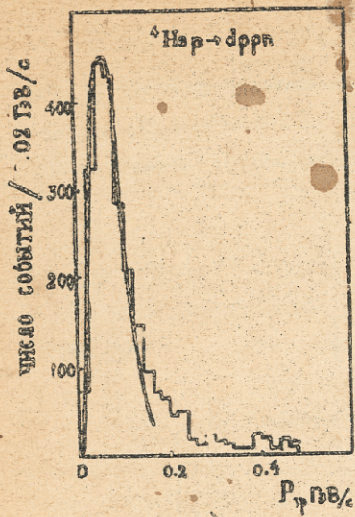
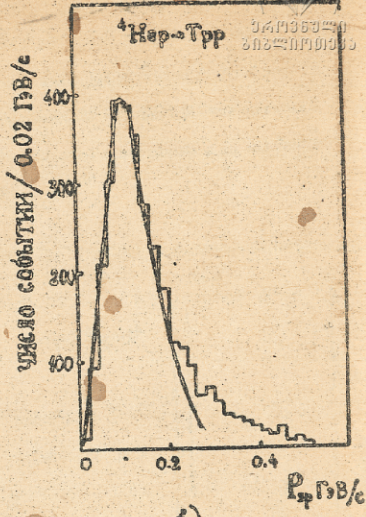


Рис. I.



а)



б)

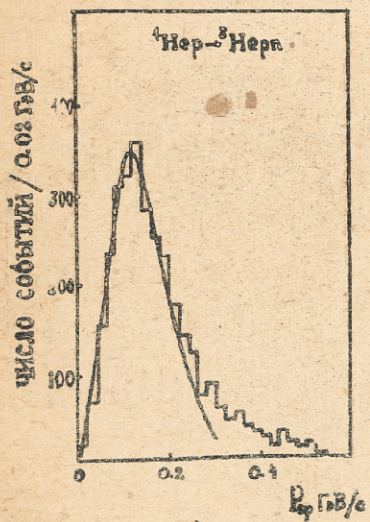
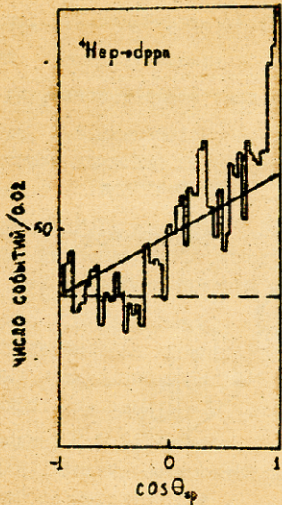
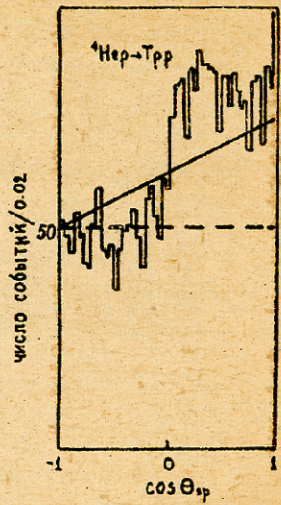


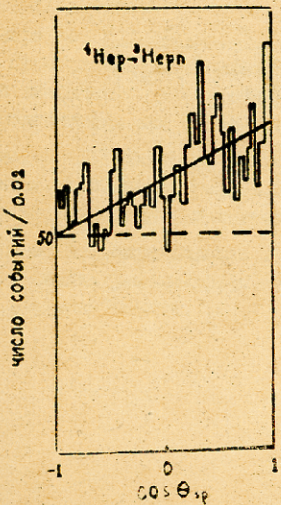
рис. 2.



а)



б)



в)

Рис. 3.

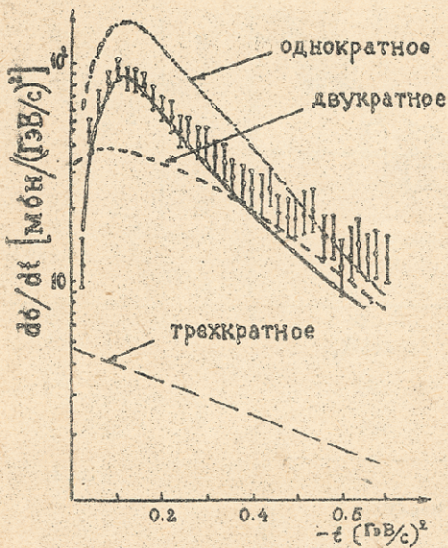


Рис. 4.



СО Д Е Р Ж А Н И Е

Н.Э. Ломидзе, Г.А. Надибайдзе, Я.Г. Сулаквелидзе, Г.Т. Геловани. К вопросу засева мощного конвективного облака гигроскопическими частицами.....	5
Н.Э. Ломидзе, Г.А. Надибайдзе, Я.Г. Сулаквелидзе. Расчет траектории движения градин в мощном конвективном облаке.....	15
З.С. Шарадзе, К.Г. Гогияшвили, Н.В. Мосашвили. Крупномасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения в слое F-2 ионосферы средних широт.....	26
З.С. Шарадзе, Г.Б. Киквиладзе, З.Л. Дладзе, Н.В. Мосашвили. Одновременные наблюдения перемещающихся ионосферных возмущений в E и F областях ионосферы средних широт.....	36
Т.Д. Камуладзе, Н.Ш. Харшладзе, Н.И. Майсурадзе, З.А. Миминошвили. Влияние состояний границы раздела окиселкремний на магнито- и фотоэлектрические параметры планарных $p^+-i(n)-n^+$ структур.....	47
И.И. Вахакидзе. О суперсимметричном расширении группы $SO(4,1) \supset T_3$ .....	62
Л.Г. Джинчарадзе, Н.К. Кушиди, Р.Г. Салуквадзе, Д.И. Хубуа. Пространственные характеристики области испускания вторичных $\mu$ - мезонов, образованных в $\mu\bar{\nu}$ взаимодействиях при 5 Гэв/с.....	81
И.И. Джибладзе, Л.Е. Лазарев, Г.Г. Мшвеллидзе, М.Н. Багунайшвили, Г.Л. Алексидзе, Г.Н. Кекелядзе. Волноводный лазер на оплепеленных активных элементах.....	96
К. Качаравა, Д.Г. Мирзианашвили, М.С. Ниорадзе, З.Р. Салуквадзе. Анализ реакций безмезонного развала ядра в $^4$ Нер взаимодействиях.....	122



შ ი ნ ა ა რ ს ი

- 6. ლიბიტა, გ. ნაიბიანი, ი. სურგულაძე, ვ. ბერიანი. ნიქაურ კონვექციური სურბილით გამოცხადებული რეაქტივების მუდმივი შესახებ . . . . . 11
- 6. ლიბიტა, გ. ნაიბიანი, ი. სურგულაძე. ნიქაურ კონვექციური სურბილით სეფტის მიქსატის ფრაქციონის გამოცხადება . . . . . 23
- 6. შარაძე, შ. გიორგიანი, ნ. მიხაილიძე. კიბო ბიონის მიქსატის ნიშნულური მუდმივი შესახებ საბუნების მეცნიერებათა F2 - ფენი . . . . . 33
- 6. შარაძე, გ. კვიციანი, გ. ლიბაძე, ნ. მიხაილიძე. მიქსატის ნიშნულური მუდმივი შესახებ ურთიერთობის საბუნების მეცნიერებათა E და F ტარტორი . . . . . 43
- 6. ქაბუაძე, ნ. ხარბილაძე, ნ. მიხაილიძე, ვ. ბიბიანი. რაბ-ბუნების გამოცხადების მუდმივი შესახებ ნიქაურ კონვექციური რეაქტივების შესახებ  $p^+ - i(n) - n^+$  სურბილით გამოცხადების შესახებ . . . . . 79
- 6. ვაშაკიძე.  $SO(4,1) \otimes T_2$  - სურბის სურბილით გამოცხადების შესახებ . . . . .
- 6. ჯანაყაძე, ნ. კვიციანი, ი. სურგულაძე, ა. ბუბია. მიქსატის გამოცხადების შესახებ სურბილით გამოცხადების შესახებ . . . . . 89
- 6. კობლაძე, ლ. ლაშავერა, ვ. ბერიანი, ვ. ბაქრაძე, ვ. ბერიანი. სურბილით გამოცხადების შესახებ . . . . . 116
- 6. კვაჭარავა, პ. მიხაილიძე, ნ. მიხაილიძე, ნ. სურგულაძე. მიქსატის ურთიერთობის შესახებ რეაქტივების შესახებ  ${}^4He$  ურთიერთობის შესახებ 130



C O N T E N T S

N.Lomidze, G.Nadibaldze, I.Sulakvelidze, G.Gelovani, On the seeding of a thick convective cloud with higroscopic particles . . . . . 11

N.Lomidze, G.Nadibaldze, I.Sulakvelidze, Calculation of trajectory of hailstones in a thick convective cloud . . . . . 23

Z.Sharadze, Zh.Goglashvili, N.Mosashvili, Large-scale traveling ionospheric disturbances (LS TDS) in the F2 layer at mid-latitudes . . 34

Z.Sharadze, G.Kikvilashvili, Z.Liadze, N.Mosashvili, Simultaneous observation of traveling ionospheric disturbances (TIDs) in the ionospheric E and F regions at mid-latitudes . . . . . 43

T.Kamushadze, N.Kharshiladze, N.Maisuradze, Z.Miminoshvili, The influence of the Si - SiO<sub>2</sub> interface states on the magneto and photoelectric parameters of the p<sup>+</sup> - i(p) - n<sup>+</sup> structures . . . . . 57

Sh.Vashakidze, On the supersymmetric extension of the SO(4,1)D<sub>3</sub> group . . . . . 80

D.Incharadze, N.Koutskid, R.Salukvadze, J.Khubua, Spatial features of the  $\eta$ -mesons emission in  $\eta$ -p interactions at 5 GeV/c . . 89

M.Jibladze, L.Lazarev, G.Mshvelidze, M.Bazhunaishvili, G.Aleksidze, G.Kekelidze, Waveguide laser on spoke-shaped active elements . . 115

A.Kacharava, D.Mirianashvili, M.Nioradze, Z.Salukvadze, Analysis of the nucleus nonmesonic breakup reaction in  $^4\text{He}$ p interactions . . . 130





Редактор издательства Л.Абуашвили

Подписано в печать 16.12.85

УЭ 08262 Усл.пел.ч. 8,75 Уч.-изд.л. 5,38

Тираж 300 Заказ 827 Цена 80 к.

Издательство Тбилисского университета,  
Тбилиси, 380028, пр.И.Чавчавадзе, 14.  
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,  
თბილისი, 380028, ი.ჭავჭავაძის პროსპექტი, 14.

Типография Тбилисского университета,  
Тбилиси, 380028, пр. И.Чавчавадзе, 1.  
თბილისის უნივერსიტეტის სტამბა,  
თბილისი, 380028, ი.ჭავჭავაძის პროსპექტი, 1.