



თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
TBILISI UNIVERSITY PRESS

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

Т. 190

Ф И З И К А
P H Y S I C S

ТБИЛИСИ 1978 TBILISI

ფიზიკა

თბილისი 1978

სარედაქციო კოლეგია

თ. კოპალეიშვილი (რედაქტორი), ნ. პოლიევქოვ-ნიკოლადე,
თ. სანადე, ზ. ქაჩლიშვილი, პ. ყვავაძე (მდივანი), ლ. ჩხაიძე.

Редакционная коллегия

З. С. Качлишвили, Д. К. Квавадзе (секретарь), Т. И. Копалей-
швили (редактор), Н. М. Полиевктов-Николадзе, Т. И. Санадзе,
Л. В. Чхаидзе.

EDITORIAL BOARD

L. Chkaidze, Z. Kachlishvili, D. Kvavadze (secretary), T. Kopaleishvi-
li (editor), T. Sanadze, N. Polievctov - Nikoladze.

გამომცემლობის რედაქტორი ლ. აბუაშვილი
კორექტორი ვ. პოლიძე

გარეგა წარმოებას 15/XI, -77

ბეღმონურილია რასაბეჭდარ 14/XI-77

ქაღალდის ფორმატი 60 X 84

ბაბეჭდი თბახი 9,5

საარჩიბეჭდ-საგამომცემლო თბახი 4,23

ბეკვეთა 4280

უკ 06783

ფირმა 300

ფასი 47 კაპ,

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა, თბილისი 380028,
ი. ჭავჭავაძის პრესბუტე, 14.

საქ. სსრ მუცნიერებათა აკადემიის სტამბა, თბილისი 30060,
კუტუზოვის ქ., 19.

Издательство Тбилисского университета, Тбилиси
380028, пр. И. Чавчавадзе, 14.

Типография АН Груз. ССР, Тбилиси, 380060,
ул. Кутузова, 19.

თბილისის ბრძანის წიგნიანი რედაქციის მიერ გამოსული საბჭოთაო

უნივერსიტეტის ბრძანები

Груды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

190, 1977

ЗАДАЧА ДЕЙТРОНА В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Т.Д.Бабуцидзе, И.З.Мачабели

I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интерес к кварковой модели адронов значительно возрос: с одной стороны, это связано с открытием новых частиц^{1/}, а, с другой, — с экспериментами с нейтрино высоких энергий, результаты которых показывают, что нуклоны можно рассматривать как системы, состоящие из партонов с дробными зарядами^{2/}. Недавние эксперименты^{3/} еще более увеличили этот интерес. Действительно, изучение структурной функции дейтрона показало, что модели, основанные на обменных пионных токах, не могут объяснить поведение этой функции при больших переданных импульсах q^2 , хотя ожидалось, что эффекты этих токов должны проявляться именно в этой области. В то же время, поведение структурной функции совпало с тем, которое получается теоретически из размерного кваркового счета^{4/}, если считать дейтрон системой, состоящей из шести кварков. Причем интересно, что дейтрон проявляет эту структуру вплоть до $q^2 = 0,75 \text{ ГэВ}^2$. Исходя из вышесказанного, попытка рассмотреть ядро — дейтрон как связанную систему шести кварков и изучить ее свойства представляет особый интерес. В данной работе мы рассмотрим некоторые из характеристик дейтрона, которые можно рассчитывать непосредственно методами теории групп без уточнения динамики взаимодействия между кварками.

2. КЛАССИФИКАЦИЯ ШЕСТИКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ И ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ ДЕЙТРОНА

Основываясь на успешном описании барионного спектра в предположении о "помещении" кварков в потенциал гармонического осциллятора^{/5,6/}, мы выберем для нашей системы следующий орбитальный гамильтониан:

$$H = H_{осц} + V,$$

где через V обозначено некоторое остаточное взаимодействие между кварками.

Для нахождения волновой функции такого гамильтониана мы будем пользоваться широко применяемым в ядерной физике методом разложения волновой функции многочастичной системы в ряд по полным системам функций (ТИМО, К-гармоники). В нашем случае, как и в ТИМО, за полную орбитальную систему, естественно, следует брать осцилляторные волновые функции, преобразующиеся по неприводимым представлениям (НП) цепочки групп^{/7/}:

$$\begin{aligned} U_{3(3n-1)} &\supset^* SU_3 = SO_3 = SO_2 \\ U_{3n-1} &= O_{3n-1} = S_{3n} \end{aligned} \quad (I)$$

где $3n$ - число кварков в системе, SO_m обозначает группу вращений в m - мерном пространстве, S_{3n} - $3n$ -мерную симметрическую группу, а U_m и SU_m - унитарную и унитарно-унимодулярную группы. Для полного описания системы 6 кварков эту цепочку следует дополнить прямым произведением групп

$SU_6 \times SU_3^c$, где SU_6 - обычная спин-унитарная группа, а SU_3^c - группа преобразований дополнительного индекса кварков, т.н. "цвета". Следовательно, модельные волновые функции $3n$ кварковой системы, составляющие полную систему, будут преобразовываться по НП такой цепочки:

$$\begin{aligned}
SU_3 &= SO_3 = SO_2 \\
g &= \dot{u}_{3n-1} = O_{3n-1} = S_{3n} \\
SU_6 &= SU_2^{\sigma} \times SU_3, \\
SU_3^c &
\end{aligned}
\tag{2}$$

где НП SU_2^{σ} дает спин системы.

НП групп цепочки (2) мы будем характеризовать S -функциями^{/7-9, II/} или схемами Юнга (СЮ) $\{\lambda\}_m$ - для унитарных групп, (λ) - для групп вращений и $[\lambda]$ - для симметрической группы, где λ разбиение числа r , равного размерности тензорного пространства данного НП, а m - размерность группы. Так, например, для группы SU_6 фундаментальное представление, обычно обозначаемое как 6, в наших обозначениях будет $\{1\}_6$, 56 - плет - $\{3\}_6$, 70 плет - $\{21\}_6$; для группы SU_3 октетное представление будет $\{21\}_3$, декуплетное представление - $\{3\}_3$ и т.д. Использование СЮ для обозначения НП имеет много преимуществ: с их помощью легко строить тензорные представления высших порядков, находить формулы редукции НП, наконец они непосредственно дают операторы Казимира^{/7-II/}.

Если считать физические объекты "бесцветными"^{/6/}, естественно потребовать, чтобы все связанные состояния трехкварковой системы, образующей барионы, были чистыми синглетами по группе SU_3^c , т.е. описывались скалярным НП $\{1^3\}_3$. Следовательно, система, объединяющая n таких триплетов, будет описываться НП $\{n^3\}_3$. Основное пространственное состояние, описываемое цепочкой (I), задается НП группы $U_{3(3n-1)}$ - $\{0\}$, соответствующим числом спиновых квантов возбуждения $N = 0$. Редукция (I) дает полностью симметричное НП $\{3n\}$ груп-

пы S_{3n} . Поскольку мы строим систему, которая должна подчиняться статистике Ферми, то группа \mathcal{G} должна характеризоваться НП $\{1^{3n}\}$. Оно должно получаться как результат внутреннего произведения НП $\{3n\}$ группы S_{3n} , $\{n^3\}_3^c$ и НП $\{\lambda\}_6$ группы SU_6 . Поскольку

$$\{3n\}_o \{n^3\} = \{n^3\},$$

("o" обозначает внутреннее произведение), а НП $\{1^{3n}\}$ появляется только во внутреннем произведении сопряженных СЮ, ясно, что

$$\{\lambda\}_6 = \{n^3\} = \{3^n\}$$

НП группы SU_6 не может описываться СЮ более чем с шестью строками, поэтому $n \leq 6$. Рассматривая ядра как $3/2$ - кварковые системы со странностью $S = 0$, нетрудно увидеть, что $n \leq 4$. Поэтому, в ядерной конфигурации с $\mathcal{N} = 0$ число трехкварковых систем не может превышать 4. Таким образом, мы приходим к результату, хорошо известному из оболочечной модели ядра.

Следовательно, шестикварковая система описывается НП группы $\{3^2\}_6$.

Волновую функцию, согласно вышесказанному, можно записать в виде ряда:

$$|d J=1, M, T=0, M_T=0\rangle = \sum_{N\{p\}Lm S m_s} \sum_{\alpha [f] \mu} C_{N\{p\}Lm \alpha [f] \mu} (L S m m_s / 1 M) \cdot |N\{p\}Lm; \alpha [f] \mu\rangle \alpha_{S T=0} |S m_s, T=0, S=0: \{3^2\}_6\rangle, \quad (3)$$

где $|S m_s 00: \{3^2\}_6\rangle$ - базисная функция НП цепочки групп

$SU_6 = SU_3 \times SU_3$; $|N\{p\}Lm; \alpha [f]_{\mu}\rangle$ обозначает пространственную часть волновой функции дейтрона с учетом скалярного НП $\{2^3\}_3$ "цветовой" группы SU_3^c ; $\{p\}$ обозначает НП групп U_3 и SU_3 одновременно, а $L, m, [f]$ - соответственно SO_3, SO_2 и S_6 ; α - индекс повторения НП $[f]$ в $\{p\}$; μ - символ Яманучи, a_{30} - вес спинизоспиновых состояний и в случае дейтрона $a_{30} = 7/10$ и $a_{30} = 3/10$.

Коэффициенты $C_{N\{p\}Lm[f]_{\mu}\alpha}$ в обычных ядерных расчетах получаются вследствие диагонализации энергетической матрицы, рассчитанной с помощью функций (3). Поскольку мы не знаем вида остаточного межкваркового взаимодействия, эти коэффициенты можно найти приближенно: будем считать, что все состояния с фиксированным N и различными значениями остальных квантовых чисел равновероятны. Тогда $C_{N\{p\}L\alpha [f]_{\mu}} = C_N$ и эти коэффициенты можно найти феноменологически с помощью весов высших орбитальных состояний в дейтроне. Конкретные расчеты физических величин, исследуемых в данной работе, показывают, что изменение веса D состояния P_D в дейтроне в пределах от 3% до 6% практически не меняют численных значений этих величин. Поэтому мы будем использовать в дальнейшем значение $P_D = 4,55\%$. Максимальное значение спина системы шести кварков может равняться 3. Поэтому система может находиться также и в орбитальном состоянии с $L = 4$, а, следовательно, нужно учесть и это состояние. Современные расчеты показывают, что вес этого состояния в дейтроне мал и не превышает сотых долей процента^{/12-13/}. Взяв $P_N = 95,40\%$, $P_D = 4,55\%$ и $P_G = 0,05\%$,

можно рассчитать коэффициенты C_N : $C_0 = 0,961$, $C_2 = 0,052$,
 $C_4 = 0,006$.

В таблице I приведены орбитальные состояния системы шести кварков, приводящие к НП $\{3^2\}$ группы SU_6 . В силу требования сохранения четности волновой функции, состояния с $\{p\} = \{31\}$ и $L = 1,3$ не вносят вклада в результаты. С помощью таблицы I и волновой функции (3) нетрудно рассчитать веса состояний с определенными N в волновой функции дейтрона. Расчеты дают

$$P_0 = 92,36\% , \quad P_2 = 6,89\% \quad \text{и} \quad P_4 = 0,75\%.$$

Как видим, вклад конфигураций с $N = 4$ меньше 1%. Приведенные значения коэффициентов C_N и P_N показывают хорошую сходимость ряда и поэтому ограничение первыми тремя членами в разложении (3) можно считать хорошим приближением. Конфигурация с $N = 0$ имеет определяющий вес, но высшие конфигурации вносят заметный вклад.

3. ВКЛАДЫ РАЗЛИЧНЫХ БАРИОННЫХ СОСТОЯНИЙ

В последнее время в литературе широко обсуждается вопрос изобарных и резонансных примесей в дейтроне и их роль для различных характеристик ядра $d^{12,13}$. Недавние эксперименты^{/3/} показали, что эти примеси не играют практически никакой роли для структурной функции дейтрона. Однако это не исключает возможности того, что они будут существенными для других характеристик дейтрона. Кроме того, в рамках кварковой модели дейтрона, вероятность возникновения изобарных и резонансных состояний в дейтроне не равна нулю, что и будет показано ниже.

Для этого необходимо редуцировать НП $\{3 \ 2\}_6$ на НП подгрупп. Найдем, во-первых, в каком SU_3 - мультиплете находится дейтрон. Для этого найдем формулу редукции $\{3 \ 2\}_6$ по цепочке групп $SU_6 \supset SU_2 \times SU_3$. Согласно Литтлвуду^{/8/}, следует рассчитать плетизм $(\{1\}_0, \{1\}) \circ \{\nu\}$:

$$\begin{aligned} (\{1\}_0, \{1\}) \circ \{\nu\} &= \sum_{(\lambda)} [(\{1\}_0, \lambda)]_0 [(\{1\}_0, \lambda) d(\{\lambda\})\{\nu\}] = \\ &= \sum_{(\lambda)} \{\lambda\}_0 d(\{\lambda\})\{\nu\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где \circ - обозначает операцию плетизма, $d(\{\lambda\})$ - оператор, аналогичный оператору Фолкеса^{/14/}, но, в отличие от него, является обратным к внутреннему произведению S - функций, и в нашем случае $d(\{\lambda\})\{\nu\}$ это такая S - функция $\{\mu\}$, внутреннее произведение которой на $\{\nu\}$ дает $\{\lambda\}$. Суммирование в формуле (8) ведется по всем возможным разбиениям веса $SU \ \{\nu\}$. Используя формулу (8) и таблицы внутреннего произведения^{/9, II/}, получим:

$$\begin{aligned} \{3^2\}_6 &= (\{6\}_2^\sigma + \{42\}_2^\sigma)_0 \{3^2\}_3 + (\{51\}_2^\sigma + \{42\}_2^\sigma)_0 \{321\} + \\ &+ (\{51\}_2^\sigma + \{3^2\}_2^\sigma)_0 \{42\}_3 + \{42\}_2^\sigma (\{51\}_3 + \{41^2\}_3) + \\ &+ \{3^2\}_2^\sigma (\{2^3\}_3 + \{6\}_3). \end{aligned} \quad (9)$$

Из полученных здесь мультиплетов группы SU_3 дейтрон может находиться только в том, который при редукции $SU_3 \supset SU_2 \times SU_2$ содержит изотопический синглет $T = 0$ и странность $S = 0$. Для последней редукции следует пользоваться такой формулой:

$$(\{1\} + \{1\}) \circ \{\nu\} = \sum \{\lambda\} D(\{\lambda\})\{\nu\}, \quad (10)$$

где суммирование ведется по всем возможным разбиениям всех целых чисел от нуля до веса $\{ \nu \}$, а $D(\{ \lambda \})$ это оператор Фолжеса, обратный внешнему произведению S - функций. Применение формулы (10) к НП $\{3^2\}_3$ дает:

$$\{3^2\}_3 = \{3^2\}_2^T \{0\}_1 + \{32\}_2^T \{1\}_1 + \{31\}_2^T \{2\}_1 + \{3\}_2^T \{3\}_1. \quad (11)$$

Для нахождения спинорных представлений группы SU_2 из НП $\{ \lambda_1, \lambda_2 \}_2^{\kappa}$ пользуемся формулой^{/8/}:

$$\kappa = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2}. \quad (12)$$

Кроме этого, НП $\{r\}_1$ группы SU_1 прямо дает странность рядом стоящего SU_2 мультиплета $S = -r$. И, следовательно, $\{3^2\}_3$ мультиплет содержит следующие состояния по изоспину T и странности S :

$$(T, S) = (0, 0), (1/2, -1), (1, -2), (3/2, -3).$$

Если редуцировать аналогичным образом остальные НП группы SU_3 , входящие в (9), мы увидим, что ни одно из них не содержит мультиплета $(T, S) = (0, 0)$ и, следовательно, дейтрон содержится в $\{3^2\}_3$ - мультиплете. Применение формулы (12) к НП спиновой группы SU_2 дает, что только этот мультиплет группы SU_3 имеет спиновые моменты, равные $S = 1$ и 3 , что также характерно для дейтрона. Наконец, в общепринятых обозначениях $\{3^2\}_3$ есть представление $\bar{1}0$, содержащееся в произведении $\underline{8} \times \underline{8}$, что понятно физически, поскольку дейтрон можно рассматривать как систему двух нуклонов. То, что дейтрон со-

держится в $\overline{10}$ декуплете, совпадает с результатом работы^{/15/}, полученным в рамках восьмеричного пути. С другой стороны, НП $\{3^2\}_3$ содержится также в произведении S -функций $\{3\}_3 \times \{3\}_3$. Следовательно, определенный вклад должны вносить в дейтрон и примеси Δ -изобар.

Оценим теперь верхний предел среднего значения этих примесей. Редуцируем шестикварковое НП $\{3^2\}_6$ на два трехкварковых представления. В силу присутствия НП $\{2^3\}_6$ "цветовой группы" не может существовать никаких других комбинаций кварков. Известно, что $SU(6)$ $\{3^2\}_6$ появляется во внешнем произведении следующих S -функций веса 3: $\{3\}_6 \times \{3\}_6$ и $\{21\}_6 \times \{21\}_6$. Следовательно, в волновую функцию дейтрона могут вносить вклад не только барионы $\underline{56}$ -плета, но также и резонансы из $\underline{70}$ -плета. Базисная функция НП $\{3^2\}_6$ представляет собой линейную комбинацию следующих функций:

$$|\{3^2\}_6\rangle = C_1 |\{3\}_6 \times \{3\}_6\rangle + C_2 |\{21\}_6 \times \{21\}_6\rangle, \quad (13)$$

где коэффициенты C_1 и C_2 можно найти приписав все НП нужных редукционных цепочек и используя методы работ^{/16/}. Можно очень просто оценить также средние значения этих коэффициентов, что будет вполне достаточно для оценки искомых вкладов. Действительно, в силу ортогональности двух функций в правой части (13) имеем:

$$C_1 = \langle \{3\}_6 \times \{3\}_6 / \{3^2\}_6 \rangle.$$

Если считать, что каждая базисная функция НП вносит одинаковый вклад в C_1 , тогда можно написать, что

$$| \{3\}_6 \rangle = \sum \frac{1}{\sqrt{56}} \varphi_i$$

и

$$| \{3^2\}_6 \rangle = \sum \frac{1}{\sqrt{490}} \psi_\kappa^{\{3^2\}_6},$$

где под корнями сидят размерности соответствующих представлений, φ_i и $\psi_\kappa^{\{3^2\}_6}$ - базисные функции НП $\{3\}_6$ и $\{3^2\}_6$, соответственно, и $\psi_\kappa^{\{3^2\}_6}$ является линейной комбинацией произведения $\varphi_i \varphi_j$:

$$\sum_{i,j} \varphi_i \varphi_j = \sum_{\kappa,\lambda} \psi_\kappa^{\{\lambda\}}.$$

Используя последние формулы, получим:

$$C_1 = \frac{1}{56\sqrt{490}} \sum_{i,j,\kappa} \langle \varphi_i \varphi_j / \psi_\kappa^{\{3^2\}_6} \rangle = \frac{1}{56\sqrt{490}} \sum_{\kappa,\lambda,\kappa} \langle \psi_\kappa^{\{\lambda\}} / \psi_\kappa^{\{3^2\}_6} \rangle = \frac{\sqrt{490}}{56}.$$

Аналогично можно найти и коэффициенты C_2 . После нормировки имеем:

$$C_1 = \sqrt{\frac{25}{41}}, \quad C_2 = \sqrt{\frac{16}{41}}. \quad (I4)$$

Следующим этапом будет редукция трехкварковых НП группы SU_6 по цепочке $SU_6 \supset SU_2 \times SU_3$. Например:

$$| \{3\}_6 \rangle = d_{3,3}^3 | \{3\}_2 \{3\}_3 \rangle + d_{21,21}^3 | \{21\}_2 \{21\}_3 \rangle. \quad (I5)$$

Расчеты, аналогичные только что приведенным, дают следующие значения для нормированных коэффициентов:

$$d_{3,3}^3 = \sqrt{\frac{2}{7}}, \quad d_{21,21}^3 = \sqrt{\frac{5}{7}}, \quad d_{3,21}^{21} = \sqrt{\frac{5}{103}}, \quad d_{21,3}^{21} = \sqrt{\frac{8}{103}}, \quad (16)$$

$$d_{21,21}^{21} = \sqrt{\frac{10}{103}}, \quad d_{21,13}^{21} = \sqrt{\frac{80}{103}}.$$

Подставляя трехкварковые SU_6 функции, разложенные аналогично (15) в (13) и используя коэффициенты (14) и (16), получим разложение функции $|\dots : \{3^2\}_6\rangle$ на произведение функций октуплета и декуплета с определенными спинами (с помощью первого их нижних индексов коэффициента d в формуле (15) можно получить спин, если использовать формулу (12), а второй указывает на SU_3 - мультиплет). Поскольку дейтрон находится в $\{3 \ 2\}_3$ мультиплете, вес его в произведениях $\{3\}_3 \times \{3\}_3$ и $\{21\}_3 \times \{21\}_3$, соответственно, равняется:

$$u_{3,3}^{\{3\}} = \sqrt{\frac{1}{10}}, \quad u_{21,21}^{\{3\}} = \sqrt{\frac{5}{32}}.$$

Весы нужных нам спиновых S - функций $\{6\}$ и $\{42\}$ в произведениях III группы SU_2 равны:

$$S_{3,3}^6 = \sqrt{\frac{7}{16}}; \quad S_{3,3}^{42} = \sqrt{\frac{3}{16}}; \quad S_{3,21}^{42} = \sqrt{\frac{3}{8}}; \quad S_{21,21}^{42} = \sqrt{\frac{3}{4}}.$$

Окончательно функция $|Sm_S, 0, 0 : \{3^2\}_6\rangle$ из формулы (3) принимает вид:

$$|Sm_S, 0, 0 : \{3^2\}_6\rangle = \sum_{\nu, \lambda} \nu \kappa_{\lambda}^{\nu} |Sm_S, \lambda, \nu, 0, 0\rangle, \quad (17)$$

здесь: S - спин дейтрона, ν - обозначает представление λ -го ранга группы SU_6 , т.е. указывает к какому мультиплету - 56 или 70 - принадлежат частицы, составляющие дейтрон. Сме-

шанные по мультиплетам состояния не входят в разложение. Индексом λ обозначим SU_3 - мультиплет: $\lambda = \mathcal{N}$ обозначает, что имеется два нуклонных состояния, а $\lambda = \Delta$ - два изобарных состояния. Индекс \mathcal{N} , обозначающий осцилляторный квант возбуждения, необходим, поскольку состояния из 70-плета не появляются при $\mathcal{N} = 0$ (нижайшее орбитальное состояние этого мультиплета, как известно, есть состояние с $L = 1$). Соответствующим образом нормированные коэффициенты равны

$$\begin{aligned} \binom{56}{0} \kappa_n^{\prime 1}{}^2 &= 0,975; \quad \binom{56}{0} \kappa_{\Delta}^{\prime 1}{}^2 = 0,025; \quad \binom{56}{0} \kappa_n^{\prime 3}{}^2 = 0; \quad \binom{56}{0} \kappa_{\Delta}^{\prime 3}{}^2 = 1; \\ \binom{56}{2,4} \kappa_n^{\prime 3}{}^2 &= 0; \quad \binom{56}{2,4} \kappa_{\Delta}^{\prime 3}{}^2 = 0,252; \quad \binom{70}{2,4} \kappa_n^{\prime 3}{}^2 = 0,748; \quad \binom{70}{2,4} \kappa_{\Delta}^{\prime 3}{}^2 = 0; \quad (18) \\ \binom{56}{2,4} \kappa_n^{\prime 1}{}^2 &= 0,608; \quad \binom{56}{2,4} \kappa_{\Delta}^{\prime 1}{}^2 = 0,016; \quad \binom{70}{2,4} \kappa_n^{\prime 1}{}^2 = 0,373; \quad \binom{70}{2,4} \kappa_{\Delta}^{\prime 1}{}^2 = 0,003. \end{aligned}$$

Индексы $\mathcal{N} = 2,4$ означают равенство соответствующих коэффициентов для обоих значений \mathcal{N} .

Теперь, имея надлежащим образом разложенную функцию \mathbb{N} группы $SU_6 \{3 \ 2\}$, можно рассчитать вклад нуклонных и изобарных состояний в основное состояние дейтрона, а также и вклады возбужденных нуклонных и возбужденных изобарных состояний. При расчете последних величин следует, однако, иметь в виду, что не все состояния с $\mathcal{N} = 2,4$ дают возбужденные барионные состояния. Действительно, высокие \mathcal{N} могут появляться в шестикварковой системе не только за счет возбуждения трехкварковых состояний, но и за счет возбуждения относительного движения двух невозбужденных трехкварковых систем. Естественно, что послед-

ние возбуждения являются "ложными" с точки зрения возбуждения барионных резонансов и при расчете вкладов этих состояний их следует исключать. Рассмотрим движение одной трехкварковой системы относительно центра другой. Тогда "ложные" возбуждения будут соответствовать "ложным" состояниям оболочечной модели и рассчитать их вклад можно хорошо разработанными методами оболочечной модели^{/17/}.

Для веса этих состояний расчеты дают число 21/39. С учетом этого веса составлена таблица 2.

В таблице 2 приведены веса различных нуклонных и изобарных состояний с учетом вкладов обоих $5U_6$ - мультиплетов и только 56 - плета. Сравнение результатов показывает, что учет 70 - плета уменьшает вклад изобарных-примесей примерно в 1,5 раза. Имея надежные экспериментальные данные о вкладе этих примесей, можно было бы судить о роли резонансов 70 - плета в дейтроне. Интересно отметить, что если при учете только 56 - плета вклад волны 3D_1 достигает 35% от общего вклада изобарных примесей, то учет обоих мультиплетов меняет картину и вклад уменьшается до 12%. В предыдущей работе^{/13/} получено преобладание вклада 3D_1 волны над весом 3S_1 волны, что вполне понятно, поскольку во всех этих работах считается только примесь Δ (1236) резонансов, находящихся, как известно, в 56 - плете. Проводить количественное сравнение результатов, по-видимому, не имеет смысла, так как результаты предыдущих расчетов сильно зависят от параметров используемых потенциалов, тогда как в наших результатах зависимость от вида взаимодействия проявляется только при выборе групп симметрии. Однако увеличение веса вол-

ны 3D_2 при учете только 56 - плета указывает на качественное согласие с результатами предыдущих работ^{/12,13/}. Из таблицы 2 видно, что вес спиновых состояний с $S = 3$ очень мал и не превышает 1,5%. Высокие орбитальные состояния более существенны для Δ - изобарных примесей, чем для нуклонных состояний.

4. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ДЕЙТРОНА

Энергия связи дейтрона может быть получена с помощью массовой формулы Гелл-Манна-Окубо^{/5/}:

$$M = BM_0 + AY + B\left[\frac{1}{2}(L+1) - \frac{Y^2}{4}\right] + CS(S+1) + \frac{1}{6}DF^2 + (\alpha + \frac{1}{6}\beta F^2)\hat{S}\hat{L}. \quad (19)$$

Появление барионного числа B в первом члене правой части можно объяснить следующим образом: параметр M_0 в формуле Гелл-Манна-Окубо дает массу $5U_6$ - мультиплета трехкварковой системы в отсутствие всех взаимодействий, нарушающих эту симметрию, и его можно рассматривать как сумму эффективных масс трех кварков. Поэтому при использовании этой формулы для шестикварковой системы, по-видимому, следует брать удвоенное значение первого члена M_0 в обычной массовой формуле, а для дейтрона $B = 2$.

Формула (19) содержит параметр D , который не определяется по данным барионных масс^{/5/}. Поэтому не удивительно, что для энергии связи дейтрона можно получить значение, равное экспериментальному. Интересно другое: если рассчитать разность масс соседних мультиплетов, содержащихся в разложении (11), то она

оказывается постоянной и равной $(-A+3/2B)$. Если пользоваться значениями параметров, приведенных в работе^{/5/} и учесть малость энергии связи дейтрона, можно заключить, что в разложении (II) не может существовать никаких других связанных состояний кроме сиглета $\{3^2\}_2 \{0\}_I$, т.е., дейтрона. Аналогичный результат в рамках SU_3 модели из квадратичных массовых соотношений был получен в работе^{/15/}.

Для расчета магнитного момента дейтрона мы пользуемся обычной схемой, применяемой в кварковой модели^{/15,19/}, с учетом орбитального движения кварков в дейтроне. Оператор магнитного момента в этом случае имеет вид:

$$\hat{\mu} = \sum_q \{ [M_1 Q_q + M_2 Y_q + M_3 t_q(t_q+1)] \hat{b}_q + g_q \hat{L}_q \}, \quad (20)$$

где суммирование идет по всем кваркам: Q_q - заряд кварка в единицах заряда электрона, Y_q , t_q , \hat{b}_q , \hat{L}_q , соответственно, гиперзаряд, изотоп-спин, операторы удвоенного спина и орбитального момента кварков, а M_1 , M_2 , M_3 - известные параметры^{/5/}. Будем считать, что в среднем \hat{L}_q равняется $\frac{1}{6}L$. Это приближение выглядит вполне приемлемо, если вспомнить, что основной вклад в дейтрон вносит S - состояние. Поэтому, последний член правой части формулы (20) должен давать малую поправку. Орбитальные гироманнитные отношения для кварков g_q подберем так, чтобы сумма этих отношений для трехкварковых систем давала орбитальные гироманнитные отношения, соответствующие нуклону ($g_p = 1$, $g_n = 0$). Тогда $g_q = Q_q$.

Базисную функцию SU_6 мультиплетта в явном виде можно пост-

роить, используя результаты работы /16/. Тогда для магнитного момента дейтрона в единицах $\frac{e\hbar}{2M_c}$ получаем:

$$\begin{aligned} \mu_d = \langle d1100 | \hat{M}_z^2 | d1100 \rangle = & \left(\frac{1}{3} M_1 - \delta \right) (C_0^2 + 10C_2^2) + \\ & + \frac{5}{14} \left(\frac{2}{3} M_1 - 2\delta + 1 \right) (5C_2^2 + 21C_4^2), \end{aligned} \quad (21)$$

где δ зависит от параметров M_2 , M_3 и равняется 0,06.

Расчет по формуле (21) дает для магнитного момента и вкладов различных состояний, с использованием также значений коэффициентов χ_{λ}^S в (18), значения, приведенные в таблице 3. С самого начала отметим, что вклад последнего члена формулы (21) не превышает 0,73%. Как видим из таблицы 3, согласие теоретически полученного значения магнитного момента с экспериментальным $\mu_{\text{эксп}} = 0.857$ очень хорошее. Отношение μ_d / μ показывает, что основной вклад в магнитный момент вносят нуклонные конфигурации, хотя, конечно, пренебрегать вкладом изобарных состояний, по-видимому, нельзя. Заметный вклад вносят состояния со спином $S = 3$ (отношение χ_{λ}^S / μ). Как и следовало ожидать, учет только $\underline{56}$ -плета приводит к увеличению роли изобарных состояний по сравнению с ролью нуклонных состояний. Особенно это заметно для возбужденных состояний: если при учете обоих мультиплетов вклад возбужденных Δ -резонансных состояний в магнитный момент, получаемый от всех возбужденных состояний, равняется 13%, то при учете только $\underline{56}$ -плета этот вклад растет до 50%.

Как видно из результатов данной работы, описание дейтро-

на как связанного состояния шестикварковой системы позволяет микроскопически получить целый ряд характеристик этого ядра. Такое описание позволяет довольно просто рассчитать средние вклады примесей различных трехкварковых состояний. Величины вкладов нуклонных и изобарных образований сильно зависят от того, учитывается или нет примесь трехкварковых состояний, находящихся в $\underline{70}$ -плетном представлении группы SU_6 . Экспериментальное определение этих величин, по-видимому, позволит решить вопрос о действительной роли $\underline{70}$ -плетных состояний в дейтроне.

В заключение считаем своим приятным долгом поблагодарить Т.И.Копалейшвили, Г.И.Никобадзе, А.А.Хелашвили и М.Ш.Чачунашвили за полезные обсуждения и дискуссии.

ТАБЛИЦА I

N	$\{\rho\}$	L	$[f]$
{0}	{0}	0	[6]
{2}	{2}	0,2,	[6], [42]
4	{4}	0,2,4	2 [6], 3 [42]
	{31}	1,2,3	2 [42], [31 ³]
	{22}	0,2	[6], 2 [42], [2 ³]

ТАБЛИЦА 2

S	с учетом обоих мультиплетов		с учетом только <u>56</u> -плета	
	I + 3	3	I + 3	3
P_S^n	93.05	0	93.03	0
P_D^n	4.15	1.03	3.09	0
P_G^n	0.03	0.03	0	0
P^n	97.21	1.06	96.12	0
P^{n*}	3.30	0.49	2.80	0
P_S^Δ	2.35	0	2.37	0
P_D^Δ	0.40	0.34	1.46	1.37
P_G^Δ	0.02	0.02	0.05	0.05
P^Δ	2.77	0.36	3.88	1.42
$P^{\Delta*}$	0.22	0.17	0.73	0.65

(в процентах)

ТАБЛИЦА 3

	с учетом обоих мультиплетов	с учетом только <u>56-плета</u>
M_d д.м.	0.8562	0.8562
M_s/M_d	98,3	98,3
$s=3\mu/M_d$	2,4	2,4
M^0/M_d	3,0	4,8
M^{20}/M_d	2,0	1,2
M^{40}/M_d	0,3 -	1,1

(в процентах)

Поступило 20.V.1977

Кафедра
высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И.Захаров, Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окунь, УФН, 117, 227, 1975.
2. С.М.Биленький, Препринт ОИЯИ 2-9096, 1975.
3. R.G.Arnold et al., Phys. Rev. Lett., 35, 776, 1975.
4. V.Matveev, R.Muradjan, A.Tavkhelidze, Nuovo Cim.Lett., 7, 719, 1973;
S.J.Brodsky, G.R.Farrar, Phys.Rev., II, D 1309, 1975.
5. Б.Т.Фелд, Модели элементарных частиц. М., "Мир", 1971.
6. Р.П.Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами. М., 1975.
7. И.З.Мачабели, ТМФ, 36, 106, 1970.

8. D.E.Littlewood, Group Characters and Matrix Representation of Groups, Oxford, 2-nd ed., 1950
9. В.В.Ванагас, Алгебраические методы в теории ядра. "Минтис", Вильнюс, 1970.
10. А.М.Переломов, В.С.Попов, ЯФ, 3, 924, 1966. ЯФ, 5, 693, 1967.
11. B.G.Wyborn, Symmetry Principles and Atomic Spectroscopy, Toronto, 1970.
12. H.Arenhovel, M.Danos; H.J.Williams, Nucl. Phys. A 162, 12, 1971; B.S.Aladashvili et al. **Препринт ОИЯИ** E1-833H, 1974; H.J.Weber, Proc. VII Int. Conf. on Few Body Problems in Nuclear and Particle Phys., Dely, India, 1975.
13. В.Е.Маркушин, ЯФ, 22, 1079, 1975.
14. H.O.Foulkes, Phys. Trans. Roy.Soc., A246, 555, 1951.
15. R.J.Oakes, Phys. Rev., 131, 2239, 1963.
16. Т.Д.Бабуцдзе, И.З.Мачабели, Труды ТГУ, А10, 158, 85, 1975; И.З.Мачабели. Труды ТГУ, 160, 5, 1975.
17. В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов, Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., "Наука", 1969.
18. S.Okubo, Progr. Theor. Phys., 27, 249, 1962; The Eightfold Way, eds., M.Gell-Mann, L.Neeman, New-York, 1963.
19. Я.Коккеде, Теория кварков. М., "Мир", 1971.

თ.ბაბუცვიძე, ი. მაჩაბელი

დეონტონის ანთადა კვაკუი ბოქალი

ს უ მ ა რ ი

კანბილური ბოქონის აბოქანი კვაკუი ბოქალი.ნაქვნი-
ბი,როი ბოქონის აქნირა,როგორც ექვისი კვაკის ბიუი სისტ-
ბისა,კვაქევს ბისი ბოქონი ბვისბის ბიკროსკოპიუი ბიქონის
საბუალებს.

T. Babutsidze, I. Machabeli

DEUTERON PROBLEM IN THE QUARK MODEL

S u m m a r y

The deuteron problem is considered within the frame of the quark model. It is shown that description of the deuteron as a bound state of the 6 quark system enables us to obtain microscopically a set of deuteron properties.

თბილისის შრომის წითელი რკმლის ორჯინოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

190, 1977

О ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ТУРБУЛЕНТНОЙ
СРЕДЫ

Г.А.Бегишвили, Г.В.Джандиери

В последнее время большое внимание уделяется вопросам излучения и распространения волн в случайно-неоднородных средах (см., например, /1/). Однако в этих работах в основном рассматриваются задачи, связанные с пространственной неоднородностью, а временная зависимость флуктуирующих параметров не учитывается, в то время как даже в квазистатистическом приближении зависимость от времени приводит к ряду качественно новых эффектов /2,3,4/. В данной работе найдена эффективная диэлектрическая проницаемость турбулентной среды (имеется в виду пространственно-временная статистическая неоднородная среда), которая связывает среднюю индукцию со средним электрическим полем. В основу рассмотрения положена модель турбулентной среды, предложенная Лане /5/, статистические свойства которой даются корреляционной функцией вида:

$$B_{\epsilon}(\rho, \tau) = \langle \epsilon_i^2 \rangle \left(1 + \frac{\tau^2}{T^2}\right)^{-\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{\rho^2}{\ell^2 \left(1 + \frac{\tau^2}{T^2}\right)}\right], \quad (1)$$

где ℓ - характерный масштаб флуктуации, T - характерный период временных пульсаций. Эта функция учитывает диффузию неоднородностей со среднеквадратической скоростью $\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \frac{\ell}{T}$ и достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными для турбулентной газовой среды.

Рассмотрим безграничную среду, диэлектрическая проницае-

мость которой суть $\mathcal{E}(\vec{r}, t) = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_1(\vec{r}, t)$, где $\mathcal{E}_0 = \text{const}$, $\mathcal{E}_1(\vec{r}, t)$ - однородная, стационарная, изотропная случайная функция с нулевым средним значением. Будем считать $|\mathcal{E}_1| \ll \mathcal{E}_0$, что дает возможность решать данную задачу методом малых возмущений. Кроме того будем считать:

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\mathcal{E}_0} \ell \ll 1, \quad \ell \ll cT \quad (2)$$

Легко видеть, что из всех возможностей реализуется лишь случай $\ell \ll cT$. Тогда, следуя методике расчета для $\mathcal{E}_{\text{эфф}}/3,4/$, получаем:

$$\begin{aligned} \mathcal{I}m \mathcal{E}_{\text{эфф}}^{tz}(\omega, \vec{\kappa}) &= \mathcal{I}m \mathcal{E}_{\text{эфф}}^{\ell}(\omega, \vec{\kappa}) = \frac{\sqrt{\pi}}{6} \frac{\langle \mathcal{E}_1^2 \rangle}{\mathcal{E}_0} \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\mathcal{E}_0} \ell \right)^3 \exp\left(-\frac{\kappa^2 \ell^2}{4}\right) \\ &+ \frac{\sqrt{\pi}}{4} \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\mathcal{E}_0} \ell \right) \frac{\ell^2 \mathcal{E}_0}{c^2 T^2} \cdot \frac{\langle \mathcal{E}_1^2 \rangle}{\mathcal{E}_0} \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - 20 \frac{\ell^2 \mathcal{E}_0}{c^2 T^2} \right) (\kappa \ell)^2 + \right. \\ &\left. + \frac{\ell^2 \mathcal{E}_0}{c^2 T^2} \left[36 - \frac{3}{8} (\kappa \ell)^4 + \frac{1}{16} (\kappa \ell)^6 \right] \right\} \exp\left(-\frac{\kappa^2 \ell^2}{4}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Отличием в реальных частях $\mathcal{E}_{\text{эфф}}^{\ell}$ и $\mathcal{E}_{\text{эфф}}^{tz}$ от \mathcal{E}_0 в данной задаче можно пренебречь.

Зная вид $\mathcal{E}_{\text{эфф}}(\omega, \kappa)$ методом реакции излучения [1] легко получить средние потери энергии на единицу длины пути заряда q , движущегося равномерно в среде со скоростью v :

$$\frac{dW^e}{d\beta} = \frac{4}{5} \frac{\langle \mathcal{E}_1^2 \rangle}{\mathcal{E}_0^{3/2}} \beta^3 \frac{q^2}{\ell^2} \left(1 + \frac{5}{4} \frac{\ell^2}{v^2 T^2} \right), \quad (4)$$

где: $\beta = \frac{v}{c}$, черта сверху означает среднее по ансамблю неоднородностей.

Здесь мы выписали только продольную часть полных потерь, т.к. вычисления показывают, что дочеренковские поперечные по-

тери на два порядка меньше продольных по параметру $\rho^2 \epsilon_0 \ll 1$

Если кроме (2) выполнено еще и дополнительное условие $\kappa l \ll 1$, то можно получить:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{эфф}}^{tz}(\omega, \vec{\kappa}) = & \epsilon_0 - \frac{1}{3} \frac{\langle \epsilon_1^2 \rangle}{\epsilon_0} + \frac{1}{2} \langle \epsilon_1^2 \rangle \left(\frac{l}{cT} \right)^2 + \\ & + \frac{1}{3} \frac{\langle \epsilon_1^2 \rangle}{\epsilon_0} (\kappa l)^2 \left[\frac{7}{2} + 4 \epsilon_0 \left(\frac{l}{cT} \right)^2 \right] + i \sqrt{\pi} \frac{\langle \epsilon_1^2 \rangle}{\epsilon_0} \left[\frac{5}{4} \epsilon_0 \left(\frac{l}{cT} \right)^2 + \frac{1}{6} \right] (\kappa l)^3. \end{aligned} \quad (5)$$

Как видно из последней формулы, при $T \rightarrow \infty$ (чисто пространственные флуктуации) мнимая часть $\epsilon_{\text{эфф}}^{tz}$ переходит в известное выражение, полученное ранее Канером /6/.

Таким образом, из вышесказанного можно сделать следующие выводы:

1. Относительное сравнение мнимых частей (5) и $\epsilon_{\text{эфф}}^{tz}(\omega, \vec{\kappa})$, вычисленного для гауссового коррелятора, позволяет считать, что в последнем случае среднее поле волны затухает гораздо быстрее, чем в случае коррелятора (1).

2. Потери энергии частицы, движущейся при малых скоростях в турбулентной среде, описываемой моделью Лане, оказываются больше потерь, полученных при пренебрежении перемешиванием неоднородностей.

Поступило 14.У.1977

Институт кибернетики АН ГССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А.Рыжов, В.В.Тамойкин, Изв.выш.уч.зав., Радиофизика, 13, № 3, 356 (1970).

2. В.Г.Гавриленко, Н.С.Степанов, Изв.высш.уч.зав.,Радиофизика, 16, № 1, 69 (1973).
3. В.Г.Гавриленко, Я.М.Дорфман, Изв.высш.уч.зав.,Радиофизика, 15, № 2, 249 (1972).
4. Г.А.Беглашвили, В.Г.Гавриленко, Г.В.Джандиери, Изв.высш.уч.зав.,Радиофизика (в печати).
5. F.Lane , AIAA J , 5, 2193 (1967).
6. Э.А.Канер, Изв.высш.уч.зав.,Радиофизика, 2, № 5, 827 (1959).

ბ.ბეგიაშვილი, ბ.ჯანდიერი

ტურბულენტური ტარების მონაცემრეკონსტრუქციის მათემატიკური
შედეგები

მ ე მ ი უ მ ე

მიღებულია ეფექტური მონაცემრეკონსტრუქციის მეთოდური
გადასახლება ტურბულენტური ტარებისათვის, სადაც გამოყენებულია
სწინეპრობლემა ანალოგიური მონაცემრეკონსტრუქციის მათემატიკური
 $E_{\text{eff}}(\omega, \vec{\kappa})$ გამოსახლებაზე დაყრდნობით განხილულია ასეთი ტარების
რეკონსტრუქციის მეთოდი ეფექტური მონაცემრეკონსტრუქციის მათემატიკური

ON THE DIELECTRIC PERMITTIVITY OF TURBULENT
MEDIUM

S u m m a r y

The general expression for the effective dielectric permittivity of turbulent medium, taking into consideration the mixing of inhomogeneities, has been obtained.

On the basis of the resulting expression, $\epsilon_{eff}(\omega, \vec{k})$, the energy loss of the charge moving through such medium has been examined.

თბილისის შრომის ნიშნის ორჯერის ორჯერის სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

190, 1977

ДИФРАКЦИЯ ВОЛНЫ H_{10} НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ИНДУКТИВНОМ
СТЕРЖНЕ

Н.Н.Арганашвили

В в е д е н и е

Волноводы с различными искусственными неоднородностями издавна широко используются в различных областях физики и радиоэлектроники в качестве важного функционирующего устройства.

Наиболее широкое применение находят волноводы с неоднородностями в виде индуктивных и емкостных стержней круглого сечения.

Длительное время анализ свойств, рассеянных этими неоднородностями полей, ограничивался длинноволновым приближением, когда радиус стержня много меньше рабочей длины волны. Кроме того предложенные приближенные теории были справедливы при условии, что стержни изготовлены из идеально проводящего материала.

В настоящей работе рассматриваются задачи дифракции волны H_{10} на индуктивном стержне, являющимся идеальным диэлектриком, а отношение радиуса стержня к длине волны произвольно, в пределах волновода.

§ I. Рассеянное поле

Пусть индуктивный стержень круглого поперечного сечения помещен параллельно узкой стенке прямоугольного волновода на расстоянии Δ от нее (рис.1). Начало прямоугольной системы

3. ფრეზა

координат поместим в середине, на оси стержня, и введем следующие обозначения: z_0 - радиус стержня, a - ширина широкой стенки волновода, $k = k_0 \sqrt{1 - (\pi/2a)^2}$ - его волновое число ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 - длина волны в пустоте).

Теперь предположим, что на стержень со стороны отрицательных x падает основная волноводная волна H_{10} .

$$\begin{cases} E_{z0} = \sin\left[\frac{\pi}{a}(y+a)\right] e^{-ikx} \\ H_{\varphi 0} = -\frac{1}{i\omega\mu} \operatorname{rot}_{\varphi} \vec{E}_{z0} = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_{z0}}{\partial z} \quad (x < 0). \quad (I) \end{cases}$$

В результате дифракции вне стержня возникает дифрагированное поле, определение которого составляет нашу основную задачу. Выражение для дифракционного поля можем записать, воспользовавшись методом зеркальных изображений: каждому акту отражения, рассеянного от стержня поля, от стенок волновода можно сопоставить эквивалентный источник отраженного поля. Эти источники (многократные изображения стержня в стенках волновода) образуют периодическую решетку из бесконечно длинных стержней, причем разность фаз между полями, излученными соседними стержнями, составляет π . Сказанное иллюстрируется на рис. 2, где в плоскости продольного сечения (XU) волновода построено несколько зеркальных изображений стержня (A); область, занимаемая волноводом, заштрихована, $P(z, \varphi)$ - точка наблюдения.

Приписав каждой паре зеркальных изображений индекс ν ($\nu = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$), мы можем записать формальное выражение рассеянного поля в виде суммы (по всем индексам ν)

полей от "зеркальных" источников.

$$\begin{cases} E_{z1} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} x_m \left\{ H_m^{(2)}(kz_\nu) e^{im\psi_\nu} - H_m^{(2)}(k\rho_\nu) e^{im\psi_\nu} \right\} \\ H_{\varphi1} = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_{z1}}{\partial z} \end{cases} \quad (2)$$

где

$$z_\nu = \sqrt{x^2 + (y - \nu a)^2}, \quad \rho_\nu = \sqrt{x^2 + (y + 2a - \nu a)^2}.$$

Значение углов ψ_ν и ψ_ν указаны на рис. 2.

Поскольку стержень является диэлектриком, то внутри него также возбуждается электромагнитное поле, составляющие которого выражаются следующим образом:

$$\begin{cases} E_{z2} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m J_m(k'z) e^{im\varphi} \\ H_{\varphi2} = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_{z2}}{\partial z} \end{cases} \quad (3)$$

($z_0 > z$, k' - волновое число стержня).

§ 2. Граничные условия и функциональное уравнение задачи

Для того чтобы определить коэффициенты x_m и Y_m надо воспользоваться граничными условиями на произвольно выбранном стержне, например, на стержне (B) (рис. 2 и 3).

$$\begin{cases} E_{z1} + E_{z0} = E_{z2} \\ H_{\varphi1} + H_{\varphi0} = H_{\varphi2} \end{cases} \quad (4)$$

на стержне (В)

После подстановки сюда (1), (2) и (3) и перехода к цилиндрической системе координат ($x = z \cos \varphi$, $y = z \sin \varphi$) получим:

$$\begin{aligned} -e^{-ikz_0' \cos \varphi_0'} \sin \left[\frac{2\pi}{d} (\Delta + z_0' \sin \varphi_0') \right] &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} x_m \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} H_m^{(2)}(kz_\nu') e^{im\varphi_\nu'} - \\ &- \sum_{m=-\infty}^{\infty} x_m \left\{ H_m^{(2)}(kz_0) e^{im\varphi} + \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} H_m^{(2)}(k\rho_\nu') e^{im\varphi_\nu'} \right\} + \\ &+ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m J_m(kz_0). \quad (d=2a) \end{aligned} \quad (5)$$

Геометрические значения z_0' , φ_0' и φ' указаны на рис.3; кроме того мы имеем

$$\begin{aligned} z_\nu' &= \left[z_0^2 - 2z_0(\nu d + z_0) \sin \varphi + (\nu d + z_0)^2 \right]^{1/2} \\ \rho_\nu' &= \left[z_0^2 - 2z_0 \nu d \sin \varphi + \nu^2 d^2 \right]^{1/2} \end{aligned}$$

а φ_ν' и φ_0' представляют собой значения углов φ_ν и φ_0 , когда точка наблюдения находится на поверхности стержня (В) (точка М на рис. 3).

Вводя обозначения

$$\alpha = kz_0, \quad \beta = \frac{2\pi z_0}{d}, \quad \sigma = \frac{2\pi \Delta}{d}, \quad \mathcal{X} = \frac{k'}{k}$$

и учитывая, что $z'_0 \cos \psi'_0 = z \cos \gamma$, $z'_0 \sin \psi'_0 = z \sin \gamma - 2 \Delta$,
перепишем (5) в сокращенной форме:

$$\begin{cases} f(\gamma, \alpha) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} x_m F_m(\gamma, \alpha) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m J_m(\alpha \alpha) e^{im\gamma}, \\ \frac{\partial f(\gamma, \alpha)}{\partial \alpha} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} x_m \frac{\partial F_m(\gamma, \alpha)}{\partial \alpha} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m \frac{\partial J_m(\alpha \alpha)}{\partial \alpha} e^{im\gamma}, \end{cases} \quad (6)$$

$$(0 \leq \gamma \leq 2\pi),$$

где

$$f(\gamma, \alpha) = e^{-i\alpha \cos \gamma} \sin(\beta \sin \gamma + \sigma), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} F_m(\gamma, \alpha) = & -H_m^{(2)}(\alpha) e^{im\gamma} + \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} H_m^{(2)}(k z'_\nu) e^{im\psi'_\nu} - \\ & - \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} H_m^{(2)}(k \rho'_\nu) e^{im\psi''_\nu}. \end{aligned} \quad (8)$$

Чтобы выразить углы ψ'_ν и ψ''_ν через угол γ , воспользуемся теоремой сложения для цилиндрических функций [2]:

$$\begin{aligned} H_m^{(2)}(k z'_\nu) e^{im\psi'_\nu} &= i^{-m} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} i^{\mu} J_\mu(\alpha) H_{\mu-m}^{(2)}(k \ell_\nu) e^{i\mu\gamma}, \\ H_m^{(2)}(k \rho'_\nu) e^{im\psi''_\nu} &= i^{-m} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} i^{\mu} J_\mu(\alpha) H_{\mu-m}^{(2)}(k/\nu/d) e^{i\mu\gamma}, \quad (\nu \neq 0) \\ & (\ell_\nu = 1/\nu/d + 2\Delta) \end{aligned}$$

Теперь (8) можно записать в виде:

$$F_m(\gamma, \alpha) = -H_m^{(2)}(\alpha) e^{im\gamma} + \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} J_\mu(\alpha) Z_{\mu-m}(\alpha) e^{i\mu\gamma} \quad (9)$$

$$(q = kd),$$

где

$$Z_{n-m}(q) = i^{-n-m} \left\{ \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} H_{n-m}^{(2)}(k\nu) - 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} H_{n-m}^{(2)}(k\nu d) \right\}. \quad (10)$$

Таким образом, задача об определении неизвестных коэффициентов X_m и Y_m свелась к решению системы функциональных уравнений (6).

Ниже будет показано, что между коэффициентами X_m и Y_m существует связь

$$Y_m = q_m X_m + C_m, \quad (11)$$

где

$$q_m = - \frac{2i/\alpha d}{J'_m(\alpha) J_m(2\alpha d) - J'_m(2\alpha d) J_m(\alpha)},$$

$$C_m = i^{-m} \frac{\sin(\delta - m\gamma_0) [J_m(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) J'_m(\alpha) - J'_m(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) J_m(\alpha)]}{J'_m(\alpha) J_m(2\alpha d) - J'_m(2\alpha d) J_m(\alpha)}.$$

Здесь штрих означает дифференцирование по α . Действительно, если первое и второе уравнение системы (6) умножить на $e^{-in\gamma} d\gamma$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) и проинтегрировать по γ от нуля до 2π , приходим к парной бесконечной системе уравнений

$$\left\{ \begin{aligned} -H_n^{(2)}(\alpha) x_n + J_n(\alpha) \sum_{m=-\infty}^{\infty} x_m Z_{n-m}(q) + i^{-n} J_n(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) \sin(\delta - n\gamma_0) x_n \\ = Y_n J_n(2\alpha d); \end{aligned} \right. \quad (6^*)$$

$$\left(-H_n^{(2)}(\alpha)x_n + Y_n'(\alpha) \sum_{m=-\infty}^{\infty} x_m Z_{n-m}(\eta) + i^{-n} Y_n'(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) \sin(\sigma - n\eta_0) \right) = Y_n Y_n'(\alpha\alpha)$$

При интегрировании надо учесть, что

$$\int_0^{2\pi} e^{-i\alpha \cos \eta} \sin(\beta \sin \eta + \sigma) e^{-in\eta} d\eta = i^{-n} Y_n(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) \sin(\sigma - n\eta_0) 2\pi, \quad (I2)$$

где $\eta_0 = \arctg \beta/\alpha$.

Если первое уравнение системы (6^ж) умножить на $Y_n'(\alpha)$, а второе на $Y_n(\alpha)$ и вычесть одно из другого, приходим к соотношению (II).

Подставляя (II) в первое уравнение системы функциональных уравнений (6), приходим к одному функциональному уравнению

$$g(\eta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} x_m G_m(\eta), \quad (I3)$$

где

$$g(\eta) = -e^{-i\alpha \cos \eta} \sin(\beta \sin \eta + \sigma) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m Y_m(\alpha\alpha) e^{im\eta} \quad (I4)$$

$$G_m(\eta) = Y_m(\alpha\alpha) g_m e^{im\eta} + F_m(\eta). \quad (I5)$$

§ 3. Решение функционального уравнения

Решение функционального уравнения будем искать методом ортогонализации [I], согласно которому искомое решение выражается формулой

$$x_m = \int_0^{2\pi} g(\eta) \hat{G}_m(\eta) d\eta ; \quad (16)$$

где

$$\hat{G}_m(\eta) = \frac{e^{-im\eta}}{2\pi Q_m(\alpha)} + \sum_{s=-\infty}^{\infty} x_s^{(n)} e^{-is\eta} , \quad (17)$$

$$Q_m(\alpha) = H_m^{(2)}(\alpha) + Y_m(\alpha\alpha) q_m , \quad (18)$$

а величины $x_s^{(n)}$ являются решениями бесконечной системы алгебраических уравнений

$$x_m^{(n)} = x_{m_0}^{(n)} - \sum_{\substack{s=-\infty \\ s \neq m}}^{\infty} x_s^{(n)} \hat{F}_{sm} , \quad (19)$$

где

$$x_{m_0}^{(n)} = \frac{J_n(\alpha) Z_{n-m}(\varphi)}{2\pi Q_n(\alpha) [-Q_m(\alpha) + Y_m(\alpha) Z_0(\varphi)]} , \quad (20)$$

$$\hat{F}_{sm} = \frac{Y_s(\alpha) Z_{s-m}(\varphi)}{-Q_m(\alpha) + Y_m(\alpha) Z_0(\varphi)} . \quad (21)$$

Подбирая параметры волновода (α, β, φ) можно обеспечить выполнение условия

$$\sum_{\substack{s=-\infty \\ s \neq m}}^{\infty} |\hat{F}_{sm}| < 1 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (22)$$

Тогда решение (19) может быть построено методом итерации [2]

$$X_m^{(n)} = X_{m_0}^{(n)} + \sum_{\mu=0}^{\infty} \lambda_{mn}^{(\mu)} \quad , \quad (23)$$

ГДЕ

$$\begin{aligned} \lambda_{mn}^{(\mu)} &= \sum_{s \neq m}^{\infty} \lambda_{sn}^{(\mu-1)} \hat{F}_{sm}^{(\mu)} \quad , \quad \lambda_{mn}^{(\mu-1)} = \sum_{s \neq m}^{\infty} \lambda_{sn}^{(\mu-2)} \hat{F}_{sm}^{(\mu-1)} \dots \\ \dots \lambda_{mn}^{(1)} &= \sum_{s \neq m}^{\infty} \lambda_{sn}^{(0)} \hat{F}_{sm}^{(1)} \quad , \quad \lambda_{mn}^{(0)} = \sum_{s \neq m}^{\infty} X_{s_0}^{(n)} \hat{F}_{sm}^{(0)} \end{aligned}$$

Подставляя теперь (17) в (16) и учитывая (23), получаем

$$\begin{aligned} X_m = & -i^{-m} \frac{J_m(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2})}{Q_m(\alpha)} \sin(\delta - m\gamma_0) + \frac{C_m J_m(\alpha d)}{Q_m(\alpha)} + \\ & + \frac{J_m(\alpha)}{Q_m(\alpha)} \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^{-s} \frac{J_s(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) \sin(\delta - s\gamma_0) Z_{m-s}(\varrho)}{J_s(\alpha) Z_0(\varrho) - Q_s(\alpha)} - \\ & - \frac{J_s(\alpha) J_s(\alpha d) C_s Z_0(\varrho)}{Q_s(\alpha) [-Q_s(\alpha) + J_s(\alpha) Z_0(\varrho)]} - \\ & - 2\pi \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left[i^{-s} J_s(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) \sum_{\mu=0}^{\infty} \lambda_{sm}^{(\mu)} + 2\pi J_s(\alpha d) C_s \sum_{\mu=0}^{\infty} \lambda_{ss}^{(\mu)} \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

§ 4. Коэффициент отражения

Электромагнитное поле в волноводе является периодической (с периодом d) функцией координаты y , поэтому напряженность электрического поля E_z , рассеянной от стержня волны можно разложить в ряд Фурье. Например, в области перед стержнем справед-

ливо следующее представление:

$$E_{z1} = \sum_{p=1}^{\infty} A_p \sin \left[\delta + \frac{2\pi p}{d} z \sin \eta \right] e^{-i h_p z \cos \eta}$$

$$(h_p = \sqrt{k^2 - (2\pi p/d)^2}, \quad \sum_m h_p < 0).$$

В работе [1] показано, что коэффициенты Фурье A_p выражаются формулой

$$A_p = \frac{2}{\pi \sqrt{d^2 - \rho^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m x_m \sin(\delta - m\eta_p)$$

$$\left(\eta_p = \arctg \frac{\rho}{\sqrt{d^2 - \rho^2}}, \quad d = \frac{d}{h} \right). \quad (25)$$

При $\rho=1$ формула (25) дает величину коэффициента отражения $A = A_1$ по основной волне, т.е.

$$A = \frac{2}{\pi \sqrt{d^2 - 1}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m x_m \sin(\delta - m\eta_1). \quad (26)$$

§ 5. Численные результаты и выводы

Формула (26) была использована для численных расчетов. На рис. 4,5,6 построены графики зависимости модуля коэффициента отражения $|A|$ от величины $d = 2a/h$ при различных значениях параметров волновода и стержня $L = z_0/2$, $T = d/a$ и диэлектрической проницаемости стержня ϵ .

На рис. 7 представлены зависимости $|A|$ от ϵ при различных значениях геометрических параметров \mathcal{D} и \mathcal{T} .

При проведении численных расчетов на ЭВМ каждый раз проверялась справедливость неравенства (22), обеспечивающего законность формулы (24).

Анализ численного материала показывает, что кривые зависимости $|A| = f(\mathcal{D})$ при очень малых L убывают монотонно, что обусловлено индуктивным характером эквивалентного нагрузочного сопротивления стержня; однако, при $L \approx 0,03$ у кривых появляется восходящий участок. Это обстоятельство указывает на то, что эквивалентное сопротивление стержня не является уже чисто индуктивным и носит более сложный характер – оно содержит емкостную составляющую.

Поступило 19.Ш.1977

Кафедра радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Ш.Кеванишвили, Радиотехника и электроника, 1975, 20, 9, 1810.
2. Л.В.Канторович, В.И.Крылов, Приближенные методы высшего анализа, Физматгиз, 1962.
3. Л.Левин, Современная теория волноводов. Изд-во иностранной литературы, М., 1954.

6. ანტენაბივილი

ძირითადი ტალღაბეჭდული ტალღის დიფრაქციის
ინდუქციური დიელექტრიკური ლინია

რ ე ბ ი ე ე

ბიკვარაპ არის გადამყვანი ტალღის ტალღაბეჭდული
ტალღის დიფრაქციის ამტყანა ინდუქციური დიელექტრიკური
ლინია. ანტენის კონფიგურაცია A , ატენიის სხვადასხვა
გეომეტრიული პარამეტრებზე $/A/$ -ს დამოკიდებულების მიხედვით.

N Arganashvili

DIFFRACTION OF WAVEGUIDE MAIN WAVE BY
INDUCTIVE DIELECTRIC ROD

S u m m a r y

The problem of the diffraction of waveguide main wave by induc-
tive dielectric rod is solved in strict formulation. Refraction factor A
has been calculated. Dependence graphs of $/A/$ as functions of dif-
ferent geometric parameters have been plotted.

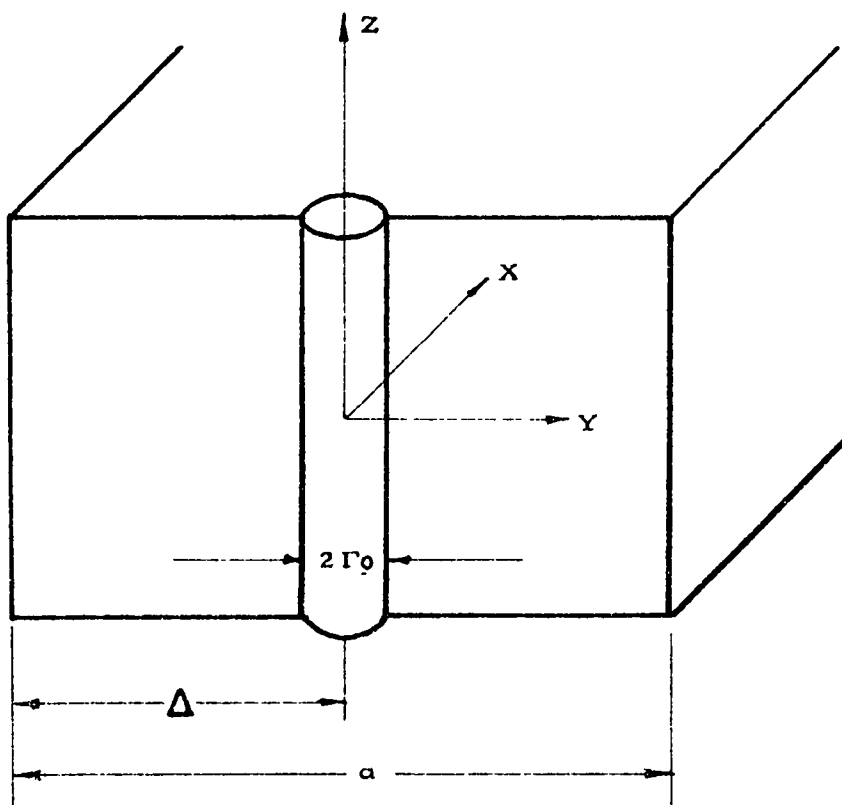


Рис. 1. Волновод с индуктивным стержнем.

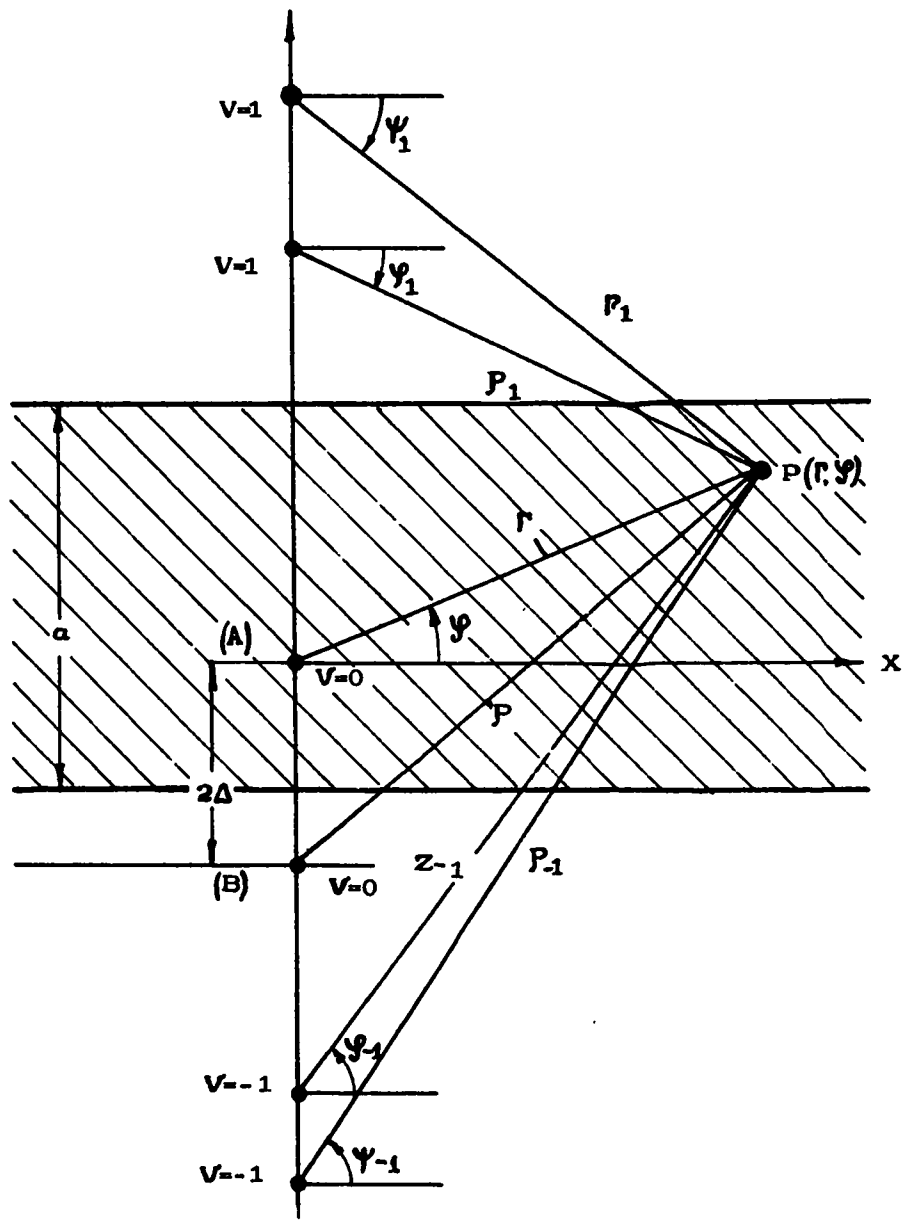


Рис. 2.

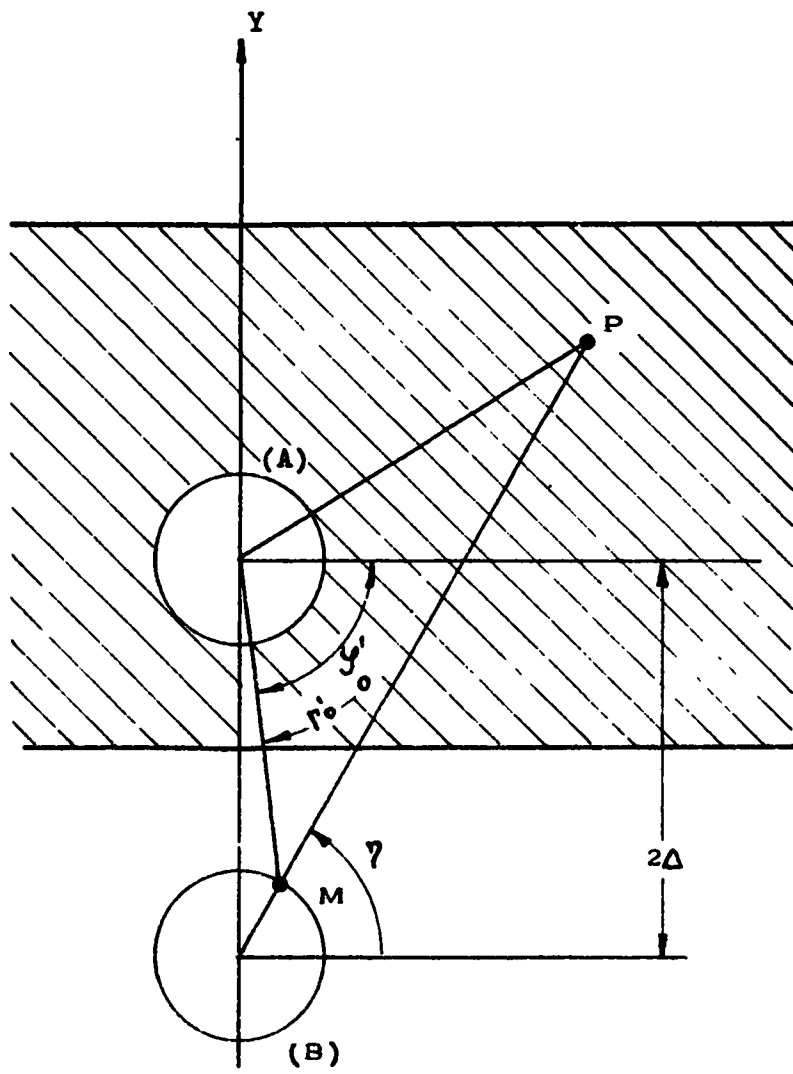


Рис. 3.

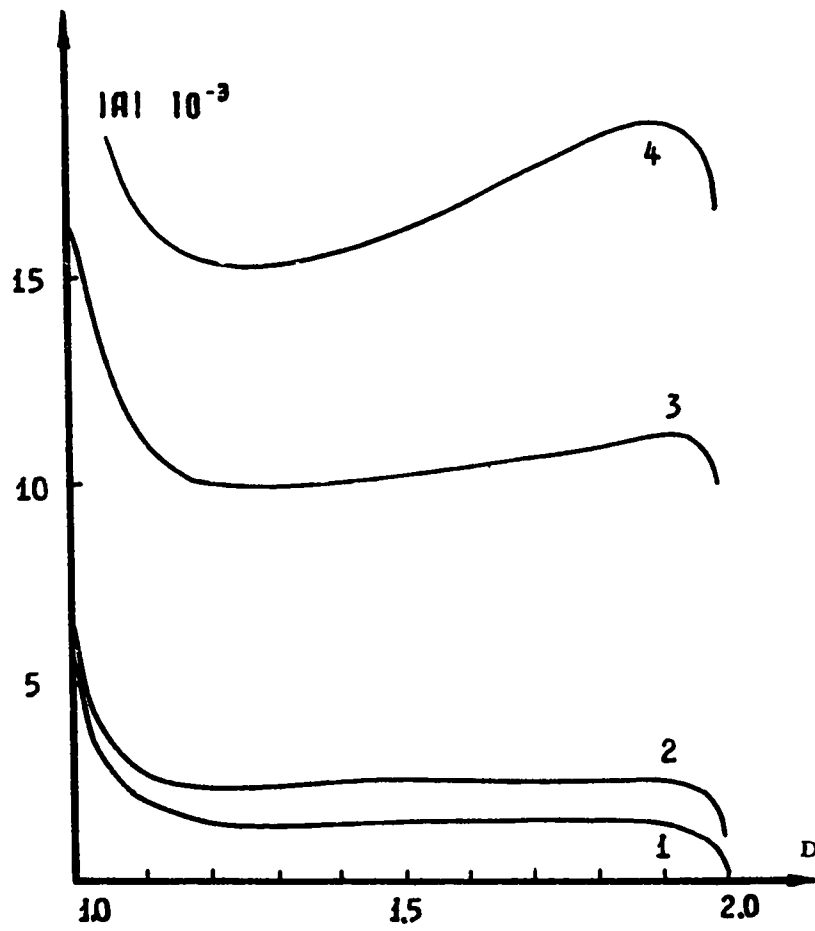
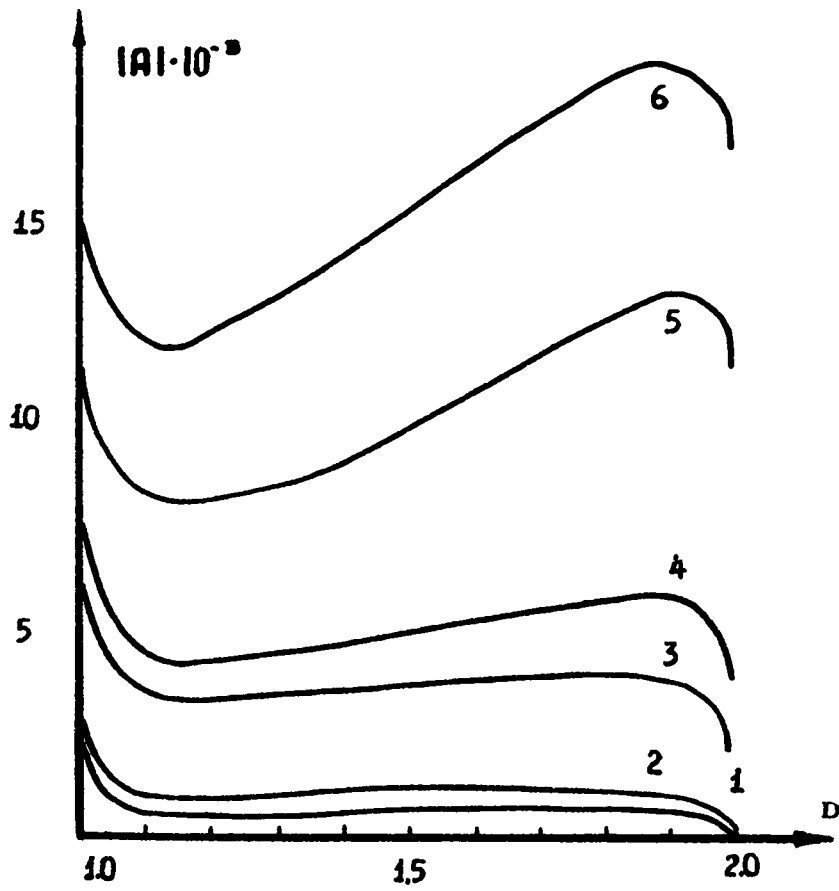


Рис. 4. $\epsilon = 6,20$. 1- $L = 0,01$; $T = 0,25$. 2- $L = 0,01$; $T = 0,5$.
3- $L = 0,03$; $T = 0,25$. 4- $L = 0,03$; $T = 0,5$



რვც. 5. $\epsilon = 2,67$, $1-L = 0,01$; $T = 0,25$. $2-L = 0,01$; $T = 0,5$
 $3-L = 0,03$; $T = 0,25$. $4-L = 0,03$; $T = 0,5$.
 $5-L = 0,05$; $T = 0,25$. $6-L = 0,05$; $T = 0,5$

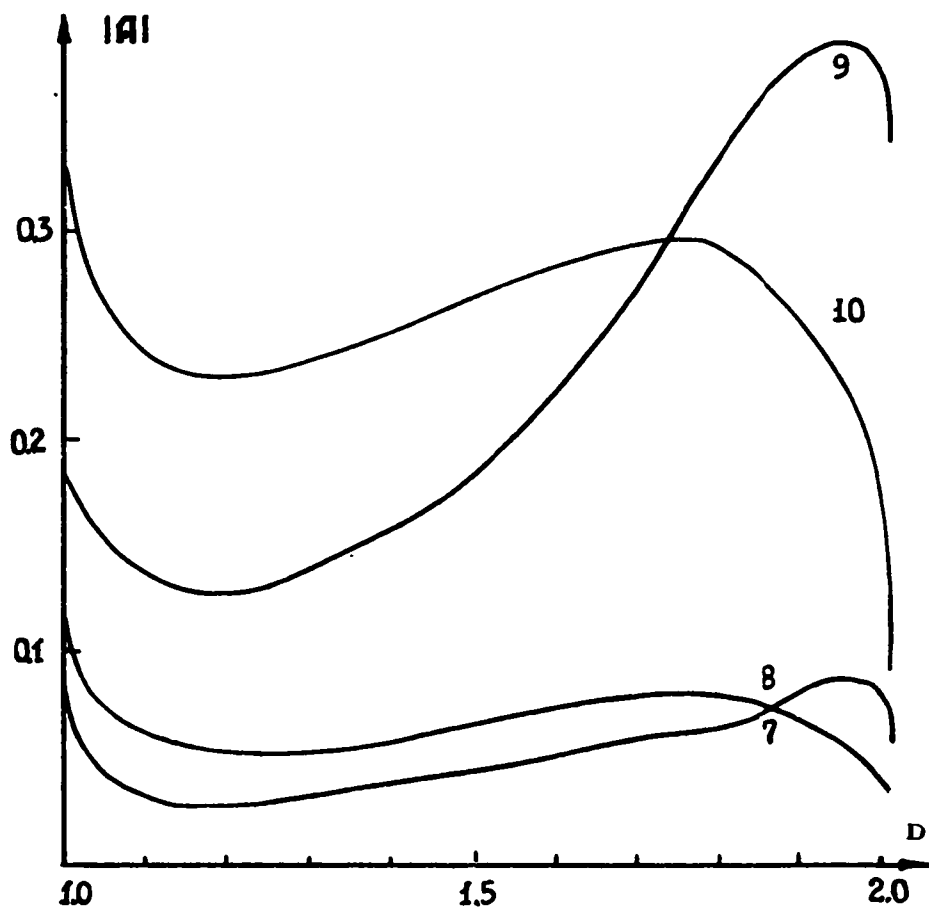


Рис. 6. $\varepsilon = 2,67$. 7- $L = 0,1$; $T = 0,25$. 8- $L = 0,1$; $T = 0,5$.
 9- $L = 0,2$; $T = 0,25$. 10- $L = 0,2$; $T = 0,5$.

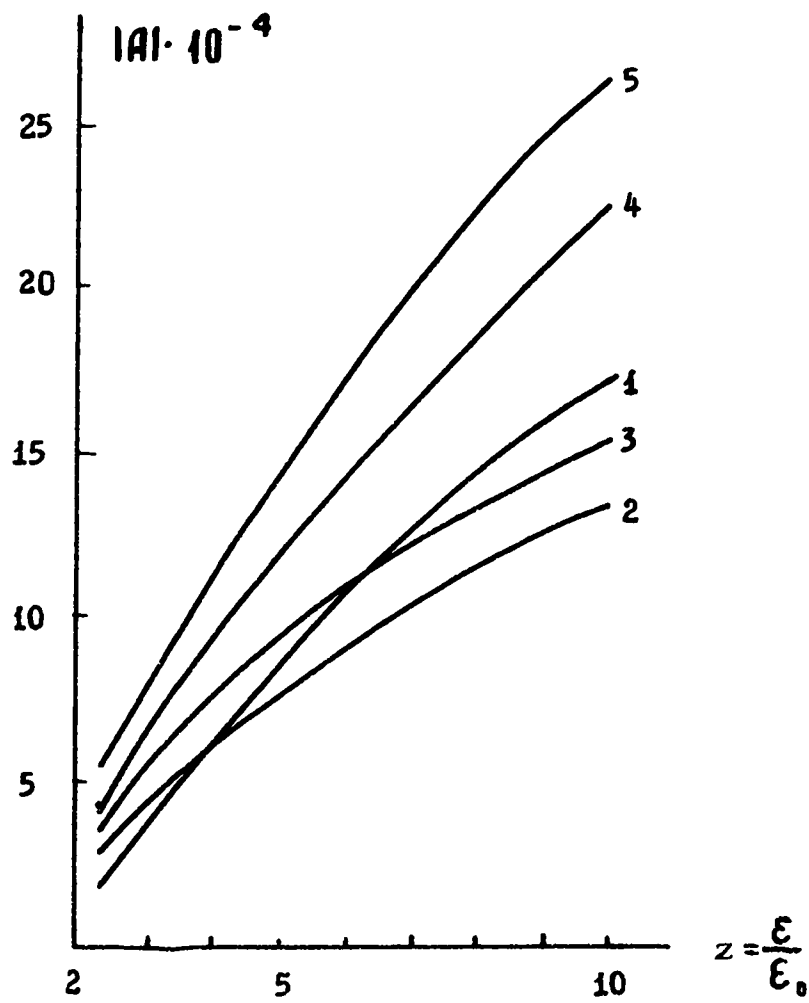


Рис. 7. $L = 0,01$. 1- $\mathcal{D} = 1,1$; $T = 0,25$. 2- $\mathcal{D} = 1,5$; $T = 0,25$.
 3- $\mathcal{D} = 1,9$; $T = 0,25$. 4- $\mathcal{D} = 1,5$; $T = 0,5$. 5- $\mathcal{D} = 1,9$; $T = 0,5$.

თბილისის შრომის ნიშნის მფლობელის თბილისის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

190, 1977

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ
РАЗОГРЕВЕ ФОНОНОВ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Т.О.Гегечкори

Гальваномагнитные характеристики полупроводников при низких температурах решетки, когда энергия горячих носителей рассеивается на акустических фононах, а импульс — на разных дефектах решетки, были исследованы в /1/. В настоящей работе рассматривается аналогичная задача с учетом разогрева длинноволновых фононов (ДФ), который учитывается по методу, развитому в /2-6/.

Рассматриваются случаи: 1. ДФ распределены по Планку с эффективной температурой электронов T_e , $N \sim N_{Te}$. 2. Распределение ДФ представляется в виде $\frac{\tau_{11}}{\tau_{1e}} N_{Te}$, где τ_{11} и τ_{1e} — время распада ДФ на два фонона и время передачи квазиимпульса и энергии горячих электронов ДФ-ам соответственно /2-3/. 3. ДФ распределены по Планку со своей эффективной температурой $T_f \ll T_e$ /2-3/.

Длину свободного пробега электрона по импульсу представим в виде:

$$l_i(y) = l_0^i y^{\frac{t+1}{2}} \theta_f^s, \quad (I)$$

где $y = \frac{\epsilon}{T_e}$, $\theta = \frac{T_e}{T}$, $\theta_f = \frac{T_f}{T}$. Индекс "i" соответствует "i"-му механизму рассеяния импульса. В /6/ даны значения t и s для всех известных механизмов рассеяния импульса. ($f=0$),

включая рассеяние импульса на неравновесных ДФ (случай 1, $\gamma = 0$). Если импульс рассеивается на ДФ в случаях (2), (3) соответственно для d -деформационных и P -пьезоэлектрических фононах имеем:

$$\begin{array}{lll}
 d. \quad t=3 & z=5/2 & \gamma=0 \\
 P. \quad t=3 & z=3/2 & \gamma=0 & \text{(случай 2)} \\
 \\
 d. \quad t=3 & z=2 & \gamma=-5 \\
 P. \quad t=3 & z=2 & \gamma=-3 & \text{(случай 3)}
 \end{array}$$

Слабое магнитное поле определяется условием /6/

$$\eta_i \theta^{2z-1} \theta_f^{2\gamma} \ll 1, \quad (2)$$

где $\eta_i = \frac{(eHl_0^i)^2}{2mc^2k_0T}$, e и m - заряд и эффективная масса электронов, остальные обозначения общепринятые.

Для Холл-фактора, магнитосопротивления и угла Холла соответственно получаем:

$$r_i = \frac{\Gamma(\frac{2t+5}{2})\Gamma(\frac{5}{2})}{\Gamma^2(\frac{t+5}{2})} \left\{ 1 + \frac{\Gamma^2(\frac{2t+5}{2})}{\Gamma^2(\frac{t+5}{2})} \eta_i \theta^{2z-1} \theta_f^{2\gamma} \right\}^{-1}, \quad (3)$$

$$\frac{\rho_i}{\rho_0^i} = \frac{(l_0^i)'}{l_0^i} \frac{\Gamma(\frac{t_0+5}{2})}{\Gamma(\frac{t+5}{2})} \theta^{\frac{1-2z}{2}} \theta_f^{-\gamma} \left\{ 1 + \frac{\Gamma^2(\frac{2t+5}{2})}{\Gamma^2(\frac{t+5}{2})} \eta_i \theta^{2z-1} \theta_f^{2\gamma} \right\}, \quad (4)$$

$$\text{tg} \varphi_i = \frac{\Gamma(\frac{2t+5}{2})}{\Gamma(\frac{t+5}{2})} \sqrt{\eta_i} \theta^{\frac{2z-1}{2}} \theta_f^{\gamma} \quad (5)$$

при $i \neq a$; $l_0^i = (l_0^i)'$; $t = t_0$

$\rho_0^i, (\rho_0^i)'$ и t_0 - соответственно: сопротивление, независящая от энергии и поля длина свободного пробега и параметр t в нулевом электрическом поле (без магнитного поля).

Для большинства механизмов рассеяния импульса, при выполнении (2), вторые члены в фигурных скобках (3) и (4) много меньше единицы. Пренебрегая ими, имеем:

1 и 2 случаи :

Решая уравнение баланса энергии ДФ полученную от электронов энергию $P(\theta) = P_{je}(T)(\theta-1)\theta^\alpha$ отдают остальным фононам ($\alpha = 2$, случай 1), или же границам образца ($\alpha = 3/2$, случай 1, и $\alpha = -\frac{9}{8}$ или $-\frac{3}{4}$ для d и P фононов соответственно, случай 2) , относительно θ для магнитосопротивления и угла Холла получаем:

$$\frac{\rho_i}{\rho_0^i} = \frac{(\rho_0^i)'}{\rho_0^i} \frac{\Gamma(\frac{t_0+5}{2})}{\Gamma(\frac{t+5}{2})} \left(\frac{E_x}{E_0^i}\right)^{\frac{2(1-2z)}{2\alpha-2z+3}}, \quad (4a)$$

$$t_g \psi_i = \frac{\Gamma(\frac{2t+5}{2})}{\Gamma(\frac{t+5}{2})} \sqrt{\eta_i} \left(\frac{E_x}{E_0^i}\right)^{\frac{2(2z-1)}{2\alpha-2z+3}}, \quad (5a)$$

где
$$E_0^i = \left(\frac{\sqrt{2} m k_0 T}{e^2 n e_0^i} \frac{\Gamma(\frac{5}{2})}{\Gamma(\frac{t+5}{2})} P_{je}(T) \right)^{4/2} \quad (6a)$$

3 случай

Решая уравнения системы баланса энергии разогретые полем электроны передают энергию $\rho_0(T)\theta^\beta$ ДФ-ам ($\beta = 3/2$ и $1/2$ для d и P фононов соответственно), которые отдают энергию $P_{je}(T)\theta_f^4$ границам образца , относительно θ и θ_f

получаем:

$$\frac{\rho_i}{\rho_0^i} = \frac{(\epsilon_0^i)^{\epsilon} \Gamma\left(\frac{\epsilon_0+5}{2}\right)}{\epsilon_0^{\epsilon} \Gamma\left(\frac{\epsilon+5}{2}\right)} \left(\frac{E_x}{E_0^i}\right)^{\frac{4(\epsilon-2z)-2\gamma\beta}{4\beta-4z+2-\gamma\beta}}, \quad (46)$$

$$\tau_g \psi_i = \frac{\Gamma\left(\frac{2\epsilon+5}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\epsilon+5}{2}\right)} \sqrt{\eta_i} \left(\frac{E_x}{E_0^i}\right)^{\frac{4(2z-1)+2\gamma\beta}{4\beta-4z+2-\gamma\beta}}, \quad (56)$$

где $E_0^i = \left\{ \frac{\sqrt{2mK_0T}}{e^2 n \epsilon_0^i} \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\epsilon+5}{2}\right)} \left(\frac{\rho_{Jg}(T)}{\rho_0(T)}\right)^{\frac{\beta\gamma}{2(2z-1)+\gamma\beta}} \rho_0(T) \right\}^{1/2}$ (66)

При рассеянии импульса на ионах примеси $z=2$ ($\epsilon=3$) и на неравновесных фонах (случай 2 и 3) $\epsilon=3$ второй член в фигурных скобках (3) и (4), из-за коэффициента перед $\tau_i \theta^{2z-1} \theta_i^{\gamma}$ может стать существенным. Решение уравнения баланса энергии для рассеяния импульса на ионах примеси (случай I) было исследовано в /6/ ($\alpha=2$). Температура является двузначной функцией электрического поля. Для растущей ветви имеем:

$$\tau_{J1} = \frac{315\pi}{512} \left\{ 1 + 24\pi\eta_{J1} \left(\frac{E_x}{E_0^i}\right)^4 \right\}^{-1},$$

$$\rho_{J1} = \rho_0^i \left\{ 1 + 24\pi\eta_{J1} \left(\frac{E_x}{E_0^i}\right)^4 \right\}^{-1},$$

$$\tau_g \psi_{J1} = \sqrt{24\pi\eta_{J1}} \left(\frac{E_x}{E_0^i}\right)^2.$$

Значение критического поля, для которого температура становится однозначной функцией электрического поля, совпадает с критическим полем возникновения S - образной ВАХ /6/. Соот-

ветствующие значения гальваномагнитных характеристик принимают вид:

$$\left(\bar{z}_y\right)_{кр}^2 = \frac{315\pi}{1024}; \quad \left(\rho_y\right)_{кр}^2 \approx \frac{\rho_0}{2}; \quad \left(\operatorname{tg}\psi_y\right)_{кр}^2 \approx 1.$$

Для падающей ветви имеем:

$$\bar{z}_{y2} = \frac{315}{512} \pi \left\{ 1 + \frac{1}{24\pi h_y} \left(\frac{E_0^y}{E_x} \right)^4 \right\}^{-1},$$

$$\rho_{y2} = \rho_0^y \left\{ 1 + \frac{1}{24\pi h_y} \left(\frac{E_0^y}{E_x} \right)^4 \right\}^{-1},$$

$$\operatorname{tg}\psi_y = \frac{1}{\sqrt{24\pi h_y}} \left(\frac{E_0^y}{E_x} \right)^2.$$

Сильное магнитное поле определяется условием:

$$h_i \theta^{2v-1} \theta_s^v \gg 1.$$

Для Холл-фактора, магнитосопротивления и угла Холла соответственно получаем:

I и 2 случаи:

$$\frac{\rho_i}{\rho_0^i} = \frac{\rho_0^i}{\rho_0^i} \frac{\Gamma\left(\frac{5-t}{2}\right) \Gamma\left(\frac{5+t_0}{2}\right)}{\Gamma^2(5/2)} \left(\frac{E_x}{E_0^i} \right)^{\frac{2(1-2z)}{2d-2z+3}},$$

$$\operatorname{tg}\psi_i = \frac{\Gamma(5/2)}{\Gamma\left(\frac{5-t}{2}\right)} \sqrt{h_i} \left(\frac{E_x}{E_0^i} \right)^{\frac{2(2z-1)}{2d-2z+3}},$$

где

$$E_0^i = \left\{ \frac{\sqrt{2m k_0 T}}{e^2 n \rho_0^i} \frac{\Gamma\left(\frac{5-t}{2}\right)}{\Gamma(5/2)} \rho_{eJ}(T) \right\}^{2/3}.$$

3 случай:

$$z_i = 1$$

$$\frac{\rho_i}{\rho_0^i} = \frac{(\ell_0^i)' \Gamma\left(\frac{5-t}{2}\right) \Gamma\left(\frac{5+t_0}{2}\right)}{\Gamma^2(5/2)} \left(\frac{E_x}{E_0^i}\right)^{\frac{4(1-2z)-2\delta\beta}{4\beta-4z+2-\delta\beta}},$$

$$\operatorname{tg} \varphi_i = \frac{\Gamma(5/2)}{\Gamma\left(\frac{5-t}{2}\right)} \sqrt{\eta_i} \left(\frac{E_x}{E_0^i}\right)^{\frac{4(2z-1)+2\delta\beta}{4\beta-4z+2-\delta\beta}},$$

где

$$E_0^i = \left\{ \frac{\sqrt{2m\kappa_0 T}}{e^2 n \ell_0^i} \frac{\Gamma\left(\frac{5-t}{2}\right)}{\Gamma(5/2)} \left(\frac{\rho_{e0}(T)}{\rho_0(T)}\right)^{\frac{\beta\delta}{2(2z-1)+\beta\delta}} \rho_0(T) \right\}^{1/2}.$$

В заключение хотим выразить благодарность З.С.Качлишвили за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Поступило 18.V.1977

Кафедра
физики твердого тела

ЛИТЕРАТУРА

1. Z.S.Kachlishvili, Phys. Stat. Sol., 40, 471 (1970)
2. Л.Э.Гуревич, Т.М.Гасымов, ФТТ, 9, 106 (1967)
3. Л.Э.Гуревич, Т.М.Гасымов, ФТП, I, 774 (1967)
4. Л.Э.Гуревич, Т.М.Гасымов, ФТТ, 10, 3258 (1968)
5. Т.М.Гасымов, ФТП, 4, 733 (1970)
6. T.O.Gegechkori, Z.S.Kachlishvili, Phys. Stat. Sol. (в печати).

Շ.ԺԱԺԱԳՅԱԿՐԻ

**ԿԵՆՏՐՈՆԱԿԱՆ ԵՎ ԳՆԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲԱՆՍԻՆԿԱՆՈՒԹՅԱՆ
ՊՐԵՍԵՆՏԱԿԱՆ ԳՆԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲԱՆՍԻՆԿԱՆՈՒԹՅԱՆ
ՄԱՍԻՆ**

Դ Յ Ց Ո Մ Ե

Գնահատվում է կենտրոնական և գնահատման ժամանակահատվածի մաս-
նակները, որոնք կապված են կենտրոնի ռեզոնանսի հետ և կապված են
բացարձակ զրոյի, երկու շերտի - սինթեզային և սինթեզային շերտի-
նի. Գնահատվում է նաև ըստ ժամանակահատվածի շերտի միջին արագությունը

T.Gegechkori

**HOT ELECTRON GALVANOMAGNETIC CHARACTERISTICS
AT PHONON HEATING IN A TRANSVERSE MAGNETIC FIELD**

S u m m a r y

Hot electron galvanomagnetic characteristics in a transverse magne-
tic field is considered. It is suggested that the electron momentum is scat-
tered on various defects, whereas the energy on nonequilibrium phonons.
The cases of weak and strong magnetic fields are considered.

თბილისის შრომის ნიშნის ორჯინოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

190, 1977

ИОНИЗАЦИЯ И ПЕРЕЗАРЯДКА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ИОНОВ K^+
С АТОМАМИ Ar , Kr , Xe

Б.И.Кикиани, З.Е.Салия, Р.Я.Кезерашвили
Л.В.Бодокия, Р.А.Ломсадзе, Л.П.Чкареули

I. Введение

Исследованию ион-атомных столкновений в области средних энергий (несколько сот и тысяч эв) в последнее время уделяется значительное внимание. Изучение таких процессов позволяет определить механизм взаимодействия внутри ион-атомного комплекса, приводящий с разной вероятностью к открытию тех или иных неупругих каналов. Одним из эффективных методов исследования неупругих процессов при ион-атомных столкновениях является измерение полных сечений ионизации и перезарядки.

В данной работе проведены измерения и анализ полных сечений ионизации и перезарядки при столкновении ионов K^+ с атомами инертных газов Ar , Kr и Xe в области энергии налетающего иона 0,3 - 3 кэв.

2. Методика измерений и экспериментальная установка

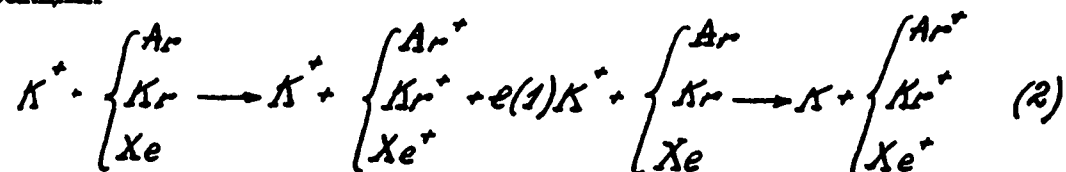
Исследование столкновения ионов K^+ с атомами инертных газов проводилось на масс-спектрометрической установке потенциальным методом в условиях однократного столкновения. Эта установка отличается от установки, используемой нами при исследовании столкновения ионов и атомов инертных газов Li^+ , конструкцией ионного источника.

Для исследований по атомным столкновениям требуются источники, дающие значительные токи и обладающие малым разбросом ионов по энергии. Для получения ионов щелочных металлов к такому типу источников относятся источники, использующие явление поверхностной ионизации атомов на раскаленных поверхностях. Схема ионного источника установки приведена на рис.1. В бункер I источника засыпается рабочее вещество - хлорид калия. При прохождении тока в спирали 2 происходит испарение рабочего вещества и нагревание ионизатора 3. Ионизатор 3 представляет собой стержни диаметром 0,35 мм и длиной 10 мм, изготовленные из вольфрам-ренийевого сплава. Они плотно заполняют трубку 4. При испарении пар рабочего вещества проходит через паропровод 5 и попадает на раскаленную поверхность 3. Так как сплав $W+Re$ обладает большой работой выхода, то на раскаленной поверхности стержней поверхностная ионизация атомов щелочного металла происходит наиболее эффективно. Далее, полученные ионы K^+ ускоряются электродом 6. Система линз 8, которая представляет собой оптическую систему Нира^[2], формирует ионный пучок 10. Интенсивность пучка, получаемого в данном источнике ионов, в исследуемом энергетическом интервале ионов составляет $10^{-7} - 10^{-8}$ а.

Как известно, при использовании потенциального метода^[1] измеряются полные сечения образования свободных электронов σ_- и медленных ионов σ_+ . В исследуемом интервале энергий предполагается, что обдирка маловероятна и, поэтому, сечения ионизации σ_i и перезарядки σ_c связаны с измеряемыми величинами σ_- и σ_+ следующим образом: $\sigma_i \approx \sigma_-$, $\sigma_c \approx \sigma_+ - \sigma_-$. Точность измерения абсолютных сечений определялась точностью измерения тока и давления и составляет 15 - 20%.

3. Результаты измерений и их обсуждение

Нами были измерены полные сечения ионизации и перезарядки в реакциях



Результаты измерений приведены на рис. 2 и 3, где дана зависимость полных сечений от энергии налетающих ионов.

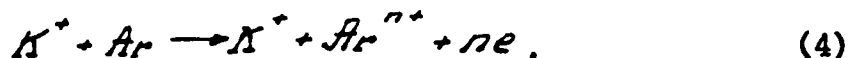
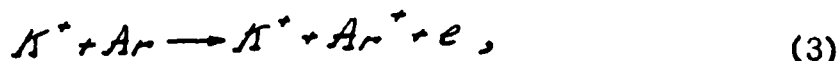
Обратимся к анализу полных сечений ионизации и перезарядки. Обращают на себя внимание два обстоятельства. Во-первых, во всем исследуемом энергетическом интервале с увеличением атомного номера частицы мишени увеличиваются и полные сечения ионизации и перезарядки. Увеличение сечения ионизации при одной и той же энергии (скорости) иона можно объяснить уменьшением потенциала ионизации атома мишени с ростом атомного номера

$$(I_{Ar} = 15,8 \text{ эв}, I_{Kr} = 14,0 \text{ эв}, I_{Xe} = 12,1 \text{ эв}).$$

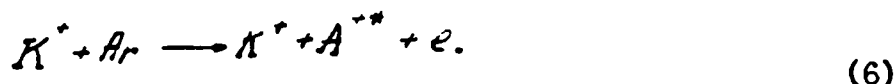
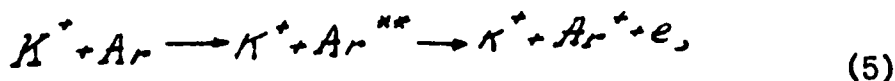
Аналогичное поведение сечения перезарядки можно объяснить исходя из адиабатической гипотезы [3]. При одной и той же энергии (скорости) налетающей частицы, чем больше атомный номер частицы мишени, тем меньше дефект энергии ΔE , а, следовательно, тем больше, согласно адиабатической гипотезе, сечение перезарядки.

Вторая особенность в поведении полных сечений заключается в том, что для всех рассматриваемых пар полное сечение ионизации увеличивается с увеличением энергии, тогда как сечение перезарядки уменьшается.

Как известно, при определении σ_i потенциальным методом измеряется ток свободных электронов, образующихся в газе мишени при прохождении через него налетающих частиц. Рассмотрим, наконец, пару (K^+, Ar) . Образование электронов при ионизации Ar может быть вызвано как процессами прямой однократной и многократной ионизации



так и возбуждением автоионизационных состояний Ar^* с последующим распадом этих состояний и ионизацией с возбуждением иона Ar



Исследование относительной роли процессов (3) - (6) при $E = 2$ кэВ, проведенное в работах [4-5], показывает, что вклад процессов однократной и многократной ионизации (3) - (4) в полное сечение ионизации не превышает 5 - 10%. Анализ энергетических спектров электронов приводит к выводу, что основной вклад в сечение ионизации вносят процессы (5) - (6). Образование электронов в процессе (6) вызвано распадом автоионизационных состояний атома Ar , связанных, в основном с возбуждением одного $3s$ или двух $3p$ электронов, в состояния $3s3p^53d(^1D)$, $3s3p^5p(^1D)$, $3s3p^54s(^1S)$ или $3p^4(^3P)4s(^4P)4p(^3P)$, $3p^4(^1D)4s(^3D); 4p(^1P)$ [4-5]

Из сказанного следует, что при фиксированной энергии ионов K^+ вклад процессов (3) – (6) в σ_i различен. Ясно, что с увеличением относительной энергии сталкивающихся частиц, в рассматриваемом интервале энергии, полное сечение ионизации должно возрастать, так как увеличивается роль автоионизационных процессов с последующим распадом этих состояний и ионизаций с возбуждением, которые играют определяющую роль в процессе ионизации. Рассуждения, аналогичные вышеприведенным, по-видимому, справедливы для объяснения энергетического поведения сечения ионизации атомов Kr и Xe .

Из рис. 3 видно, что в отличие от процесса ионизации, сечение перезарядки падает с увеличением энергии иона K^+ .

Как следует из работ [4 – 5] и отмечается в работе [6], в рассматриваемом интервале энергий при столкновении ионов K^+ с атомами Ar на больших межъядерных расстояниях в результате неадиабатического взаимодействия термов системы K^+Ar происходит возбуждение группы состояний $3p^5(4p, 3d, 5s)$. Если предположить, что процесс перезарядки, который идет на меньших межъядерных расстояниях, происходит с этой группы возбужденных состояний, то дефект энергии будет составлять $\approx 1,5$ эв.

Расчеты положения максимума сечения перезарядки для пары (K^+Ar) , проведенные согласно [7], дают, что если максимум полного сечения перезарядки находится при энергиях $E = 200 - 300$ эв, то дефект энергии составляет 0,5 эв. То есть можно сказать, что полученные данные лежат правее максимума, приблизительное положение которого определяется согласно адиабатической гипотезе.

По всей видимости, аналогичные предположения справедливы и для остальных пар, однако, отсутствие в рассматриваемой области энергий данных о неадиабатическом возбуждении уровней энергий Kr и Xe на больших межъядерных расстояниях не позволяет провести соответствующие оценки.

В заключение авторы выражают благодарность Т.М.Кереселидзе за участие в обсуждении результатов.

Поступило 27.VI.1977

Кафедра
ядерной физики

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.И.Кикиани, З.Е.Салия, И.Г.Багдасарова, ЖТФ, XLV, 586 (1975)
2. А.Э.Рафальсон, А.М.Шерешевский, Масс-спектрометрические приборы. Атомиздат, М., 1968.
3. Г.Месси, Е.Бархоп, Электронные и ионные столкновения, ИЛ, 1958.
4. В.В.Афросимов, Ю.С.Гордеев, В.М.Лавров, С.Г.Щемелинин, Письма в ЖЭТФ, 12, 455 (1970).
5. В.В.Афросимов, С.В.Бобашев, Ю.С.Гордеев, В.М.Лавров, ЖЭТФ, 62, 61 (1972).
6. С.В.Бобашев, ЖТФ, XLV, 1097 (1975)
7. I.B.Hasted, Adv. in Electronics and Electron Phys., 13, 1 (1960);
Дж.Хастед, Физика атомных столкновений, "Мир", (1965).

THE IONIZATION AND THE CAPTURE PROCESSES IN
 K^+ ION COLLISIONS WITH Ar, Kr AND Xe ATOMS

S u m m a r y

The energy dependence of the ionization and the capture cross sections for K^+ ion collisions with Ar, Kr and Xe atoms are studied in the 0.3-3keV energy range.

The measurement was performed using mass-spectrometry equipment by the potential method under conditions of single particle collisions.

The results of the investigation indicate an increase of the ionization cross section and a decrease of the capture cross section with an incident ion energy increase in the energy range under consideration.

The results are analyzed and qualitatively explained.

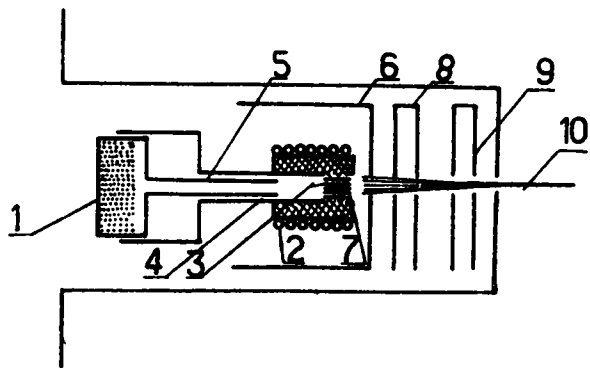


Рис. I. Схема ионного источника щелочных металлов:
1-бункер, 2-спираль, 3-ионизатор, 4-трубка, 5-паро-
провод, 6-ускоряющий электрод, 7-изолятор, 8-систе-
ма фокусирующих линз, 9-коллиматор, 10-ионный пучок.

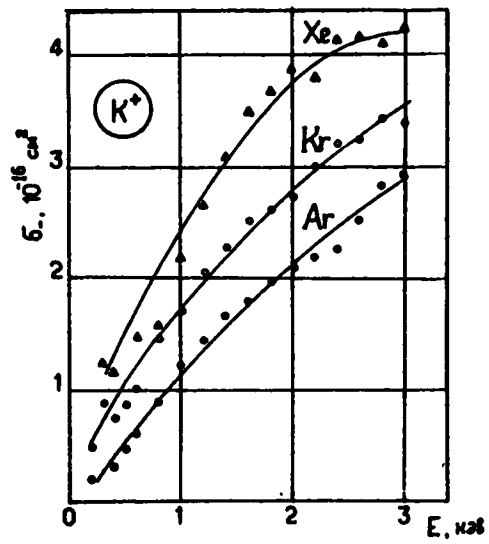


Рис. 2. Зависимость полного сечения ионизации σ_i от энергии ионов K^+ .

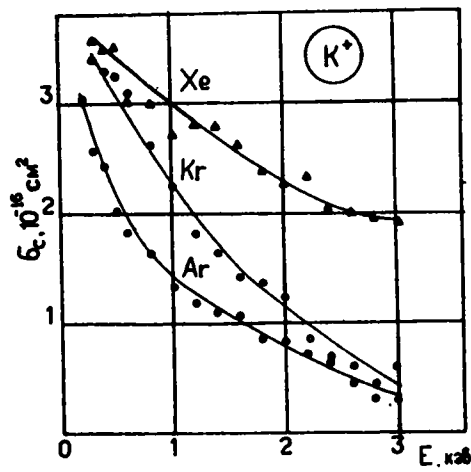


Рис. 3. Зависимость полного сечения перезарядки σ_c от энергии ионов K^+ .

თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის მრეწველსაბნ საბჯრბნო
უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

190, 1977

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЙНИЯ ЭЛЕКТРОМАГ-
НИТНЫХ ВОЛН НА ДВУХ ПРОВОДЯЩИХ ЦИЛИНДРАХ

Д.К.Квавадзе , М.И.Тевдорашвили

В работе приведены результаты экспериментального исследо-
вания рассеянного электромагнитного поля двух проводящих ци-
линдров с равными радиусами a , оси которых параллельны z
и находятся в плоскости xOz , перпендикулярной направлению
падающей электромагнитной волны и вектору \vec{E} . Расстояние меж-
ду поверхностями цилиндров меняется в обе стороны оси Oz на
величину $\frac{2d}{\lambda} = 0 \div 5$, где d - расстояние от поверхности
цилиндров до оси Oz .

Рассеянное поле измеряется на удалении 2λ от плоскости
симметрии цилиндров xOz в теневой области и на 125λ - вок-
руг цилиндров.

Исследования проводились на экспериментальной установке,
представляющей собой разделительную зеркальную плоскость из
дюралюминия с характеристическими размерами 250λ [1,2,4] .
Над зеркальной плоскостью размещены: излучающий рупор, прием-
ный рупор, исследуемое тело (система, препятствие) и электри-
ческий зонд. Вся измерительная аппаратура помещена над разде-
лительной плоскостью. Исследование ближнего поля осуществляется
четвертьволновым электрическим зондом, имеется также воз-
можность исследования дальнего поля зондом и рупорной антен-
ной [4].

Исследуемые пары цилиндров имеют следующие параметры:

длина цилиндров $\sim 6\lambda$ - выбрана в соответствии с первой зоной Френеля и условием дальней зоны. Величина ka , где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, a - радиус цилиндра, принимает значения $ka = 0,78; 3,0; 6,3$. Расстояние между поверхностями цилиндров $\frac{2d}{\lambda}$ менялось в пределах $(0 \div 10)$.

Начало координатной системы XyZ совпадает с центром зеркальной плоскости, оси симметрии цилиндров размещены в плоскости XOz и перпендикулярны направлению распространения электромагнитной волны. Электрическим зондом на 2λ и рупорной антенной на 125λ от плоскости симметрии цилиндров принимается рассеянное электромагнитное поле и после усиления подается на индикаторное устройство [4].

На рис. 1 приводится график изменения относительной амплитуды E_z рассеянного электромагнитного поля на расстоянии 2λ от плоскости симметрии цилиндров (XOz) в зависимости от расстояния между поверхностями цилиндров. На этом же рисунке приведены графики, заимствованные из работы [1] при $ka = 3,0$ (для наглядности расстояния между центрами цилиндров $\frac{2b}{\lambda}$ переведены в расстояния между поверхностями цилиндров $\frac{2d}{\lambda}$, ϑ - расстояние от центра симметрии цилиндров до оси Oz).

Нужно отметить, что при изменении расстояния между поверхностями цилиндров $\frac{2d}{\lambda}$, для цилиндров с радиусами, отличными от рассмотренных в работе [1], ход кривых в основном сохраняется, наблюдается лишь небольшая разница для малых расстояний между цилиндрами. Т.о. рассеянное поле на расстоянии 2λ в теневой области почти не зависит от радиуса цилиндров с расстоянием между поверхностями $\frac{2d}{\lambda} \sim 1,5$.

Для рассмотренных пар цилиндров исследовалось круговое распределение дальнего поля (рис. 2,3,4). На рис. 2 абв, 3 абв и 5 абв приведено распределение полного поля в дальней зоне (125λ) для пар цилиндров с постоянными $ka = 0,78; 2,6; 6,3$, соответственно, и расстоянием между поверхностями $\frac{2d}{\lambda} = 0,5; 2,0; 9,0$.

Рассеянное поле цилиндров одинакового диаметра $2a = const$ при увеличении расстояния между поверхностями цилиндров, принимает многолепестковый характер (рис. 2 абв, 3 абв, 4 абв), а при увеличении диаметров цилиндров $2a$, при постоянном $2d = const$ структура поля качественно сохраняется (рис. 2а, 3а, 4а; 2б, 3б, 4б; 2в, 3в, 4в), имеются количественные отличия с тенденцией увеличения рассеянного поля для больших $2a$.

В теневой области наблюдаемые поля при изменении $2d$ или $2a$ имеют впадины с маленьким максимумом, раскрытв которых $\sim 15^\circ$. Глубина впадины и амплитуда максимума в впадине увеличивается с увеличением диаметра пар цилиндров (рис. 2а, 3а, 4а; 2б, 3б, 4б; 2в, 3в, 4в). При $2d \sim 9\lambda$ впадины расширяются до $20^\circ-25^\circ$ и происходит расщепление максимума в впадине, которая явно выражается для больших $\frac{2d}{\lambda}$ (рис. 4 абв).

Максимальная относительная ошибка измерения поля не превышает 10%.

Рассеянное поле для дальней зоны построено в логарифмическом масштабе.

Поступило 10.УІ.1977

Научно-исследовательская
лаборатория ионосферы ТГУ

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE SCATTERING
OF ELECTROMAGNETIC WAVES FROM TWO
CONDUCTIVE CYLINDERS

S u m m a r y

The experiment was made in SHF range. The cylinder radii had different values ($ka=0.78; 3.0; 6.3$ where $k=2\pi/\lambda$). The distance $2d/\lambda$ between the cylinder surfaces was varied in the interval $(0 \div 10)$. The distribution of the dispersion field is presented symmetrically to the plane of cylinders- in both the nearest zone at the distance of 2 and in the far zone $\sim 125 \lambda$.

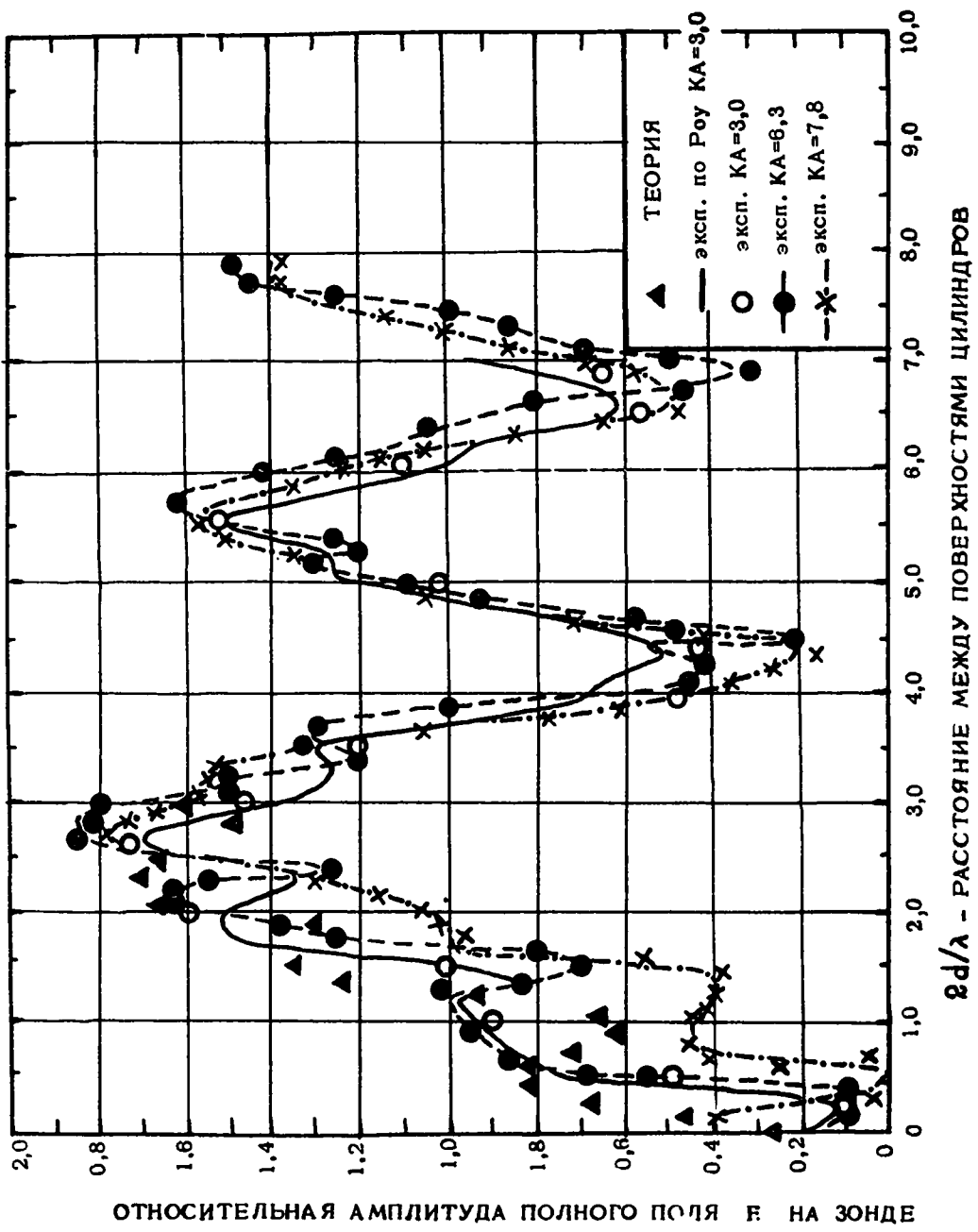


Рис. I.

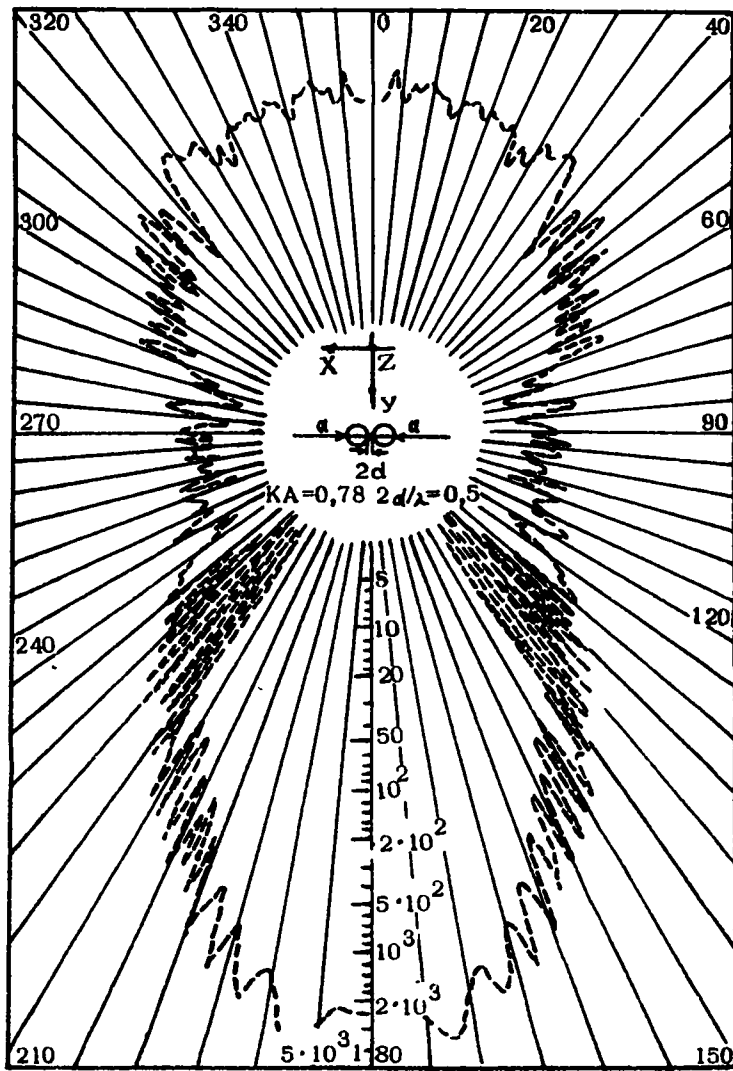


Рис. 2а.

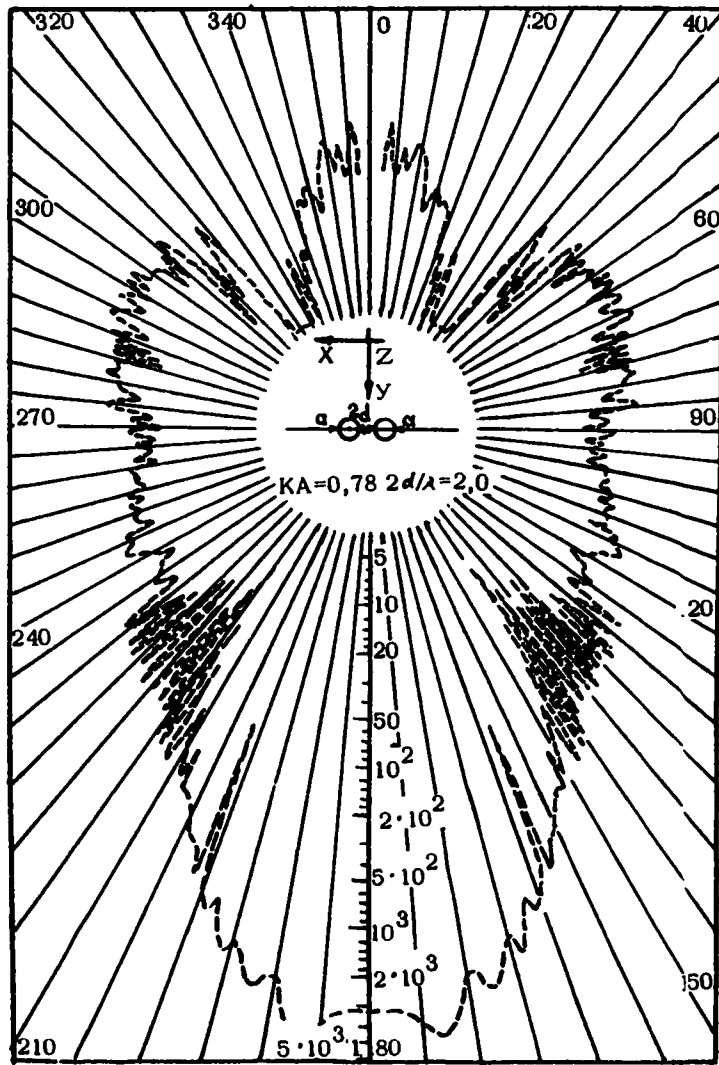


Рис. 26.

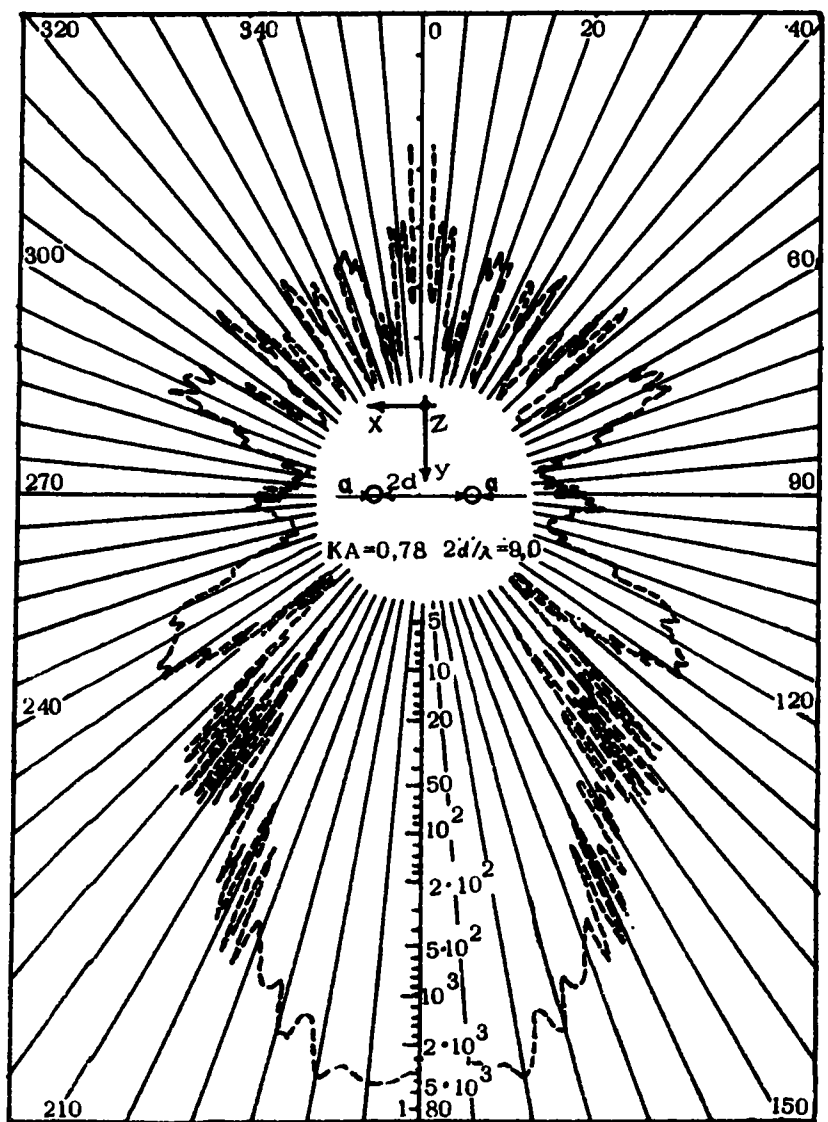


Рис. 2в.

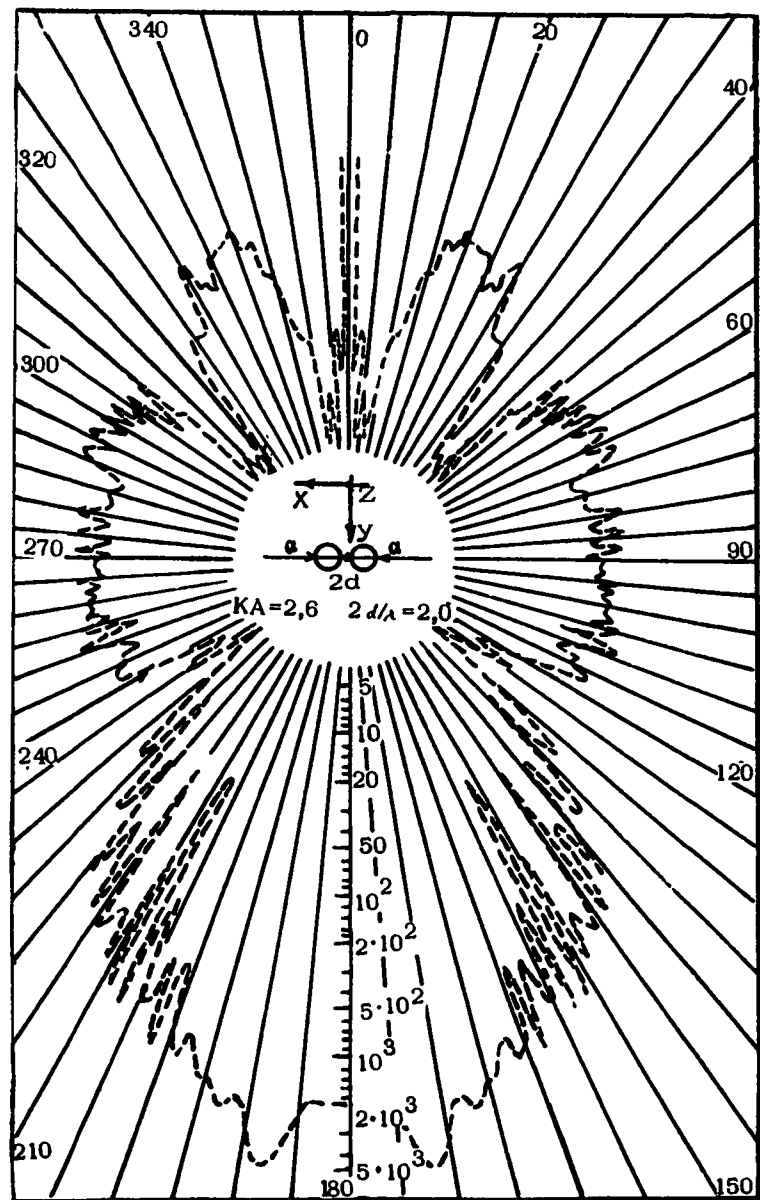


Рис. 3в.

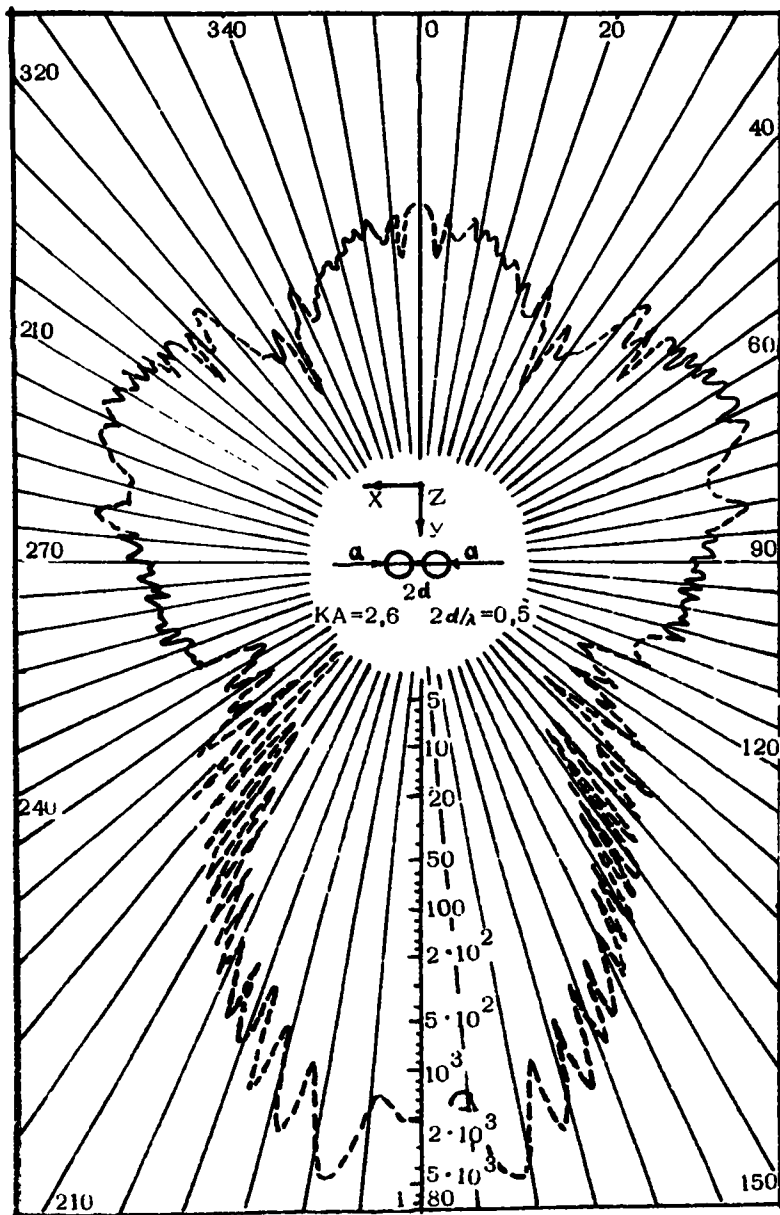


Рис. 36.

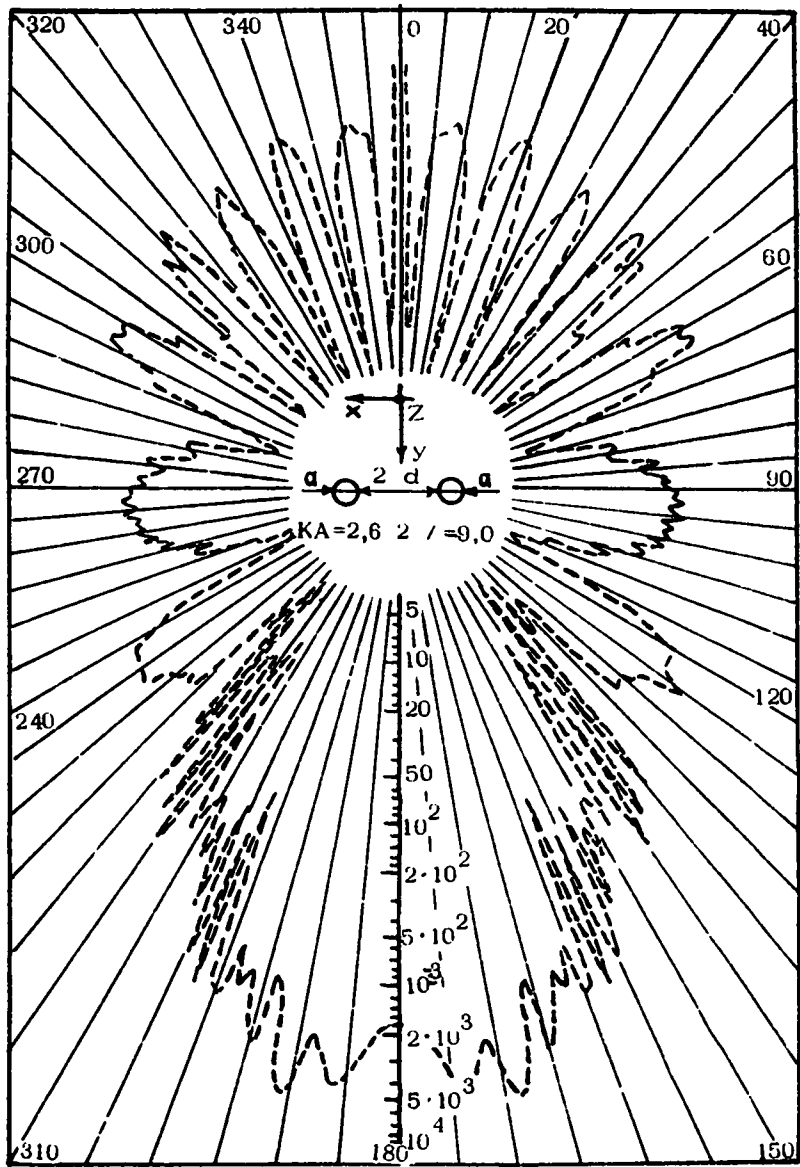


Рис. 3в.

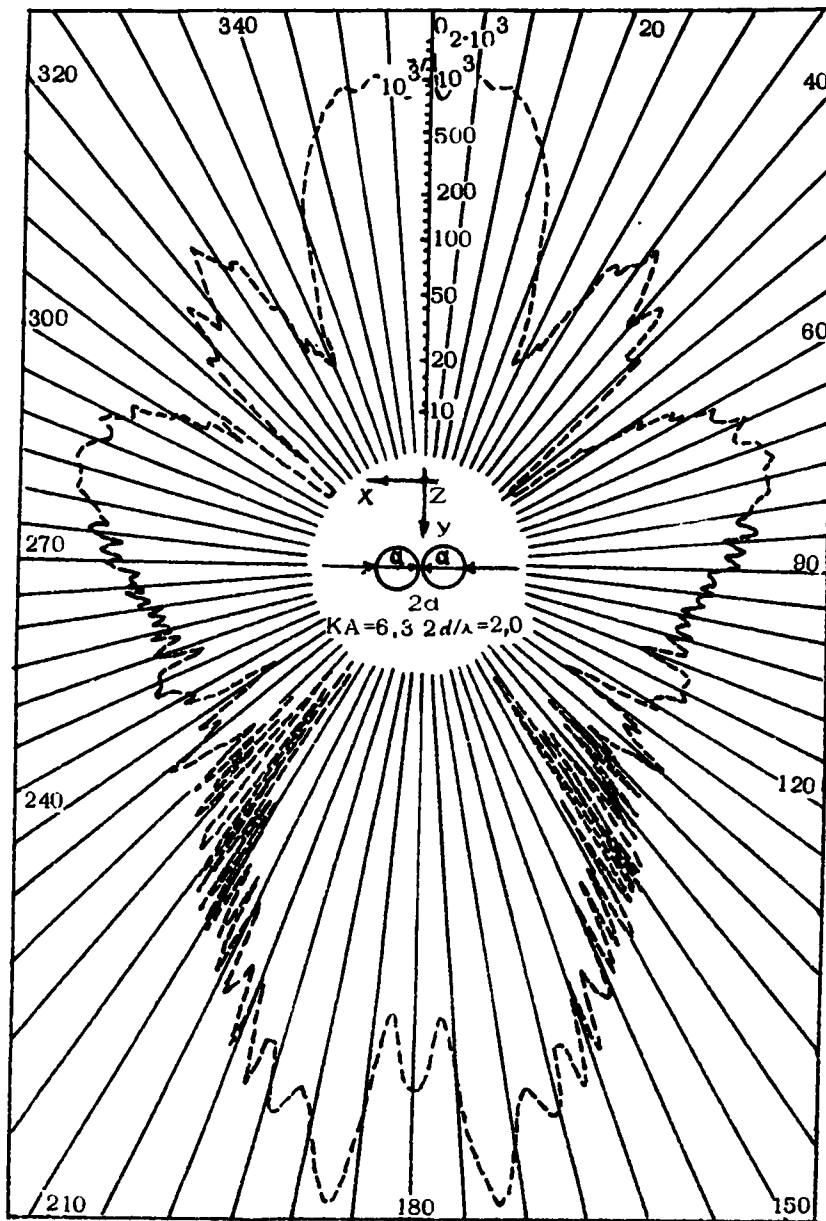


Рис. 4а.

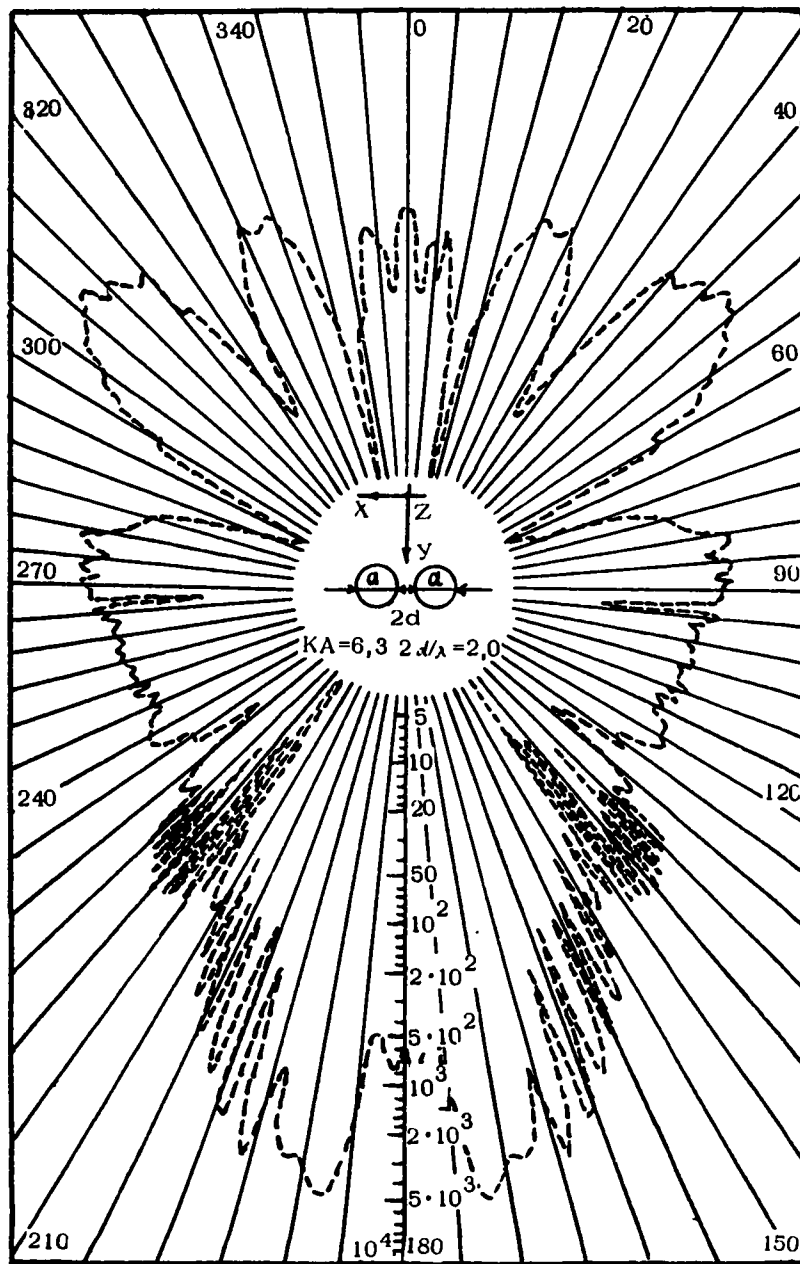


Рис. 4б.

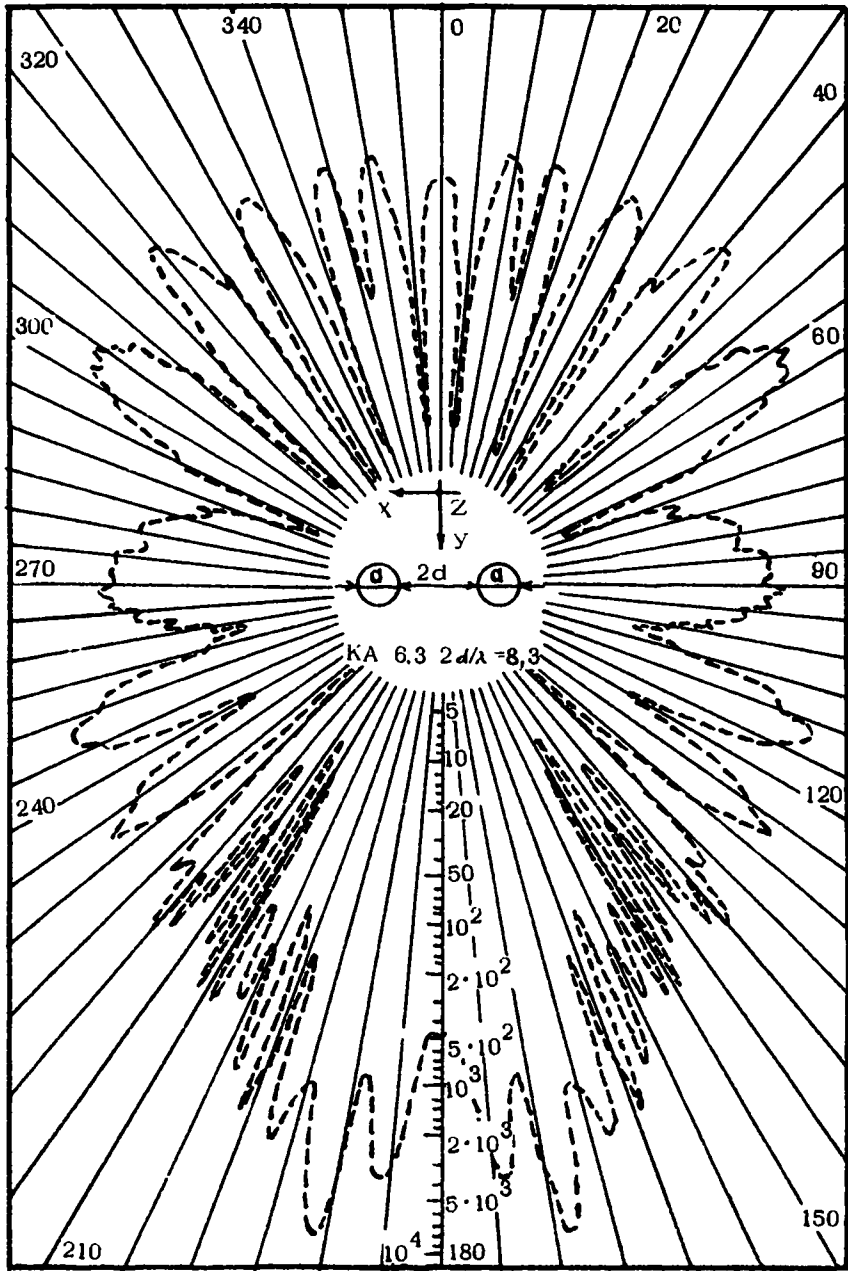


Рис. 4В.

თბილისის შრომის ნიჟარა ორმის მრეწველსაბნ საბჯრმწიფრ
უნივერსიტეტის შრომებნ

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

190, 1977

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ СООТНОШЕНИЙ В СИСТЕМЕ $Pb-Sn-Te$

О.И.Даварашвили, З.С.Качлишвили, Ю.Г.Пухов, Н.Г.Рябцев,
Р.И.Чиковани, А.П.Шотов

Твердые растворы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ обладают рядом физических и физико-химических свойств, обуславливающих их широкое применение в оптоэлектронных приборах для ИК области спектра. Содержание в них тяжелых элементов определяет узкую ширину запрещенной зоны ($< 0,2$ эв), узкая запрещенная зона - малые эффективные массы и, следовательно, большие циклотронные частоты и возможность значительного изменения энергетического спектра носителей в магнитном поле. При типичных значениях $\frac{dE_g}{dp} = -8 \cdot 10^{-6}$ эв/бар и $\frac{dE_g}{dT} = 3.6 \cdot 10^{-4}$ эв/град для полупроводников относительные величины здесь большие, что способствует перестройке частоты излучения приборов на их основе при изменении давления и температуры.

Прямая зонная структура обуславливает высокую вероятность оптических переходов, что непосредственно связано с высокой эффективностью излучателей и фотоприемников.

Тип и концентрация носителей в этих полупроводниках определяются нестехиометрическими дефектами. Избыточные атомы металла (Pb, Sn) или халькогена (Te) дают большой вклад в механизмы рассеяния и рекомбинации. Наибольшим квантовым выходом излучения и высокой фоточувствительностью обладают эпитаксиальные слои, полученные из нестехиометрических растворов /1,2,3,4/. При этом для каждого состава существуют оптимальные условия для

формирования р-п гомо - и гетеропереходов.

В связи с этим в настоящей работе исследуется равновесие между жидкой и твердой фазами в диапазоне составов $0 \leq x \leq 1$ а также рассматриваются вопросы равновесия между газовой и твердой фазами.

Как известно, термодинамическое описание в подобных задачах сводится к определению $T = f(x^L, x^S)$. Эта зависимость выводится из условия равновесия фаз при $T, P = const$, что означает: свободные энергии Гиббса взаимодействующих фаз равны (т.к. рассматриваемые фазы конденсированные, то члены, содержащие dV , выпадают).

Тогда для трехкомпонентного жидкого раствора Pb, Sn, Te и твердого раствора $Pb_x Sn_x Te$ парциальные свободные энергии будут связаны соотношениями:

$$\begin{aligned} \mu_{PbTe}^s &= \mu_{Pb}^e + \mu_{Te}^e, \\ \mu_{SnTe}^s &= \mu_{Sn}^e + \mu_{Te}^e. \end{aligned} \quad (I)$$

Согласно определению μ - свободной энергии, каждый из слагаемых (I) в свою очередь есть сумма их значений для чистого компонента или соединения при определенной температуре и изменения энтальпии и энтропии в жидком или твердом растворе:

$$\begin{aligned} \mu_{PbTe}^s &= \mu_{PbTe}^{os} + RT \ln \gamma_{PbTe}^s x_{PbTe}^s, \\ \mu_{SnTe}^s &= \mu_{SnTe}^{os} + RT \ln \gamma_{SnTe}^s x_{SnTe}^s, \\ \mu_{Pb}^e &= \mu_{Pb}^{e_0} + RT \ln \gamma_{Pb}^e x_{Pb}^e, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\mu_{Sn}^e = \mu_{Sn}^{e_0} + RT \ln \gamma_{Sn}^e x_{Sn}^e,$$

$$\mu_{Te}^e = \mu_{Te}^{e_0} + RT \ln \gamma_{Te}^e x_{Te}^e.$$

Учитывая, что $\Delta \mu_i = \Delta H_i - T \Delta S_i$, $\Delta H_i = RT \ln \gamma_i$; $\Delta S_i = -R \ln x_i$

Параметр γ_i является мерой взаимодействия атомов и молекул в растворе и включает вклад кулоновского (валентность), деформационного (различные размеры атомов) и химического (возникновение химического соединения) эффектов. Для идеального раствора эффекты смешения отсутствуют и $\gamma = 1$.

Приравнивая уравнения (2) и (1), получим:

$$K_{PbTe} = \frac{\gamma_{Pb}^e x_{Pb}^e \gamma_{Te}^e x_{Te}^e}{\gamma_{PbTe}^s x_{PbTe}^s}, \quad (3)$$

$$K_{SnTe} = \frac{\gamma_{Sn}^e x_{Sn}^e \gamma_{Te}^e x_{Te}^e}{\gamma_{SnTe}^s x_{SnTe}^s},$$

где в K_{SnTe} и K_{PbTe} собраны все величины, не зависящие от концентраций x .

В общем случае запись в виде (3) есть выражение закона действующих масс при рассмотрении взаимодействия жидкость - твердое в трехкомпонентной системе.

При низких температурах, когда содержание теллура в насыщенном жидком растворе мало, возникновением ассоциаций $PbTe$ и $SnTe$ можно пренебречь и рассматривать регулярное приближение /5/, когда

$$RT \ln \gamma_{Pb}^e = \alpha_{PbTe} x_{Te}^2 + \alpha_{PbSn} x_{Sn}^2 + (\alpha_{PbTe} + \alpha_{PbSn} - \alpha_{SnTe}) x_{Sn} x_{Te}, \quad (4)$$

$$RT \ln \chi_{Sn}^e = \alpha_{SnTe} x_{Te}^2 + \alpha_{PbTe} x_{Pb}^2 + (\alpha_{SnTe} + \alpha_{PbSn} - \alpha_{PbTe}) x_{Pb} x_{Te},$$

$$RT \ln \chi_{Te}^e = \alpha_{PbTe} x_{Pb}^2 + \alpha_{SnTe} x_{Sn}^2 + (\alpha_{PbTe} + \alpha_{SnTe} - \alpha_{PbSn}) x_{Pb} x_{Sn},$$

$$RT \ln \chi_{PbTe}^s = \beta (x_{SnTe})^2,$$

$$RT \ln \chi_{SnTe}^s = \beta (x_{PbTe})^2,$$

где α и β - параметры взаимодействия.

Как видно из (3) и (4), зная κ_{SnTe} , κ_{PbTe} и α_{PbSn} , α_{PbTe} , α_{SnTe} , при любой заданной температуре можно определить равновесные составы жидкость-твердое. Ввиду теоретических трудностей определения α , часть фазовой диаграммы исследовалась экспериментально (до составов $x_{SnTe} = 0,25$). По экспериментально определенным значениям α и β восстанавливалась полная фазовая диаграмма.

Составы твердой фазы определялись на эпитаксиальных слоях по измерению параметра кристаллической решетки. Зависимость параметра решетки от состава была получена нами ранее /6/. Соответствующие составы жидкой фазы определены в условиях насыщения раствора теллура /4,7/.

Значения α, β и $\kappa_0 = \frac{\kappa_{PbTe}}{\kappa_{SnTe}}$ определялись из системы уравнений 3-4. При этом α_{PbSn} и β определялись из уравнения

$$x_{Te}^e (\alpha_{SnTe} - \alpha_{PbTe}) + (1 - x_{Te}^e - 2x_{Sn}^e) \alpha_{PbSn} = \ln \frac{1}{\kappa_0} + \ln \frac{x_{SnTe}^s}{1 - x_{SnTe}^s} + \ln \left(\frac{1 - x_{Te}^e}{x_{Sn}^e} - 1 \right) + \beta (1 - 2x_{SnTe}^s). \quad (5)$$

Как видно, уравнение (5) содержит четыре неизвестных $\alpha_{SnTe} - \alpha_{PbTe}$,

$y_2 = \alpha_{PbSn}$, $y_3 = \kappa_0$, $y_4 = \beta$; $y_2 y_4$ рассчитывались из системы четырех уравнений (четыре эксперим. точки при всех известных x), а α_{PbTe} , α_{SnTe} , κ_0 уже при известных α_{PbSn} и β - из уравнения

$$T_e^e = \frac{\gamma_{Te}^{e_0} x_{Te}^{e_0} \gamma_{SnTe}^e}{\gamma_{Te}^e (\gamma_{Pb}^e x_{Pb}^e \frac{\gamma_{SnTe}^s}{\gamma_{PbTe}^s} \frac{1}{\kappa_0} + \gamma_{Sn}^e x_{Sn}^e)} \quad (6)$$

Определенные таким образом параметры взаимодействия α_i подставлялись в уравнения (5) и при данных x^e рассчитывались x^s . Таким образом были установлены равновесные составы жидкость-твердое в пределах $0 \leq x \leq 1$.

На рис. I приведены изотермы твердой фазы в интервале 680-430°C. На примере изотерм при 500° и 600°C показано, что определенные расчетным путем кривые хорошо соответствуют отдельным экспериментальным результатам, полученным в работе /8/.

В таблице I приведены значения параметров взаимодействия для соответствующих температур и составов растворов.

Таблица

$T^{\circ}K$	α_{PbSn} в единицах	α_{PbTe} RT	α_{SnTe}	β
873	1,005	1,693	0,500	-0,803
773	0,731	1,232	0,397	-1,610

При исследовании равновесных составов твердой фазы оказалось возможным получить экспериментальные значения для различных температур в одном цикле. Действительно, как видно из рис. I, коэффициенты распределения олова между жидкой и твердой фазами составляют 0,2+0,3. Из закона Пфанна:

$$x_{Sn}^s = x_{Sn}^e \kappa_o' (1-g)^{\kappa_o'-1},$$

где κ_o' - коэффициент распределения, g - доля раствора, перешедшая в твердую фазу, вытекает, что при $g = 0,06$, соответствующему изменению температуры на 100°C , отличие x_{Sn}^s от $x_{Sn}^e \kappa_o'$ составляет не более 3%.

Возникновение неоднородностей в этих условиях может быть связано с конечной скоростью перемещения фазовой границы. Влияние этого фактора можно оценить из условия сохранения количества олова на границе фаз [9]:

$$f(1-\kappa_o') \cdot x_{Sn}^e(0) = -D_{Sn}^e \frac{dx_{Sn}^e}{dl}(0),$$

где f - скорость перемещения фазовой границы, $x_{Sn}^e(0)$ - концентрация олова в растворе у границы фаз, D_{Sn}^e - коэффициент диффузии олова в растворе. Отсюда можно определить максимальный перепад концентрации олова по всей толщине раствора

$$\Delta x_{Sn}^e = \frac{f(1-\kappa_o')}{D_{Sn}^e} x_{Sn}^e(0) \cdot h.$$

Учитывая, что при эксперименте $f = 15 \div 20 \text{ мк/зас}$, $1-\kappa_o' = 0,7$, $l = 0,5 \div 0,7 \text{ см}$ и принимая $D_{Sn}^e \approx 10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}$

$$\frac{\Delta x_{Sn}^e}{x_{Sn}^e(0)} \approx 10^{-2}$$

и оттесняемое в процессе перемещения фазовой границы олово равномерно перераспределяется по всему раствору.

Тогда $x_{Sn}^s = K_0'(T) x_{Sn}^e$ и состав твердой фазы определяется коэффициентом распределения олова при температуре декантации раствора, что дает возможность в одном цикле, сдвигая раствор относительно затравки (подложки), получить равновесные составы, соответствующие различным температурам.

Так как экспериментальная точность, а, следовательно, и теоретическая, определения составов твердой фазы порядка $\pm 0,5 \text{ мол.} \% \text{ SnTe}$, то при избыточной концентрации компонентов $\pm 10^{19} \text{ см}^{-3}$ границы области гомогенности и инверсия от ρ к π типу проводимости определяется только экспериментально методом термоэдс.

На рис. 2 пунктирными линиями показаны инверсные составы в условиях равновесия жидкость (нестехиометрический раствор) – твердое.

Существенная диффузия из затравки (подложки) смещает область инверсии и приводит к отклонению от составов, определенных в условиях тройного равновесия: пар–кристалл–жидкость /I0/.

С другой стороны, исследование фазовой диаграммы непосредственным образом связано с изотермическим отжигом (взаимодействием пар–кристалл) твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с целью понижения концентрации носителей и гомогенизации.

Такое взаимодействие впервые рассматривалось в работе /II/. Нагрев исходных кристаллов со смесью с избытком металла или

халькогена приводит к изменению типа проводимости и концентрации носителей. Любой состав, лежащий на линии AC будет в твердо-жидком состоянии, где жидкое отвечает составу C, а твердое составу A. Если рассматривать, например, смесь $Pb_{0,51}Te_{0,49}$, то его можно представить в виде $(PbTe)_{0,49} + Pb_{0,02}$ и некоторая часть $PbTe$ растворяется в чистом свинце в соответствии с данными /4,7/.

Однако давление теллура в исследуемом объеме будет больше, чем давление над первоначальным составом (предполагается, что исследуемый кристалл не соответствует крайнему составу), и теллур, растворяясь в смеси, приводит к выделению нового количества $PbTe$. Таким образом, при изотермическом отжиге, хотя и рассматривается взаимодействие пар-кристалл, необходимо учитывать трехфазовое равновесие. Особенно это важно при термической обработке твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при низких температурах, когда, как видно из рис. 1, линии изомолярности должны загибаться в сторону увеличения олова. На рис. 3 приводится состав смеси для отжига твердого раствора $Pb_{0,82}Sn_{0,18}Te$ при $500^{\circ}C$ при трехфазовом равновесии. Вместо смеси $(Pb_{0,82}Sn_{0,18}, 0,51 Te_{0,49})$ равновесным будет состав $(Pb_{0,805}Sn_{0,195}, 0,51 Te_{0,49})$ (условию трехфазового равновесия удовлетворяют все составы, лежащие на линии AC). Такое изменение состава смеси не вносит значительного изменения в состав твердой фазы, однако, если отношение металлической компоненты к халькогену достигает 53 : 47, то изменение по составу может доходить до 2 моль $SnTe$.

Еще большая разница и градиент по составу должны наблюдаться при отжиге кристаллов с содержанием $x_{SnTe} \approx 0,3$ в силу более сильного загибания линий изомолярности.

Поступило 6.УП.1977

Кафедра физики
твёрдого тела

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Гуреев, О.И.Даварашвили, И.И.Засавицкий, Б.Н.Мацонашвили, А.П.Шотов, ФТП, № 10, 1975.
2. S.Harris, I.T.Longo, E.R.Clark, E.R.Gertner, J. of Cryst. Growth., 28, 1975, 334.
3. C.C.Wang, S.P.Hampton, Sol.State Electronics, 1975, vol. 18, p. 121.
4. А.П.Шотов, О.И.Даварашвили, Изв. АН СССР, серия "Неорганические материалы", № 4, 1977.
5. В.М.Андреев, Л.М.Долгинов, Д.Н.Третьяков, Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М., Изд. "Совет.радио", 1975.
6. Г.Г.Гегиадзе, О.И.Даварашвили и др., Сб. "Электронная техника", серия "Полупроводниковые приборы", вып.9, 1977.
7. А.С.Адонин, О.И.Даварашвили, Л.Н.Михайлов, Н.Г.Рябцев, Сб. "Электронная техника", серия "полупроводниковые приборы", вып.4, 1976.
8. М.Е.Тамм, Кандидатская диссертация, М., 1976.
9. В.Ифани, Зонная плавка, "Мир", 1970.

O.Davarashvili, Z.Kachlishvili, I.Pukhov, N.Ryabtsev,
R.Chikovani, A.Shotov

ON THE PHASE RELATIONSHIPS IN THE Pb-Sn-Te
SYSTEM

S u m m a r y

The present paper is the first to show the possibility of finding the complete T - X phase diagram in the Pb-Sn-Te system with the help of both experimental and theoretical analyses.

The p-n conductivity inversion for different compositions has been determined in the temperature range 680-430°C. The phase equilibrium at isothermal annealing has been considered.

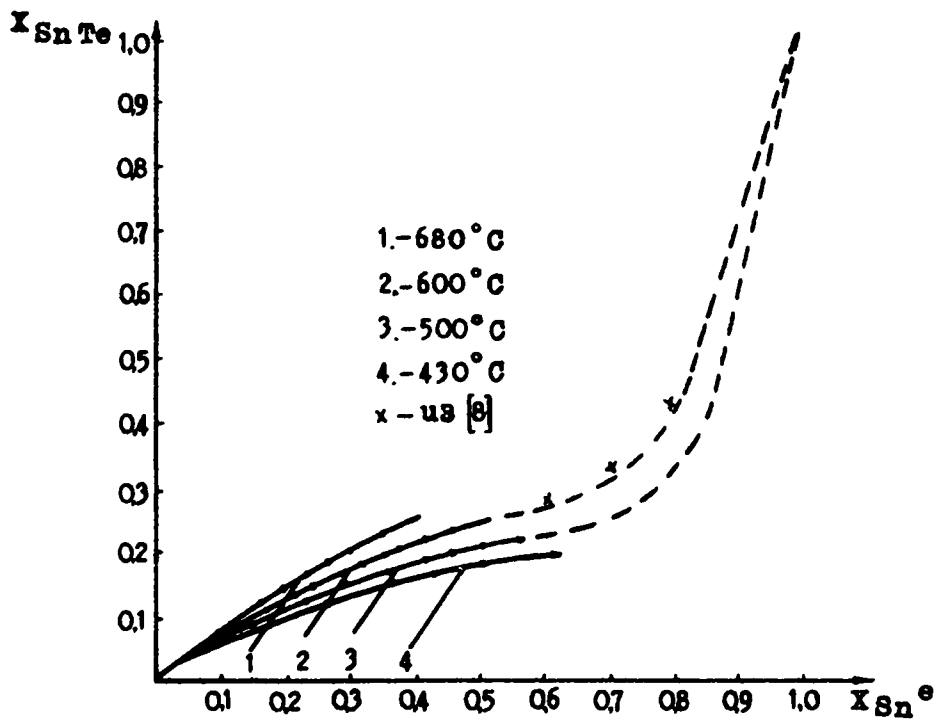


Рис. 1. Изотермы солидуса в системе $Pb-Sn-Te$ в пределах составов $0 \leq x \leq 1$

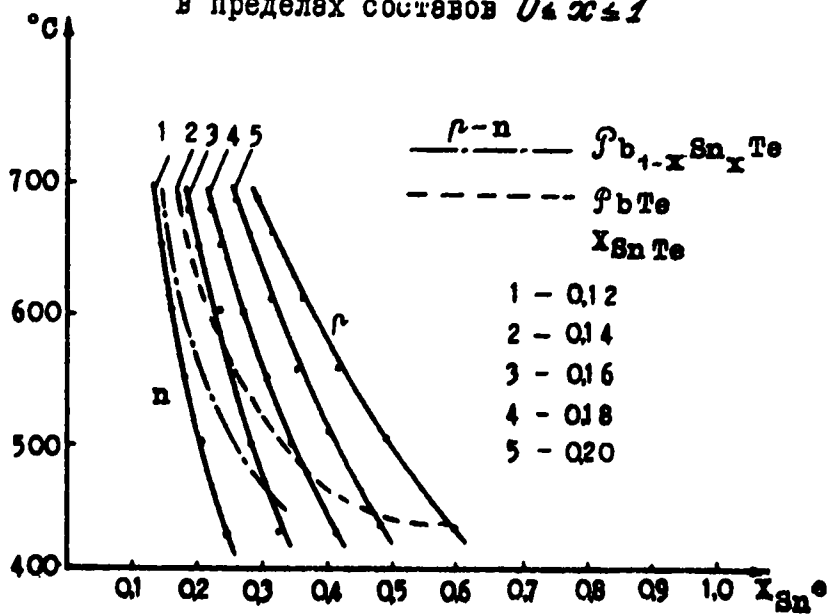
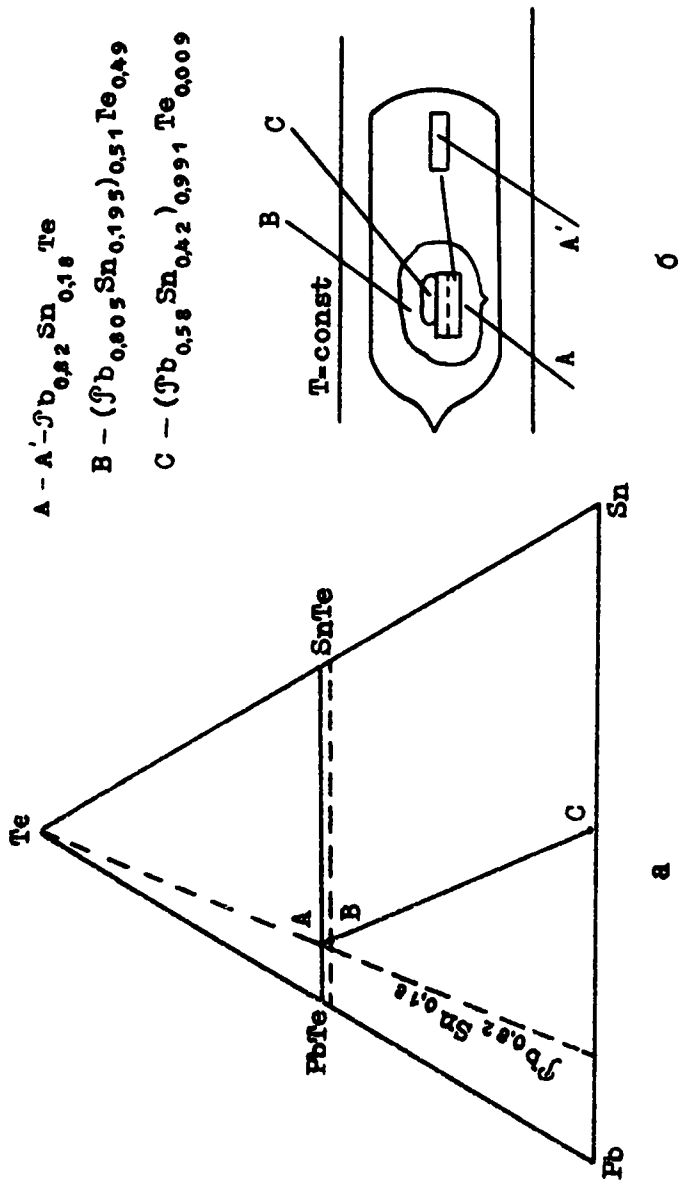


Рис. 2. Линии изомолярности и инверсных составов от p к n типу: а) затравка (подложка) $PbTe$; б) затравка (неотожженная подложка) $Pb_{1-x}Sn_xTe$.



A - $A' - Pb_{0.42} Sn_{0.18} Te$
 B - $(Pb_{0.805} Sn_{0.195})_{0.51} Te_{0.49}$
 C - $(Pb_{0.58} Sn_{0.42})_{0.991} Te_{0.009}$

Рис. 3. Состав смеси при изотермическом отжиге в условиях
 трехфазового равновесия (на примере состава $Pb_{0.2} Sn_{0.18} Te$
 отжиг при $500^{\circ}C$).

თბილისის შრომის წითელი რჩობის ორჯინსაბი საბერძნოთ

უნბერსიგვის შრომბი

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

190, 1977

ИССЛЕДОВАНИЕ СУПЕРСВЕРХТОНКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТРИГО-
НАЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ Yb^{3+} в SrF_2

О.В.Назарова, Т.И.Санадзе

Важной задачей физики твердого тела, решаемой в процессе исследования суперсверхтонкого взаимодействия внедряемой в кристалл магнитной примеси с окружающими ядрами, является выяснение микроскопических моделей активаторных центров. Интересным объектом исследования являются кристаллы гомологического ряда флюорита, активированные редкоземельными ионами. Характерной особенностью таких систем является многоцентровость, обусловленная многообразием способов компенсации избыточного положительного заряда, возникающего при замещении двухзарядного катиона основы трехзарядным редкоземельным ионом. В случае нелокальной компенсации избыточного положительного заряда магнитной примеси симметрия кристаллического поля остается кубической. В ряде же случаев активация примесью приводит к понижению кубической симметрии кристаллического поля флюорита и образуются центры тетрагональной, тригональной и более низкой симметрии. Исследование спектра ЭПР магнитного иона позволяет определить симметрию центра, некоторые данные о природе зарядокompенсирующего иона дают оптические спектры, но однозначное доказательство модели внедрения магнитного иона в кристаллическую решетку может быть получено только изучением ССТВ примесного центра с окружающими ядрами. В настоящей работе методами дискретного насыщения (ДН) и радиочастотного дискретного насыщения (РЧДН) [1,2] продолжено начатое в работе [3] исследо-

вание ССТВ тригональных центров Yb^{3+} в SrF_2

Спин-гамильтониан, описывающий взаимодействие магнитного центра с окружающими ядрами, имеет вид:

$$\mathcal{H} = \beta H \hat{g} S + \sum_{\alpha} (I^{\alpha} \hat{A}^{\alpha} S - \hbar \gamma^{\alpha} H I^{\alpha}), \quad (I)$$

где S и I - операторы спинов магнитного иона и α -го ядра, \hat{g} - тензорный g -фактор, который в рассматриваемом случае аксиально симметричен, \hat{A}^{α} - тензор ССТВ α -го ядра с магнитным ионом, β - магнетон Бора, γ^{α} - гиромагнитное отношение α -го ядра. Вид тензора ССТВ любого из окружающих магнитный ион ядер определяется симметрией его положения. Ядра ионов, расположенных на оси симметрии, описываются аксиально симметричным тензором ССТВ. Остальные ядра ионов ближайшего окружения Yb^{3+} находятся в кристаллическом поле с симметрией плоскости отражения, поэтому тензор ССТВ имеет пять независимых компонент. Компоненты тензоров ССТВ рассчитывались по формулам, полученным из выражений (14) и (15) работы [4].

Во избежание недоразумений при сравнении ССТВ различных центров результаты исследования ССТВ следует выразить через тензор \hat{B} , компоненты которого связаны с компонентами тензора \hat{A} соотношением $A_{ik} = \frac{\beta}{\hbar} g_{ik} B_{ik}$. Это связано с тем, что \hat{g} и \hat{A} не являются истинными тензорами, а \hat{B} - истинный тензор [5].

При введении примесных ионов Yb^{3+} в кристаллическую решетку SrF_2 образуются два тригональных центра со слабой и сильной анизотропией g -фактора [6]. В исследованных нами монокристаллах SrF_2 с примесью 0.01% ионов Yb^{3+} , выращенных во фторовой атмосфере, наблюдался только один тригональный спектр ЭПР

со слабой анизотропией g - фактора. Измеренные значения g - фактора вдоль оси симметрии и в плоскости, перпендикулярной ей, равны $g_{||} = 2.811 \pm 0.001$, $g_{\perp} = 3.743 \pm 0.001$. После термической обработки этих монокристаллов в водородной атмосфере наблюдалось значительное ослабление спектра ЭПР со слабой анизотропией g - фактора и появление другого тригонального спектра с сильной анизотропией g - фактора: $g_{||} = 1.349 \pm 0.001$, $g_{\perp} = 4.420 \pm 0.001$.

Сложные спектры ДН и РЧДН от окружающих ядер исследовались в основном в трех ориентациях магнитного поля $H//x$, $H//y$, $H//z$, а также снималась угловая зависимость некоторых линий РЧДН при вращении кристалла в плоскостях (III) и (IIO). В спектре РЧДН тригонального центра со слабой анизотропией g - фактора наблюдались шесть узких линий, изотропных при вращении кристалла вокруг оси симметрии в плоскости, перпендикулярной ей. Положение этих линий попарно удовлетворяло уравнению:

$$\nu_{\pm} = \nu_F \mp \frac{1}{2} A_{||} \quad (2)$$

где ν_F - частота свободной прецессии ядер фтора, $A_{||}$ - составляющая ССТВ, параллельная внешнему магнитному полю. На основании этого, в соответствии с величиной ССТВ, две пары изотропных линий были приписаны ближайшим ядрам фтора, расположенным на оси симметрии, а третья пара - ядру зарядокомпенсирующего иона фтора, занимающему центр ближайшего свободного куба вдоль одного из направлений [111]. Таким образом, спектр ЭПР со слабой анизотропией g - фактора обусловлен "фторовым" центром иона Yb^{3+} (рис.1). В спектре РЧДН тригонального центра, образуемого в этом же кри-

талле после термической обработки, наблюдалась единственная пара линий, изотропная при вращении кристалла вокруг тригональной оси в плоскости, перпендикулярной ей. Это доказывало, что на оси симметрии расположен только один ион, ядро которого имеет отличный от нуля магнитный момент. Положение изотропной пары линий удовлетворяло уравнению (2), следовательно в ближайшем окружении иона Yb^{3+} на тригональной оси расположен ион фтора, а противоположное место занято ионом, ядро которого не имеет магнитного момента. Поэтому, принимая во внимание также необходимость компенсации избыточного положительного заряда иона Yb^{3+} и условия термической обработки кристалла [7], разумно предположить, что зарядокompенсирующим ионом, заменяющим ион фтора в ближайшем окружении магнитного центра, является ион O^{2-} .

Для облегчения идентификации линий РЧДН и нахождения диапазона радиочастот, ожидаемых от ядер ближайшего окружения, расположенных не на оси симметрии магнитного центра, предварительно проводилось исследование спектра ДН. Принадлежность каждой из двух подсистем спектра ДН электронному подсостоянию легко определялась по избирательному ослаблению их на радиочастотах ν_{\pm} от ядер второй и более далеких координационных сфер (рис.2) взаимодействие с которыми иона Yb^{3+} близко к дипольному, и параметры ССТВ вместе с их знаками легко рассчитываются [8]. Таким образом, исследование спектра ДН в некоторых ориентациях магнитного поля позволило определить не только приближенные величины компонент тензоров ССТВ ядер первой координационной сферы, но и их знаки. В спектрах ДН "фторового" и "кислородно-

го" центров в исследованных ориентациях не разрешалась неэквивалентность ядер 2-4 и 5-7. Приблизительно она оценивалась по ширине провалов ДН при минимальной мощности насыщающего импульса. По полученной информации можно рассчитать ожидаемые радиочастоты от ближайших ядер в любой ориентации кристалла по отношению к магнитному полю. Последующее уточнение значений компонент тензоров ССТВ проводилось по результатам исследования спектра РЧДН. Отметим, что в спектре РЧДН "кислородного центра" иона Yb^{3+} не наблюдались некоторые ожидаемые линии от ядер фтора первой координационной сферы, расположенных не на оси симметрии. Несмотря на это, исследование спектра ДН позволило пополнить информацию, недостающую для определения всех компонент тензора ССТВ. Это, правда, обусловило меньшую, чем характерная для метода РЧДН, точность определения некоторых компонент тензора ССТВ. Компонент тензоров ССТВ ядер ближайшего окружения, определенные из обработки экспериментальных данных, приведены в таблице. Они записаны в системе координат, связанной с магнитным центром.

Отметим, что неэквивалентность ядер 1 и 8, расположенных на тригональной оси, значительно превышает неэквивалентность ядер 2-4 и 5-7. Можно показать, что для последних неплохо выполняется кубическое приближение. По всей видимости, это объясняется отдаленным расположением зарядокompенсирующего иона фтора. Большая неэквивалентность ядер 1 и 8 может быть вызвана смещением иона 8 вдоль тригональной оси по направлению к иону Yb^{3+} из-за электростатического притяжения к нему и отталкивания от дополнительного иона фтора 9. Скалярная часть \hat{B}^s

ядер ближайшего окружения "фторового" центра Yb^{3+} имеет положительный знак, что совпадает со знаком \hat{B}^s ядер первой координационной сферы кубического центра Yb^{3+} в CaF_2 [9]. Знак \hat{B}^s связан с направлением неспаренного спина на лиганде, который обусловлен перекрытием $2s^2 2p^6$ оболочек фтора с оболочками редкоземельного иона. Положительный знак \hat{B}^s показывает, что основную роль в ССТВ играет перекрытие с $4f$ оболочкой иона Yb^{3+} [10]. В "кислородном" центре иона Yb^{3+} растет неэквивалентность ядер 2-4 и 5-7, а доля ковалентной связи в компонентах тензора ССТВ уменьшается. Это обусловлено присутствием иона O^{2-} в ближайшем окружении иона Yb^{3+} . Сильное ковалентное взаимодействие Yb^{3+} с O^{2-} , видимо, уменьшает перекрытие электронных оболочек иона Yb^{3+} и ионов фтора ближайшего окружения.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Р.И.Мирианашвили за помощь в работе.

Поступило 4.УП.1977

Кафедра радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. Т.И.Санадзе, Г.Р.Хуцишвили, ЖЭТФ, 56, 454, 1969.
2. Т.А.Абрамовская, Б.Г.Берулава, Т.И.Санадзе, Письма в ЖЭТФ, 16, 555, 1972.
3. Б.Г.Берулава, Р.И.Мирианашвили, О.В.Назарова, Т.И.Санадзе, ФТТ, 19, 1771, 1977.
4. Т.И.Санадзе, Г.Р.Хуцишвили, ЖЭТФ, 59, 753, 1970.
5. G.R.Khutsishvili, T.I.Sanadze, 18th Ampere Congress; Nottingham, 1, 17, 1974.

6. U.Ranon, A.Yaniv, Phys. Lett., A9, 17, 1964.
7. U.Ranon, W.Low, Phys. Rev., 132, 1609, 1063.
8. Р.И.Мирианшвили, О.В.Назарова, Т.И.Санадзе, Сооб.Акад.наук
ГССР, 81, 341, 1976.
9. U.Ranon, I.S.Hyde, Phys. Rev., 141, 259, 1966.
10. R.E.Watson, A.J.Freeman, Phys. Rev. Lett., 6, 277, 1961.

Т А Б Л И Ц А

		Я Д Р А						
А (Мгп)		2-4	5-7	1	8	9		
"Фропид" центр		А хх	-15.65±0.01	-15.83±0.01	-17.27±0.01	-22.28±0.01	-1.15±0.01	
		А уу	29.60±0.05	30.71±0.05	-17.27±0.01	-22.28±0.01	-1.15±0.01	
		А ух	12.29±0.08	11.16±0.08	0	0	0	
		А ху	14.47±0.15	14.49±0.15	0	0	0	
		А зх	- 7.62±0.01	-8.30±0.01	34.77±0.01	41.16±0.01	1.98±0.01	
"Кислородный" центр		А хх	-12.28±0.01	-13.79±0.01	-15.68±0.01	-	-	
		А уу	21.12±0.12	22.57±0.12	-15.68±0.01	-	-	
		А ух	3.07±0.08	4.27±0.08	0	-	-	
		А ху	15.05±0.45	13.47±0.45	0	-	-	
		А зх	- 2.45±0.02	- 3.05±0.02	25.84±0.01	-	-	

მ. ნაზაროვა, თ. სანაძე

Yb^{3+} იონების SrF_2 -ში ფერიცენტრული ფორმების
სუპერჰიპერფინი ურთიერთქმედების გამოკვლევა

რ ე ბ ი უ მ ე

დისკრეტული და რადიოფრეკვენტული დისკრეტული გაჯერების
მეთოდებით ჩატარდა SrF_2 -ში Yb^{3+} იონის ორი ფერიცენტრული
ცენტრის ბუნადი ურთიერთქმედების გამოკვლევა. რადიოფრეკვენტული
იონის კრისტალურ მესვენი მულტიპლეტის მუდგობა,

განისაზღვრა უახლოესი ორჯგონის ბუნადი ურთიერთქმედ-
ების ფენობების კომპონენტების სიდიდეები და ნიშნები. ჩატარდა
 Yb^{3+} იონის ორჯგონი ფერიცენტრული ცენტრების ბუნადი ურთიერ-
ქმედების ლინსობრვი მუდგობა.

O. Nazarova, T. Sanadze

INVESTIGATION OF SUPERHYPERFINE INTERACTION OF
TRIGONAL CENTRES OF Yb^{3+} IN SrF_2 SINGLE
CRYSTALS

S u m m a r y

Superhyperfine interaction of two trigonal centres of Yb^{3+} in SrF_2 sin-
gle crystals has been investigated by the methods of discrete and radio-
-frequency discrete saturations. The models of these trigonal centres were
substantiated. The magnitudes and signs of superhyperfine interaction ten-
sor components for the nuclei of the first coordination sphere were deter-
mined. A qualitative comparison of superhyperfine interaction of the two
trigonal centres of Yb^{3+} was made.

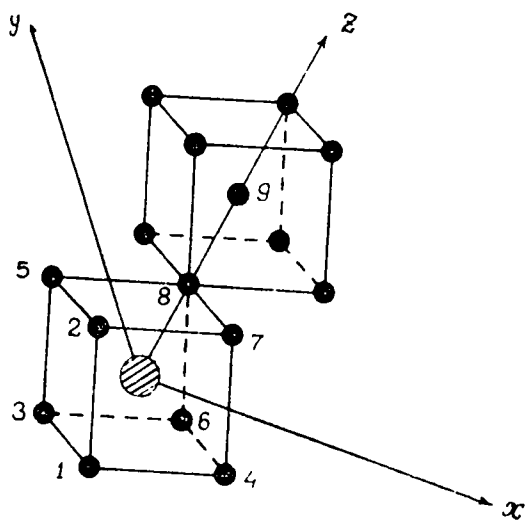


Рис. 1. Модель "фторового" центра иона F^{3+} в монокристалле SrSr_2 . Оси системы координат X, Y, Z направлены вдоль $[110]$, $[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$.

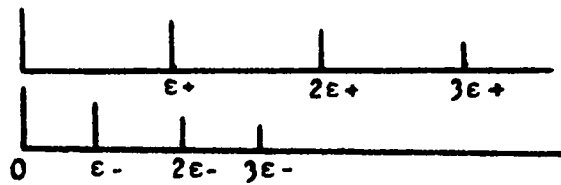
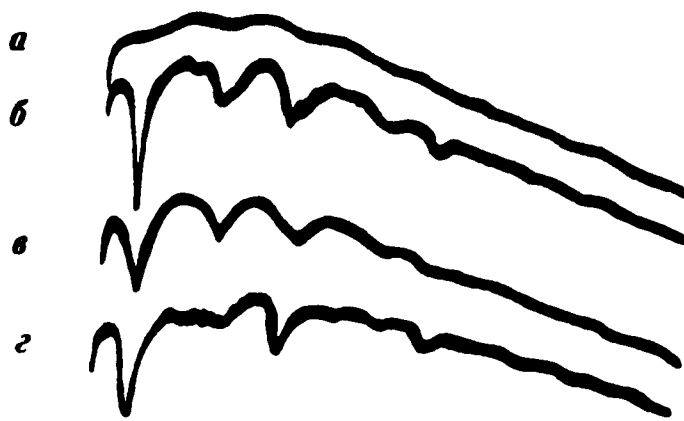


Рис. 2. Радиочастотное воздействие на спектр ДН в ориентации $H // [111]$.

- а) участок невозмущенной линии ЭПР;
- б) спектр ДН на этом участке линии ЭПР;
- в) $\rho\omega$ влияние на спектр ДН на частоте ν_- ;
- г) $\rho\omega$ влияние на спектр ДН на частоте ν_+ ;

Բոլոր ուշգրտման սոցիալիստիկ ղեղակցության 60 թվական-
սարմի մոժկոնդրի թժրուսնիս սախըմինգր շնորհսնոցրիս սաժյս-
նորոս յոնգրդնյոս (30,31.V-1.VI.1977).

գոժրոս սյյոսաժյ Բայոսխըրի Յոսսյնյոժոնս

ՎՄՄՍՄՄՄՄՄ

Университетская конференция, посвященная 60-ой годовщине
Великой Октябрьской социалистической революции (30,31.V-
I. VI.1977)

АННОТАЦИИ

докладов, прочитанных на физической секции

University Conference Devoted to the 60th Anniversary of the
Great October Revolution (30, 31 V and 1 VI 1977)

ABSTRACTS

of Reports read on the Physical Section.

ИНВАРИАНТНЫЕ СВОЙСТВА СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И ФЕНО-
МЕНОЛОГИЯ УГЛА КАБИББО

Несколько лет назад Оукс высказал идею, согласно которой унитарным вращением вокруг седьмой оси можно ввести ток Кабиббо и одновременно построить гамильтониан, нарушающий киральную симметрию $SU_3 \otimes SU_2$ (т.е. ввести массу \mathcal{N} -мезона). Выясняется, однако, что если для вращения использовать генератор F_7^5 , параметры нарушения выходят за области допустимых значений.

Показано, что аксиальное вращение F_7^5 не противоречит проведению программы Оукса. Рассмотрены несколько моделей и для каждой из них получено выражение для угла Кабиббо. Проведено сравнение с опытом.

Резюмируя положение вещей в киральной теории $SU_3 \otimes SU_2$ (3 кварка), можно утверждать, что до вращения Кабиббо $H_{sb}(0)$ должен содержать член, нарушающий странность. В теории с 3-кварками появление такого члена возможно лишь за счет спонтанного нарушения странности в вакууме, что весьма неестественно. Делается следующее заключение: если все нарушения симметрии сильных взаимодействий обусловлены слабыми и электромагнитными взаимодействиями, непротиворечивое введение угла Кабиббо, в некоторой мере, требует введения четвертого кварка.

В модели с 4-кварками (ГИМ) слабое взаимодействие с самого начала (т.е. при $\theta_c = 0$) содержит изменение страннос-

ти (и чарма). Если считать, что H_{38} преобразуется по представлению $(4,4) \oplus (4,4)$ группы "аромата" $SU_4 \otimes SU_4$, то, с учетом сохранения лишь электрического заряда и CP-четности, наиболее общее выражение для $H_{38}(0)$ есть

$$H_{38}(0) = a_0 u_0 + a_3 u_3 + a_9 u_9 + a_{15} u_{15} + a_6 u_6 + a_9 u_9 + b_7 V_7 + b_{10} V_{10}$$

Недиагональные элементы (u_9, V_7, u_9, V_{10}) отмечают нарушения P-четности, чарма и странности. Однако слабое взаимодействие инвариантно относительно замены кварков $(u, d)_L \Rightarrow \gamma(c, s)_L$, где $|\gamma| = 1$. Эту замену осуществляют преобразования генераторами $F_7^+ + F_{10}^+$ и $F_7^- + F_{10}^-$. Используя это, можно избавиться от u_9 и V_9 . Кроме того, используя инвариантность левовинтовых токов относительно преобразования $F_7^+ + F_7^-$, приходим к следующему гамильтониану:

$$H_{38}(0) = \epsilon_0^0 u_0 + \epsilon_3^0 u_3 + \epsilon_9^0 u_9 + \epsilon_{15}^0 u_{15} + \delta_7^0 V_7,$$

т.е. получаем теорему, согласно которой исходный ($\theta_c = 0$) гамильтониан нарушения симметрии адронов в теории $SU_4 \otimes SU_4$ имеет такой же диагональный элемент, что и в теории $SU_3 \otimes SU_3$.

Обсуждаются также возможные обобщения в моделях с большим количеством кварков.

ს.ბურაძე

უპსონ ურთიერთობების ინვარიანტული თვისებები და
კაბიბოს კუთხის ფენომენოლოგია

A. Nucleashvili

INVARIANCE PROPERTIES OF THE WEAK INTERACTIONS
AND THE PHENOMENOLOGY OF THE CABIBBO ANGLE

М.Я.Кобиашвили, Г.Н.Никобадзе, Н.Н.Цилосани

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ РАССЕЙЯНИЯ ИОНОВ H^- НА
АТОМАХ И МОЛЕКУЛАХ

В нерелятивистском борновском приближении вычислены сечения упругого рассеяния ионов H^- на атомах Li , As и молекуле CO_2 в интервале энергии $10^3-10^8 eV$

Рассмотрены случаи упругого рассеяния ионов H^- с возбуждением мишени и без возбуждения. В последнем случае предполагается, что переданный импульс q не зависит от энергии возбуждения, получаемой мишенью в результате столкновения.

მ. კობიაშვილი, გ. ნიკობაძე, ნ. ცილოსანი

H^- იონების ატომებზე და მოლეკულებზე მკრძანების კვეთის
განთვლა

M.Kobiashvili, G.Nikobadze, N.Tsilosani

CALCULATION OF CROSS SECTIONS FOR H^- SCATTERED BY
ATOMS AND MOLECULES

В.Д.Паркадзе, М.В.Паркадзе

О НАУЧНЫХ СВЯЗЯХ ФИЗИКОВ ВЕЛИКОБРИТАНИИ И
ГРУЗИИ / 1700 - 1975 гг./

Первые сведения о состоянии физики и астрономии в Великобритании были присланы в Грузию из Петербурга в 1700 г. Александром Багратиони после возвращения из заграничной поездки совместно с Петром I. В Великобритании он ознакомился с Королевским Обществом, Гринвичской обсерваторией, монетным двором, присутствовал во время беседы Петра I с Исааком Ньютоном.

В 1762 г. из г. Владимира в Тбилиси был прислан свободный перевод Вольфианской теоретической физики. Переводчик и комментатор Антоний Багратиони высоко оценивал труды Ньютона и Р.Бойля.

В 1818 г. в Петербурге Давид Багратиони создал оригинальный учебник физики, в котором наряду с трудами указанных физиков автор привел также труды Г.Кавендиша и Т.Юнга.

С 1844 г. вплоть до настоящего времени магнитные обсерватории Гринвича и Карсани /Грузия/ систематически обменивались своими наблюдениями. С 1934 г. аналогичный обмен наблюдениями проводят и астрофизические обсерватории Великобритании и Абастумани /Грузия/.

В 1945 г. в Лондоне были опубликованы две статьи Петра Багратиони - о создании первого сухого элемента и о химическом методе извлечения чистого золота из руды, без применения электрического тока.

В 1929 г. в Лондоне была издана книга Мортимера Кодда – "Гальванические элементы", – в которой приводится сухой элемент П.Багратиони.

В 1935 г. английский физик П.Блэкетт командировал своего ученика Ху-Чин-Шана в Тбилисский университет. Совместно с грузинскими физиками Г.Мирианашвили, Б.Кизильбашем, Д.Кетиладзе, В.Паркадзе они изучили группы космических лучей на вершине Казбек, на высоте 5033 метров.

В 1950 г. Тбилисский университет посетил ирландский физик Дж.Бернал и прочел лекции о рентгеноструктурном анализе.

С 1960 г. в разное время и на разные сроки в Великобританию были командированы грузинские физики: Э.Андроникашвили, Г.Хуцишвили, О.Чилашвили, М.Кавиладзе, А.Бурчуладзе, А. Мжаванадзе и др.

В докладе рассматриваются вопросы научных связей грузинских физиков с физиками Великобритании.

ვ.პარკაძე, მ.პარკაძე

ენენ ბრძანებობსა და ურთიერებას ფიზიკოსებს შორის
ბრიტანეთსა და საქართველოს (1700-1975)

V.Parkadze, M.Parkadze

ON THE SCIENTIFIC CONTACTS BETWEEN PHYSICISTS OF
GREAT BRITAIN AND GEORGIA (1700-1975)

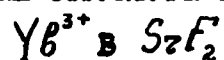
Ш.Л.Бебиашвили, М.Ш.Кобахидзе, Г.Э.Магалашвили

**ЗАВИСИМОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН
ОТ НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ, РЕЖИМА РАБОТЫ И ОТ
КОНСТРУКЦИИ ЛАМП**

S.Bebiashvili, M.Kobakhidze, G.Magalashvili

**DEPENDENCE OF DISTRIBUTION OF SOME PHYSICAL
VALUES ON THE INITIAL ENERGY OF ELECTRONS, REGIME OF
WORK AND CONSTRUCTION OF
TUBES**

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТРИГОНАЛЬНОГО ЦЕНТРА



Методами дискретного насыщения (ДН) и радиочастотного дискретного насыщения (РЧДН) проведено исследование суперсверхтонкого взаимодействия (ССТВ) тригонального центра Yb^{3+} в SrF_2 . Исследованные монокристаллы с магнитной примесью Yb^{3+} подвергались термической обработке в водородной атмосфере, после чего наблюдалось появление тригонального спектра ЭПР с сильной анизотропией g -фактора. Показано, что в ближайшем окружении иона Yb^{3+} находятся семь ионов фтора, из которых только один расположен на оси симметрии. Определены компоненты тензоров ССТВ ядер этих ионов. Построена суперсверхтонкая структура (ССТС) линии ЭПР в двух ориентациях магнитного поля. Отсутствие в спектре РЧДН линий от ядра второго иона, расположенного на тригональной оси, и совпадение ССТС линии ЭПР, рассчитанной по экспериментальным данным от семи ионов фтора, с наблюдаемой, позволило заключить, что ядро этого иона не имеет магнитного момента. По всей видимости, ионом, обуславливающим тригональную симметрию спектра и обеспечивающим компенсацию избыточного положительного заряда магнитной примеси, является ион O^{2-} .

Определялись малые локальные искажения решетки вблизи иона Yb^{3+} . Показано, что ион Yb^{3+} смещается вдоль тригональной оси вследствие электростатического притяжения между ним и ионом кислорода.

Ռ.Նազարովա, Տ.Սանաժե

Yb^{3+} տրիգոնալ կենտրոնի կառուցվածքի ուսումնասիրումը
 SrF_2 միաճյուղյա կրիստալներում

O.Nazarova, T.Sanadze

INVESTIGATION OF THE STRUCTURE OF THE
TRIGONAL CENTRE OF Yb^{3+} IN SrF_2
SINGLE CRYSTALS

ВЛИЯНИЕ НЕУПРУГИХ ПЕРЕХОДОВ НА ПРОЦЕСС
РЕЗОНАНСНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Резонансная перезарядка представляет собой переход валентного электрона от одного атомного остатка к другому:



Сечение этого процесса выражается через разность термов четного и нечетного состояний квазимолекулы, составленной из сталкивающихся частиц [1]. Вычисленное по этой теории сечение перезарядки является монотонной функцией скорости $v(\sqrt{E} \sim \ln \frac{E}{v})$. Однако, согласно результатам специальных экспериментальных измерений, кривая сечения резонансной перезарядки как функция скорости столкновения имеет осцилляционную структуру [2].

Одним из возможных причин осцилляции в сечении могут являться неупругие переходы в процессе резонансной перезарядки. В данной работе исследуется резонансная перезарядка протона на атоме водорода. В этом случае нечетный терм системы $^2\Sigma_u$ при предельном соединении ядер сливается с термами $^2\Pi_u$ и $^2\Sigma_g$. Поэтому при достижении малых межъядерных расстояний ядерное движение индуцирует электронные переходы с начального $^2\Sigma_u$ термина на $^2\Pi_u$ терм.

В работе вычислено сечение резонансной перезарядки с учетом отмеченного неупругого перехода. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Литература

1. О.Б.Фирсов, ЖЭФ, 21, 1001 (1951).
2. З.З.Латыпов, Н.В.Федоренко, И.П.Флакс, А.А.Шапоренко,
Письма в ЖЭФ, II, 189 (1970).

თ.კერესიძე, ბ.კიკიანი

ახარისხიანი ბრუნვის მდგომარეობის რეზონანტული
ჩარჯის გაცვლის პროცესზე

T.Keresidze, B.Kikiani

INFLUENCE OF INELASTIC TRANSFER ON THE RESONANT
CHARGE EXCHANGE PROCESS

И.Г.Багдасарова, Р.В.Квижинадзе, Б.И.Кикиани,
Т.Г.Мардалеишвили

ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЛИНИЙ
АТОМОВ И ИОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ИОНОВ КАЛИЯ С
АТОМАМИ АРГОНА В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ 0,5 - 4 кэВ

Исследование функции возбуждения при неупругих столкновениях атомных частиц важно для понимания механизма взаимодействия.

В настоящей работе исследовались функции возбуждения для пары (K^+ , Ar) в интервале энергии ионов калия 0,5-4 кэВ в диапазоне длин волн λ (4000 - 5000) Å. Измерения проводились на установке, кратко описанной в работе [1]. Ток пучка при энергии 2,5 кэВ составлял $\sim 3 \text{ ма}$. После фокусировки с помощью квадрупольных линз K^+ попадал в камеру столкновений, наполненную исследуемым газом - мишенью при давлении $\sim 8 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт.ст.}$ В данном диапазоне длин волн наиболее интенсивной оказалась линия с длиной волны λ (4608 + 4609) Å, которая соответствует переходам: $4s' \ ^2D - 4p' \ ^2F^{\circ}$ и $4s' [1\frac{1}{2}] - 4p [1\frac{1}{2}]$ для $\text{Ar} //$ и $\text{K} //$ соответственно. Для этой линии была снята функция возбуждения. Сравнение результатов настоящей работы с данными работы [2] показало удовлетворительное согласие.

Литература

1. Б.И.Кикиани, Р.В.Квижинадзе и др. Республиканская конференция, Тб., 1976.
2. Поп, Запесочный, "Оптика и спектроскопия", № 1, 1977, 8-13.

ი.ბაგდასაროვა, რ.კვიზინაძე, ბ.კიკიანი, თ.მარდალეიშვილი

ახლოვებისა და იონების გზობრივი ხაზების ანთების ფუნქციის
ძიებისათვის კარგების იონებისა და ანთების ახლოვების
დასახების დროს 0,5-4 კეე ვიწროების ინტენსივობა

I.Bagdasarova, R.Kvizhinadze, B.Kikiani, T.Mardaleishvili

INVESTIGATION OF THE EXCITATION FUNCTION OF SOME
LINES OF ATOMS AND IONS IN THE COLLISION
OF K^+ IONS AND Ar ATOMS IN THE ENERGY
RANGE 0.5 - 4 keV

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДВИЖНОСТИ ДЫРОК В $InSb$ ПРИ
ВСЕСТОРОННЕМ СЖАТИИ

Проведено исследование подвижности дырок в кристаллах $InSb$ при гидростатическом давлении / до 14 кбар / в широком интервале концентраций дырок / $p = 10^{12} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 77°K /.

Показано, что холловская подвижность в высокоомных образцах с низкой подвижностью / $\mu = 2000 - 3000 \text{ см}^2 / \text{в.сек}$ / уменьшается с увеличением давления P ; в образцах с высокой подвижностью / $10000 \text{ см}^2 / \text{в.сек}$ / изменение μ очень слабое. Для образцов с концентрацией дырок $p = 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ с ростом P наблюдается увеличение подвижности во всей области примесной проводимости. В легированных кристаллах / $p = 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ / при низких температурах / 77°K / подвижность уменьшается с давлением, а при высоких / например, для образца с $p = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 200°K / наблюдается обратный эффект.

В легированных образцах при низких температурах, где в рассеянии дырок основную роль играют ионы примеси, уменьшение μ с P объясняется уменьшением подвижности, ограниченной рассеянием на ионах примеси, вызванным уменьшением диэлектрической проницаемости ϵ с давлением [1]. Изменением ϵ с P связывается и уменьшение μ в высокоомных кристаллах с низкой подвижностью, в которых находится большое количество ионов примеси. В образцах с высокой подвижностью содержится незначительное количество ионов примеси и рассеяние на них не должно сказаться на величину подвижности. В образцах с $p =$

$= 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и в легированных кристаллах при высоких температурах увеличение подвижности объясняется увеличением роли легких дырок в проводимости с ростом давления^[2].

Литература

1. Д.Аладашвили, В.Галаванов, Л.Кончевич, С.Поровский, Л.Сосновский, У Международная конференция по физике и технике высоких давлений, Москва, 1975, стр. 102.
2. Д.И.Аладашвили, В.В.Галаванов, Труды Тбилисского университета, А 6-7 /149-150/, 1973, стр.141.

რ. ალადაშვილი, ვ. გალავანოვი

ინვესტიციის ანალიზის ეფექტურობის ძველი მეთოდების შესახებ
კონკრეტული მაგალითების საფუძველზე

D. Aladashvili, V. Galavanov

INVESTIGATION OF THE MOBILITY OF HOLS ON InSb UNDER
HYDROSTATIC PRESSURE

Н.И.Амиранашвили, В.Л.Чикладзе, З.Д.Шавгулидзе, В.А.Джаш

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПОЗИТРОНОВ
В ^{57}Ni

До сих пор во всех работах по обнаружению монохроматических позитронов использовались 2 изотопа: ^{206}Bi и ^{152}Eu . Их общим недостатком является очень высокий позитронный фон, ограничивающий точность измерений и их чувствительность величиной $\sim 10^{-8}$ $\frac{\text{монопозитрон}}{\text{распад}}$.

В данной работе предлагается использовать наблюдения монопозитронов ^{57}Ni , обладающий удобным периодом полураспада (36 час.) и очень низким фоном позитронов. Расчеты показывают, что можно ожидать повышения чувствительности примерно на порядок.

ბ. ამირანაშვილი, ვ. ჩიხლაძე, ზ. შავგულიძე, ვ. ჯაში

მონიტორინგის შესაძლებლობა ^{57}Ni -ში

N.Amiranashvili, W.Chikhladze, Z.Shavgulidze, W.Jashi,

ON OBSERVABILITY OF MONOCHROMATIC POSITRONS IN THE
DECAY OF ^{57}Ni

Г.М.Арошидзе, Д.К.Квавадзе, З.Л.Лиадзе, З.С.Шарадзе

О КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЯХ СКОРОСТИ ДРЕЙФА В ИОНОСФЕРЕ

Короткопериодическими вариациями скорости дрейфа мелко-масштабных неоднородностей в ионосфере (КПВС) считаются квазипериодические флюктуации скорости, период которых не превышает 180 – 200 минут.

Обнаружено, что в ионосфере скорость дрейфа почти всегда с различной интенсивностью флюктуирует. Наблюдаются КПВС с периодами от 5–10 мин. до 180–200 мин., однако наиболее часто встречаются периоды в диапазонах 20÷60 мин. и 80÷140 мин. Амплитуда этих колебаний скорости нередко достигает 80–120 м/сек. Наиболее вероятными значениями амплитуды колебаний являются 30÷50 м/сек.

Выявлено, что наблюдаемые КПВС вызваны волновыми возмущениями ионосферы, известными в литературе под названием перемещающихся возмущений (ПВ) /1,2/. Поскольку ПВ в ионосфере возникают под влиянием внутренних атмосферных волн (ВАВ) /3/, КПВС также нужно считать откликом ионосферы на распространение в ионосфере ВАВ.

Рассмотрены два возможных механизма генерации КПВС при наличии в ионосфере ВАВ:

Первый механизм основывается на том экспериментальном факте, что при наличии в ионосфере ВАВ линии одинаковой ионизации в вертикальной плоскости волнообразно изгибаются, что приводит

к периодическому изменению высоты отражения радиоволны фиксированной частоты. В данном случае волновое возмущение в первом приближении можно представить как $h = h_m \cos(\Omega t - k z)$ где h_m – амплитуда возмущения, Ω – циклическая частота, k – волновое число и возмущение, распространяющиеся в горизонтальной плоскости вдоль z . При отражении от волнообразного отражающего экрана наблюдается скольжение точки отражения луча вдоль экрана, что приводит к периодическому изменению скорости движения мелкомасштабных неоднородностей относительно зондирующего ионосферу луча. Это явление на поверхности Земли будет восприниматься как периодические флуктуации скорости дрейфа /1/. Таким образом, данный механизм предполагает, что наблюдаемые на поверхности Земли КПВС являются кажущимися и вызваны модуляцией результата измерения скорости дрейфа волновым возмущением. Найден критерий, ограничивающий зону действия данного механизма $-k^2 h_0 h_m > 1$, который для реально наблюдаемых ПВ и КПВС дает, что по указанному механизму ПВ может вызвать КПВС с периодами, не превышающими 80 мин.

Второй механизм предполагает, что волновыми возмущениями модулируются силы, вызывающие дрейф мелкомасштабных неоднородностей. Поскольку в E области ионосферы дрейф неоднородностей ионизации и нейтральный ветер идентичны, то волновое возмущение давления газа на уровне E области может привести к дополнительному градиенту давления, который во времени будет периодически изменяться, а вследствие этого возникнет колебательное движение воздушных масс, которое на поверхности Земли будет регистрироваться как короткопериодические вариации скорости дрейфа. В

данном случае волновое возмущение представляется в виде $P = P_m \cos(\Omega t - kz)$. Учет в уравнении движения атмосферного газа короткопериодически изменяющегося во времени градиента давления дает решение для скорости движения, модулируемое волновым возмущением.

В реальных условиях не исключено одновременное действие обоих механизмов, а также существование каких-либо других.

Литература

1. J.W. Macdougall, J. Atmosph. Terr. Phys., 28, N 11, 1966, p 1093
2. Г.М. Арошидзе и др., Сб. "Ветры, дрейфы и неоднородности в иносфере", М., 1971, стр. 166.
3. C.O. Hines, Canad. J. Phys., 38, N 11, 1960, p. 1441.

Գ. Արոժիժե, Բ. Կվավաժե, Զ. Լիաժե, Զ. Շարաժե

ՔՐՈՂՁՈՆ ՆՈՒՋԱՐՈՆ ԾՆՆԸ ԵՂՈՊՔՅՈՂ ԶԱՐՈՍԿՈՆ ԾՉՆԱԵՉԾ
ՈՂՆՆՅՉՈՒՄԸ

G. Aroshidze, D. Kvavadze, Z. Liadze, Z. Sharadze

CONCERNING SHORT-PERIOD DRIFT VELOCITY
VARIATIONS IN THE IONOSPHERE

Ե. Ծորինսկոյ, Լ. Ղաղնցի, Թ. Վաճարնոյ, Ե. Վաճարնոյ, Ե. Վոսյան,
 Յ. Վոսյան, Յ. Թաթարյան, Գ. Թաթարյան, Թ. Երանյան,
 Ե. Թաթարյան, Յ. Թաթարյան, Ե. Թաթարյան, Թ. Երանյան

ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԶԱՅՄՅԱ ՔՐՈՅՔ
 ԶԱՅՄՅԱՍԻ 610 ՄՅՅ ԵՐԱՆՈՒԹՅԱՆ

ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ C_{nn}^{pp} ԶԱՅՄՅՈՒԹՅԱՆ
 ՄԱՍԻ ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ 40⁰, 67⁰, 78⁰, 90⁰ (Թ. Ե. Թ.) ԵՐԱՆՈՒԹՅԱՆ
 ԶԱՅՄՅՈՒԹՅԱՆ ԵՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԶԱՅՄՅԱ $P_1 = 0,39 \pm 0,02$
 ԵՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ՍԱՅՄՅՈՒԹՅԱՆ "ԶԱՅՄՅՈՒԹՅԱՆ" ԶԱՅՄՅԱ
 ԱՊՐԱՆՈՒԹՅԱՆ 0,97 \pm 0,04. ՍԱՅՄՅՈՒԹՅԱՆ ԵՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԶԱՅՄՅԱՆ
 ՍԱՅՄՅՈՒԹՅԱՆ

Н. С. Борисов, Л. Н. Глonti, М. Д. Казаринов, М. Д. Казаринов,
 Н. Ф. Киселев, В. С. Киселев, В. Н. Матафонов, Г. Г. Мачарашвили,
 Б. С. Негонов, И. С. Страхота, В. Н. Трофимов, Д. А. Усов, Б. А. Хачатуров.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФИЦИЕНТА ПОЛЯРИЗАЦИИ В УПРУГОМ PP - РАС-
 СЯНИИ ПРИ ЭНЕРГИИ 610 Мэв.

N.Borisov, L.Glonti, M.Kazarinov, et al.

THE MEASUREMENT OF THE SPIN CORRELATION PARA-
 METER IN pp - ELASTIC SCATTERING AT
 610 MeV

ღ. ვაკუა, ნ. ძაწენიძე, ვ. ჭავჭავაძე, ბ. ასანიძე,
გ. სურგულაძე, ვ. კაკაბაძე

ქავახეთის გეგმის წარმართ-სამეცნიერო-სამედიცინო
სამსახურის დაარსების შესახებ

1. შესწავლილია ქავახეთის გეგმის დაარსების წარმართ-
მედიცინის განყოფილებაში 700 სტუდენტის დასახელების
სახეობის, მათგან დასახელების განყოფილებაში
სამსახურის დაარსების შესახებ

2. შესწავლილია სასწავლო განყოფილების კურორტის, მათგან-
სახეობის, მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების
სახეობის, მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების
სახეობის, მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების

3. შესწავლილია მათგან-სახეობის (მათგან-სახეობისა და
მათგან-სახეობის) მათგან-სახეობის დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების

4. განყოფილებაშია რა დასახელება დასახელების დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების

5. დასახელების დასახელების დასახელების დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების
მათგან-სახეობის დასახელების დასახელების დასახელების

6, რვა პალეომაგნიტური მონისათვის გამოთვლილია გეომაგნიტური პოლუსის ვირტუალური კოორდინატები და აგებულია პოლუსთა მიგრაციის ტრაექტორია, ხოლო J_n ვექტორის მიხედვით კი - მისი რჩევი ცვლილების მიხედვით: ეს უკანასკნელი კარგ შესაბამისობაშია კოქსის მაგნიტოქრონოლოგიურ სკალასთან.

7, კვლევის მაგნიტური მეთოდების გამოყენებით შესწავლილია საკვლევი ქანების მაგნიტური მინერალების შემადგენლობა, მიღებული შედეგები ხშირ შემთხვევაში ადასტურებს მინერალოგიური ანალიზით მიღებულ მონაცემებს.

8, აღგენილია პალეოგეომაგნიტური ველის ვარსაყობის სახე შესწავლილი ქანების ფორმირების პერიოდისათვის.

9. მიკვლეულია გარდამავალი მონის არსებობა ჯავახეთის მთიანეთის საკვლევი უბანზე.

Л. В. Векуа, Н. М. Дзотсенидзе, Е. Ш. Павленишвили, Б. З. Асанидзе, Дж. З. Сологашвили, В. К. Какулия

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ НЕОГЕН-АНТРОПОГЕНОВЫХ ВУЛКАНОГЕННЫХ
ОБРАЗОВАНИЙ ДЖАВАХЕТСКОГО НАГОРЬЯ

L.Vekua, N.Dzotsenidze, E.Pavlenishvili, B.Asanidze, J.Sologashvili,
V.Kakulia

PALEOMAGNETISM OF THE NEOGENE-ANTHROPOGENIC
VOLCANIC FORMATIONS OF THE JAVAKHETI
UPLAND

В.Х.Шойхет

РОЖДЕНИЕ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ
ИМПУЛЬСАМИ

На базе ковариантной партонной модели всесторонне изучены инклюзивные процессы рождения адронов с большими поперечными импульсами. Получены одно- и дваждыинклюзивные сечения рождения адронов с большими поперечными импульсами, установлен характер скейлинговой структуры этих сечений, исследованы ассоциативные множественности и корреляции между адронами с большими поперечными импульсами. Полученные результаты качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными. В ряде случаев получены теоретические предсказания, экспериментальная проверка которых представляет значительный интерес.

З.ժոռոյցո

Վերականգնողական բաժնի քիմիայի լաբորատորիա

V. Shoikhet

PRODUCTION OF HADRONS WITH LARGE TRANSVERSE
MOMENTA

ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И АНОМАЛЬНЫЕ
РАЗМЕРНОСТИ

В квантово-полевой модели φ^4 на основе объединения^{/1,2/} уравнений группы перенормировки с гипотезой автомодельности проводится анализ решений уравнений РГ вблизи ультрафиолетовой стабильной точки. С помощью конечной перенормировки константы связи объясняется существование дифференциального скейлинга^{/3/} и "скейлинга в среднем"^{/4/}.

Найдено соответствие с правилом кваркового счета^{/5/} для полуинклюзивных распределений.

Литература

1. W.Ernst and I.Schmitt, Nuovo Cim., 31A, 109 (1976)
2. Я.З.Дарбаидзе, Н.В.Махалдiani, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, Изучение автомобильного поведения полуинклюзивных распределений методом ренормализованной группы. XVIII Международная конференция ФВЭ, Тбилиси, II38/A4-3II, Тбилиси, 1976.
3. В.А.Матвеев, Л.А.Сисакян, Л.А.Слепченко, ЯФ 23,432, 1976.
4. F.T.Dao. et al., Phys. Lett., 33,6, 389(1974)
5. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkheldze, Lett. Nuovo Cim., 7, 719 (1973)
6. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков, Введение в теорию квантовых полей, Москва, "Наука", 1976.

ღ, აბუსალაშვილი, ნ, ამბროსიძე, ნ, კუციანი, რ. სალუქვაძე,
 რ, სლუპჩევიჩი, ი, თევზაძე, მ. ჩარკვიანი

40 გვ/ - 80 / 1 / \mathcal{N} ურთიერთდასაბუთებელი მასალის
 \mathcal{N}^{\pm} - მდგომარეობის განვიხილოთ იმპულსის დასაბუთების
 10000 \mathcal{N}^{\pm} - ანალიზის და 4000 \mathcal{N}^{\pm} - ურთიერთდასაბუთების
 საფუძველზე ჩატარებული და დაბეჭდილი \mathcal{N}^{\pm} - მდგომარეობის განვიხილოთ
 იმპულსის დასაბუთების ურთიერთდასაბუთების ნახევარპროცენტული განვიხილოთ
 ანალიზის ალგორითმული კლასიფიკაციის სტატისტიკური მეთოდის $\sqrt{2,3}$ /
 და ურთიერთდასაბუთების მეთოდის $\sqrt{4}$ / საფუძველზე.

დადგინდეს, რამდენად სწორად სწავლილია ურთიერთდასაბუთების
 დროის ალგორითმული კლასიფიკაციის სტატისტიკური მეთ-
 დის, \mathcal{N}^{\pm} და \mathcal{P}^{\pm} - ურთიერთდასაბუთების სიზუსტის /10, -70/ გვ-ის
 შედეგად \mathcal{N}^{\pm} - მდგომარეობის განვიხილოთ იმპულსის დასაბუთების
 კარგად ალგორითმული ურთიერთდასაბუთების მანუალის

$$\frac{dN_1}{dP_2} = N_1 (a_1^{3/2} P_2^{3/2} e^{-a_1 P_2}) / 0.75 \sqrt{\pi}$$

სადაც N_1 არის P_2 განვიხილოთ იმპულსის მდგომარეობა \mathcal{N}^{\pm} ან \mathcal{P}^{\pm}
 მდგომარეობის სრული რიცხვი, დავუთვროთ a_1 კონსტანტების
 მნიშვნელობის დამოკიდებულება მრავალრიცხოვან \mathcal{N}^{\pm} და მათ სუსტი მიმ-
 ცხადება ურთიერთდასაბუთების ენერჯის მნიშვნელობის მიხედვით.

ლიტერატურა

1. M.P. Balandin et al., Nucl. Instr. and MeT 20, 110 (1973).
2. ლ.ნ. აბესალაშვილი, ნ.ს. ამაგლობელი და დრ., ЯФ, т.23, вып.4, 782 (1976).
3. ლ.ნ. აბესალაშვილი, ნ.ს. ამაგლობელი და დრ., ЯФ, т.24, вып.6(12), 1189 (1976).
4. И.Я. Померанчук, ДАН СССР, 78, 889 (1951);
 R. Hagendorn, Nuovo Cimento suppl., 3, 2, 147 (1965);
 D. Smith. UCRL - 20 632, Nov. 1 (1971).

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Н.К.Куциди, Р.Г. Салук-
вадзе, Л.А.Слепченко, Ю.В.Тевзадзе, М.С.Чаргейшвили

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ π^{\pm} -МЕЗОНОВ ПО ПОПЕРЕЧНЫМ
ИМПУЛЬСАМ В $\mathcal{T}N$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

L.Abesalashvili, N.Amaglobeli, N.Kutsidi, R.Salukvadze, L.Stepchenko,
Y.Tevzadze, N.Chargeshvili

ANALYSIS OF π^{\pm} DISTRIBUTIONS ON TRANSVERSE
MOMENTUM IN $\mathcal{T}N$ - INTERACTIONS AT
40 GeV/c

НОВЫЙ МЕТОД ЛОКАЛИЗАЦИИ АНОМАЛИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ
И СПОСОБ ЕЕ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Наблюдаемые гравитационные аномалии до их геологического истолкования подвергаются преобразованиям. Преобразующая функция, позволяющая подавить случайные ошибки измерения и исключить осложняющий фон от Δg , меняющегося по параболическому закону второй степени, была предложена в [1].

На этот раз предлагаем функции

$$\begin{aligned} \delta \Delta g(x, \ell) = & \left\{ \left[\frac{1}{3} [\Delta g(x - \frac{5}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{1}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{5}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{1}{2}\ell)] \right] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x - \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{1}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{1}{2}\ell)] \right\} - \quad (I) \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{3}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{3}{2}\ell)] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x + \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{5}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x + \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{5}{2}\ell)] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta \Delta g(x, \ell) = & \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x - \frac{5}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{1}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{5}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{1}{2}\ell)] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x - \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{1}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{1}{2}\ell)] \right\} - \quad (2) \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{3}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{3}{2}\ell)] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x + \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{5}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{5}{2}\ell)] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x - \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{1}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{1}{2}\ell)] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{3}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{3}{2}\ell)] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x + \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{5}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{1}{2}\ell) + \Delta g(x + \frac{5}{2}\ell)] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{1}{3} [\Delta g(x - \frac{5}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{3}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{1}{2}\ell)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x - \frac{5}{2}\ell) + \Delta g(x - \frac{1}{2}\ell)] \right\}, \end{aligned}$$

которые позволяют подавить осложняющий фон δg , меняющегося по параболическому закону третьей и четвертой степени. Формулы (1) и (2) позволяют также подавить случайные ошибки измерения.

Исходя из (1) и (2), найдем связь между аномалией g и δg , которая позволит проводить количественную интерпретацию аномалий силы тяжести по известным методам [2].

Литература

1. Г.Д.Манагадзе, Г.Ш.Шенгелая, Н.Ш.Хундадзе, Сообщения АН СССР, 81, № 1, 1976.
2. И.А.Непомнящих, Сб. "Разведочная геофизика", вып.40, М., 1970.

Գ.Մանագաձյ

ԱՆՁԱՏՈՐՆԵՐ ՍԱՐԿՆ ԸՆԴՅԱՐՈՑԱԿԱՅԻՆՆ ՆԵՐՈՒ ԵՉՈՒՄԸ ԲԱ ՑՈՆՈՒ
ՈՇՅՈՒՑՈՒՄԵՆՆԵՐՆ ԵՉՐԵՆ

G.Managadze

A NEW METHOD OF LOCALIZATION OF GRAVITY ANOMALY
AND THE WAY OF ITS INTERPRETATION

И.Ф.Гришашвили, Д.Ц.Джалагания, Н.И.Костанашвили,
Ю.А.Батусов

ОБРАЗОВАНИЕ ПИОНОВ ПРОТОНАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРАХ

Получены энергетические спектры π^+ и π^- -мезонов, образованных во взаимодействиях протонов с энергией 660 Мэв с ядрами C, Al, Si, Pb под углом 105° . В качестве детектора частиц была использована ядерная фотоэмульсия.

В отличие от экспериментов при малых углах в данном случае формы двойных дифференциальных сечений $\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}$ оказались зависящими от атомного номера ядра.

Относительные сечения генерации медленных пионов на разных ядрах в целом не противоречат расчетным, учитывающим их кулоновское и ядерное взаимодействие внутри родительского ядра.

Показатель степени σ в зависимости сечений от атомного номера ядра - $\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \sim A^\sigma$ слабо зависит от энергии и ≈ 0.5 .

ი.გრეგორიშვილი, დ.ჯალაგანია, ნ.კოსტანაშვილი, ი.ბატუსოვი

საბჭოთა კავშირის მეცნიერებათა აკადემიის მეცნიერებათა აკადემიის
ბაქო-საბჭოთა კავშირის მეცნიერებათა აკადემიის

I.Grishashvili, D.Jalagania, N.Kostanashvili, Yu.Batusov

PION PRODUCTION IN MEDIUM ENERGY PROTON NUCLEI
INTERACTIONS

З.В.Хведелидзе

ОСНОВНЫЕ И СОПРЯЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ
АТМОСФЕРЫ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ОРОГРАФИИ

1. В работе используется уравнение гидротермодинамики атмосферы, так называемая σ - система координат: $\sigma = \frac{P}{P_s}$, где P - давление, а P_s - значение давления на уровне горы.

2. Вводятся в рассмотрение сопряженные уравнения гидродинамики атмосферы по отношению к важнейшим линейным функционалам задачи динамики атмосферы для гористой местности.

3. Проводится исследование свойств сопряженных функций и сопряженных матриц с учетом членов, характеризующих влияние орографии.

4. В работе доказано, что использование сопряженных операторов для горных условий дает почти такой же результат, который был получен у академика Г.И.Марчука.

Յ.ԽՎԵԴԵԼԻԺԵ

ՍԹԵՐՆՉԱԿՆԸ ԲՈՒՅՈՂՈՆ ՄԻՆՈՒՄԵՆ ԵՎ ԾԱՅԴԿՆԱԾՅՐԻ ԿԱՅՊԻՐՆԱԾՅՐԻ
ՄԻՆՈՒՄՉԱԿՆԸ ԿԱՅԿՆԸ ԿԱՌՅԱՐՈՆՏՈՒՄԵՆՈՑ

Z.Khvedelidze

MAIN AND JOINT EQUATIONS OF ATMOSPHERE DYNAMICS
WITH ACCOUNT OF THE INFLUENCE OF
OROGRAPHY

ვ. აგლამაზოვი, ლ. ცედევანიშვილი, ვ. გოკიელი, შ. ჯღენტე, ა. კობულაშვილი
ზ. რობაქიძე, ი. საყვარელიძე, ნ. ხაზარაძე

კოსმოსური სხივების მიწოდების პარამეტრები ატმოსფერო-სფერო
სივრცის ბირთვობა

მაქსიმალური მიწოდების პარამეტრები ბირთვული ურთი-
ერქმეობების შესწავლა რიგ ინტერესს იწვევს, ამცვარი ურთიერ-
ქმეობების შესაბამისი კასკადების რისკის მინიმალური ელ-მაგნიტის
კასკადების საერთო ფონიდან ხდება მრავალჯერადი მიწოდების საშუ-
ალებით მსუ კოსმოსური სხივების ლბორატორიის კომპლექსურ დასა-
რგარზე, რამდენიც შეეძლება რეაგირების იონიზაციური კალრიბრაციისა-
ცან, საბი კორესპონდენტი მივლევების რიგისაგან და ნეიტრონული
მიწოდებისაგან, რამდენიც საბი მიხრობან ურთიერების დასაგარს.

6660 საათის განმავლობაში დაგროვილი ექსპერიმენტული
მონაცემები მიუთითებენ მიწოდების ბირთვული ურთიერქმეობების
კვების ბრძანებ ~ 10^{10} ენერჯის ინტერვალში,

В. А. Агламазов, Л. Д. Гедеванишвили В. Д. Гокиели, Ж. С. Жгенти,
А. Г. Кобулашвили, З. П. Робакидзе, И. И. Сакварелидзе, Н. Г. Хазарадзе

НЕУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МУОНОВ КОСМИЧЕСКИХ
ЛУЧЕЙ С ЯДРАМИ ЖЕЛЕЗА

V. Aglamazov, L. Cedevanishvili, V. Gokieli, Y. Zhgenti, A. Kobulashvili,
Z. Robakidze, I. Sakvarelidze. N. Khazaradze

NON-ELASTIC INTERACTION OF MUONS OF COSMIC RAYS
WITH IRON NUCLEI

В.Р.Гарсеванишвили, В.Р.Ментешашвили, Д.Г.Мирианашвили,
М.С.Ниорадзе

ОБ ОДНОЙ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТ-
СКИХ ЯДЕР

В рамках релятивистского импульсного приближения обсуждается распределение фрагментов спектаторов в процессах с участием падающих релятивистских ядер. Анализ этого распределения позволяет извлечь информацию о релятивистской волновой функции ядра. Приводятся соображения о возможном применении развиваемых методов для анализа широкого круга процессов с участием релятивистских ядер.

ვ.გარსევანიშვილი, ვ.მენტეშაშვილი, დ.მირიანაშვილი, მ.ნიორაძე

რელატივისტური იმპულსური აპროქსიმაციის ფარგლებში
სპექტატორების განაწილების შესახებ

V.Garsevanishvili, V.Menteshashvili, D.Mirianashvili, M.Nioradze

ON ONE REGULARITY OF FRAGMENTATION
OF RELATIVISTIC NUCLEI

ПЕРВЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ
В СОВЕТСКОЙ ГРУЗИИ

Нами установлено, что уже в начале двадцатых годов интерес к теории относительности /ТО/ в Советской Грузии весьма велик не только в научных кругах, но и в широких слоях общества. Проблемы ТО неизменно остаются в поле зрения научной и общественной мысли. Две самые ранние статьи по ТО появились в феврале – марте 1922 г. на русском языке. Они относятся к числу основательно забытых статей и вновь были найдены нами. Объем первой статьи – "Теория относительности в пространстве и времени" – составляет примерно половину печатной формы. Она подписана криптонимом "Е.А." и установить окончательно личность автора пока не удалось. Автор этой популярной статьи хорошо знаком с научной литературой и существом вопроса. Подробно описаны опыты Физо и Майкельсона. Для облегчения анализа их результатов автор напоминает читателю закон сложения скоростей в классической механике и рассматривает для этого наглядные примеры. Затем говорится о "парадоксальности" результатов Физо и Майкельсона, объяснение которых, как пишет автор, дается смелой гипотезой Эйнштейна, которая закладывает основы ТО.

В статье рассматривается гипотеза Фицджеральда и Лоренца о сокращении движущихся тел в направлении движения. Принять эту гипотезу, по мнению автора, не целесообразно, поскольку она предполагает существование эфира и кроме того она проти-

воречит другим фактам, установленным опытным путем. Лишь теория относительности Эйнштейна "проливает на все это новый ослепительный свет".

Вторая статья - "Теория относительности в электрооптике" - не имеет подписи и помещена в отделе научной хроники - "Новости науки и техники". Она представляет собой реферативный обзор, опирающийся на новейший и довольно обширный материал, опубликованный во французской научной прессе. В реферате излагаются соображения о ТО французских ученых Пенлеве, Карвалло, Саньяка и др., выступающих с резкой оппозиционной критикой ТО Эйнштейна и пытающихся "защитить" устой классической физики. Характерно, например, такое заявление Карвалло: "Нет необходимости опрокидывать основания нашего познания теориями относительности Эйнштейна". Упомянутые здесь авторы - известные французские ученые и буржуазные политические деятели, занимающие высокое общественное положение. Напрашивается вывод, что научный консерватизм и реакционность этих ученых, встречающих в штыки прогрессивную теорию Эйнштейна, в какой-то мере социально обусловлены.

Автор реферата не проявляет явно своего отношения к реферлируемому им научному материалу, но, безусловно, об его позации красноречиво говорит сам избранный для реферирования материал.

Здесь же следует отметить, что в дальнейшем на научное поприще вступает талантливая молодежь. В их числе, в первую очередь, следует назвать М.И.Гогиберидзе и В.Д.Купрадзе, работы которых являют собой интересный образец критического рассмотрения и творческого осмысления вопросов ТО.

ა.ჭრელაშვილი

პირველი პუბლიკაციები ფარდობითობის თეორიის
საბჭოთა სავაჭროებში

A.Chrelashvili

THE FIRST PUBLICATIONS ON THE THEORY OF
RELATIVITY IN SOVIET GEORGIA

მ ი ნ ა ა რ ს ი

1. თ.ბაბუციძე, ი.მაჩაბელი, დეიფრონის ამოცანა კვარკულ მონოპოლიში. 25
 2. გ.ბეგიანიძე, გ.ჯანდიერი, ფურბულენფურნი გარემოს დიფუზიური-კული მულტივალენტის შესახებ. 30
 3. ნ.არლანაძე, ძირითადი ფაქტორული ფაქტორის დიფრაქციონალი დიფუზიური კული ინტენსივობის ლინიაზე 44
 4. ფ.ბეგიანიძე, ცხელი ელექტრონების კლანთმაცნიფური მახასიათებლები ფონონების გაქვებების გატარების წინაშე განივი მაცნიფური ელემენტი. 59
 5. ბ.კვიციანი, მ.სალია, რ.კვებრაძე, ლ.ბოლოკა, რ.ლომსაძე, ლ.ჩუბანიანი, იონიზაციისა და გადამუხვების პრეკუსიონი K^+ იონების As , Hg და Xe ატომებთან დაახლოების დროს, .67
 6. პ.ფრეხაძე, მ.თევრიაძე, ელექტრომაცნიფური ფაქტორის გადმონახვის ექსპერიმენტული გამოკვლევა ორ გამტარ ცილინდრულად. 74
 7. თ.დავითაძე, მ.ქაჩიაძე, ი.პუბლი, ნ.ჩიბრაძე, რ.ჩიქოვანი, ა.შოთაძე, ფაქტორული მანუალური გამომკვლევა $Pb-Sn-Te$ სისტემაში, 96
 8. თ.ნაგარაძე, თ.სანაძე, Pb^{3+} იონის S_xF_2 -ში ფონონული ცენტრების გენეზის ურთიერთქმედების გამოკვლევა, .109
- დირი მულტიპლური სტრუქტურული რეკონსტრუქციის 60 წლის საპროგრამო მიძღვნილი მონივრობის სახელმწიფო უნივერსიტეტის სამეცნიერო კონფერენცია (30.31.VI-1, VI, 1977), ჟიბიკის სექციის შედეგები
- მონსტრუქციის ანოტაციები. 113

С О Д Е Р Ж А Н И Е

1.Т.Д.Бабуцидзе, И.З.Мачабели, Задача дейтрона в кварковой модели	5
2.Г.А.Бегиашвили, Г.В.Джандиери, О диэлектрической проницаемости турбулентной среды	27
3.Н.Н.Ирганшвили, Дифракция волны H_{10} на диэлектрическом индуктивном стержне.	33
4.Т.О.Легечкори, Гальваномагнитные характеристики горячих электронов при разогреве фононов в поперечном магнитном поле	53
5.Б.И.Икиани, З.Е.Салия, Р.Я.Кезерашвили, Л.В.Бодокия, Р.А.Ломсадзе, Л.П.Чкареули, Ионизация и перезарядка при столкновении ионов K^+ с атомами Au , Kr , He	61
6.Д.К.Ивадзе, М.И.Тевдорашвили, Экспериментальное исследование рассеяния электромагнитных волн на двух проводящих цилиндрах	71
7.О.И.Даварашвили, З.С.Качлишвили, Ю.Г.Пухов, В.Г.Рябцев, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов, Исследование фазовых соотношений в системе $Pb - S_n - Te$	88
8.О.В.Назарова, Т.И.Санадзе, Исследование суперсверхтонкого взаимодействия тригональных центров UF^{3+} в SrF_2	101
Университетская конференция, посвященная 60-ой годовщине Великой Октябрьской социалистической революции (30,31.V-I.VI.1977).	
Аннотации докладов, прочитанных на физической секции.	113

C O N T E N T S

1. T.Babutsidze, I.Machabeli, Deuteron problem in the quark model 25
 2. G.Begiasvili, G. Jandieri, On the dielectric permittivity of turbulent medium 31
 3. N.Arganashvili, Diffraction of waveguide main wave by inductive dielectric rod 44
 4. T.Gegechkori, Not electron galvanomagnetic characteristics at phonon heating in a transverse magnetic field 59
 5. B.Kikiani, Z.Salia, R.Kezerashvili, L.Bodokia, R.Lomsadze, L.Chkareuli, The ionization and the capture processes in K^+ ion collisions with Ar, Kr and Xe atoms 68
 6. D.Kvavadze, M.Tevdorashvili - Experimental investigation waves of scattering of electromagnetic waves from two conductive cylinders 75
 7. O.Davarashvili, Z.Kachlishvili, I.Pukhov, N.Ryabtsév, R.Chikovani, A.Shotov, On the phase relationships in the Pb - Sn - Te system 97
 8. O.Nazarova, T.Sanadze, Investigation of superhyperfine interaction of trigonal centres of Yb^{3+} in SrF_2 single crystals 109
- University conference devoted to the 60th anniversary of the Great October Revolution (30, 31 V and 1 VI 1977).
- Abstracts of reports read on the physical section 113.