

290
1992



თბილისის უნივერსიტეტის უროვები
ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

ქართული
ბიბლიოთეკა

313

ISSN 0376—2637

ფიზიკა
Ф И З И К А
PHYSICS

33

თბილისი Тбилиси Tbilisi
1992



ქართული
ნაციონალური
ბიბლიოთეკა

84

- თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა

Издательство Тбилисского университета

Tbilisi University Press



თბილისის
უნივერსიტეტი

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები

Proceedings of Tbilisi University

ტ. 313 v.

ფიზიკა

PHYSICS

თბილისი

1992

Tbilisi



საქართველოს
ხელნაწილების ეროვნული
ბიბლიოთეკა

Труды Тбилисского университета

т.313

Ф И З И К А

Тбилиси 1992

საჩუქრატეოი კოლეცია

მ. ამბროსიძე, ი. ვამბაკიძე, მ. კოპალეიშვილი (ჩუქრატეოი),
მ. სანაძე, ა. უგულავა (სეკრეტარი), მ. ქაჩიშვილი, ა. ხელაშვილი

Редакционная коллегия

Н. С. Амаглобели, И. Ш. Вешакидзе, З. С. Качлишвили, Т. И. Копалейшвили (редактор), Т. И. Санадзе, А. И. Угулова (секретарь), А. А. Хелашвили.

Editorial board

N. Amaglobeli, Z. Kachlishvili, A. Khelashvili, T. Kopaleishvili
(editor), T. Sanadze, A. Ugulava (secretary), I. Vashakidze.

მბრინისი უნივერსიტეტის გამომცემლობა, 1992
Издательство Тбилисского университета, 1992
Tbilisi University Press, 1992

Труды Тбилисского государственного университета
им. И.Джавахишвили

313, 1992

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В СВЕРХТЕКУЧЕМ He³-А

Т.А.Карчава, Ш.Е.Кекутия, Е.Д.Чхаидзе

20/40

Внешнее воздействие на находящуюся в равновесии плоскую свободную поверхность жидкости приводит к возникновению в ней движения. Это движение распространяется на поверхности жидкости в виде волн. Если эта волна обусловлена только действием поля тяжести, то имеем гравитационные волны. Они распространяются в основном на поверхности жидкости и ее внутренние слои захвачены тем меньше, чем глубже эти слои расположены. Поверхность жидкости стремится принять свою равновесную форму также под влиянием сил поверхностного натяжения. В этом случае имеем капиллярные волны и они существенны при малых длинах волн.

На свободной поверхности сверхтекучего гелия могут распространяться поверхностные волны, аналогичные гравитационно-капиллярным волнам. Аткинс /1/ изучил распространение поверхностной волны в He II в условиях полного торможения нормальной компоненты и рассмотрел длинно-волновой случай. При этом было обращено внимание на то обстоятельство, что так как колебание сверхтекучей компоненты приводит к колебанию температуры, то существенными являются эффекты испарения и конденсации этанов гелия. Последние оглаживает изменение температуры и на пленке распространяется волна, квадрат скорости которой вы-

описывается простой формулой

$$u_3^2 = fd \left(1 + \frac{T\epsilon}{L} \right) \frac{\rho_s}{\rho}, \quad (1)$$

где ϵ и L - соответственно энтропия и теплота испарения, приходящиеся на грамм гелия, ρ_s и ρ - сверхтекучая и полная плотность жидкости, f - константа ван-дер-ваальсова взаимодействия сверхтекучей жидкости с подложкой, d - равновесная толщина пленки гелия. Эти волны получили название третьего звука /1/.

Но если реализовать адиабатические условия благодаря подавлению эффектов испарения и конденсации, то вместо изотермического третьего звука (I) вдоль поверхности сверхтекучего He II распространяется волна, в которой основной колеблющейся величиной является температура /2/. Этот звук был назван четвертым /3/ и квадрат его скорости при полном торможении нормальной компоненты равен

$$u_5^2 = \frac{\rho_n}{\rho} u_{10}^2. \quad (2)$$

Здесь u_{10} - скорость второго звука в объеме сверхтекучего гелия, ρ_n - плотность нормальной компоненты сверхтекучей жидкости.

Хорошо известно, что в нулевом магнитном поле при давлении $P > P_0 = 21$ кбар к нормальной фазе He^3 примыкает He^3 -А, а при $P < P_0$ устойчивой является He^3 -В. Но также в случае достаточно тонкой пленки сверхтекучего He^3 , которая нанесена на твердую подложку, А-фаза оказывается стабильнее В-фазы даже при давлении насыщенных паров. Это связано с тем, что при на-



УДК 621.372.4
621.372.4.01

личии ограничивающей поверхности (твердое тело или свободная поверхность) форма параметра порядка А-фазы не претерпевает изменения из-за внутренне присущего выделенного направления орбитальной оси \vec{l} , вследствие чего ее разворот вдоль нормали поверхности не приводит к потере энергии конденсации. В отличие от А-фазы параметр порядка В-фазы должен существенно измениться благодаря возникновению не существующего в объеме выделенного направления из-за тенденции орбитальных моментов располагаться перпендикулярно к поверхности. Возможность перехода в планарную фазу исключается наличием парамагнитных эффектов.

В /4/ было показано, что для любой $T < T_c$ существует критическая толщина пленки $d_c(T) = d_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2}$, где $d_0 \approx 15 \xi_0$ и ξ_0 - длина когерентности, такая, что при $d < d_c$ стабильна А-фаза, а при $d > d_c$ возможно существование как А-фазы, так и В-фазы. Переход из А- в В-фазу осуществляется при температуре

$$T_{AB} = \left[1 - \left(\frac{d_0}{d}\right)^2 \right] T_c$$

Целью настоящей статьи является изучение распространения волн в пленках сверхтекучего He^3 -А в условиях частичного торможения нормальной компоненты. Случай полного освобождения нормальной компоненты был изучен в работе /5/.

Рассмотрим пленку сверхтекучего He^3 равновесной толщиной d , помещенную в сильное магнитное поле. Изучаемая пленка неограничена в двух направлениях. Ось x выберем по направлению нормали к пленке, а ось y - по направлению распространения волны. Мы ограничимся волнами, длина которых значительно больше толщины пленки. Тогда можно полагать V_x^{21} и $V_x^{5'}$

исчислять нуль, а давление P и температуру T считать не зависящими от координаты z и при этом пренебречь вкладом поверхностного натяжения. В таком случае основным является колебание вдоль поверхности и распространяющаяся по пленке волна является фактически продольной.

Гидродинамические уравнения, описывающие колебания относительной толщины η и соответствующие локальным законам сохранения массы, энтропии ϵ и продольной составляющей намагниченности M , имеют вид [5]:

$$\dot{\eta} + \frac{\rho_1^n}{\rho} \frac{\partial v_y^n}{\partial y} + \frac{\rho_1^s}{\rho} \frac{\partial v_y^s}{\partial y} + \alpha \frac{\rho_1^s}{\rho} \frac{\partial v_y^{sp}}{\partial y} = - \frac{1}{\rho d} \mathcal{F}_\rho, \quad (3)$$

$$\dot{\eta} + \frac{\epsilon}{\epsilon} + \frac{\partial v_y^n}{\partial y} = - \frac{1}{\rho d \epsilon} \mathcal{F}_\epsilon, \quad (4)$$

$$\frac{M}{M_0} + \mathcal{F} \dot{\eta} + \mathcal{F} \frac{\partial v_y^n}{\partial y} + \frac{\rho_1^s}{\rho} \frac{\partial v_y^{sp}}{\partial y} +$$

$$+ \alpha \frac{\rho_1^s}{\rho} \frac{\partial v_y^s}{\partial y} - \alpha \frac{\rho_1^s}{\rho} \frac{\partial v_y^n}{\partial y} = - \frac{1}{M_0 d} \mathcal{F}_M,$$

где ρ_1^s , ρ_1^n - перпендикулярные составляющие тензора плотности $\rho_{ik} = \rho_1(\epsilon_{ik} - l_i l_k) + \rho_n l_i l_k$; \mathcal{F}_ρ , \mathcal{F}_ϵ и \mathcal{F}_M - плотности потока массы, энтропии и намагниченности через границу раздела жидкость-газ, M_0 является намагниченностью



УДК 537.874.01
303-41101030

поляризованного жидкого He^3 ($M_0 = \hbar \rho / 2m$), продольная намагниченность $M = FM_0$, причем для вырожденной ферми-системы $F \ll 1$; \vec{v}^n , \vec{v}^s - нормальная и сверхтекучая скорости жидкости. Поскольку куаровское спаривание в А-фазе возможно в синглетных состояниях 11 и $1\bar{1}$, то коэффициент α выражается через амплитуды спаривания и для А-фазы он равен нулю, а для А₁-фазы - единице.

Сверхтекучие скорости жидкости и спина удовлетворяют уравнениям /5/

$$\dot{v}_y^s - \alpha \frac{\partial T}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial y} - FM_0 \frac{\partial \hbar}{\partial M} \frac{\partial M}{\partial y} + fd \frac{\partial \hbar}{\partial y} = 0, \quad (6)$$

$$\dot{v}_y^{sp} + \frac{M_0}{\rho} \frac{\partial \hbar}{\partial M} \frac{\partial M}{\partial y} = 0. \quad (7)$$

В уравнении (6) учтено, что химический потенциал имеет добавку, связанную с ван-дер-ваальсовым взаимодействием пленки с подложкой.

Уравнение движения нормальной компоненты жидкости получается из закона сохранения импульса, учитывающего тормозящую силу нормальной компоненты. Усредняя y - составляющую закона сохранения импульса по z и принимая во внимание, что изменение давления в основном определяется колебанием толщины пленки, получаем

$$\alpha \frac{\rho_{\perp}^s}{\rho} \frac{\partial v_y^{sp}}{\partial t} + \frac{\rho_{\perp}^n}{\rho} \frac{\partial v_y^n}{\partial y} - \frac{\rho_{\perp}^s}{\rho} \frac{\partial v_y^s}{\partial t} + fd \frac{\partial v_y^n}{\partial y} - \omega v_y^n = 0. \quad (8)$$



Здесь $\omega \rho \tau v_y^n$ - усредненная тормозящая сила, вызванная конечной вязкостью газа и наличием границы. Величина η является комплексной функцией частоты звука и толщины пленки

$$\eta = -i \frac{\rho_1^n}{\rho} \frac{\operatorname{tg} q_{21} d}{q_{21} d - \operatorname{tg} q_{21} d} \quad (9)$$

где $q_{21} = (i\omega \rho_1^n / \eta)^{1/2}$ - волновой вектор эвanesцентной волны.

Учитывая то, что $\epsilon/\epsilon_0 \ll 1$ и $\xi \ll 1$, а также предполагая, что все переменные величины изменяются по закону $\exp i(\omega t - qy)$, на условия совместимости системы уравнений (3-8) получаем двупероное уравнение

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_1^n}{\rho} (1 - \alpha^2) \frac{i\omega \tau}{1 - i\omega \tau} q_{21}^6 + q_{21}^4 \left\{ q_{21}^2 \left[\alpha^2 + \frac{\rho_1^n}{\rho} (1 - \alpha^2) \left(1 + i\tau \frac{\rho_1^s}{\rho_1^n} \right) \right] - \right. \\ & \left. - \frac{\rho_1^n}{\rho} (1 + \alpha^2) q_{v1}^2 \frac{i\omega \tau}{1 - i\omega \tau} (1 + i\tau) - q_{sp1}^2 \left(\alpha \frac{\kappa_E}{\kappa_0} \frac{1}{1 - i\omega \tau} - \frac{i\omega \tau}{1 - i\omega \tau} \right) \right\} - \\ & - q_{21}^2 \left\{ q_{21}^2 q_{v1}^2 \left[\alpha^2 (1 + i\tau) + \frac{\rho_1^n}{\rho} (1 - \alpha^2) \left(1 + i\tau \frac{\rho_1^s}{\rho_1^n} \right) \right] - \right. \quad (10) \\ & \left. - q_{sp1}^2 q_{v1}^2 \left(\alpha \frac{\kappa_E}{\kappa_0} \frac{1}{1 - i\omega \tau} - \frac{i\omega \tau}{1 - i\omega \tau} \right) (1 + i\tau) + q_{21}^2 q_{sp1}^2 \left(1 + i\tau \frac{\rho_1^s}{\rho_1^n} \right) \right\} \\ & + q_{21}^2 q_{v1}^2 q_{sp1}^2 \left(1 + i\tau \frac{\rho_1^s}{\rho_1^n} \right) = 0. \end{aligned}$$

Здесь τ имеет размерность времени и характеризует процесс испарения-конденсации. Если период колебания гораздо больше времени τ , то устанавливается изотермический режим распространения звука, а в обратном случае - адиабатический режим.

Для потока массы через границу раздела жидкость - газ имеем

$$G_p = K_{\sigma} \left(\frac{\sigma'}{\sigma} \right) + K_{F5} F'$$

Квадраты скоростей второго звука, ван-дер-ваальсовой волны и продольной спиновой волны имеют вид:

$$u_{21}^2 = \frac{\omega^2}{q_{21}^2} = \frac{\rho_{\perp}^s}{\rho_{\perp}^n} \sigma^2 \frac{\partial T}{\partial \sigma}, \quad u_{v1}^2 = \frac{\omega^2}{q_{v1}^2} = f d,$$

$$u_{sp1}^2 = \frac{\omega^2}{q_{sp1}^2} = \frac{\rho_{\perp}^s}{\rho_{\perp}^n} \frac{M_0}{\rho} \frac{\partial h}{\partial F}$$

При этом иерархия скоростей выглядит так:

$$u_{sp1}^2 \gg u_{v1}^2 \gg u_{21}^2$$

Исходя из последнего выражения и дисперсионного уравнения (10), получаем одно из решений, соответствующее спиновой волне

$$q_{sp}^2 = q_{sp1}^2 \frac{1 + i\gamma \frac{\rho}{\rho_{\perp}^n}}{\alpha^2 (1 + i\gamma) + \frac{\rho_{\perp}^n}{\rho} (1 - \alpha^2) (1 + i\gamma \frac{\rho}{\rho_{\perp}^n})} \quad (II)$$

$$\left\{ 1 - \frac{\rho_{\perp}^s}{\rho_{\perp}^n} \frac{q_{sp1}^2}{q_{v1}^2} \left[\frac{i\alpha\gamma}{\alpha^2 (1 + i\gamma) + \frac{\rho_{\perp}^n}{\rho} (1 - \alpha^2) (1 + i\gamma \frac{\rho}{\rho_{\perp}^n})} \right] \right\}^2$$

В А-фазе ($\alpha = 0$) квадрат скорости спиновой волны в пределе как полного торможения нормальной компоненты, так и в услови-

АХ ее свободного колебания имеет вид:

$$u_{sp}^2 = \frac{\rho_I^n}{\rho} - u_{sp1}^2$$

Следовательно, в А-фазе в этой волне не вовлечена в колебания нормальная компонента. Скорость распространения спиновой волны в А_I-фазе равна

$$u_{sp} = u_{sp1} \sqrt{1 - b \frac{t_1^3}{\rho}} \left[1 + \frac{3}{8} \left(\frac{a \frac{\rho_I^s}{\rho}}{1 - b \frac{\rho_I^s}{\rho}} \right)^2 \right]$$

Величины a и b являются функциями $\delta = d/\lambda_\delta$ (λ_δ - глубина проникновения вязкой волны):

$$a = \frac{\text{sh} 2\delta - \sin 2\delta}{4\delta (\cos^2 \delta + \text{sh}^2 \delta)}, \quad b = \frac{\text{sh} 2\delta + \sin 2\delta}{4\delta (\cos^2 \delta + \text{sh}^2 \delta)}$$

Коэффициент поглощения спиновой волны, обусловленной трением нормальною компонентой, равняется

$$J_{m, sp} = \frac{\omega}{2u_{sp1}} \frac{a \frac{\rho_I^s}{\rho}}{(1 - b \frac{\rho_I^s}{\rho})^{3/2}} \left[1 - \frac{5}{8} \left(\frac{a \frac{\rho_I^s}{\rho}}{1 - b \frac{\rho_I^s}{\rho}} \right)^2 \right]$$

Особый интерес представляет волна, обусловленная ван-дер-ваальсовым взаимодействием пленки с подложкой. Для нее из (10) имеем

$$q_V^2 = q_{V1}^2 \frac{\alpha^2 (1+i\gamma) + \frac{\rho_I^n}{\rho} (1-\alpha^2) \left(1+i\gamma \frac{\rho}{\rho_I^n} \right)}{\alpha^2 + \frac{\rho_I^n}{\rho} (1-\alpha^2) \left(1+i\gamma \frac{\rho}{\rho_I^n} \right)} \quad (1)$$



$$\times \left[1 + \frac{q_{v1}^2}{q_{21}^2} \frac{\frac{\rho_1^n}{\rho} (1-\alpha^2) \frac{i\omega\tau}{1-i\omega\tau} (1+i\eta)}{\alpha^2 + \frac{\rho_1^n}{\rho} (1-\alpha^2) (1+i\eta) \frac{\rho_1^s}{\rho_1^n}} \right]$$

Эта волна в A_I -фазе является сильно затухающей в пределе сильного торможения нормальной компоненты

$$q_v^2 = q_{v1}^2 (1+i\eta).$$

Вблизи перехода в A_I -фазу наступает смешивание колебаний продольной намагниченности с колебаниями профиля свободной поверхности пленки /5/. Для этой гибридной волны в A_I -фазе на (II) при полном торможении нормальной компоненты, получаем

$$u_{sp}^2 = \frac{\rho_1^n}{\rho} u_{sp1}^2 + \frac{\rho_1^s}{\rho} u_{v1}^2.$$

Скорость распространения и коэффициент поглощения валлер-ваальсовой волны (12) в A -фазе соответственно равны

$$u_v = u_{v1} \sqrt{1-b \frac{\rho_1^n}{\rho}} \left[1 + \frac{3}{8} \left(\frac{a \frac{\rho_1^n}{\rho}}{1-b \frac{\rho_1^n}{\rho}} \right)^2 \right],$$

$$j_m q_v = \frac{\omega}{2u_{v1}} \frac{a \frac{\rho_1^n}{\rho}}{1-b \frac{\rho_1^n}{\rho}} \left[1 - \frac{5}{8} \left(\frac{a \frac{\rho_1^n}{\rho}}{1-b \frac{\rho_1^n}{\rho}} \right)^2 \right].$$

Из дисперсионного уравнения (10) следует, что в A -фазе имеем также сильнозатухающее решение при $\omega\tau \gg 1$ (адиабатический режим) и $\eta \rightarrow \infty$

$$q_{v2}^2 = \left(1+i\eta \frac{\rho_1^s}{\rho_1^n} \right) q_{v21}^2.$$

В случае № II в этих условиях распространяется температурный пятый звук (2). Нетрудно показать, что когда $\omega \gg \gamma$ и $\gamma \rightarrow \infty$, уравнение (12) имеет решение

$$u_{\nu}^2 = \frac{\rho^{\beta}}{\rho} u_{\nu 1}^2 + \frac{\rho^{\pi}}{\rho} u_{\nu 2}^2.$$

В этой волне колеблется как температура, так и толщина плен-

$$\frac{\dot{\delta}}{\delta} = -\gamma.$$

Поступила 6.IX.1991

Институт кибернетики

АН Грузии

Литература

1. Atkins K.R. (1959), Phys. Rev., 113, 962.
2. Карчава Т.А., Келутия Ш.Е. (1982), ФИТ, 8, 1012.
3. Jelatic G.J., Roth J.A., Maynard J.D. (1979), Phys. Rev. Lett., 42, 1285.
4. Fujita T., Nakahara M., Ohari T., Tsuneto T. (1960), Prog. Theor. Phys., 64, 396.
5. Барамидзе Г.А., Тургеманшвили Г.Е., Харацидзе Г.А. (1985), ФИТ, 11, 579.



მ. ქარჩავა, შ. კეკელია, ნ. ჩხაიძე

გაფართოვებული ტალღები He^3 -ში - 50

რეზიუმე

განხილულია ძლიერ მაცნითურ ველში მოხავედრული He^3 -ში
ბეჭენარ ავსკში ტალღების გავრცელება ნორმალური კომპონენტის
ნაწილობრივ გამჭვირვებლის პირობებში, სადა უნდა იქნას
აქონს ტალღების სიჩქარეები და მათი მნიშვნელობები. ნაჩ-
ვენდება, რომ He^3 -ში განხილულია ბეჭენარ He^3 -ში -
ავსკში სუბსტრატის რეზონანსული ტალღა /მუხარე ბეჭენარ
ძლიერ მათი მნიშვნელობა, მათი რეზონანსული ტალღები სუბსტრატ
მათი მნიშვნელობა.

T.A.Karchava, Sh.E.Kekelia, N.D.Chkhaidze

SURFACE WAVES IN SUPERFLUID He^3 - A

Summary

The propagation of waves in superfluid He^3 -A films is considered
for the case when the normal component of the liquid is partially stag-
nant. It is shown that one of the surface waves is associated with the
Van-der-Waals interaction between the film and the substrate, and others
with the propagation of spin oscillations. The velocities and attenuations
of the waves are calculated. The temperature (fifth sound) wave was found
to be strongly damped, whereas other sounds are low-damping waves.

Труды Тбилисского государственного университета
им. И. Джавахишвили

313, 1992

ВЛИЯНИЕ КОЛИЧЕСТВА Bi НА ДЕФЕКТЫ С ГЛУБОКИМИ
УРОВНЯМИ В $GaAs$, ВЫРАЩЕННОМ ИЗ РАСТВОРА-РАСПЛАВА $Ga-Bi$

П.Н.Брунков, С.Г.Конников, Р.М.Майсурадзе
В.Г.Чикитиш, М.И.Папенцев, М.М.Соболев

За последнее время вышло немало работ [1-3], посвященных выращиванию эпитаксиальных слоев $GaAs$ из раствора-расплава висмута, что связывается в основном с возможностью этой технологии по снижению концентрации фоновой примеси. Было установлено, что эффект "очистки" $GaAs$ от мелких примесей зависит от количества Bi (X_{Bi}^* ат.д) в составе растворителя. Однако в литературе отсутствуют данные о влиянии висмута на состав и концентрацию дефектов с глубокими уровнями (ГУ). Проведение такой работы важно для $GaAs$, полученного методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), т.к. известно, что при выращивании $GaAs$ из раствора-расплава в Ga образуются только две дырочные ловушки А и В [4]- HL2 и HL5 [5]. Природа этих собственных дефектов до сегодняшнего дня не ясна. Авторы работы [6], используя результаты фотоемкостных измерений, сделали вывод о связи уровней HL2 и HL5 с двумя различными заряженными состояниями исследованного антиструктурного дефекта $GaAs$. Впоследствии это было опровергнуто [7] и высказано предположение о том, что эти уровни соответствуют разным комп-



лексам дефектов, включающих $GaAs$. В работе /8/ было показано, что уровни $H\bar{L}2$ и $H\bar{L}5$ принадлежат разным дефектам, т.к. их концентрации по-разному зависят от скорости роста эпитаксиальных слоев.

В данной работе исследовались слои $GaAs$, выращенные методом ЖФЭ при изменении атомной доли Bi в составе растворителя от $X_{Bi}^k = 0$ ат.д. до $X_{Bi}^k = 1.0$ ат.д. Показано, что помимо снижения концентрации ($N_d - N_a$) (где N_d, N_a - концентрации мелких донорных и акцепторных примесей) происходит также уменьшение концентрации глубоких уровней $H\bar{L}2$ (А) и $H\bar{L}5$ (В). При $X_{Bi}^k > 0.6$ ат.д. наблюдается образование новой дырочной ловушки, названной нами HFI , концентрация которой растет при приближении X_{Bi}^k к 1.

Нелегированные эпитаксиальные слои выращивались на подложках $GaAs: Sn$ n^+ - типа ($n^+ = 2.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) с ориентацией $\langle 100 \rangle$. Температура начала кристаллизации (Тн.кр.) изменялась от 650°C до 800°C . Толщины слоев составляли 15-20 мкм. Для получения $p^+ - n$ перехода на n - слой сверху эпитаксиально наращивался p^+ - слой $GaAs$, который легировался Ge ($p^+ = 1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). $C - V$ - и $DLTS$ - измерения проводились на частоте 1 МГц с помощью спектрометра DL 4600 фирмы "BIO - RAD".

В $DLTS$ - спектрах эпитаксиальных n - слоев $GaAs$, выращенных при Тн.кр. = 760°C с $X_{Bi}^k = 0.4$ ат.д. (рис.1а (I)), наблюдалось два пика, связанных с ловушками неосновных носителей и расположенных в нижней половине запрещенной зоны. Идентификация по линии Аррениуса показала, что наблюдались известные ловушки $H\bar{L}2$ и $H\bar{L}5$ /5/. Концентрация $H\bar{L}2$ уровня,

საქართველოს
 აკადემიის
 ბიბლიოთეკა

определенная из *DLTS* измерений, при всех значениях $X_{Bi}^{ж}$ была примерно в два раза больше концентрации *HL5* уровня. С ростом содержания *Bi* в жидкой фазе $X_{Bi}^{ж}$ от 0 до 0.9 ат.д. (рис.2) происходило уменьшение концентрации уровней *HL2*, *HL5* и $(N_d - N_a)$. Ранее в работе /1/ уже наблюдали снижение концентрации фоновой примеси с ростом $X_{Bi}^{ж}$ в составе растворителя. Авторы /1/ связывали "очистку" с повышением содержания мышьяка в жидкой фазе по отношению к галлию, что должно приводить к уменьшению концентрации вакансий мышьяка V_{As} . Отсюда следует, что уровни *HL2* и *HL5* могут быть связаны с комплексами собственных дефектов, в состав которых входит V_{As} .

В образцах, выращенных в области составов расплава с $X_{Bi}^{ж} > 0.6$ ат.д., наблюдается появление новой дырочной ловушки *HFI* (рис. 1а (2,3,4)), параметры которой приведены в табл. I. Ранее *гч* уже наблюдали этот уровень в эпитаксиальных слоях *GaAs*, выращенных при $X_{Bi}^{ж} = 1.0$ ат.д. в составе жидкой фазы /9/, а также в нелегированном *GaAs* после термообработки при температуре $T = 950^{\circ}C$ в потоке водорода. Энергия оптической активации, полученная из спектральной характеристики этого уровня /9/, равнялась $E_0 = 0,36$ эВ. Концентрация уровня *HFI* резко возрастала при увеличении содержания висмута в составе раствора-расплава (рис.2) и при $X_{Bi}^{ж} = 1.0$ ат.д. сравнивалась с концентрацией $(N_d - N_a)$. В эпитаксиальном слое *GaAs* происходило образование α -области толщиной 13-14 мкм, компенсация которой определялась уровнем *HFI*, что не позволило определить точную концентрацию этого уровня из *DLTS* измерений. При $X_{Bi}^{ж} > 0.9$ ат.д. и $T_{н.кр.} > 700^{\circ}C$ в *DLTS*-спектре (рис.1а (4), 1б (1)) наблюдалось появление двух электронных ловушек, близких по параметрам к *EL2* /11/ и *P2* /12/ де-



фектам, а также дырочной ловушки N_{VI} , которая связывалась примесью Cu /5/. Уменьшение температуры начала кристаллизации T_n кр. $< 700^\circ C$ приводило к снижению концентрации $EL2$ и N_{FI} уровней до $N_{EL2} = 3.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $N_{FI} = 1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (рис. 16 (1)), одновременно происходило исчезновение компенсированной i -области. При T_n кр. = $650^\circ C$ и $x_{Bi}^k = 1.0$ ат.д. наблюдалась инверсия типа проводимости: вырастал p -слой с $N_a - N_d = 3 - 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $N_{FI} = 4.0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $N_{EL2} = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Приведенные выше данные подтверждают вывод работы /2/ о том, что инверсия типа проводимости связана с изменением коэффициента сегрегации мелких примесей, а не с увеличением концентрации акцепторных дефектов с IV .

Для исследования термостабильности IV был проведен отжиг образцов, выращенных из чистого Ga и Bi раствора-расплава при T_n кр. $> 700^\circ C$. Образцы обкладывались сверху и снизу пластинами $GaAs$. Отжиг проводился в потоке H_2 в течение 30 минут, после чего происходило медленное охлаждение в режиме выключенной печи около 30 мин. до температуры $T = 100^\circ C$. При отжиге $T > 400^\circ C$ в $GaAs$, выращенном при $x_{Bi}^k = 1.0$ ат.д., произошло образование ловушки основных носителей (рис. 16 (2)), которая близка по параметрам (таблица 1) уровню $E3$ /10/ и $EL5$ /II/. Уровень $E3$ образуется при радиационном облучении и связывается с комплексом $V_{As} - As_i$ (As_i - междоузельный As). В $GaAs$, выращенном при $x_{Bi}^k = 0$ ат.д., уровень $EL5$ также был обнаружен после отжига. Появление этого уровня в обоих образцах, по-видимому, может быть связано с улетом As . В образцах $GaAs$, выращенных из висмутозного угла, после термообработки наблюдалось одновременное

уменьшение концентрации $HF1$ уровня и рост $EL2$ (рис. 10).
(2)). Появление $HF1$ уровня, также как и $EL2$, может быть связано с изменением состава расплава в сторону увеличения содержания As по отношению к Ga , которое приводит к спаду концентраций $HL2$ и $HL5$ уровней. На основании этого можно предположить, что в образовании $HF1$ дефекта должна принимать участие V_{Ga} . Проведенная термообработка показывает, что природа его близка к природе $EL2$ дефекта.

Таким образом, в результате проведенной работы установлено влияние содержания Bi в растворе-расплаве при выращивании $GaAs$ методом КФЭ на концентрацию собственных дефектов $HL2$ и $HL5$, а также обнаружена новая дырочная ловушка $HF1$, образование которой связывается с V_{Ga} .

Поступила 22.IX.1991

Проблемная НИИ
физики полупроводников

Литература

1. Ю.Ф.Бирюлин и др. ФТП, т.21, в.12, с.2201, 1987.
2. Ю.Ф.Бирюлин, В.Г.Никитин и др. Письма в ЖТФ, т.13, в.20, с.1255, 1987.
3. Н.А.Якушев и др. ФТТ, т.22, в.11, с. 2083, 1988.
4. D.L.Lang. J.Appl. Phys., v.45, N7, p.3023, 1974.
5. A.Mitonnau et al. Electron Lett., v.13, N13, p.666, 1977.
6. Wang Zhan-Guo et al. J.Phys.C., v.17, p.259, 1984.
7. A.Nouailhat et al. Semicond. Sci. Techn., v.1, N1, p.275, 1986.
8. Zou Yuanxi et al. Mater. Thirteenth Intern. Conf. on Defects in Semicond., Colorado, California, Aug.12-17, p.1021, 1984.



04106940
00340101000

9. М.М.Соболев и др. ФТТ, т.23, в.6, с. 1058, 1989.
10. D.Pons et al. J.Phys. C., v.18, p.3839, 1985.
11. G.M.Martin et al. Electron. Lett., v.13, N7, p.191, 1977.
12. D.Pons et al. J.Appl. Phys., v.51, N8, p.4150, 1980.

Таблица 15

Тип	Энергия $E_T, \text{эВ}$	Сечение $S_{D,n}, \text{ом}^2$
HL2	0.72	$7.0 \cdot 10^{-15}$
HL5	0.38	$7.1 \cdot 10^{-14}$
HBI	0.70	$1.5 \cdot 10^{-16}$
HPI	0.47	$2.0 \cdot 10^{-17}$
HL2	0.88	$1.7 \cdot 10^{-14}$
E3	0.33	$2.1 \cdot 10^{-15}$
P2	0.48	$3.7 \cdot 10^{-16}$



საქართველოს მეცნიერებათა აკადემია

კ.ბრუნკოვი, ს.კონნიკოვი, რ.მაისურაძე

მ.პაპენტსევი, მ.სობოლევ

ბალიზმ-ბისმუთის ხსნარ-ნაერთისაგან გაზრდილი

GaAs - ის წრბა ზრბათა რაჯაშაბი

რჯბიშა

ბარჯენილია, რბმ ბაშაბი რაბზრი ებიბაქსიბს ბეზბრბი
ბაბრბი *GaAs* საკუბარ რაბბებბბბბბ *HL2* რა *HL5* აბბბბბ-
ბაბბბბ ბიბბბბბბ ხსნარ-ნაბრბბბბ ბბბბბბბ ბბბბბბბბ. აბბბ
ბბბბბბბბბბ აბბბ ბბბბბბბ ბაბბბბბ *HF1*, რბბბბს ბაბბბბბბა რა-
ბაბბბბბბბბა V_{Ga} .

P.N.Brunkov, S.C.Konnikov, R.M.Maisuradze,

B.G.Nikitin, M.N.Papentsev, M.M.Sobolev

DEEP LEVEL DEFECTS IN *GaAs* GROWN FROM a *Ga-Bi*

SOLUTION-MELT

Summary

The influence of the Bi content in a *Ga-Bi* solution-melt on the
and *HL5* defect concentration in *GaAs* grown by the liquid-phase ep
technique has been established. A new hole trap, *HF1*, has also be
overed, its formation being related to V_{Ga} .

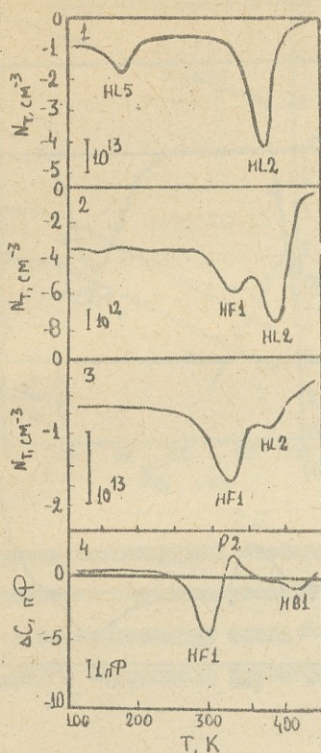


Рис. 1а. DLTS-спектры, полученные на эпитаксиальных слоях

GaAs , выращенных при $T_{\text{кр.}} \approx 760^\circ\text{C}$ для разных концентраций раствора-расплава Ga-Bi : 1- $x_{\text{Bi}}^{\text{ж}} = 0$ ат.д., 2- $x_{\text{Bi}}^{\text{ж}} = 0,8$ ат.д., 3- $x_{\text{Bi}}^{\text{ж}} = 0,9$ ат.д., 4- $x_{\text{Bi}}^{\text{ж}} = 1,0$ ат.д.
Окно темпов - 200 сек^{-1} .

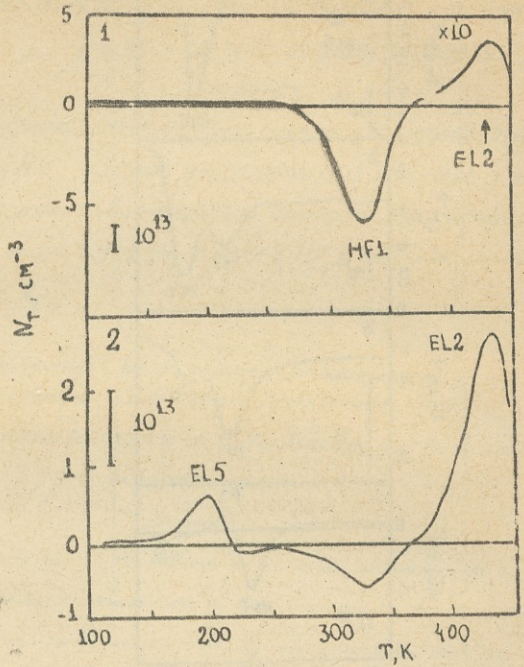


Рис. 1б. DLTS-спектры, полученные на эпитаксиальных слоях GaAs, выращенных при $T_{\text{н.кр.}} = 700^\circ\text{C}$ и $x_{\text{Bi}}^{\text{ж}} = 1.0$ ат.д. до (1) и после (2) отжига при $T_0 = 500^\circ\text{C}$ в течение 30 мин. в потоке аргона.



НАЦИОНАЛЬНАЯ
АКАДЕМИЯ НАУК СССР

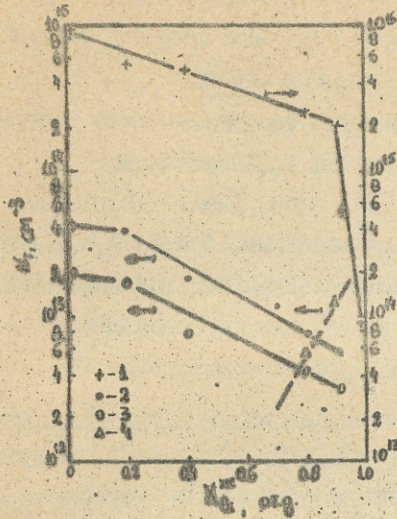


Рис.2. Зависимость концентрации свободных носителей ($n_i - N_d$) (1) в концентрации глубоких уровней $N_L 2(2)$, $N_L 5(3)$ и $N_L 1(4)$ в эпитаксиальных слоях GaAs, выращенных при $T_{\text{э.р.}} = 760^\circ\text{C}$ от состава раствора-расплава $x_{\text{Bi}}^{\text{II}}$.



ბ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო
 უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского государственного университета
 им. И.Джавახишвили
 313, 1992

მ-რ-მთავროს შრომებისათვის გამოცემა RC განმარტების
 /ინფორმაციის საცდელ/ გამოცემაზე ვან-პრ-პროცესის და სხვა-
 ციონებისათვის მუშაობის გამოცემა

მ. კობახიძე, გ. მაყალიძე, ი. ჯღერტი, ს. ნაგაძე

როგორც ცნობილია, თანამედროვე რუსული ენობრივი სფერო
 საბჭოთა მუშაობის მუშაობის დასრულებული მასში შედგენილი ცალ-
 უნი ნაწილები მუსტ ფუნქციონირებაზე. ვრ-ვრ ასეთ ნაწილს
 მრე რიცხის ქარბინიანი გენერაციის წარმომადგენს. ამიტომ ძალ-
 აქტუალურია ამ გენერაციის საკონსტრუქციო მუშაობის გამო-
 ცემა /ვ.ი. ნასი რხვეთს ამჟამინდურსა და სინთეზის მუშაობის
 და/. დღეს არსებული მუშაობის დასრულების იდეა ვა-
 მცირე ვარამების /პუბლიკაცია/ მუშაობის, მაგრამ ამისათვის სა-
 რთა საკონსტრუქციო მუშაობის და რუსული გამოცემების ჩატარება. რაც შე-
 ხება ვან-პრ-პროცესის ძალზე გენერაციული მუშაობის /გამომცემების
 მარტონის მიხედვით/, იგი არ იდეა ამჟამინდურსა და სინთეზის
 მუშაობის განსაზღვრის საკონსტრუქციო.

ჩვენ შევეცადეთ სტატიის საფუძველზე ნახსენებნი გენერაციის
 მუშაობის დასრულების მუშაობის დასრულების მიერ შემუშავებული ვ.ი. ს-
 ნარკული მუშაობის უპირატესობა ენობრივი მუშაობის
 მუშაობის.

სტატიის სტატიის განმარტება /იხ. /1/, გვ. 219-221/



გამოიყურება / იტვირთვის მდგომარეობა სუბსტანციაში სავსით დინამიკით:

$$\ddot{V} + \omega_0^2 V = -\beta \omega_0 \dot{V} + \omega_0 K_2 R_{a1} \dot{J}_{a1} - \beta K_2 R_{a1} (\dot{J}_{a1} + 3\omega_0 J_{a1} + \omega_0^2 J_{a1}), \quad (1)$$

სადაც ნერვული მდგომარეობის აღნიშვნაზე დასმული წარმოდგენაა,

ხოლო $V = U_{გვ} - U_0$. აქ $U_{გვ}$ წარმოადგენს ტრანზიენტების

დინამიკას და მასის შიშის ძაბვას, ხოლო U_0 იტვირთვით სავსით

დინამიკას აღუბრუნებელი მდგომარეობის წარმოდგენას უნ. მესამე ძაბვა-
სიამებულზე მუშა ნერვული რაოდენობაა. ვარგის ანისა

$$\omega_0 = \frac{1}{RC}, \quad K_2 = \frac{R_{a2} S_2}{1 + S_2 R_{K2}}, \quad (2)$$

$$\beta = \frac{R_{K1}}{R_{K1} + R_g} + \frac{R_{K1} \cdot R_g}{K_2 R_{a1} R_{K1} + R_g}$$

ეს მესამე დინამიკის მდგომარეობის სუბსტანციაში წარმოდგენას /1/.

ეს სუბსტანცია უნ. დამოუკიდებელი დინამიკის ტრანზიენტებს ისევე შერეულ-

ეფექტს, რომ ტრანზიენტების დინამიკის მდგომარეობის მიხედვით

$$J_K \approx J_{a1} = \delta J_3, \quad (3)$$

სადაც δ - ტრანზიენტების უნ. დინამიკის დადებითობის აუთენტიციუმი

და რაგან ტრანზიენტების წარმოქმნილი სავსით დინამიკით, ანუ

$$\delta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}, \quad \alpha = \left(\frac{\partial i_K}{\partial i_3} \right) u_{KB} = const \quad (4)$$

ეს უნ. დინამიკის დადებითობის აუთენტიციუმი და დინამიკის

ტრანზიენტების უნ. დინამიკის მდგომარეობის დასაბუთება:

$i_K = f(u_{KB})$ $i_3 = const$. წარმოდგენით ტრანზიენტების მდგომარეობის მდგომარეობის მიხედვით ხარისხის დინამიკის სხვათ:

$$J_3 = a_1 V^3 + b_1 V^2 + c_1 V + d_1. \quad (5)$$

სადაც, რომ ამ მდგომარეობის სავსით ნერვულში

$$\left. \begin{aligned} (J_3)_{V=-V_3-U_0} &= 0, \\ \left(\frac{dJ_3}{dV}\right)_{V=-V_3-U_0} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

აქ V_3 ნაწინადადებს განმარტების ე.წ. საკვების პოტენციალს. მახასიათებლის ე.წ. მუშა ნერტივი

$$(J_3)_{V=0} = J_0, \quad \left(\frac{dJ_3}{dV}\right)_{V=0} = S_0, \quad (7)$$

სადაც J_0 და S_0 მუხამამისად იქნე და რამერიცხა მახასიათებლის მუშა ნერტივი / ისინი მახასიათებლიდან განმარტებულა
ან/ სავსვათ (5) აქ (7)-ში:

$$d_1 = J_0, \quad c_1 = S_0.$$

უბრა სავსვათ (5) (6)-ში და გავიგვადიშინოთ (8)-ს:

$$-a_1(V_3+U_0)^3 + b_1(V_3+U_0)^2 - S_0(V_3+U_0) + J_0 = 0, \quad (9)$$

$$3a_1(V_3+U_0)^2 - 2b_1(V_3+U_0) + S_0 = 0. \quad (10)$$

(10)-დან გვავს:

$$b_1 = \frac{3a_1(V_3+U_0)^2 + S_0}{2(V_3+U_0)} \quad (11)$$

(11)-ს (9)-ში ჩასმა მოგვავს:

$$a_1 = \frac{S_0(V_3+U_0) - 2J_0}{(V_3+U_0)^3} \quad (12)$$

(11)-სა და (12)-ს ღან უბრა

$$b_1 = \frac{2S_0(V_3+U_0) - 3J_0}{(V_3+U_0)^2} \quad (13)$$

(9)-სა და (5)-ს ღანუბრა

$$J_{a1} = \delta a_1 V^3 + \delta b_1 V^2 + \delta c_1 V + \delta d_1. \quad (14)$$



Օրենքը գրանցված է:

$$x = \frac{V}{V_3 + u_0} \quad (15)$$

Օրենք (14) ներդրված է ստացվում:

$$J_{a1} = a_2 x^3 + b_2 x^2 + c_2 x + d_2, \quad (14')$$

ստացվում է (8), (12) և (13) տարրերից ստանալով

$$\left. \begin{aligned} a_2 &= \delta [S_0 (V_3 + u_0) - 2J_0], & b_2 &= \delta [2S_0 (V_3 + u_0) - 3J_0], \\ c_2 &= \delta S_0 (V_3 + u_0), & d_2 &= \delta J_0. \end{aligned} \right\} (16)$$

(14')-ն ստանալով

$$\ddot{J}_{a1} = 3a_2 x^2 \dot{x} + 2b_2 x \dot{x} + c_2 \dot{x}, \quad (17)$$

$$\ddot{J}_{a1} = 6a_2 x \dot{x}^2 + 3a_2 x^2 \ddot{x} + 2b_2 \dot{x}^2 + 2b_2 x \ddot{x} + c_2 \dot{x}^2, \quad (18)$$

(1) օգտագործելով $V_3 + u_0$ ստորադասում և օգտագործելով (14'), (15),

(17) և (18) օրենքները ստանում:

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \omega_0^2 x &= -3\omega_0 \dot{x} + \frac{\omega_0 K_2 R_{a1}}{V_3 + u_0} (3a_2 x^2 + 2b_2 x + c_2) \dot{x} - \\ &- \frac{\beta K_2 R_{a1}}{V_3 + u_0} (6a_2 x \dot{x}^2 + 3a_2 x^2 \ddot{x} + 2b_2 \dot{x}^2 + 2b_2 x \ddot{x} + c_2 \dot{x}^2) - \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{3\beta \omega_0 K_2 R_{a1}}{V_3 + u_0} (3a_2 x^2 + 2b_2 x + c_2) \dot{x} - \frac{\beta K_2 R_{a1} \omega_0^2}{V_3 + u_0} (a_2 x^3 + b_2 x^2 + c_2 x + d_2)$$

ստացվում է $K = K_2 R_{a1} S_0$ բարձրագույն մեծից ստացված

օրենքներից ստացված օրենքների հարմարեցումը մշտապես հարմարեցումը

օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված

օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված

օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված

օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված

օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված

օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված

օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված

օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված օրենքներից ստացված



ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԿԱՐԳԱԿԱՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ

Որև թափողներիև աղաղակների վրա հայտնուող շարժումների
կայունության դրոշ / Չ. Ո. Մայրապետիանի թատերականություն / 27 թ
Չ. Ո. Մայրապետիանի աղաղակներ / $0 < \beta < 1$ / և K -ն K_0 -ն
նախադրյալ 7 թանկության, մասին ճշտության, որով

$$K_2 R_{01} = \frac{K}{S_0} = \frac{K_0}{(1-\beta K_0) S_0} \quad (20)$$

(19)-ի թարգմանություն Չ. Ո. Մայրապետիանի / և նրա ներմուծող / դրո-
շի:

$$\tau = \omega_0 t = \frac{t}{RC} \quad (21)$$

և այ թարգմանության ճշտության թատերականություն (16) պոետները-
նաև թա թանկության և նրա պոետները:

$$a = \frac{(1-3\beta)K_0\delta}{1-\beta K_0} \left[1 - \frac{2J_0}{S_0(V_3+U_0)} \right]; \quad b = \frac{(1-3\beta)K_0\delta}{1-\beta K_0} \left[2 - \frac{3J_0}{S_0(V_3+U_0)} \right];$$

$$c = \frac{(1-3\beta)K_0\delta}{1-\beta K_0} - 3; \quad d = \frac{\beta K_0\delta J_0}{(1-\beta K_0)S_0(V_3+U_0)}; \quad e = \frac{\beta K_0\delta}{1-\beta K_0}; \quad (22)$$

$$g = \frac{\beta K_0\delta}{1-\beta K_0} \left[1 - \frac{2J_0}{S_0(V_3+U_0)} \right]; \quad h = \frac{\beta K_0\delta}{1-\beta K_0} \left[2 - \frac{3J_0}{S_0(V_3+U_0)} \right];$$

Մասին (19) թանկության մոտևրը և նաև նաև:

$$\begin{cases} \ddot{x} + x = f(x, \dot{x}, \ddot{x}), \\ \text{կարգ} \\ f(\tau, \dot{x}, \ddot{x}) = c\dot{x} + 3a\dot{x}^2 + 2b\dot{x}\ddot{x} - 6g\dot{x}^3 - 3g\dot{x}^2\ddot{x} - \\ - 2h\dot{x}^2 - 2h\dot{x}\ddot{x} - e\ddot{x} - g\dot{x}^3 - h\dot{x}^2 - e\dot{x} - d. \end{cases} \quad (23)$$

և նաև նաև, որով (23) թանկության մոտևրը և նաև թանկության
և նաև նաև, որով (23) թանկության մոտևրը և նաև թանկության
և նաև նաև, որով (23) թանկության մոտևրը և նաև թանկության
և նաև նաև, որով (23) թանկության մոտևրը և նաև թանկության



$\dot{x} = -\dot{x}$. Յսմին թեքիցն:

$$\begin{cases} f(x, \dot{x}, \tau) = F(x, \dot{x}) = c\dot{x} + 3ax^2\dot{x} + 2bx\dot{x} - 6gax^2 + \\ + 2ga^3 - 2h\dot{x}^2 + h\dot{x}^2 - d. \end{cases} \quad (24)$$

Երկ-բյուր-ձորնի թեքորն թեքորն H սմբոլիցորնիս ևս θ քաննադուն թեքիցս սեղոն թամոսանելընան:

$$\begin{cases} \frac{dH}{d\tau} = -\frac{1}{2H} \int_0^{2\pi} F(H\cos\alpha, -H\sin\alpha) \sin\alpha d\alpha = \Phi(H); \\ \frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{2H} \int_0^{2\pi} F(H\cos\alpha, -H\sin\alpha) \cos\alpha d\alpha = \Psi(H) \end{cases} \quad (25)$$

(24)-ն թանանմար

$$F(H\cos\alpha, -H\sin\alpha) = F(x, \dot{x}) \Big|_{\substack{\alpha = H\cos\alpha \\ \dot{x} = -H\sin\alpha}} = -cH\sin\alpha - 3aH^3\cos^2\alpha\sin\alpha - 2bH^2\cos\alpha\sin\alpha - 6gH^3\cos\alpha\sin^2\alpha + 2gH^3\cos^3\alpha - 2hH^2\sin^2\alpha + hH^2\cos^2\alpha$$

Իսկնցաթ (24) (25) կոնցրմանի ևս թանոլեքորն թեքսանանիս

ոնթեքորն:

$$\frac{dH}{d\tau} = \frac{1}{2}H(c + \frac{3}{4}aH^2) = \Phi(H); \quad (26)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = 0 \quad (27)$$

(27)-ն թանանմար կոնսերվան թեքորն $\Delta\omega = \omega - \omega_0 = 0$, յ.զ.

$\omega = \omega_0 = \frac{1}{RC}$ (2) սեղոնիցորնիս թանանմար. թանանմարս,

Երկ-բյուր-ձորնի թեքորն թեքորն կոնսերվան թեքսանանիս ևս թանանմարս. կոնսերվան թեքորն $\frac{dH}{d\tau} \Big|_{H=H_{\text{կոն}}} = \Phi(H_{\text{կոն}}) = 0$

ևս (26)-ն թանանմար

$$H_{\text{կոն}} = 0; \quad H_{\text{կոն}} = \sqrt{\frac{4c}{3a}} \quad (28)$$



(26) არჩევის მნიშვნელობა

$$\Phi'(x) = \frac{c}{2} + \frac{g}{8} a x^2,$$

ა.ი.

$$\Phi'(A_{\text{სფ1}}) = \Phi'(0) = \frac{c}{2}, \quad \Phi'(A_{\text{სფ2}}) = \Phi'(\sqrt{\frac{-4c}{3a}}) = -c.$$

განვიხილოთ მისი მნიშვნელობის რეალური $\delta > 1$; $1 - 3\beta \approx 1 - K_0\beta$; $K_0 > 1$.
 ამიტომ $c > 0$ და $\Phi'(A_{\text{სფ1}}) > 0$, ხოლო $\Phi'(A_{\text{სფ2}}) < 0$.
 ამის გამო $A_{\text{სფ1}}$ - არამბრუნადი, ანუ განუხრევი უკუდაბრუნადი ამკლი-
 ზედაა, ხოლო $A_{\text{სფ2}}$ - მბრუნადი, ანუ განხრევი უკუდაბრუნადი ამკლი-
 ზედაა. გარდა ამისა, (26)-ს მნიშვნელობა აუცილებელია, რომ $a < 0$
 / რადგან $c > 0$ /. კონსტრუქციის შექმნისას $A_{\text{სფ2}}$ -ს ადრე
 არ უნდა. მაშასადამე, (22)-ს სახეობა მუშა ნერტილი
 განვიხილოთ მისი მნიშვნელობის მახასიათებელი ისე უნდა შევხედოთ.
 რომ $a < 0$, ანუ $2J_0 > S_0(V_3 + U_0)$. ეს (22)-დან $a < 0$
 და $c < 0$ -ს მნიშვნელობებს შევხედოთ (26)-ში, გვერდობა:

$$A_{\text{სფ2}} = \sqrt{\frac{4S_0(V_3 + U_0)[(1 - 3\beta)K_0\delta - 3(1 - \beta K_0)]}{3(1 - 3\beta)K_0\delta [2J_0 - S_0(V_3 + U_0)]}} \quad (29)$$

ამასთან ცხადია, აგრეთვე, რომ $1 - 3\beta$ და $1 - \beta K_0$ სხვაობებს
 უმნიშვნელო ნიშანი უნდა გააჩნდეთ.

(29) სახის მქონე რეკურენტული განტოლებისათვის
 სტატისტიკური რეკურენტული მეთოდი /2/ იძლევა ასევე განტოლებას
 A ამკლიებისა და Ω სიხშირისათვის / A და Ω სიხშირე-
 ვის ნიშნობაა /:

$$\sin \theta = \frac{1}{(1 - \Omega^2)A} \int_0^\theta f(A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha, -\Omega^2 A \cos \alpha) d\alpha, \quad (30)$$



ՀԱՅԿԱՆՔԻ
ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ

$$\begin{aligned}
 1 - \cos \theta &= \frac{1}{1 - \Omega^2} \int_0^\theta f_x' (A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha, -\Omega^2 A \cos \alpha) \sin \alpha d\alpha + \\
 &+ \frac{\Omega}{1 - \Omega^2} \int_0^\theta f_x' (A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha, -\Omega^2 A \cos \alpha) \cos \alpha d\alpha - \\
 &- \frac{\Omega^2}{1 - \Omega^2} \int_0^\theta f_x' (A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha, -\Omega^2 A \cos \alpha) \sin \alpha d\alpha. \quad (31)
 \end{aligned}$$

(23)-ն տանսմար

$$\left. \begin{aligned}
 f_x' &= 6ax^2 + 2bx - 6gax^2 - 6gax - 2hx - 3ga^2 - 2hx - e, \\
 f_x' &= c + 3ax^2 + 2bx - 12gax - 4hx, \\
 f_x' &= -3ga^2 - 2hx - e.
 \end{aligned} \right\} (32)$$

(23)-տի ըս (32)-տի շքրա ճոշաբրոնտ Բանժոյո: $x = A \cos \alpha$,
 $\dot{x} = -\Omega A \sin \alpha$, $\ddot{x} = -\Omega^2 A \cos \alpha$. Եղմբոյ f -ն, f_x' -ն,
 f_x'' -ն ըս f_x' -ն ճոշոյշոյո ճամոսախոյոյնոն. շքրա Բանս-
 յոս (30) ըս (31) ճանտոյոյնոն. Եղսանոնոն ոնջոյնոյնոն ճա-
 նտոյնոն ըս սաճանարոյ ճարոյնոյնոն Եղմբոյ ճոշոյնոն յնյո ճանտ-
 ոյնոյնոն:

$$\begin{aligned}
 [g\Omega^2 f_1(\theta) + a\Omega f_2(\theta) + g f_3(\theta)] A^3 + [-h\Omega^2 f_4(\theta) + b\Omega f_5(\theta) + h f_6(\theta)] A^2 \\
 + [-(1+e)\Omega^2 f_7(\theta) + c\Omega f_8(\theta) + (1+e) f_9(\theta)] A + d f_9(\theta) = 0, \quad (33)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 [g\Omega^2 f_{10}(\theta) + a\Omega f_1(\theta) + g f_2(\theta)] A^2 + [-4h\Omega^2 f_5(\theta) - b\Omega f_4(\theta) + h f_5(\theta)] A \\
 - (1+e)\Omega^2 f_8(\theta) - c\Omega f_7(\theta) + (1+e) f_8(\theta) = 0, \quad (34)
 \end{aligned}$$

Սարս Եղմոյնոյնոն սրոնժոյնոն:



$$\begin{aligned}
 f_1(\theta) &= 3(\sin^2\theta - 1)\sin\theta; & f_2(\theta) &= 1 - \cos^3\theta; \\
 f_3(\theta) &= \left(1 - \frac{\sin^2\theta}{3}\right)\sin\theta; & f_4(\theta) &= \sin 2\theta; \\
 f_5(\theta) &= \sin^2\theta; & f_6(\theta) &= \frac{1}{2}(\theta + \frac{1}{2}\sin 2\theta); \\
 f_7(\theta) &= \sin\theta; & f_8(\theta) &= 1 - \cos\theta; \\
 f_9(\theta) &= \theta; & f_{10}(\theta) &= 3(3\cos^3\theta - 2\cos\theta - 1).
 \end{aligned} \tag{35}$$

Պոլոնոմի բացում, Ω ստորոցը ժառանգ սեղանային շրջան $1/\omega$. Աս-
տիճանի սինսիդրալ ω ժառանգ սեղանային ω_0 - ժան, հնարժան զայտ-
շրայ $\Omega = \frac{\omega}{\omega_0}$, γ . յ.Պ.

$$\Omega = 1 + \gamma, \tag{36}$$

Նարս $|\gamma| \ll 1$. ամոտ

$$\Omega^2 = (1 + \gamma)^2 = 1 + 2\gamma + \gamma^2 \approx 1 + 2\gamma. \tag{37}$$

Ջր (36)-ն և (37)-ն ժրտտանր (33)-ն և (34)-ն, γ ս-
րորն ջանցնաթրայտ ուրնարս մոլոնոմի ուր ջանտրոնրան:

$$\gamma = \frac{-(g f_1 + a f_2 + g f_3)A^3 + (h f_4 - b f_5 - h f_6)A^2 + [(1+e)f_7 - c f_8]A - d f_9}{(2g f_1 + a f_2)A^3 + (b f_5 - 2h f_4)A^2 + [c f_8 - 2(1+e)f_7]A} \tag{38}$$

$$\gamma = \frac{-(g f_{10} + a f_1 + g f_2)A^2 + (4h f_5 + b f_4 - h f_5)A + (1+e)f_8 + c f_7 - (1+e)f_9}{(2g f_{10} + a f_1)A^2 - (3h f_5 + b f_4)A - 2(1+e)f_8 - c f_7} \tag{39}$$

(38)-ն և (39)-ն մարչանա ճանրոնի ջանտրոնրան A և ջ-
րոտրոնի մոնր: մոտայն ջր-5 ջարնսնի ջանտրոնրան:

$$A^5 + \gamma_1(\theta)A^4 + \gamma_2(\theta)A^3 + \gamma_3(\theta)A^2 + \gamma_4(\theta)A + \gamma_5(\theta) = 0, \quad (40)$$

სადაც $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ და γ_5 ფუნქციები f_1, f_2, \dots, f_{10} ფუნქციების /იხ. 35/ საშუალებით გამოკეცვნიან არიან θ სივრცეში. გარდა ამისა γ_i ($i=1, 2, 3, 4, 5$) ფუნქციები მუდმივად სისფერის ყველა პარამეტრსაც, რადგან (40) მიღებულია (38)-სა და (39)-ს გასტევილი.

როგორც სტაციონარული რეჟიმის მეთაირ მიმოხილვს, საჭიროა მოიძებნოს $A=f(\theta)$ ფუნქციის უსტრემში θ -ს მიხედვით /ამპლიტუდის A_m მაქსიმალური მნიშვნელობის საპოვნელად/. ამიტომ გავანარჩოვთ (40) θ -თი და განვსაზღვროთ A ამპლიტუდის θ -თი ნარჩილები:

$$\frac{dA}{d\theta} = \frac{\gamma_1' A^4 + \gamma_2' A^3 + \gamma_3' A^2 + \gamma_4' A + \gamma_5'}{5A^4 + 4\gamma_1 A^3 + 3\gamma_2 A^2 + 2\gamma_3 A + \gamma_4} \quad (41)$$

მაშასადამე, რადგან

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA}{d\theta} &= 0 \\ \theta &= \theta_m \\ A &= A_m \end{aligned} \right\}$$

და რეალური სისფერებისას (41)-ს მარჯვენა მხარეში მნიშვნედი სასრულო სივრცისა, მუდმივა A_m -ს მიმართ მუ-4 ნარჩისი გასტევილია:

$$\gamma_1'(\theta_m)A_m^4 + \gamma_2'(\theta_m)A_m^3 + \gamma_3'(\theta_m)A_m^2 + \gamma_4'(\theta_m)A_m + \gamma_5'(\theta_m) = 0. \quad (42)$$

ყოველი ფუნქციების K_0 -სა და β -ს მუდმივებაში /ცხადია სხვა პარამეტრები ცარსახარ იყო ფუნქციების / θ_m -ს ემ-ღოდა სხვადასხვა მნიშვნელობანი $0 < \theta_m < 2\pi$ მუდმივ-ნი და (42)-დან გამოიხდებოდა მუდმივობის A_m ამპლი-



ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ
ՆԱԿԱՐԳԵՐՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԿԱՐԳՐԱԿԱՆ
ՊԱՆԺՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԿԱՐԳՐԱԿԱՆ
ՊԱՆԺՈՒԹՅԱՆ

Շրթա. Թրո -նա քա իւր-ն տրւելո ճիւղոնսաւոյն (36) -
 (39)-քան/գամոռաւոյնքա Վ-ն սոքոք, եռո՞ ժամքա (35) -
 ոռ ԶԸ. նորմոյրքո սոքոյրք. (42)-ն ամոքսնոսաւոյն յնա-
 քանքոքոռ Գ.Ն. մտրք Երեւոռ /ոն/Յ/1, ճ. 140/. ամլոնքքա
 Գամոռաւոյն ոյնա (29) ճորմոյրն սաւոյրքոյնքա քա Կաթարքա
 սաւանքո ժոքարքոքա.

Կաթարքոյն Գամոռաւոյն ուղոյն ժամքոքո քանքոյն
 Գայրքոն սաւոյրքոն:

1. Սօցոռնարքոյն Կոյնոն մոքոռ ժոքարքոյն քանքա Գամոռ-
 աւոյն քոյրքաթոնն սոքոյրն քոքա քանքոյնքա. ամոն
 սաւոյրքոն քանքոյր-Յոնն մոքոյն ար ուղոյն,
2. Սօցոռնարքոյն Կոյնոն մոքոռ Գամոռաւոյն քոյրքաթոնն
 ամլոնքքա Գամոռաւոյն ոյնա քոքո քոքա, յոքոյն քանքոյր-
 Յոնն մոքոյն.
3. Սօցոռնարքոյն Կոյնոն մոքոռ մոքոյն Կոյնոն քոյրքոյն
 քոյրքոն քոյրքաթոնն Գամոռաւոյն ժոքարքոյն քոյրքոյն
 ամ քոյրքաթոնն մոննոյրն սանքոյն քոնքոյն /անք քոյր-
 քոնն քանքոյրքա/ ժոքարքոյն. ամ ժոքարքոյնքոն քանքոյր-
 Յոնն մոքոյն մոյրքոյն.

Յոյրքոյն 17.IX.1991

Կոյնոյնքոյն քոյրքոյն

0033603760



1. И.М.Капчинокий. Методы теории колебаний в радиотехнике, Госэнергоиздат, 1954..
2. М.Ш.Кобахидзе. Труды ТГУ, т.227, физика, 1988.
3. И.Н.Бронштейн, К.А.Семендяев. Справочник по математике, "Наука", 1965.

М.Ш.Кобахидзе, Г.З.Магалашвили, И.Д.Жгенти, С.С.Иаганашвили

ИССЛЕДОВАНИЕ ВС ГЕНЕРАТОРА НА ТРАНЗИСТОРЫ $n-p-n$
ТИПА (ИНВЕРСИОННАЯ СХЕМА) С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ ВАН-ДЕР-
ПОЛЯ И СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Резюме

Исследована типичная инверсия схема R - генератора гармонических колебаний, собранная на транзисторах типах $n-p-n$. Методами Ван-дер-Поля и стационарного режима произведен расчет амплитуды и частоты указанных колебаний в зафиксированном виде. Установлен характер влияния основных параметров схемы (коэффициента обратной связи) на амплитуду и частоту. Показано преимущество метода стационарного режима.

S.S.Ioganesishvili

INVESTIGATION OF AN RC GENERATOR ON n-p-n TYPE
TRANSISTORS /INVERSE SCHEME/ BY THE METHODS OF
VAN-DER-PAUL AND STATIONARY REGIME

Summary

The typical inverse harmonic oscillation scheme of an RC generator, assembled on n-p-n transistors, has been studied. The amplitude and frequencies of these oscillations in normalized state have been calculated by the Van der Paul and stationary regime methods. The character of the influence of the main parameters (feedback coefficient) on the amplitude and frequency has been determined. The advantage of the stationary regime method is demonstrated.



313, 1992

АНАЛИЗ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗОВАННЫХ
В ПРОТОН-НУКЛОННЫХ И ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ,
НА ОСНОВЕ КВАРК-ПАРТОННЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ

Ю. В. Тевзадзе

Введения. Характеристики вторичных частиц, образованных в $h h$ -адрон-адронных и $h N_t$ -адрон-ядерных взаимодействиях, изучаются уже в течение нескольких десятков лет в космических лучах и с помощью опытов на ускорителях. Для анализа экспериментальных данных до середины 60-х годов (т.е. "докварковой эпохи") создавались разнообразные теоретические модели - как классические, так и квантовые. Они описывали основные экспериментальные закономерности мягких процессов: слабый рост сечения взаимодействия и множественности с энергией, ограниченность поперечных импульсов вторичных частиц и т.д.

Все эти модели условно можно разделить на две группы: статистические и мультипериферические. Первая группа моделей исходит из представлений классической физики с учетом некоторых квантовых эффектов - предполагается, что сталкивающиеся адроны образуют возбужденную, единую т.н. компаунд-систему, которая распадается по законам статистики и из которой выделяются все конечные частицы /1/.

Вторая группа моделей основана на квантовой теории поля. Процесс рождения частиц здесь рассматривается как результат

образования многих возбужденных центров (резонансов, кластеров), Ярким представителем этой группы является мультипериферическая модель, развитие которой связано с партонным описанием множественных процессов /1,2,3/.

Существование разных подходов показывает, что в настоящее время мы далеки от создания единой картины мягких процессов. Но описание отдельных, существенных закономерностей инклюзивных процессов с помощью этих моделей позволяет (в той или иной степени) найти фрагменты этой картины; и, разумеется, успех этих моделей, при описании экспериментальных данных, следует учитывать при развитии кварк-партонной картины взаимодействия.

Экспериментальное открытие кварков и глюонов способствовало возникновению новых моделей для адронных взаимодействий — стали интенсивно разрабатываться кварковые модели, которые были успешно применены для объяснения некоторых физических закономерностей /4,5/. Для описания инклюзивных адронных процессов при высоких энергиях учитывают кварк-партонную пространственно-временную структуру адронов и симметричные свойства их взаимодействия. При этом различают две области применения кварк-партонных моделей: а) область мягких соударений адронов — маленькие переданные импульсы, меньше $1 \text{ ГэВ}/c$, и большие расстояния $\sim 1 \text{ фм}$, в которой модель имеет феноменологический характер; б) область жестких соударений — большие переданные импульсы, больше $1 \text{ ГэВ}/c$, и маленькие расстояния, меньше $0,1 \text{ фм}$, в которой уже применима КХД. КХД успешно описывает взаимодействие цветных партонов (кварков, глюонов) на малых расстояниях, когда в силу замечательного свойства этой теории (асимптотической свободы) они слабо взаимодействуют,



УДК 517.51
517.51.01

в можно использовать методы теории возмущений (ТВ), а при больших расстояниях, для перехода кварков в адроны, используются феноменологические модели. Но, с другой стороны, нет сомнения в том, что физика мягких и жестких соударений одина (хотя эта точка зрения не имеет пока удовлетворительного теоретического объяснения) и требует их совместного рассмотрения. Необходимо совместное изучение всех типов сильных взаимодействий и нахождение общих их закономерностей - для построения полной теории. Для этого экспериментальные данные анализируются на основе (в рамках) следующих моделей: ЛМ - лунд - модель, ФФМ - модель Филда-Фейнмана, КЛМ - кластерная модель и модель ЛПАД - локальная партон-адронная дуальность (или подход ТВ КХД). Надо отметить: что во всех кварк-партонных моделях основной проблемой является вопрос адронизации партонных, или кварков, или кластеров.

Для анализа зависимости средней множественности от энергии на основе вышеупомянутых моделей пользуются выражениями

$$\langle n \rangle \longrightarrow \begin{cases} a + b \ln S & (1) \\ a + b \ln S + c (\ln S)^2 & (2) \\ a + b \left\{ \exp [c' \sqrt{\ln S}] \right\} & (3) \end{cases}$$

где \sqrt{S} - полная энергия в с.ц.м.

Как выше было отмечено, вопрос об адронизации кварков, партонных, кластеров по-разному рассматривается в разных моделях и по-разному в мягких и жестких соударениях. Модельное описание адронизации дается, или в рамках теории возмущений (с включением принципа соответствия партонных и адронных спектров),



или с помощью феноменологических моделей, основанных на известных свойствах мягких соударений и некоторых элементов КХД, учитывающих особенности жесткой стадии процесса.

В модели ЛПАД предполагается локальное соответствие бегущих партонов и адронов. Это дает возможность сравнить модель с экспериментом. Не вдаваясь в подробности, скажем, что бегущий лишний множественность в этой модели быстро растет с энергией (3); в (3) α и β - свободные параметры

$$c' = [72 / (33 - 2N_q)]^{1/2} \quad (4)$$

(c' может быть свободным параметром), где N_q - число кварков.

Новый взгляд на стадию адронизации развивается в т.н. кластерных моделях (КМ), в которых адронизация партонов (кластеров) описывается без введения функции фрагментации и ограниченности поперечных импульсов партонов. Первая стадия (жесткого) процесса - образование партонного ливня - рассматривается, как и во всех других моделях, в рамках теории возмущений (ТВ КХД). За счет цветных сил, действующих на больших расстояниях, происходит объединение кварков и антикварков в белые кластеры, а потом происходит распад кластера на адроны. Предполагается, что распад происходит независимо по фазовому объему, изотропно в их системе покоя. Для анализа зависимости $\langle n(s) \rangle$ КМ дает выражение (2).

Сравнительно недавно для анализа экспериментальных данных широко стали пользоваться феноменологическими моделями Фрида-Фейнмана (ФФМ) и Дунд (ДМ); они используются для описания процессов адронизации партонов в жестких соударениях чс



04.10.69
303-4110133

тип.

Схема адронизации кварков в ФМ аналогична образованию адронов в партонной модели - адроны образуются в результате последовательных и независимых распадов типа

$$q_a \longrightarrow M + q_b, \quad (5)$$

в которых исходный кварк (q_a) фрагментируется в мезон (M) и новый кварк (q_b); потом оставшийся кварк q_b распадается снова по вышеуказанной схеме. Этот процесс продолжается до тех пор, пока оставшийся кварк имеет достаточную энергию (≈ 1 ГэВ) (все взаимодействия в партонной модели сводятся к взаимодействию их составляющих - партонов). Партонная модель успешно описывает как мягкие, так и характерные черты жестких соударений. В частности, в рамках этой модели предсказано образование струй адронов при высоких энергиях. Возможность единого подхода к описанию всех типов взаимодействий является привлекательной чертой модели (недоступной пока для КХД).

В ФМ фрагментация кварков и глюонов происходит независимо друг от друга. В этом она существенно отличается от ЛМ. Поэтому иногда ФМ называют моделью независимой фрагментации. Согласно ФМ и ЛМ для анализа $\langle n(s) \rangle$ - зависимости получаются формулы (1) и (2), соответственно.

В ФМ не учитываются законы сохранения энергий и квантовых чисел партонов (заряда, цвета, аромата и т.д.), но учитываются экспериментальный факт ограниченности поперечных импульсов адронов. Вместе с тем, успех этой модели в описании экспериментальных данных, при определенных энергиях говорит о том, что основные закономерности адронизации партонов вос-



УДК 537.874.01
537.874.01.01

произведены правильно.

В ЛМ (2), в отличие от ФМ, рассматривается эволюция $q\bar{q}$ -кварк-антикварковых систем в целом, с учетом характера сил между цветными кварками. В ЛМ удается учесть законы сохранения энергии и квантовых чисел партонов, переходящих в адроны - в этом смысле ЛМ более последовательна, чем ФМ.

Анализ экспериментальных данных

В настоящей работе зависимость полной средней множественности вторичных заряженных адронов от энергии $\langle n(s) \rangle$ анализируется на основе вышеупомянутых моделей (1,2,3); вторичные заряженные адроны образованы в pN -протон-нуклонных и pTa -протон-танталовых соударениях в импульсном интервале (2-10) ГэВ/с. Данные по pTa -соударениям получены при облучении 2-м пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ (ТПК-500). В рабочем объеме камеры размещены три танталовые тонкие пластины. Методические вопросы, связанные с обработкой и анализом событий, описаны ранее [8,9,10]. Облучения детектора проводились при следующих значениях импульсов протонов: (2,20; 4,20; 5,6 и 9,9) ГэВ/с. При просмотре в каждой звезде фиксировалась следующая информация:

1. N_- - число отрицательных частиц, состоящих в основном из π^- -мезонов. Примесь отрицательных странных частиц не превышает 1%.
2. N_+ - число положительных частиц, состоящих в основном из π^+ -мезонов и т.н. n_y -частиц. n_y - число частиц с повышенной плотностью ионизации. Эти треки приблизительно соответствуют трекам g -частиц в эмульсии. В число n_y -частиц входят реакты протоны с импульсом менее (в т.ч.) 700 МэВ/с, а также бо-



УДК 537.874.01
621.372.01.01.01.01

лее тяжелые ядра; по примесям ядер незначительна - особенно в протонном облучении. Если из средней множественности исключить все g -частицы, максимально приблизимся к нуклонным соударениям (или исключаем влияние ядра - мишени).

Данные по pN -протон-нуклонным соударениям взяты из работы /17/. Методические вопросы, связанные с обработкой и анализом событий, описаны ранее /7,8,9,10/. Для сравнения используются также данные по pp ($p\bar{p}$) /11/ и e^+e^- -столкновениям /13/ в различных интервалах энергии; используются также данные японской группы в pTa -соударениях при 8 ГэВ/с /12/.

Как показывает анализ экспериментальных данных, в e^+e^- -аннигиляции ФМ (1) не описывает $\langle n(S) \rangle$ зависимость в интервале энергий ($2 \leq \sqrt{S} \leq 41$) ГэВ. Отметим, что ЛМ и КМ (2) и ТВ КХД (3) хорошо описывают зависимость $\langle n(S) \rangle$ во всем интервале энергий /13/.

При исследовании зависимости средней множественности от энергии в pN - и pTa -соударениях в импульсном интервале (2-10) ГэВ/с используем выражения (1) и (3), в которых S -квадрат полной энергии заменяется на E^2 , т.е. $S \rightarrow E^2$ (E - полная энергия налетающего протона в лаб. системе).

Простейшие кварк-партоновые модели предсказывают логарифмическое поведение множественности от энергии, т.е. $\langle n \rangle \sim \ln S$; данные по pp ($p\bar{p}$)-взаимодействиям показывают, что в интервале энергии ($3 \leq \sqrt{S} \leq 900$) ГэВ хорошо работают формулы 2 и 3 - ЛМ, КМ и ТВ КХД. В (2) (ЛМ и КМ) решающее значение имеет член с $(\ln S)^2$; а значение логарифмического члена практически равно нулю. Во всяком случае, уверенно можно сказать, что множественность растет быстрее, чем $\ln S$ (табл. I и рис. I). С другой стороны, известно, что среднее



множественность заряженных адронов в струях растет так что, по-видимому, на основе и этого анализа можем говорить об образовании струй адронов в указанном интервале энергии /13,14/. Надо отметить, что в различных интервалах энергии также определяющим является член $(\ln S)^2$; коэффициент при $(\ln S)^2$ практически постоянен и равен $\sim 0,16$; а выражение (2) всегда хорошо описывает данные (табл. Ia, Ib).

Что касается модели Филда-Фейнмана, она не описывает данные ни по e^+e^- -аннигиляции, ни $pp(\bar{p}\bar{p})$ -соударениям, так что говорить о независимой фрагментации кварков и глюонов нет основания (на основе этой модели). Как было сказано выше, КМ и ЛМ хорошо воспроизводят данные по e^+e^- -аннигиляции, коэффициент при $(\ln S)^2$ равен $\sim 0,26$ /13/ и значительно превосходит соответствующую цифру ($\sim 0,16$) для $pp(\bar{p}\bar{p})$ -соударений (табл. I). Это, по-видимому, указывает на "более струйную" природу e^+e^- -аннигиляции по сравнению с $pp(\bar{p}\bar{p})$ -столкновениями (что подтверждается и из других соображений и данными /15/).

Таблица I

Значения параметров a, b, c, c' при аппроксимации зависимости формулами (1,2,3) в $pp(\bar{p}\bar{p})$ -соударениях

$$(3 \leq \sqrt{s} \leq 900) \text{ ГэВ}$$

Формула	a	b	$c(c')$	$P(\chi^2)$
1 (ФМ)	$-1,19 \pm 0,08$	$1,47 \pm 0,02$	-	$< 0,01$
2 (КМ, ЛМ)	$1,42 \pm 0,19$	$0,12 \pm 0,30$	$0,16 \pm 0,01$	0,68
3 (ТВ КХД)	$0,004 \pm 0,191$	$0,38 \pm 0,05$	$1,23 \pm 0,04$	0,52

В pN - и pTa -столкновениях, в импульсном интервале (2-10) ГэВ/с, зависимость $\langle n(E) \rangle$ хорошо описывается моде-



041035940
00341101033

ль ФФ (особенно pN , форм. I); то, что коэффициент b (обсчета роста) при $(\ln E^2)$ для pTa -соударений приблизительно в 3 раза больше, чем соответствующий коэффициент для pN -взаимодействий, указывает на вклад в множественности первичных соударений внутри тяжелого ядра мишени Ta (см. также I6) (табл. 2).

Таблица Iа

То же самое, что и в таблице I, только для интервала энергии $(3 \leq \sqrt{S} \leq 24)$ ГэВ

Формула	a	b	$c'(c)$	$P(x^2)$
I(ФМ)	$-0,86 \pm 0,09$	$1,37 \pm 0,03$	-	0,01
2(КЛМ, ЛМ)	$1,36 \pm 0,25$	$0,14 \pm 0,14$	$0,16 \pm 0,02$	0,49
3(ТВ КХД)	$0,49 \pm 0,29$	$0,24 \pm 0,04$	$1,40 \pm 0,10$	0,43

Таблица Iб

То же самое, что и в таблице I, только для интервала энергии $(3 \leq \sqrt{S} \leq 200)$ ГэВ

Формула	a	b	$c'(c)$	$P(x^2)$
I(ФМ)	$-1,01 \pm 0,08$	$1,42 \pm 0,02$	-	0,01
2(КЛМ, ЛМ)	$1,21 \pm 0,20$	$0,23 \pm 0,15$	$0,15 \pm 0,01$	0,58
3(ТВ КХД)	$0,27 \pm 0,28$	$0,31 \pm 0,06$	$1,31 \pm 0,08$	0,47

Модель ЛНАД(ТВ КХД) хорошо описывает данные как по e^+e^- , так и $pp(\bar{p}\bar{p})$ -соударениям. Но, надо отметить, что значение параметра c' (который связан с числом ароматов кварков, см. форм.4) при аппроксимации по полному интервалу энергии (для e^+e^- и $pp(\bar{p}\bar{p})$ -соударений) получается 1,07 /13/ и 1,23,



04106940
00341101030

1	2	3	4	5	6
pN	3	$1,46 \pm 0,14$	$0,034 \pm 0,005$	1,70	$0,85$
pTa		$1,32 \pm 0,14$	$0,18 \pm 0,01$		$0,01$
pN	3	$1,48 \pm 0,12$	$0,029 \pm 0,004$	1,77	$0,80$
pTa		$1,46 \pm 0,13$	$0,150 \pm 0,005$		$0,01$

Таким образом, на основе анализа, можно заключить: ЛМ, ЛМ и ТВ КХД практически одинаково хорошо описывают $\langle n(S) \rangle$ зависимость, но, с физической точки зрения, все-таки предпочтение следует отдать ЛМ и КЛМ - для e^+e^- и $p\bar{p}$ - соударений, во всем интервале энергий (табл. I, Ia, Ib). Что касается pN и pTa -рассеяний в импульсном интервале (2-10) ГэВ/С, здесь несколько иная ситуация: модель Филда-Фейнмана хорошо описывает pTa - и особенно pN -взаимодействия, что и естественно. С точки зрения описания и ТВ КХД описывает эксперимент (особенно pN -данные), как и ФФМ; но, опять-таки с физической точки зрения предпочтение надо отдать ФФМ (рис.3). При фиксированных значениях параметра c' (т.е. при конкретных значениях ароматов кварков) ТВ КХД прекрасно описывает эксперимент, но по pN -соударениям (табл.2).

Тот факт, что разные модели (у которых, иногда, совершенно разные физические основы) хорошо описывают данные (см. "ак-"), говорит по-видимому, о том, что или надо создавать более уточненные модели (фактически - теории) для множества рождения частиц, или пользоваться моделями, которые учтут основные экспериментальные закономерности, либо надо иметь статистически более обеспеченный материал, а возможно и надо разработать более чувствительные критерии согласия.



УДК 537.873.01
621.372.01

Автор выражает благодарность Л.Слепченко и М. Топуридзе за полезные обсуждения и помощь в работе.

Поступила 30.IX.1992

ИВЭЗ ТГУ

Литература

1. Фейнберг Е.Л., УФН, 1971, 104, вып.4, с.540.
2. Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Теория множественных процессов, М., Атомиздат, 1976.
3. Гришин В.Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях, М., Энергоиздат, 1982.
4. Левин Е.М., Франкфурт Л.Л. Письма в ЖЭТФ, т.2, вып.3, с.105, 1965, УФН, 1968, т.94, вып.2, с.244.
5. Anisovich V.V., Shekter V.M., Nucl. Phys., B, 1973, p.455.
6. Гришин В.Г. Кварки и адроны во взаимодействиях частиц высоких энергий. М., 1988; Азимов Я.И. и др. УФН, 1980, т.134, вып.3, с.443; ЯФ, 1983, т.37, с.703, 1984, т.40, с.1284.
7. Абдрахманов Е.О. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1020.
8. Багаер Ц. и др. ЯФ, 1980, 32, с.1372.
9. Купиди Н.К., Тевзадзе Ю.В., ЯФ, 1985, 41, с.236.
10. Агакишев Г.Н. и др. Сообщения ОИЯИ I - 2224, Дубна, 1984.
11. A.Breakstone et al., Phys.Rev.D.30,1984, p.528; G.J.Alner et al., Lett., 138 B, 1984, p.304; M.Althoff et al. (TASSO Collaboration) Phys. C 22 (1984), p.307.
12. N.Fujiwara et al., Nucl. Phys., A404(1983), p.509.
13. Гришин В.Г., УФН, 1986, т.148, вып.2, с.221.
14. Basile M. et al., Nuovo Cimento, 1980, 56A, p.193, 1982, 67A.



Պետությունը պարտավորված է ստեղծել բարենպաստ շրջանակներ և մթնոլորտներ, որոնք կհնարավոր դարձնեն հասարակական կյանքում ներդրումներ անելը և զարգացումը:

Միայն այդպիսով կարելի է իրականացնել հասարակական կյանքում ներդրումների զարգացումը և ներդրողների դերակատարումը, այնպես որ հարկավոր է ընդգրկել ներդրողներին հասարակական կյանքի մեջ, հարմարել նրանց հասարակական կյանքի մեջ, որտեղ նրանք կկարողանան օգտակար ներդրումներ անել:

Միայն այդպիսով կարելի է իրականացնել հասարակական կյանքում ներդրումների զարգացումը և ներդրողների դերակատարումը, այնպես որ հարկավոր է ընդգրկել ներդրողներին հասարակական կյանքի մեջ, հարմարել նրանց հասարակական կյանքի մեջ, որտեղ նրանք կկարողանան օգտակար ներդրումներ անել:

Այդպիսով հարկավոր է ընդգրկել ներդրողներին հասարակական կյանքի մեջ, հարմարել նրանց հասարակական կյանքի մեջ, որտեղ նրանք կկարողանան օգտակար ներդրումներ անել:



Yu.V. Thevzadze

QUARK-PARTON-MODEL ANALYSIS OF THE MULTIPLICITY
OF SECONDARY CHARGED PARTICLES PRODUCED IN
PROTON-NUCLEON AND PROTON-NUCLEUS COLLISIONS

Summary

The dependence of the mean multiplicity of secondary charged hadrons, produced in pN-proton-nucleon and pTa-proton-nucleus interaction, on the primary energy is compared with predictions of certain theoretical quark-parton models.

The results are compared with experimental data from pp(p \bar{p})-interactions for the various energy ranges.

It is shown that the experimental $\langle n(s) \rangle$ dependence is well reproduced in the Field-Feynman and cluster models.

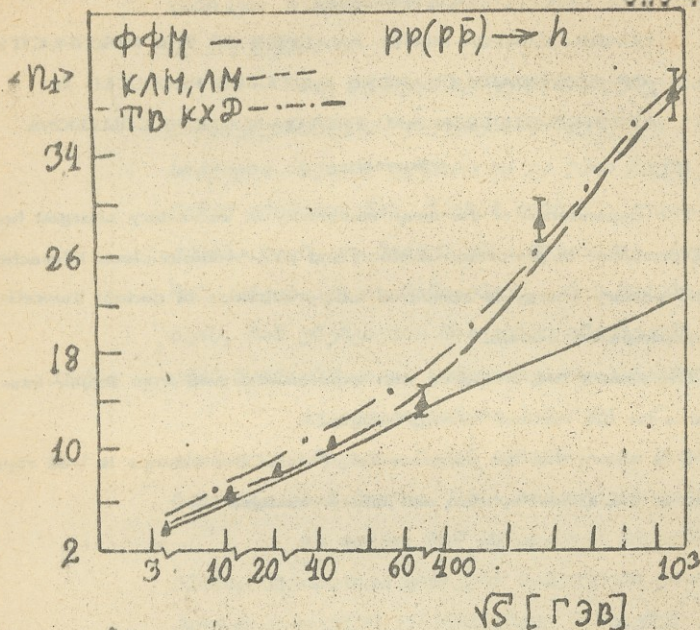


Рисунок 1. Зависимость средней множественности всех вторичных заряженных частиц, образованных в $pp(p\bar{p})$ -соударениях, от энергии, в интервале $(3 \leq \sqrt{s} \leq 900)$ ГэВ. Кривые: сплошная линия - аппроксимация согласно формуле (1), ФФМ; штриховая линия - аппроксимация согласно формуле (2) КЛМ, ЛМ; штрихпунктирная линия, аппроксимация согласно формуле (3), ТВ, КХД.

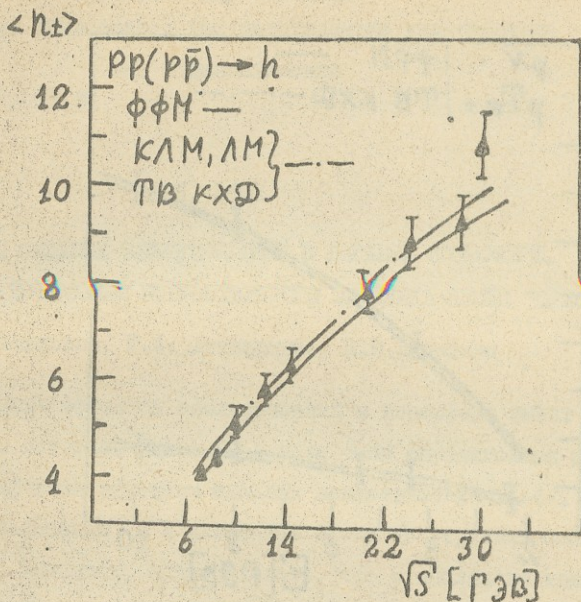


Рис.2. То же, что и на рис.1, только для другого интервала энергии ($6 \leq \sqrt{s} \leq 31$) ГэВ. Кривые: сплошная линия, согласно модели Филда-Фейнмана, форм.(1); другая линия согласно КЛМ, ЛМ, ТВ КХД (описания по этим формулам одинаковые).



ОБЩЕОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ

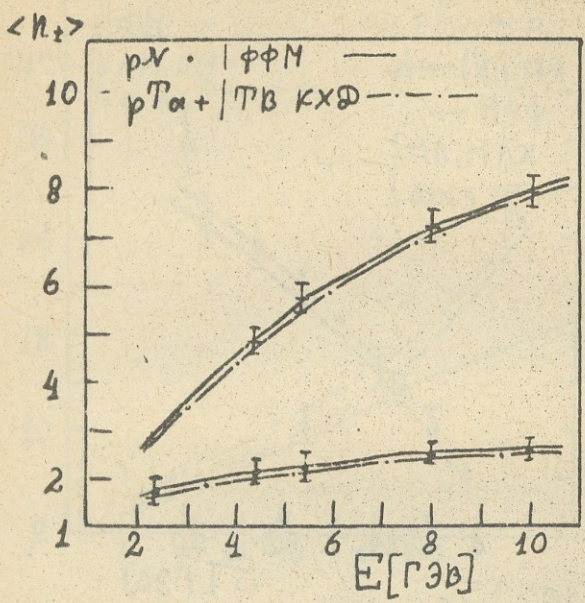


Рис. 3. Зависимость $\langle n_{\pm} \rangle$ — средней множественности вторичных заряженных адронов, образованных в pN -протон-нуклонных и pTa -протон-ядерных столкновениях, в интервале энергии (2 + 10) ГэВ. Обозначения: • — данные по pN -соударениям; + — данные по pTa -соударениям. Кривые: сплошная линия — аппроксимация согласно формуле (1), ФФМ; штрихпунктирная линия — аппроксимация согласно формуле (3), ТВ КХД.



საქართველოს
საბჭოთავო უნივერსიტეტი

საქართველოს საბჭოთავო უნივერსიტეტი

საბჭოთავო უნივერსიტეტი

Труды Тбилисского государственного университета
им. И. Джавахишвили

313, 1992

ЭФФЕКТЫ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ,
ВЫЯВЛЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЗЕМЛИ "ОРЕОЛ-3"^а

Ю.И.Гальперин, Г.А. Джапаридзе, Н.В.Джорджио

1. Изучение эффектов землетрясений в ионосфере имеет довольно давнюю историю. Еще в 60-е годы были опубликованы работы по ионосферным эффектам сильных землетрясений /1-4/. Но подобные исследования и в настоящее время не утратили своей актуальности. Наоборот, можно сказать, что в последние годы одной из важных задач атмосферных исследований является изучение воздействия на ионосферу и магнитосферу Земли землетрясений, сопровождаемого генерацией акустических и внутренних гравитационных волн (ИГВ). Об этом свидетельствуют многочисленные научные публикации (5-10 и ссылки в них).

Целью данной статьи является изучение эффектов воздействия землетрясений на внешнюю ионосферу с помощью аппаратуры, установленной на ИСЗ "Ореол-3", в рамках совместного советско-французского научного проекта АРКАД-3 /11/.

Релеевские волны, генерируемые при землетрясениях и распространяющиеся вдоль земной поверхности, возбуждают на границе

^а Спутник "Ореол-3" был запущен 21.09.1981 г. на орбиту с перигеем 408,3 км и апогеем 2012,4 км, наклонением орбиты 82,5° и периодом оборота вокруг Земли 109,5 мин /11/.



04105741

Земля-воздух длиннопериодные акустические волны, которые распространяются в атмосферу почти вертикально. Атмосфера является фильтром, пропуская лишь волны в диапазоне частоты от нескольких секунд до нескольких минут, и одновременно своеобразным усилителем, увеличивая амплитуду акустической волны экспоненциально (вплоть до нелинейного предела) по мере ее подъема в область уменьшающегося давления. Проявление в ионосфере эффектов землетрясений может зависеть от нескольких факторов, таких как состояние атмосферы и ионосферы, глубина очага и интенсивность землетрясения, геологическая структура рассматриваемого региона и т.д.

Можно считать, что энергия землетрясения может достичь E-области ионосферы в двух основных формах — электромагнитной и акустической, но характер взаимодействия их с ионосферой может быть различным. Поэтому трудно ожидать качественного совпадения эффектов землетрясений в верхней ионосфере. Мы ограничились поиском и описанием неоднородностей в верхней F-слое, генерируемых предположительно во время землетрясений. Ниже будут рассматриваться ионосферные эффекты землетрясений только после того, как акустическая волна в течение 10-15 мин. после толчка достигнет F-области ионосферы и будут сформированы ИГВ.

Эффекты от ИГВ, генерируемых землетрясением в верхней ионосфере, в первую очередь проявляются в виде воднообразного изменения электронной концентрации N_e , регистрируемой со спутника с помощью бортового прибора ИЗОПРОБ /13-14/. Основной принцип работы прибора ИЗОПРОБ прост: измеряется взаимное полное сопротивление между двумя диполями Герца, смещенными



в плазму. Так как диэлектрические свойства плазмы определяют амплитудно-частотную характеристику взаимного полного сопротивления системы, то из измеренной величины взаимного импеданса могут быть установлены основные параметры плазмы. Анализу также подвергались КНЧ-ОНЧ шумы^X, сопровождающие землетрясения и измеренные со спутника при его пролете вблизи очага землетрясения.

Рассматривались сильные (о магнитудой $M > 4,5$) землетрясения с эпицентрами, расположенными на низких широтах ($L < 3$). Последнее гарантировало исключение из рассмотрения случаев субвзвораляной области, где анализ эффектов ЕГВ в ионосфере по электронной концентрации и КНЧ-ОНЧ излучению был сильно осложнен присутствием естественных неоднородностей и наличием сильного фонового КНЧ-ОНЧ излучения. Для анализа брались те пролеты спутника, которые пересекали L -оболочку эпицентра в области $\pm 20^\circ$ от эпицентра. После обнаружения вариации N_e на этих пролетах осуществлялся также поиск зарегистрированных волнообразных возмущений N_e и КНЧ-ОНЧ шумов, связанных с землетрясением. На низких широтах плазмосфера достаточно стабильна и появление характерных КНЧ-ОНЧ всплесков, не связанных с наземными источниками, является сравнительно редким явлением, так что выделение искомым эффектов облегчается.

Вместе с этим следует помнить, что ИСЗ "Ореол-3" является ис-

Для анализа шумов и КНЧ-ОНЧ диапазоне использовались материалы советско-французского прибора ОНЧ-ТВБ /15/. Научным руководителям эксперимента ОНЧ-ТВБ проф. О.А. Молчанову и проф. Жан-Жаку Бертелье авторы выражают свою признательность за возможность работы с телеметрической информацией.



следовательским спутником, он не был предназначен для сбора большой статистики, а нацелен на реализацию программы разнообразных геофизических поисковых экспериментов на основе большого количества режимов включений научной аппаратуры /16/. Это также накладывало ограничение на количество оди- тивных случаев регистрации эффектов землетрясений.

2. В результате вышеописанной селекции были отобраны всего лишь три достоверных случая, данные о которых пред- ставлены в таблице.

Скорость ВГВ, распространяющихся в F -области ионосферы в результате землетрясений, определялась следующим образом. По данным прибора ИЗОПРОБ и ОНЧ-ТБД определялись моменты нача- ла роста амплитуды ОНЧ-ОНЧ шумов. Эти моменты принимались за время начала регистрации ВГВ на спутнике, т.е. предполагалось, что время распространения возмущения до высот спутника от низ- кой части F -области, где происходит взаимодействие с ионизи- рованной компонентой, всегда мало. Зная эпицентральные расстоя- ния (R) и временные задержки относительно моментов землетря- сений (с учетом 10-15 мин. задержки времени, нужной для того, чтобы акустическая волна от землетрясений достигла высот F -области ионосферы), легко можно рассчитать горизонталь- ную скорость распространения ВГВ по формуле:

$$V = \frac{R}{t_1 - (t_2 + t_0)}$$

где t_1 - момент регистрации начала волновых флуктуаций,
 t_2 - время задержки, t_0 - момент землетрясения.

Рассмотрим первый случай. Как видно из таблицы, эпи- центр землетрясения находится довольно близко от ионосфер-



ИИАН
1111111111

ной станции ТУ, на которой проводились наземные исследования поведения ионосферы после этого землетрясения. Спустя 25 мин. после толчка в вариациях параметра $h_p F_2$ (высота максимума слоя F_2) начинает проявляться волновая структура с периодом 30-90 мин. (рис.1). Скорость распространения иницированного землетрясением возмущения вдоль F -области, определенная по моменту начала волновых возмущений параметра $h_p F_2$ дает величину 300 м/с. Орбита ИСЗ "Ореол-3" проходит западнее очага на 7° . Пролет спутником этой области произошел на высоте 1100 км. через 3 ч.50 мин. после начала землетрясения. Надо отметить, что во время этого пролета ИЗОПРОБ работал в режиме сканирования по частоте, в котором точное определение N_e не производилось [12]. Для проведения оценок вариаций неоднородностей N_e была использована временная зависимость максимальной частоты импедансных кривых $f_m(t)$, полученных из микрофиз ИЗОПРОБА (уровень №2). Рис.2 иллюстрирует вариации параметра $f_m(t)$, особенно сильно выраженные в моменты времени 04.29.05 UT и 04.30.22 UT. Скорость ИВ, определенная по $f_m(t)$, составляет величину 240 м/с. Для анализа КНЧ-ОНЧ излучений, связанных с этим землетрясением, были проанализированы записи прибора ОНЧ-ТБФ по каналам магнитных и электрических компонент в диапазоне от 10 Гц до 15 кГц. На рис. 3 показана запись КНЧ-ОНЧ излучения по электрической компоненте (в частном интервале 10 - 1000 Гц). Видно, что в интервале 04.29.30 - 04.30.40 UT идут характерные всплески КНЧ-ОНЧ шумов с периодами 3 - 16 сек. и амплитудами $2 \cdot 10^{-6}$ - $2 \cdot 10^{-5}$ В/м $\sqrt{\text{Гц}}$. Скорость распространения возмущения, определенная по записям КНЧ-ОНЧ сигналов, составляет 270 м/с, что



близко к результатам по наземным измерениям. Рис. 4. Гидро-ведены ОНЧ сигналы на частоте 15 кГц, демонстрирует, что после землетрясения одновременно с возмущениями в электрических компонентах наблюдаются и вариации магнитных составляющих. Таким образом, сигналы ОНЧ диапазона носят электромагнитный характер, а их амплитуда меняется волнообразно.

Второй случай. На высоте 630 км $L=3$ в момент времени 02.15.55 *UT* в ходе электронной концентрации N_e (рис. 5) обнаруживается резкая впадина, которую можно связать с прохождением НГВ от землетрясения №2 (см. таблицу). Расчет скорости НГВ по этой детали дает величину 550 м/с. Анализ КИЧ шумов на частотах (100 - 200) Гц по электрическим компонентам E_H и E_x (рис. 6) также выявил эффекты от НГВ, генерируемых землетрясением в верхней ионосфере. Волнообразные вариации КИЧ шумов с периодом 5 - 25 сек. наблюдаемых в интервале 02.15.13 - 02.16.13 *UT*, связаны с приходом НГВ от землетрясения, а возрастание интенсивности ОНЧ-КИЧ шумов в интервале 02.17.30 - 02.18.18 *UT* обусловлены приближением спутника к шумовой области над очагом землетрясения /8/. Скорость распространения возмущения от области землетрясения, определенная по этим возмущениям, составляет 620 м/с. Режим работы прибора ОНЧ-ТБ4 в этом пролете не позволил определить магнитную компоненту /15/.

Третий случай. В этом случае спутник проходил далеко от эпицентра землетрясения (~ 4000 км) и находился в это время близко от субавроральной зоны ($L=3$). Поэтому необходимо было проверить возможность того, что характерный всплеск в ходе N_e (рис. 7) в 05.40.00 *UT* не связан с активными явлениями.



ми в субавроральной зоне (напр., вспышкой суббури). Анализ глобального индекса авроральной активности (AE) и магнитной активности (K_p) показал, что этот день являлся магнитоспокойным в течение 20 часов до момента землетрясения и после. Одновременный анализ ионосферного материала в районе эпицентра (ионограммы сняты на нескольких японских и советских станциях вертикального зондирования ионосферы: Акита, Вакканай, Кокобудзйи, Магадан, Паратунка^X) показал, что возмущения сначала появляются на близкорасположенных от эпицентра станциях вертикального зондирования ионосферы, а потом на более удаленных, что свидетельствует в пользу локализации источника вблизи очага землетрясения. Указанную закономерность иллюстрирует рис. 8. При этом на ионограммах станций Магадан и Паратунка зарегистрированы характерные для землетрясения искажения ионограммного следа /17/. Определяя скорость распространения возмущения в горизонтальном направлении по этому искажению ионограммного следа, можно получить величину ~ 500 м/с.

Анализ данных по ИЧ-ОНЧ каналам прибора ОНЧ-ТБЗ показал наличие резко выраженной шумовой области в это же время на расстоянии от эпицентра 4000 км ($L = 3$), начинающейся в СБ.41.11 УТ (рис. 9). Определяя скорость распространения возмущения по ИЧ-ОНЧ шумам, можно получить величину 410 м/с, а по формуле в ходе N_e величина этой скорости составляет ~ 330 м/с.

3. Итак, из рассмотренных выше примеров можно заключить,

^X Данные японских станций получены из МПД-Б2, а данные советских станций — из самих обсерваторий.



04106930
30350001000

что ВГВ, генерируемые посредством землетрясения в верхней атмосфере, вызывают возмущения и в верхней ионосфере (вплоть до высот не менее 1100 км), которые приводят к появлению на указанных высотах неоднородностей N_e и КНЧ-ОНЧ излучений. Ясно, что мы имеем дело с флуктуациями концентрации, на градиентах плотности которых возникает слабо поляризованное поперечное электромагнитное медленно флуктуирующее поле. КНЧ-ОНЧ флуктуации электрического поля (в одном случае и магнитного тоже), которые реально наблюдались на указанных высотах, имеют свои спектральные особенности, в частности, резонансы на ионно-циклотронных частотах (возможно, и на частоте нижнего гибридного резонанса 3-5 кГц), на межлонных гибридных частотах (единицы-десятки Гц). При анализе такого суммарного спектра флуктуации измерения с быстро движущегося спутника не дают точную картину явления, т.к. скорость спутника гораздо больше скорости этих волн., и, следовательно, в измерениях доминирует доплеровское смещение частоты. Тем не менее, из проведенного анализа 3-х случаев следует, что прохождение ВГВ в нижележащей термосфере вызывает генерирование неоднородностей в верхней F-области, а также приводит к появлению электромагнитных шумов в КНЧ-ОНЧ диапазоне. Это можно рассматривать как новый дополнительный механизм генерации неоднородностей в верхней ионосфере.

Поступила 12.X.91

НИИ ионосферы, кафедра радиофизики,
ИКИ Российской АН

Литература



1. D.B.Rao, J.L.Kisabeth. Nature, v.216, p.568, 1967.
2. R.S.Leonard, R.A.Barnes, J.Geophys. Res., v.70, p.1250, 1965.
3. E.C.Yein, P.F.Weaver, K.R.Suzun, J. Geophys. Res., v.70, p.2251, 1965.
4. K.Davis, D.M.Baker. J.Geophys. Res., v.70, p.2251, 1965.
5. В.М.Сорокин, Г.Ф.Федорович. Физика медленных МГД-волн в космосферной плазме. М.: "Энергоиздат", 1982, 135 с.
6. В.И.Дробжев, В.М.Краснов, Н.М.Салихов. Изв.вузов. Радиофизика, т.21, с.1862, 1978.
7. Л.С.Альперович, Б.О.Вугмейстер, М.Б.Гохберг и др. Докл. АН СССР, т.269, с.573, 1983.
8. В.В.Мигулин, В.И.Ларкина, О.А.Молчанов и др. Препр.№ 25, (390), М.: ИЗМИР АН СССР, 28 с., 1982.
9. Т.И.Зеленова, В.И.Легенка, Е.В.Немова, М.Н.Фаткуллин, С.С.Хусамиддинов. Препр.№ 22 (636), М.: ИЗМИР АН СССР, 23 с., 1986.
10. В.И.Ларкина, А.В.Надивайко, Н.И.Гердензон, М.Б.Гохберг, В.А.Диперовский, С.И.Шалимов. Геоматнетизм и аэрономия, т.23, с.824, 1983.
11. Yu.I.Galperin, H.Reme, C.Beghin, et al. Ann.Geophys., t.38, p.543, 1982.
12. C.Beghin, J.F.Karzewski, B.Polier et al. Ann.Geophys., t.38, p.615, 1982.
13. А.М.Перликов. Прогр.аппарат. средства систем автомат. научн.иссл. Апатиты, с.32, 1986.
14. Satellite ARCAD-3. Traitement des donnees. Livre 2. A3-EXT. Specifications externes. p.1-71.



საქართველოს
რესპუბლიკის
ხელნაწილების
სამეცნიერო
სამუშაოების
სამართლებრივი
სამსახური

- 15. G.Hamery, J.Chene, M.Lamboley et al. Ann. Geophys., 1982, 1982.
- 16. J.J.Berthelier, F.Lefeuvre, M.M.Mogilevsky, O.A.Molchanov. Ann. Geophys., 1982, t.38, p.643, 1982.
- 17. З.С.Шарадзе, Г.А.Джапаридзе, Т.Г.Матнашвили, Н.В.Мосаши-ли. Изв.АН СССР, Физика Земли, № 1, с.20, 1989.

ბ.ტატიშვილი, გ.ჯაფარიძე, ნ.ჯაფარიძე

დღევანდელი მიწისძვრების უკუკავშირის შესახებ
დასავლეთის დასავლეთის დასავლეთის "სადავო-9" და
სადავო-9
შედეგები

სამი დღეობის მიწისძვრის გამოკვლევის ნაშრომები უკვე
მის აღიარებას საფუძვლად გაკეთდა და დასავლეთის მიწისძვრის
რომ შედეგად მიწისძვრების ადგილი აქვს უკუკავშირის არსებობის
არსებობის შესახებ წარმოქმნას მარტივი მიწისძვრების მიწისძვრის
შედეგად უკუკავშირის მიწისძვრის გრადიენტის შემოქმე-
დების გამო. ეს არსებობის უკუკავშირის მიწისძვრის
ნადავო-9-ის მიწისძვრის და დღევანდელი მიწისძვრის მიწისძვრის
მიწისძვრის მიწისძვრის მიწისძვრის მიწისძვრის მიწისძვრის
მიწისძვრის მიწისძვრის მიწისძვრის მიწისძვრის მიწისძვრის
მიწისძვრის მიწისძვრის მიწისძვრის მიწისძვრის მიწისძვრის

Yu. I. Galperin, G. A. Japaridze, N. V. Jorjio

STRONG EARTHQUAKE EFFECTS IN THE UPPER

IONOSPHERE DETECTED BY "OREOL-3" SATELLITE

Summary

The effects of three strong earthquakes in the upper ionosphere have been analyzed. Irregularities of electron density, detected by "Oreol-3" satellite, are due to internal gravity waves generated by the earthquakes. These irregularities cause electromagnetic signals in the ELF-VLF range. Horizontal movement velocities of the irregularities in the upper ionosphere are estimated. Their values are found to within the range of internal gravity-wave velocities.

Таблица

№	Дата	Момент начала землетр. UT	Коорд. эпицен- тра $\varphi^{\circ}, \lambda^{\circ}$	Магни- туда М	Ореол-3		Скорость м/с	
					виток	сеанс	ИЗО	КНЧ
1	4.12.1981	02.35.37	41,04° N 48,27° E	4,5	970	974	240	270
2	22.4.1983	00.37.42	14,8° N 99,2° E	5,9	7623	7625	550	620
3	26.5.1983	03.00.00	40,35° N 139,05° E	7,7	8075	8076	330	410

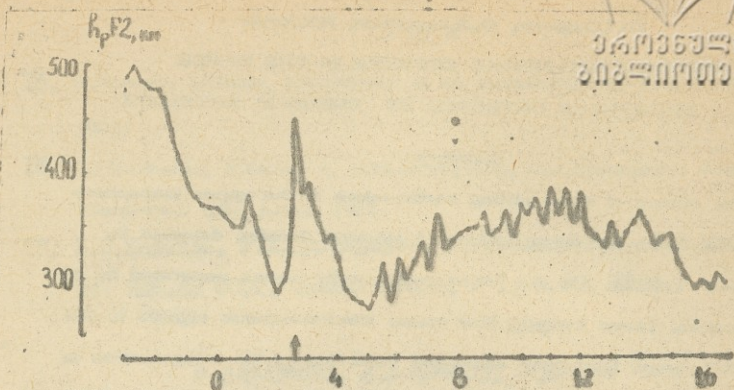


Рис. 1. Пример квазипериодических вариаций параметра $h_p F_2$, связанных с землетрясением 4.12.1981 г. Стрелкой указан момент землетрясения.

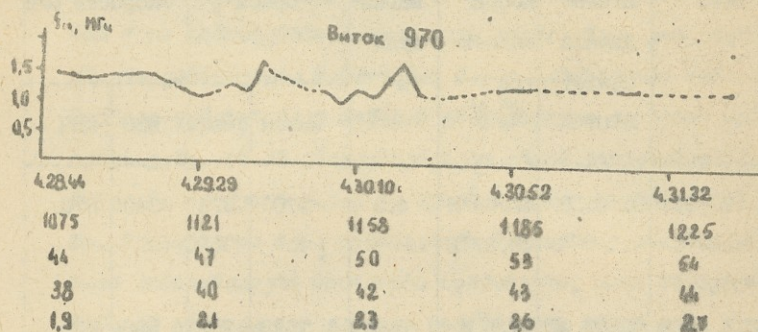


Рис. 2. Вариации частоты максимума импедансной кривой, иллюстрирующие наличие неоднородностей электронной концентрации N_0 , связанных с землетрясением 4.12.1981 г.



047106940
303 00101033

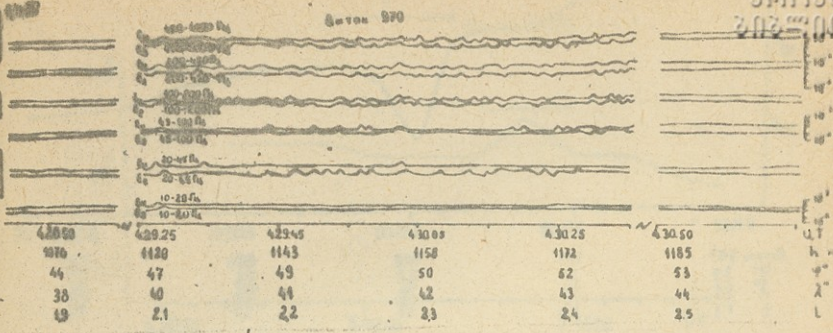


Рис. 3. Вариации E_y и E_z - компонент электрического поля КНЧ-ОНЧ диапазона, по данным спутника ОРЕОЛ-3, связанные с землетрясением 4.12.1981 г.

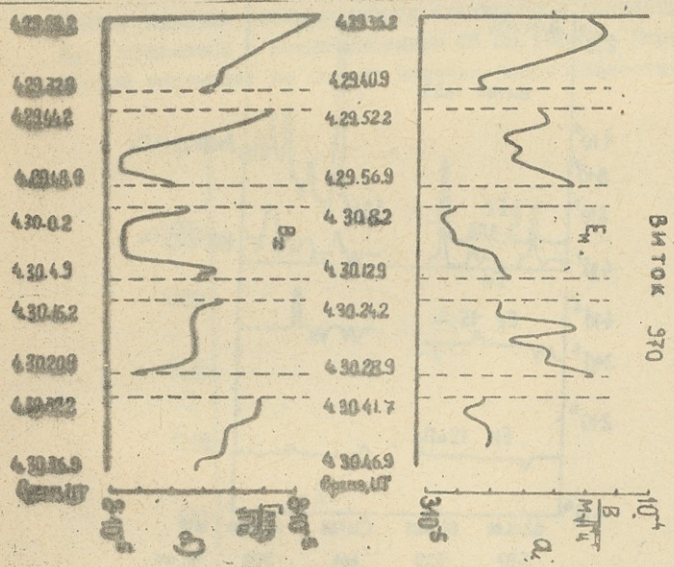


Рис. 4. Пример одновременных вариаций электрического (E_y) и магнитного (B_z) полей на частоте 15 кГц, иллюстрирующих электромагнитный характер возмущений в КНЧ-ОНЧ диапазоне, связанных с землетрясением 4.12.1981 г.

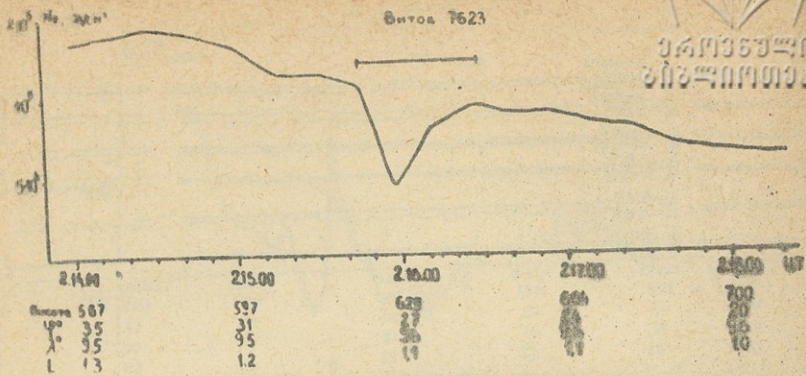


Рис. 5. Иллюстрация появления неоднородности в ходе электронной концентрации N_e , связанной с землетрясением 22.04.1983 г. Черта над кривой указывает на момент наличия неоднородности.

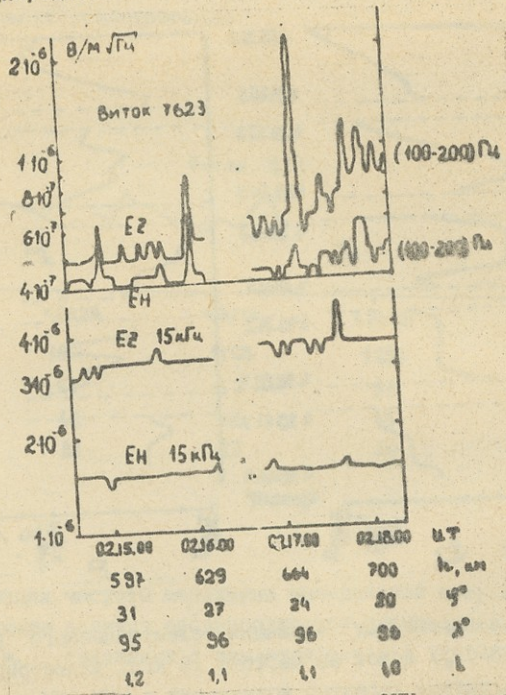


Рис. 6. Вариации электрических компонент ОНЧ излучений по частотным каналам 100 - 200 Гц и 15 кГц, связанных с землетрясением 22.04.1983 г.



Высота 8075

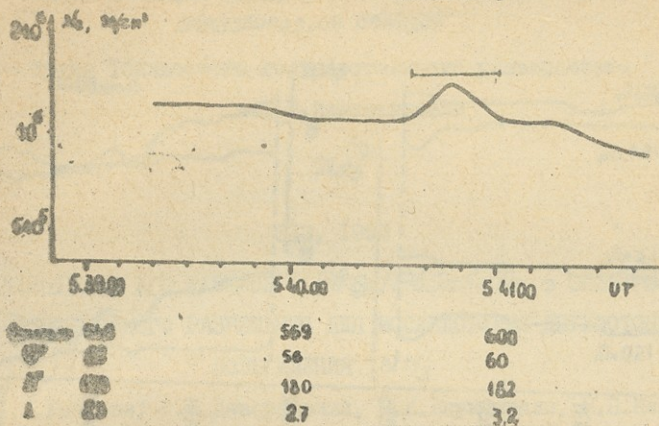


Рис. 7. Пример наличия неоднородности электронной концентрации N_e , связанной с землетрясением 26.05.1983 г. Черта над кривой указывает на момент наличия неоднородности.

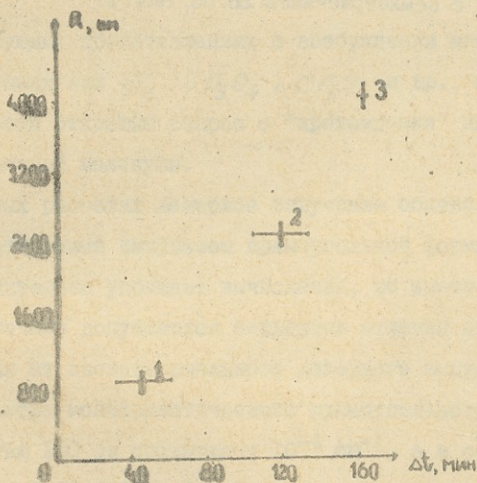


Рис. 8. График, иллюстрирующий запаздывание появления возмущения в ионосфере по мере удаления от эпицентра землетрясения 26.05.1983 г. над ионосферными станциями: 1-Паратунка, 2-Магадан, позиция 3-указывает на местоположение ИСЗ "Ореол-3" в момент появления неоднородности N_e в верхней ионосфере.

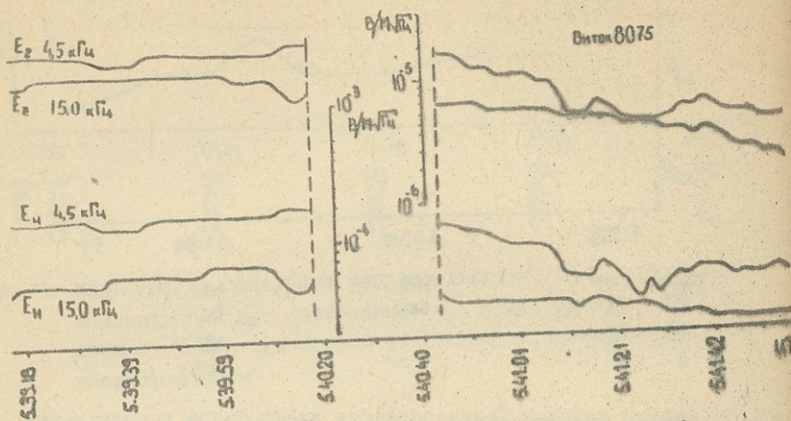


Рис. 9. Вариация электрического поля КНЧ-ОНЧ диапазона, связанная с землетрясением 26.05.1983 г.

Труды Тбилисского государственного университета
им. И.Джавахишвили

313, 1992

ПРИМЕНЕНИЕ ДГС ЛАЗЕРОВ $PbSe/PbSnSeTe$ в СПЕКТРО-
МЕТРЕ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХФОТОННОГО
ВОЗБУЖДЕНИЯ NH_3

Л.П.Бычкова, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, Н.П.Кеке-
лидзе, Ю.А.Курицын, Г.Н.Макаров, В.Р.Мироненко, И.Пак,
А.П.Шотов

I. Введение

В существующих представлениях о возбуждении многатом-
ных молекул, таких как SF_6 , O_3O_4 , CF_3I и др., сильным
ИК-полем остается открытым вопрос о "прохождении" нижних ко-
лебательных уровней молекулы.

В модельных расчетах лазерное излучение обычно описы-
вается монохроматический импульсом прямоугольной формы во вре-
мени. Это значительно упрощает вычисления, но вместе с тем
уже с самого начала допускаются серьезные отличия свойств
модельного поля от свойств реального лазерного импульса, так
как ширина спектра монохроматического прямоугольного импуль-
са длительностью 100 нс составляет 10^{-4} см $^{-1}$, а в реальных
ТЕА CO_2 -лазерах 0,01+0,03 см $^{-1}$. В то же время известно, что
в слабых полях (в первом порядке теории возмущения) именно
спектральная интенсивность определяет скорость возбуждения
молекул.



Кроме того, излучение многомодового лазера флукутирует во времени. В результате при расчете многофотонных процессов возникает дополнительный, так называемый статистический фактор, отсутствующий в модели монохроматического импульса.

В литературе достаточно подробно /1-5/ рассматривались модели хаотических полей со сплошным спектром, использовавшиеся в основном для описания многофотонных процессов в атомах. Применение случайных полей позволяет учитывать как спектральную ширину возбуждающего поля, в которой может быть учтена и ширина атомного (молекулярного) перехода, так и статистические факторы. Однако в интересующем нас случае колебательного возбуждения молекул импульсным ИК полем в бесстолкновительных условиях сплошной спектр (обязанный обычно о тем или иным механизмом релаксации), вообще говоря, отсутствует, так как эволюция поля многомодового лазера является детерминированной, а не случайной (корреляция поля за время импульса не затухает). Кроме того, в ИК диапазоне пренебрежимо мало влияние спонтанного распада. В принципе, в молекуле непрерывный спектр может возникать из-за открытия в сильном поле каналов ионизации (см. например, /5/) или из-за переходом в квазиконтинуум /6/, где сетка уровней становится практически сплошной. Однако в модельном описании с ограниченным числом дискретных уровней, или в экспериментах при недостаточно большой плотности энергии возбуждения, когда уход молекул в квазиконтинуум может не происходить, такой механизм возникновения сплошного спектра отсутствует. И, тем не менее, сравнение результатов в теоретического описания возбуждения молекул импульсом со сплошным спектром с экспериментальными данными представ...



ет несомненный интерес. Поскольку при многофотонном возбуждении многомодовым лазером примерно одну и ту же энергию можно набрать, поглощая и излучая фотоны из разных мод, то ясно, что в этом случае излучение лазера может "действовать" на молекулу как обладающее сплошным спектром.

В настоящей работе проведено сравнение полученных экспериментальных данных по возбуждению молекул NH_3 многомодовым излучением ТЕА CO_2 -лазера на двухфотонном переходе с результатами модельного описания возбуждения молекул излучением со сплошным спектром. Показано, что на двухфотонном переходе модельное описание хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

2. Техника и методика эксперимента

Для измерений использовалась экспериментальная техника, аналогичная применявшейся в [7-8]. Молекулы NH_3 охлаждались в импульсной сверхзвуковой струе. Использовалось сопло с размерами щели $2 \times 0,2 \text{ мм}^2$ и толщиной стенки 0,1 мм. Измерения, выполненные с помощью перестраиваемого диодного лазера (ПДЛ), показали, что в струе распределение молекул NH_3 по вращательным уровням основного колебательного состояния близко к бoльцмановскому. При давлении в форкамере $P_0 = 0,25 \text{ атм}$ вращательная температура $T_{вр}$ составляла 100 К, концентрация частиц в зоне зондирования соответствовала эффективному давлению $\bar{p}^* = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Торр}$.

Охлажденные молекулы возбуждались импульсом ТЕА CO_2 -лазера без хвостовой части. Длительность импульса по полувысоте была 100 нс, плотность энергии в зоне возбуждения $\Phi < 1,1 \text{ Дж/см}^2$. Длина резонатора лазера составляла $\approx 1,5 \text{ м}$,

так что расстояние между продольными модами $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. Резонатор образовывали дифракционная решетка и зеркало с радиусом кривизны 10 или 20 м. В этих условиях первая поперечная мода должна отстоять примерно на $(3+4) 10^{-4}$ см⁻¹ от основной поперечной моды.

Для зондирования использовался диодный лазер на основе $PbSnSeTe$, изготовленный в Тбилиском государственном университете /9/. Лазер работал в импульсно-периодическом режиме. Спектральное разрешение было не хуже $1 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹.

Как будет видно ниже, такое разрешение необходимо, так как в эксперименте приходится фиксировать линии с $\Delta\nu = 1,5+2 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. При условии $\Delta\nu = \frac{d\nu}{dt} \tau$ и быстродействии используемого в установке фотоприемника $CoHoTe$ $\tau = 500$ нс скорость перестройки частоты излучения лазера $\frac{d\nu}{dt}$ должна быть $\leq 2 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹/мкс. Это удачно реализуется в ДГС лазерах $PbSe/Pb_{1-x}Sn_xSe_yTe_y$, в которых наряду с невысокими рабочими токами достигается хороший теплоотвод благодаря тонким ограничивающим слоям.

Действительно, для конкретного состава $x = 0,054$, $y = 0,019$ активного слоя ДГС лазера, длительности импульса 1,5 нс и частоте повторения 40 мс скорость перестройки частоты излучения в конце импульса $\sim 1,3 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹/мкс.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1 а, б. При исследовании двухфотонных переходов как возбуждение, так и зондирование проводились в поперечном относительно оптического направления, причем щель сопла располагалась параллельно направлениям возбуждения и зондирования. Плоскости поляризации возбуждающего и зондирующего излучений были параллельны.



Оптический путь зондирующего излучения ЦДЛ в струе увеличивался с помощью многопроходной зеркальной системы (МЭС) с базовой длиной 185 мм. Использовалась конструкция МЭС, несколько отличавшаяся от описанной в /7/, которая позволила ограничить поперечные размеры области зондирования до 5 мм вдоль оси струи и 12 мм поперек струи (при 26 проходах). МЭС располагалась на расстоянии 105 мм от сопла.

Схема уровней молекул $^{14}\text{NH}_3$ при исследовании двухфотонного перехода $2\nu_2 \alpha(1,1) \leftarrow \alpha(1,1)$ показана на рис. 2. Возбуждение молекул осуществлялось импульсом CO_2 -лазера на линии ICP(24). Расстройка по конечному состоянию оставляет 0,6 ПГц 0,02 см^{-1} /10/. С помощью ЦДЛ на частоте 949, 448 см^{-1} наблюдался пик наведенного усиления, соответствующий переходу возбужденных молекул из состояния $2\nu_2 \alpha(1,1)$ в состояние $1\nu_2 \beta(1,1)$. Концентрация молекул определялась по поглощению на переходах $\beta P(1,0)$ в $^{14}\text{NH}_3$ и $\alpha R(0,0)$ в $^{15}\text{NH}_3$. Для градуировки шкалы волновых чисел использовался спектр поглощения CD_4 /11/.

За время задержки $\tau_3 \approx 13$ нс между возбуждением и зондированием сигнал наведенного усиления уменьшался из-за столкновительной вращательной релаксации. Согласно измерениям спад носил экспоненциальный характер. Измеренный сигнал усиления при представлении экспериментальных данных экстраполировался к нулевой задержке.

На рис. 3 приведена оциллограмма спектра $^{14}\text{NH}_3$, полученная при зондировании возбужденных молекул. Справа видна линия наведенного усиления (направлена вверх) на переходе $1\nu_2 \beta(1,1) \leftarrow 2\nu_2 \alpha(1,1)$. Ширина линии на полувы-

соте $- 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Провал, предшествующий линии усиления, обусловлен электрической наводкой от CO_2 -лазера.

Доля молекул, возбужденных с нижнего уровня, рассчитывалась согласно соотношению:

$$f = \frac{(\Delta I / I_0)}{\alpha l} \cdot \frac{\mu_{01}^2}{\mu_{12}^2}, \quad (1)$$

где $(\Delta I / I_0)$ - относительная амплитуда линии усиления (I_0 - интенсивность излучения ДЛ, прошедшего через трубу, на частоте зондируемого перехода в отсутствие возбуждения, ΔI - ее изменение после воздействия импульса CO_2 - лазера), αl - оптическая плотность на переходе $1\frac{1}{2} S(I, I) \leftarrow \alpha(I, I)$, $\mu_{01}^2 = 0,24 \text{ Д}$ и $\mu_{12}^2 = 0,274$ - дипольные моменты колебательных переходов $1\frac{1}{2} \leftarrow 0$ и $2\frac{1}{2} \leftarrow 1\frac{1}{2}$ соответственно /12,13/. Коэффициент поглощения α на переходе $\alpha Q(I, I)$ пересчитывался из экспериментально измеренной величины поглощения на переходе $\alpha R(0, 0)$ с учетом вращательной температуры молекул в трубе.

Зависимости доли возбужденных молекул от плотности энергии Φ в импульсе CO_2 -лазера были получены как со смесью $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1:1:4$, так и со смесью 4:1:16. В обоих случаях зависимости $f(\Phi)$ оказывались с хорошей степенью точности квадратичными, однако один и тот же уровень возбуждения достигался со второй смесью при значениях Φ несколько меньших, чем с первой. При максимальной плотности энергии возбуждения $\Phi \approx 1,1 \text{ Дж/см}^2$ для молекул $^{14}\text{NH}_3$, возбужденных на инфракрасном переходе лазером со смесью 4:1:16, составила $f \approx 0,2$.

3. Модельное описание возбуждения молекул излучением многомодового TEA CO₂-лазера

Для построения расчетных кривых и сравнения с экспериментом использовались два способа представления лазерного поля - прямоугольный во времени "монохроматический" импульс и импульс с плавным включением и выключением и сплошным спектром.

Представим поле, действующее на квантовую систему, в виде

$$E(t) = \frac{1}{2} (\epsilon(t) e^{-i\omega t} + \epsilon(t)^* e^{i\omega t}). \quad (2)$$

Ограничимся сначала случаем двухуровневой системы.

Как известно (см., например, /14/), вероятность системы перейти из одного (основного) состояния в другое (возбужденное) под действием поля (2) в первом порядке теории возмущений определяется в резонансном приближении выражением:

$$W_{21}(t) = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} V_{21}(t) \exp[i(\omega_{21} - \omega)t] dt \right|^2, \quad (3)$$

где $V_{21}(t) = \frac{\mu \epsilon(t)}{2}$, μ - дипольный момент, ω_{21} - частота перехода. Согласно (3) вероятность перехода зависит от спектральной плотности энергии на частоте ω_{21} . В многомодовом лазере с малой по сравнению с межмодовым интервалом шириной лазерных мод (т.е. когда сравнительно велика длительность импульсов генерации) спектральная плотность энергии на частотах, попадающих в межмодовый интервал, мала и, поэтому, в соответствии с (3), должна быть мала и эффективность возбуждения системы. При увеличении интенсивности поля нарушается условие малости заселенности возбужденного



УДК 621.372.6
621.372.6.01

состояния во время импульса накачки ($W_{21}(t) \gg 1$) и необходимо учитывать следующие порядки теории возмущений.

Существует точное решение задачи в случае произвольной интенсивности поля для прямоугольного монохроматического импульса [13]:

$$W_{21}(t) = \frac{\Omega_P^2}{\Delta + \Omega_P^2} \sin^2(\sqrt{\Omega_P^2 + \Delta^2} \cdot t/2) \rightarrow \frac{1}{2} \frac{\Omega_P^2}{\Delta^2 + \Omega_P^2} \quad (4)$$

Здесь $\Omega_P = \frac{\mu(\epsilon)}{\hbar}$ - частота Раби, $\Delta = \omega - \omega_{21}$ - частотная расстройка. В (4) осуществлена замена $\sin^2(\sqrt{\Omega_P^2 + \Delta^2} \cdot t/2)$ на $1/2$, что соответствует экспериментальным условиям, так как в процессе измерения происходит усреднение либо по времени, либо по флуктуациям амплитуды поля. Отличие (4) от выражения для прямоугольного импульса в первом порядке теории возмущений $W_{21}(t) = \frac{\Omega_P^2}{\Delta^2} \sin^2(\Delta \cdot t/2)$ невелико (если пренебречь осцилляционной зависимостью) и сводится к появлению в знаменателе дополнительного слагаемого Ω_P^2 . Из-за этого слагаемого значение вероятности (4) не может быть больше единицы.

Отметим, что возбуждение в рамках рассматриваемой модели малов эффективно пока $\Omega_P < \Delta$, т.е. при малой интенсивности поля. При большой интенсивности ($\Omega_P \geq \Delta$) вероятность перехода $W_{21} \rightarrow 1/2$. Высокая эффективность заселения возбужденного состояния в этом случае обусловлена мгновенным характером включения возмущения (лоренцевы крылья спектра).

Для плавного монохроматического импульса в соответствии с (3) вероятность возбуждения в первом порядке теории возмущений экспоненциально падает с величиной частотной отстройки.



УДК 621.372.6
 621.372.6

Учет следующих порядков для импульса с медленным (адиабатическим) выключением и включением качественно не меняет результатов и вероятность возбуждения остается экспоненциально малой /4,5,14/. Точное решение известно для импульса с амплитудой $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 / \text{ch}(t/\tau)$:

$$W_{21}(\infty) = \sin^2(\mathcal{E}_0 \epsilon_0 T / 2) / \text{ch}^2(\mathcal{E}_0 \tau / 2). \quad (5)$$

Таким образом, видно, что для эффективного возбуждения двухуровневой системы необходимы поля, обладающие широким спектром. Такой спектр, в частности, имеют случайные поля /25/, т.е. полч, в которых случайным образом меняется во времени амплитуда, фаза или частота. Наиболее простым и легко считаемым среди случайных полей является поле с диффузной фазой /15/. Для этого поля скорость перехода с хорошей точностью выражается через спектральную интенсивность излучения и в случае сильного поля:

$$\dot{x} = -\mathcal{P} \Omega_p^2(t) g(\Delta) x, \quad (6)$$

где $x = n_1 - n_2$; n_1, n_2 - заселенности нижнего и верхнего состояний соответственно. Из (6) при $x(0) = 1$ получим

$$x(t) = \exp\left[-\int_0^t \mathcal{P} \Omega_p^2(t') g(\Delta) dt'\right] \quad (7)$$

Кроме диффузии фазы поля может иметь место диффузия фазы квантового перехода (однородное, ширение из-за столкновений). В этом случае $g(\Delta)$ представляет собой свертку спектральных ширин поля и квантового перехода, а (6) и (7) останутся справедли-

ливыми в случае сильного монохроматического поля.

Описываемая модель учитывает как форму огибающей спектра излучения реального лазера, так и временную форму (плазные режимы включения и выключения поля) импульса. Не учтенной остается лишь модовая структура излучения.

Для проведения расчетов необходима дополнительная информация о спектре лазера накачки и контурах линий поглощения молекул. Ширина спектра генерации TEA CO₂-лазера считалась находящейся в диапазоне $\Gamma = 0,013 \pm 0,002 \text{ см}^{-1}$ /16/. Информация о крыле линии CO₂-лазера в литературе отсутствует. Контур спектра генерации обычно полагают гауссовым /3/, что хорошо согласуется с экспериментальными данными /15/. Такой результат объясняется дискриминацией мод, отстроенных по частоте от максимума кривой усиления минус потери, за время развития импульса генерации. Параболическая зависимость разности усиления и потерь (при небольших отстройках) и приводит к гауссовому контуру линии генерации /17/. В TEA CO₂-лазера селекция мод по частоте связана в основном с относительно малой шириной Γ_y контура линии усиления CO₂-лазера: $\Gamma_y = 0,134 \text{ см}^{-1}$ при отношении компонент CO₂:N₂:He = 4:1:16 и суммарном давлении смеси 1 атм. /18/. Однако при отстройках, достигающих $0,05 \text{ см}^{-1}$, следует брать точное выражение для контура усиления $(1 + (2\Delta/\Gamma_y)^2)^{-1}$, а не параболическое разложение $1 - (\alpha\Delta/\Gamma_y)^2$. При такой замене выражение для контура линии генерации приобретает следующий вид:

$$g(\Delta) \sim \exp\left\{-\left(2\Delta/\Gamma\right)^2 \ln 2 / \left[1 + \left(2\Delta/\Gamma_y\right)^2\right]\right\}, \quad (8)$$

Γ - ширина спектра по полувысоте.

Следует отметить, что этот подход позволяет также оценить ширину спектра Γ , если известно время развития генерации. Принимая это время в 300+500 нс, получим ширину спектра $\Gamma = 0,016 \pm 0,013 \text{ см}^{-1}$, что находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

В предположении равенства поступательной и вращательной температур доплеровское уширение переходов в NH_3 , возбужденных CO_2 -лазером, равно $\approx 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ в соответствии с измеренными значениями $T_{\text{вр}} = 100 \text{ К}$. Вклад разлетного уширения в величину форм-фактора составлял $\approx (5-6) 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Это означает, что эффективность возбуждения молекул может зависеть от частотного положения мод, т.к. линия поглощения может находиться в промежутке между лазерными модами. Отстройка мод от линии поглощения в экспериментах не контролировалась.

Излучение возбуждающего и зондирующего лазеров было линейно поляризовано и электрические поля параллельны. Поэтому справедливо правило отбора $\Delta M = 0$, где M - магнитное квантовое число. В экспериментах измерялась интегральная по всем магнитным подуровням доля возбужденных молекул из отдельных вращательных состояний.

При модельном расчете с помощью соотношения (6) двухфотонного возбуждения $^{14}\text{NH}_3$ на переходе $2\gamma_2 \alpha(I, I) \leftarrow \alpha(I, I)$ использовалось выражение для $\Omega_P^{(2)}$:

$$\Omega_P^{(2)} = \sum_i \frac{\int_{2i} \int_{1i} \cdot E^2(t)}{2\hbar^2(\omega_i - \omega)}, \quad (9)$$

где суммирование проводится по промежуточным уровням. Наибольший вклад в матричный элемент перехода дает показанный

На рис. 2 уровень $1/2 S(1,1)$ с отстройкой - 3 имеет вклад и от уровня $1/2 S(2,1)$ с отстройкой 3Γ см⁻¹. Так как знаки вкладов разные, то учет уровня $1/2 S(2,1)$ примерно в полтора раза уменьшает величину $\Sigma_P^{(2)}$.

4. Обсуждение результатов

На рис. 4 нанесены экспериментальные точки, показывающие долю возбужденных молекул NH_3 в зависимости от частоты Раби $\nu_P^{(2)} = \Sigma_P^{(2)} / \Delta \nu c$. Выражение для $\nu_P^{(2)}$ - эффективное. В расчетах учтена временная форма отбрасываемой лазерного импульса и статистический фактор, взятый равным 2 в предположении гауссовской статистики излучения. При относительно небольшой величине отстройки $\Delta = 0,02$ см⁻¹ по конечному состоянию можно воспользоваться вместо (8) чистой гауссовской формой однофотонного и соответственно двухфотонного перехода. Расчетный график был подогнан под экспериментальные точки при ширине $\Gamma_2 = 0,019$ см⁻¹, что соответствует ширине спектра CO₂-лазера $\Gamma = \frac{\Gamma_2}{\sqrt{2}} = 0,0134$ см⁻¹. Таким образом, возбуждение спектром хорошо описывает экспериментальные результаты. Можно привести несколько качественных соображений, почему в рассматриваемом случае возбуждение идет так, как будто спектр CO₂-лазера - сплошной. В эффективный двухфотонный спектр входят комбинации (по две) частот разных мод, и число таких комбинаций больше числа мод. Каждая комбинация обладает большей шириной, чем отдельная мода (на временном языке импульс $\mathcal{I}^2(t)$ короче, чем $\mathcal{I}(t)$, где $\mathcal{I}(t)$ - интенсивность). Кроме того в двухфотонном резонансе заметным становится сдвиг уровней: $(3+5) 10^{-4}$ см⁻¹ в условиях эксперимента.



Однако, как видно на рис.4, что возбуждение прямоуголь-
ным импульсом заметно менее эффективно, чем в эксперименте.

2.2 Таким образом, в настоящей работе показано, что экспери-
ментальные результаты по двухфотонному возбуждению перехода
 $\alpha(1,1) \leftarrow \alpha'(1,1)$ в $^{14}\text{NH}_3$ хорошо объясня-
ются с помощью модельного описания излучения лазера хаотичес-
ким полем со сплошным спектром.


Можно надеяться, что модель возбуждения сплошным спек-
тром окажется полезной для теоретических расчетов бесстолкно-
вительного возбуждения молекул типа SF_6 интенсивным ИК полем

Поступила 2.IX.1991

ИИФ радиационной физики
твёрдого тела

• Литература

1. Mollow B.R. Phys.Rev., 1968, v.175, p.1555.
2. Делоне Н.Б., Коварский В.А., Масалов А.Б., Перельман Н.Ф.
УФН, 1980, т.131, с. 617.
3. Allen Z., Stroud G.R., Jr. Phys.Rep., 1982, v.91, p.1.
4. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле.
М.: Энергоатомиздат, 1984.
5. Коварский В.А., Перельман Н.Ф., Абербух И.Ш. Многокванто-
вые процессы. М.: Энергоатомиздат, 1985.
6. Летохов В.С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах
и молекулах. М.: Наука, 1983.
7. Kuritasyn Yu.A., Makarov G.N., Pak I., Sotnikov M.V. Chem.Phys.,
1988, v.122, p.97.
8. Курица Ю.А., Макаров Г.Н., Пак И., Сотников М.В. ЖЭТФ.
1988, т.94, № 6, с.65.

- 
9. Шотов А.П., Даварашвили О.И., Бабуликин А.В. *Известия АН УССР, физ.-математ. науки*, 1981, т.7, с. 1444.
10. Бобровский А.Н., Киселев В.П., Кожевников А.В. и др. *КЭ*, 1983, т.10, с. 2341.
11. Loete M., Hilico J.C., Valentin A. et al. *J.Mol. Spectrosc.*, 1983, v.99, p.63.
12. Beckwith P.H., Danagher D.H., Reid J. *J.Mol. Spectrosc.*, 1987, v.121, p.209.
13. Singh K., D Gunha, Kartha V.B. *J.Mol. Spectrosc.*, 1988, v. 129, p.307.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория.* - 2-е изд., пер. и доп. - М.: Физматлит., 1963.
15. Lagies K.A., Stroud J.C.R., Allen L. The time development of adiabatic two-photon absorption: Rate equation regime. *J.Phys. B: At.Mol. Phys.*, 1982, v.15, N.13, p.2021-2026.
16. Даварашвили О.И., Кунец А.В., Курицын Ю.А., Макаров Г.И., Мироненко В.Р., Цаи И., Шотов А.П., *Квантовая электроника*, 1990, т.17, с.1077.
17. Амбарцумян Р.В., Кряков П.Г., Летохов В.С., *ЖЭТФ*, 1966, т.51, с.1669.
18. Brimacombe R.K., Reid J. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983, v.QE-19, p.1668.



საქართველოს
აкадеმიის
გეოგრაფიის

დ. ბიძინაძე, მ. ჯანაშია, მ. ურუშაძე, ნ. კაკაბაძე,
მ. კურსინი, მ. ლაშინი, ვ. მინდიაშვილი, ი. შაბაძე, ა. შოთოველი

$PbSe/PbSnSeTe$ მის ლაზერების ბათონადება მალარი
ბათონადებით უსაფრთხოების საპროტექციო NH_3 მოწყობით-
ათი სისტემების გამოყენება

რეზიუმე

$PbSe/PbSnSeTe$ მის ლაზერების სამუშაოდ მათი კვლევის NH_3
მოწყობის სისტემის სტრუქტურის გამოყენებით CO_2 TEA გამოსხივების
სისტემის.

გამოვლილია, რომ უსაფრთხოების სისტემის NH_3 - $\alpha(1,1)$
 $\alpha(1,1)$ ტარების სისტემის $10 P / 24 / CO_2$ ლა-
ზერის / მოძიების სისტემის საბოლოო მოწყობის სისტემის
განს 0,02 სმ⁻¹ / კარგად ახსნება მოქცევის, რომელიც სისტემის
განს გამოყენების უსაფრთხოების სისტემის სისტემის.

L.P. Bychkova, O.I. Davarashvili, M.I. Enukashvili,

N.P. Kekelidze, U.A. Kuritsyn, G.N. Makarov, V.P. Mironenko, I. Pak, A.P. Shotov

EMPLOYMENT OF DH $PbSe/PbSnSeTe$ LASERS IN A HIGH RESOLUTION
SPECTROMETER IN THE STUDY OF DOUBLE-PHOTON EXCITA-
TION OF NH_3

Summary

The excitation of double-photon collisionless excitation in NH_3 by
TEA CO_2 -laser radiation was investigated, using DH-tuning $PbSe/PbSnSeTe$
lasers.

It is shown that experimental results on the excitation of the $2V_2$
 $\alpha(1,1)-\alpha(1,1)$ transition in $^{14}NH_3$ by the CO_2 laser's 10 P(24) line, for
which the distance of finite condition is 0,02 cm^{-1} , are explained well by
a model that describes radiation by the entire spectrum of a disorderly
field.

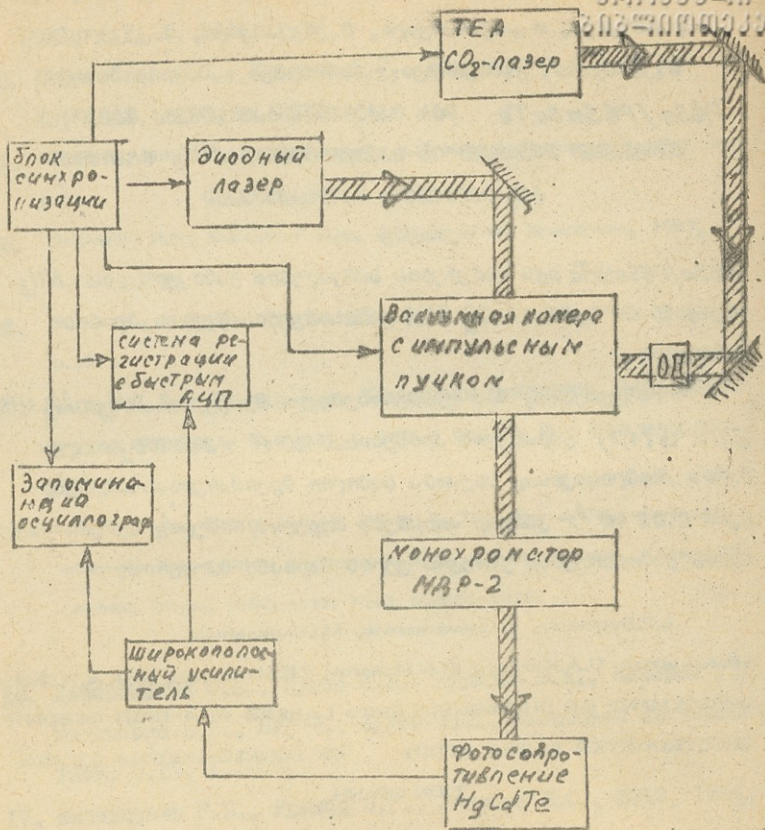


Рис. 1а. Схема эксперимента.

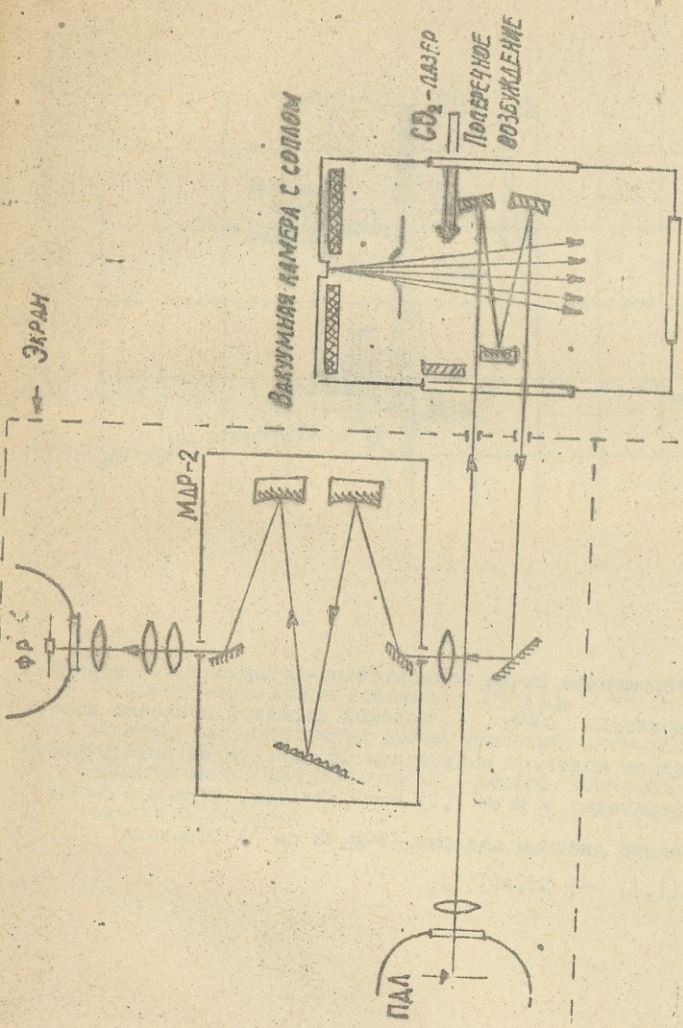


Рис. 16. Схема эксперимента

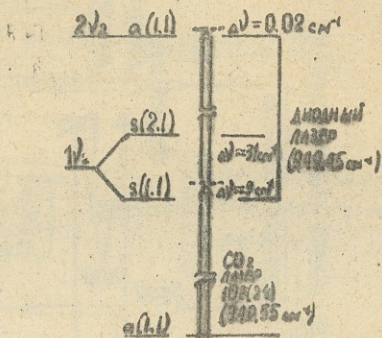


Рис. 2. Упрощенная схема колебательно-вращательных уровней молекулы $^{14}\text{NH}_3$; толстой стрелкой показано возбуждение молекулы излучением CO_2 -лазера на двухфотонном переходе $2\nu_2 a(1,1) \leftarrow a(1,1)$, тонкой - зондирование диодным лазером ($949,45 \text{ см}^{-1}$) перехода $\nu_2 s(1,1) \leftarrow 2\nu_2 a(1,1)$.

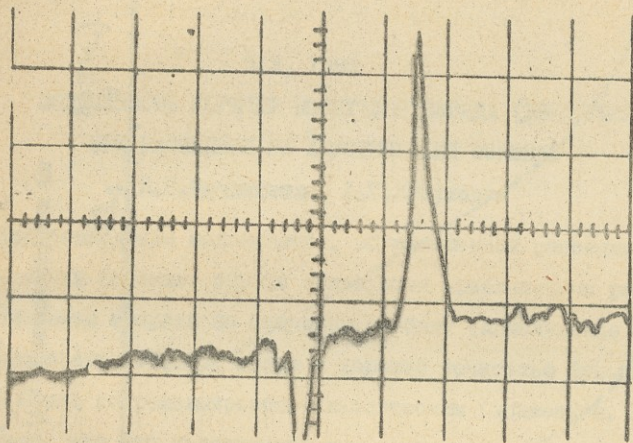


Рис. 3. Осциллограмма линии усиления $1V_2 S(I, I) \leftarrow 2V_2 a(I, I)$.
Провал, предшествующий линии усиления, обусловлен
электрической наводкой от CO_2 -лазера. Скорость раз-
вертки 5 мкс/дел.

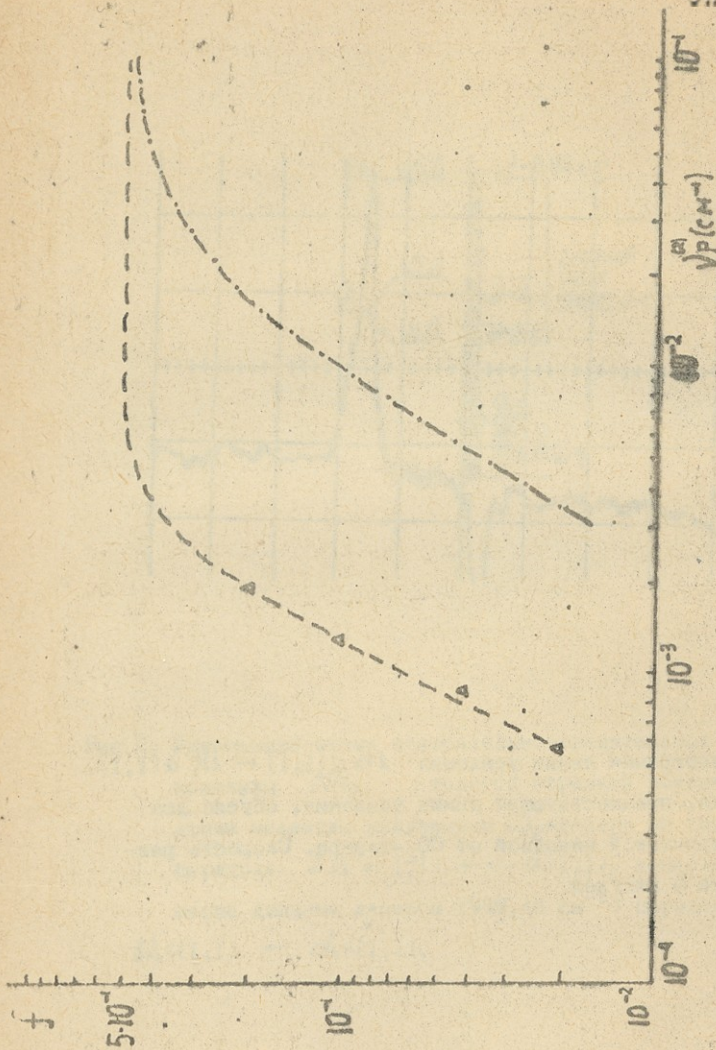


Рис. 4. Зависимость доли f молекул NH_3 , возбужденных на двухфотонном переходе $2\frac{1}{2} \alpha(1,1)$ от $\alpha(1,1)$ от частоты Раби ν_p возбужденного импульса линии IOF (24) CO_2 -лазера. Штриховая линия - результаты расчета в

Труды Тбилисского государственного университета
им. И.Джавახишвили

313, 1992

ПОДВИЖНОСТЬ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА (ЭЛЕКТРОНОВ)
ПРИ РАССЕЯНИИ НА АКУСТИЧЕСКИХ ФОНАХ

З.С.Качлишвили, И.Г.Кукутария

При вычислении подвижности, обусловленной рассеянием на акустических фонах, обычно пользуются приближением равномерного распределения энергии по степеням свободы (приближение "высоких" температур /1,2/), когда с хорошей точностью функцию Планка можно аппроксимировать классическим выражением. Легко убедиться, что это приближение при термодинамическом равновесии хорошо выполняется практически для всех температур $T \gg 1^{\circ}\text{K}$ ($(2mS^2\varepsilon)^{1/2} / k_0 T \ll 1$, где S - скорость звука, m - эффективная масса электрона, ε - его энергия). Оценки приведены для $n\text{-Ge}$: $m = 0,2m_0$; $S = 5 \cdot 10^5$ см/сек).

Однако при разогревании электронов ситуация резко меняется и в зависимости от степени разогрева электронов область справедливости вышеуказанного приближения сдвигается в сторону высоких температур. Действительно, считая, что средняя энергия электронов $\varepsilon \sim k_0 T_e$, где T_e - температура электронов, для $n\text{-Ge}$ получаем:

$$T \gg 0,64 \cdot \left(\frac{T_e}{T} \right) \quad (1)$$

Если $T_e \sim 10 \cdot T$, приближение равномерного распределения по степеням свободы справедливо только для $T \gg 6,4^{\circ}\text{K}$.



Таким образом, при сильном разогреве и при низких температурах решетки неравенство (I) может изменяться на обратное неравенство. Тогда справедливо уже приближение "нулевых колебаний" решетки (приближение "низких" температур /2/). Очевидно, что чем больше степень разогревания электронов, тем больше уширяется переходная область температур, в которой не определены ни приближение равномерного распределения, ни приближение нулевых колебаний решетки.

Целью настоящей работы как раз является получение общего выражения подвижности, справедливого во всей области температур для любой степени разогревания электронов (конечно, оставаясь в пределах акустического рассеяния).

В приближении электронной температуры подвижность можно вычислить с использованием следующего выражения /1/:

$$\mu = \frac{4e}{3m(k_0T)^{5/2} \Omega^{1/2}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} \tau \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_0T}\right) d\varepsilon, \quad (2)$$

где e , m - соответственно заряд и масса электронов, а τ - время релаксации импульса.

В работе /3/ показано, что время релаксации, обусловленной рассеянием на акустических фоновых, можно аппроксимировать следующим выражением:

$$1/\tau = \frac{(16k_0T)^{1/2}}{m^{1/2} \ell_{ae}} \left(\frac{k_0T}{mS^2}\right)^{1/2} \left\{ \frac{x^2}{5} + \frac{x}{4} \exp(-0,95x) \right\}. \quad (3)$$

Согласно /3/, данное выражение охватывает приближения "высоких" и "низких" температур и справедливо в промежуточной области температур. Здесь $\ell_{ae} = \frac{\hbar^4 \rho S^2}{m^2 E_1 k_0 T}$ - длина



ՀԱՄԵՐՆԵՐ
ՅՈՒՐՈՒՄՆԵՐ

свободного пробега в приближении "высоких" температур, а

$$\chi = \frac{(2mS^2e)^{1/2}}{K_0 T} \quad (4)$$

- безразмерная энергия.

Подставляя (3) в (2), для подвижности получим:

$$\mu = \mu_e \cdot \frac{1}{\chi_e^4} \cdot \int_0^{\infty} \frac{t^2 e^{t^2/\chi_e^2}}{4/5 \cdot t + e^{-0,95 \cdot t}} dt^2, \quad (5)$$

где

$$\chi_e = \left(\frac{2mS^2}{K_0 T} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{T_e}{T} \right)^{1/2}, \quad \mu_e = \mu_e^0 / \chi_e,$$

$$\mu_e^0 = \frac{4e^5 \rho_{ac}}{3\sqrt{\pi} K_0 T}$$

С помощью вычислений на ЭВМ получена аппроксимационная формула для интеграла в равенстве (5):

$$I = \chi_e^4 \cdot [1 - \exp(-1,2/\chi_e)]. \quad (6)$$

На рис. 1 представлены: кривая, описывающая зависимость (6) (сплошная линия), и значения интеграла в равенстве (5) (кружочки). Как видим, совпадение довольно хорошее.

Окончательно для подвижности имеем:

$$\mu = \mu_e^0 \cdot \frac{1}{\chi_e} [1 - \exp(-1,2/\chi_e)]. \quad (7)$$

На рис. 2 представлен вид зависимости μ/μ_e^0 от χ_e и от T_e/T для $n\text{-Ge}$ ($T = 4^{\circ}\text{K}$), вычисленный с помощью (7). Тут же приведены соответствующие зависимости для приближений



საქართველოს მეცნიერებათა აკადემია

"высоких" и "низких" температур. В качестве критической энергии можно использовать абсциссу пересечения последних двух кривых. Следовательно для критической энергии получим:

$$\epsilon_{есг} \approx I, I$$

или, пользуясь выражением ϵ_e , последнее можно переписать

$$\left(\frac{T_e}{T}\right)_{сг}^{1/2} = 3 \cdot \left(\frac{m_0}{m}\right)^{1/2} \cdot \frac{S_0}{S} \cdot T^{1/2}, \quad (8)$$

где m_0 - масса электрона, $S_0 = 10^5$ см/сек.

На рис.3 для *n-Ge* дан вид зависимости $\frac{T_e}{T}$ от T_e/T , которая разделяет области применения двух приближений. Здесь же представлена "промежуточная" область, где эти приближения дают погрешность, превышающую 10%.

Поступила 7.X.1991

Кафедра
физики твердого тела

Литература

1. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников. Физика полупроводников. М.: "Наука", 1977.
2. Э.Конуэлл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: "Мир", 1970.
3. З.С.Качлишвили, Л.Г.Кукутария. Сообщ.АН Грузии, 140, 49, 1990.



Z. Kachlishvili, L. Kukutarla

MOBILITY OF HOT CHARGE CARRIERS (ELECTRONS)
AT SCATTERING ON ACOUSTIC PHONONS

Summary

A general expression of the mobility of scattering on acoustic phonons has been derived. The expression is valid for any degree of electron heating over the entire temperature range.

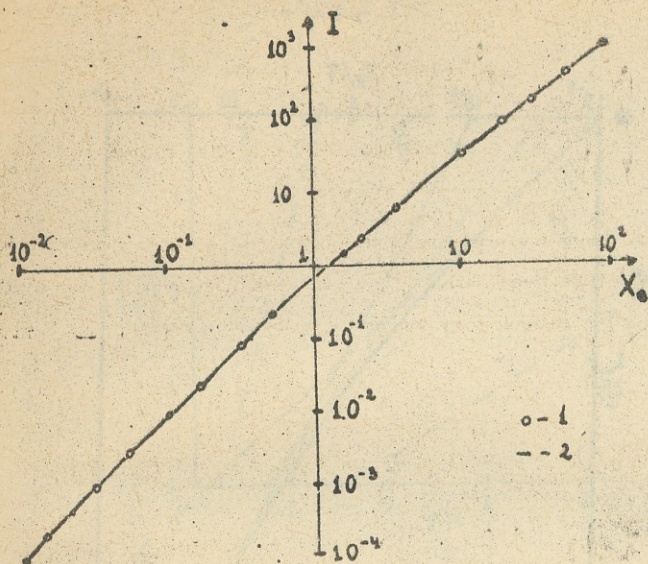


Рис. I. Зависимость значения интеграла I в равенстве (5) от X_0 . Кривая 1 — вычисленная численным интегрированием, кривая 2 — вычисленная с помощью (6)

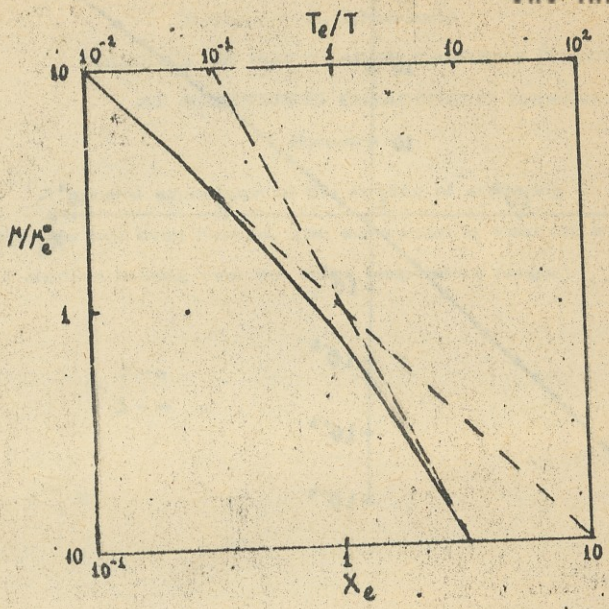


Рис.2. Зависимость M/M_0 от X_e и T_e/T для n-Ge ($T=4^\circ\text{K}$)

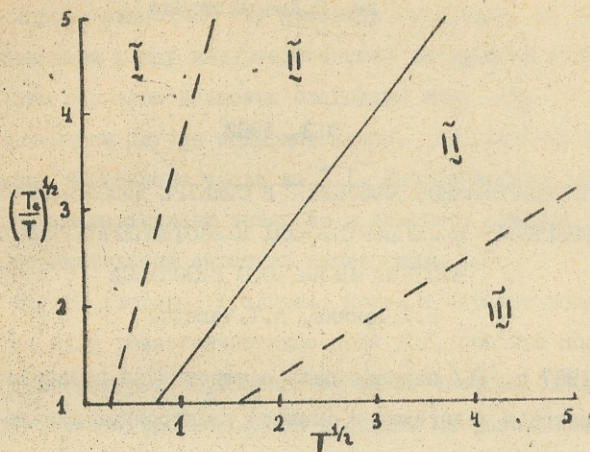


Рис. 3. Зависимость $(T_e/T)^{1/2}$ от $T^{1/2}$.

I - область применения приближения "низких" температур.

II - промежуточная область.

III - область применения приближения "высоких" температур.

313, 1992

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СПЕКТРЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО
РЕЗЕРВУАРА В СЛУЧАЕ СИЛЬНЫХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СДВИГОВ
ЧАСТОТЫ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Н.И.Фокина, Л.Т.Челидзе

В 1987 г. [1] впервые была осуществлена радиочастотная (РЧ) квантовая генерация в спектре электронных диполь-дипольных взаимодействий в разбавленном твердом парамагнетике со спином $S = 3/2$ и большим начальным "штарковским" расщеплением уровней в кристаллическом поле. В нулевом постоянном магнитном поле спектр этих образцов состоит из двух вырожденных дублетов $\pm 3/2$ и $\pm 1/2$, с учетом взаимодействия спинов друг с другом, описывающаяся гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{шт} + \mathcal{H}'_d,$$

где

$$\mathcal{H}'_d = D \sum_i \left\{ (S_i^x)^2 - \frac{S(S+1)}{3} \right\},$$

\mathcal{H}'_d - секулярная часть диполь-дипольного взаимодействия спинов, образующая диполь-дипольный резервуар (ДР). Образец помещался в катушку РЧ контура, настроенного на частоту Ω , попадающую в спектр ДР. Если путем нерезонансного насыщения "штарковской" линии импульсом СВЧ поля частоты $\omega > \omega_{шт}$ создавалось охлажденное ДР с отрицательной температурой; то в условиях связи спиновой системы с достаточно высокочастот-



УДК 621.372.4
ИД 0000000000

ным РЧ контуром возникала генерация на частоте Ω , аналогичная хорошо известной /2/ лазерной генерации, но обусловленная переходами между инвертированными дипольными подуровнями $\pm 1/2$. Эти переходы возможны благодаря тому, что \mathcal{H}'_d в рассматриваемом случае содержит члены, допускающие изменение магнитного квантового числа на ± 1 . Интенсивность генерации пропорциональна степени инверсии в опломном спектре ДДР, т.е. модулю отрицательной обратной температуры ДДР.

С другой стороны, в случае, когда в образце имеются отличные от нуля размагничивающие поля /3/, они при достаточно низких температурах обуславливают сдвиг частоты однородной прецессии спинов, проявляющийся в сдвиге их резонансной частоты (так называемый низкотемпературный сдвиг частоты (НТСЧ)), который может превышать ширину резонансной линии. В последнем случае имеет место, в частности, затягивание частоты, когда спиновая система может поглощать энергию насыщающего поля далеко на крыле линии /4,5/, причем при определенных условиях поглощаемая энергия поступает почти полностью в ДДР, и достигаемый при нерезонансном насыщении модуль его обратной температуры сильно увеличивается. Таким образом, использование явления затягивания частоты в образцах с большими НТСЧ могло бы увеличить интенсивность квантовой РЧ генерации.

У образцов с $S > 1/2$ в нулевом магнитном поле НТСЧ равны нулю, однако если подобрать образец и величину малого постоянного магнитного поля H_0 так, чтобы уровни $\pm 1/2$ были бы слиты, а уровни $\pm 3/2$ расщеплены, то в равновесии спиновой системы с решеткой частоты переходов с учетом НТСЧ имели бы вид (принимая, что $\omega_S \beta_L \ll 1$, где $\omega_S = \gamma H_0$, β_L -

обратная температура решетки, а $2D\beta_L \gg 1$)*:

$$\omega_{3/2 \ 1/2}^0 = 2D + \omega_S - \frac{3\bar{a}}{4} \operatorname{th} D\beta_L,$$

$$\omega_{-3/2 \ -1/2}^0 = 2D - \omega_S + \frac{3\bar{a}}{4} \operatorname{th} D\beta_L,$$

$$\omega_{-1/2 \ 1/2}^0 = \omega_S,$$

где \bar{a} - среднее дипольное поле /3/. Если $\bar{a} < 0$, $\omega_S < \delta$, где δ - ширина резонансных линий спинов, и

$$\omega_{3/2 \ 1/2}^0 - \omega_{-3/2 \ -1/2}^0 = 2\omega_S + \frac{3|\bar{a}|}{2} \operatorname{th} D\beta_L \gg \delta,$$

то в таком образце уровни $\pm 1/2$ сплиты, но НТСЧ отличны от нуля. В разбавленном парамагнетике, где наблюдалась генерация на "инвертированном" ДДР /1/, величина \bar{a} мала, однако она может превышать ширину линии δ неразбавленной парамагнитной соли /7/ в случае, когда форма образца сильно отличается от сферической /3/. Случай $\bar{a} \gg \delta$ может быть также реализован в системе квадрупольных ядер. Рассматриваемую трехуровневую спин-систему с учетом сдвига от равновесия ее ДДР в процессе взаимодействия с полем, насыщающим один из двух возможных магниторезонансных переходов, будем описывать уравнениями для разности заселенностей насыщаемого перехода и обратной температур ДДР β_d , полученными из уравнений работ /6,8/ при

* Точные значения резонансных частот переходов с учетом НТСЧ для произвольного поля H_0 приведены в /6/.



04106940
0034110133

$\omega_3 < \delta$. Имея в виду для конкретности случай насыщения пере-
хода $-3/2 \leftrightarrow \pm 1/2$ при $a < 0$, $D > 0$, его эффективную
резонансную частоту запишем в виде

$$\omega_{рез} = \omega_{рез}|_{p=0} - Up,$$

где

$$\omega_{рез}|_{p=0} = 2D - \omega_3, \quad U = \frac{3|a|}{4}, \quad p = 2 \frac{\Delta N_{-1/2-3/2}}{N},$$

$\Delta N_{-1/2-3/2}$ - разность заселенностей уровней, N - полное
число спинов. Тогда уравнения, аналогичные выведенным для
описания работы квантового РЧ генератора в /1/, будут иметь
вид:

$$\frac{dp}{dt} = -2W \left(p - \frac{\Delta - Up}{2} \beta_d \right) - \frac{p - p_L}{T_{SL}}, \quad (1)$$

$$\frac{d\beta_d}{dt} = \frac{2(\Delta - Up)}{\omega_d^2} \left(p - \frac{\Delta - Up}{2} \beta_d \right) 2W - \frac{\beta_d - \beta_L}{T_{dL}} - \mathcal{A}_{dh} \hbar^2 \beta_d, \quad (2)$$

$$\frac{d\hbar^2}{dt} = -\mathcal{A}_{hd} \hbar^2 \beta_d - \frac{\hbar^2}{\tau} + \mathcal{A}_{cn} \hbar^2, \quad (3)$$

где

$$\beta_d = \frac{\hbar}{k_B T_d}; \quad \mathcal{A}_{hd} = \frac{2g^2}{\hbar} \eta n \Omega^2 |\mu|^2 g(\Omega); \quad (4)$$

$$\Delta = \omega_{рез}|_{p=0} - \omega; \quad \mathcal{A}_{dh} = \frac{\Omega \Omega^2 |\mu|^2 g(\Omega)}{\hbar^2 \omega_d^2};$$

- собственная частота РЧ контура, η - коэффициент



заполнения катушки, $\tau = Q/\Omega$ - время звона катушки, его добротность, W - вероятность переходов, индуцированных СВЧ полем, ω - его частота, n - концентрация спинов, $|H_{ij}|^2$ - квадрат матричного элемента перехода внутри спектра ДПР под действием взаимодействия H'_d , $\omega_d^2 = \langle (H'_d)^2 \rangle / (N/4)$, $g(\Omega)$ - форма линии поглощения в спектре ДПР, h_{sp}^2 - квадрат спонтанного поля, возникающего в катушке благодаря спонтанным переходам в спектре ДПР.

Система уравнений (I-3) имеет два стационарных решения. В предположении лоренцевой формы линии "штарковского" перепада

$$2WT_{SL} = \frac{s\delta^2}{\delta^2 + (\Delta U_P)^2},$$

где $s = \omega_1^2 T_{SL} \delta^{-1}$, $\omega_1 = \gamma H_1$, H_1 - полуамплитуда поляризованного вдоль оси Z внешнего СВЧ поля. Обозначая $\alpha = T_{SL} / T_{SL}^0$, эти решения имеют вид:

I. Негенерационное решение

$$(h^2)^I = 0, \tag{5}$$

$$(\beta_d)^I = - \frac{2(\Delta - U_P)(P - P_L)}{\alpha \omega_d^2}, \tag{6}$$

где значение $\Delta - U_P$ расстройки СВЧ поля относительно мгновенного значения резонансной частоты определяется из уравнения:

$$(\Delta - U_P)^3 + U_P (\Delta - U_P)^2 + \frac{\delta^2 (s+1)}{1 + s\delta^2 / \alpha \omega_d^2} (\Delta - U_P) - \tag{7}$$



$$-s\delta^2 U \frac{P_L - x_0(s+1)}{1+s\delta^2/\alpha\omega_d^2} = 0; \quad x_0 = P_L - \frac{\Delta}{U};$$

II. Генерационное решение

$$(\beta_d)^{\bar{u}} = \frac{1}{A_{dh} T_{dL}} \left(\frac{2(\Delta - U\rho)(P - P_L) A_{hd} \tau}{\alpha\omega_d^2} - 1 \right); \quad (8)$$

$$(\beta_d)^{\bar{u}} = - (A_{hd})^{-1}; \quad (9)$$

$\Delta - U\rho$ определяется из уравнения:

$$(\Delta - U\rho)^3 + Ux_0(\Delta - U\rho)^2 + \delta^2 \left[s+1 - \frac{sU}{2rA_{hd}} \right] \times \quad (10)$$

$$\times (\Delta - U\rho) + s\delta^2 U [P_L - x_0(s+1)] = 0.$$

При получении этих решений была учтена малость спонтанного поля.

I решение в случае сильных НТСЧ

$$\epsilon = \frac{s\delta^2}{U^2 P_L^2 (1+s\delta^2/\alpha\omega_d^2)} \left(\frac{s+1}{s} \right)^3 \ll 1 \quad (11)$$

описывает спиновую бистабильность и гистерезис по частоте ω , исследованные в [3,4,7]. Стимулированное излучение при осуществлении I решения отсутствует. II решение описывает квантовую генерацию с учетом НТСЧ. Исследуем устойчивость I и II решений. Для этого необходимо иметь решения уравнений (9) и (10) для мгновенных расстройок. Рассмотрим наложение расстройки $-3/2 \longleftrightarrow \pm 1/2$ далеко на крыле равновесной линии

между центрами равновесной линии ($p=p_L$) и возбужденной линии ($p=0$). В случае сильных НТСЧ и в области расстройек относительно центра равновесной линии, удовлетворяющих неравенству

$$(x_0)_1 < x_0 < (x_0)_2,$$

где

$$(x_0)_1 = 3 \frac{s}{s+1} P_L \sqrt[3]{6/4}; \quad (x_0)_2 = \frac{s}{s+1} P_L,$$

уравнение (7) имеет следующие решения:

$$P_{1,2}^I = P_L - \frac{x_0}{3} \left[2 + \sqrt{1-z_1} \left(\cos \frac{\varphi_1}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\varphi_1}{3} \right) \right], \quad (12)$$

$$P_3^I = P_L - \frac{2x_0}{3} \left(1 - \sqrt{1-z_1} \cos \frac{\varphi_1}{3} \right), \quad (13)$$

где

$$z_1 = \frac{3\gamma^2(s+1)}{x_0^2(1+s\delta^2/\alpha\omega_d^2)} \ll 1; \quad \gamma^2 = \delta^2/U^2,$$

$$\varphi_1^2 = 9z_1 \left(\frac{s}{s+1} \frac{P_L}{x_0} - 1 \right) (1-z_1)^{-3/2}.$$

При $x_0 > (x_0)_2$ остается в силе только решение P_3^I с замахом $\cos \frac{\varphi_1}{3} \rightarrow \operatorname{ch} \frac{\varphi_1}{3}$. Спиновую бистабильность, описываемую выражениями (12, 13), можно проиллюстрировать рисунком, аналогичным приведенному в [9]. Решение P_1^I соот-



ветствует нижней устойчивой ветви зависимости $P(x_0)$; P_3^I - верхней устойчивой ветви, P_2^I описывает неустойчивое решение. Уравнение (10) также имеет область бистабильности, где $P_{1,2,3}^{\bar{I}}$ имеют вид (12,13), но с другими x и y :

$$x_2 = \frac{3y^2}{x_0^2} \left(s+1 - sU\Omega / 2Q\mathcal{H}hd \right),$$

$$y_2^2 = 27y^2 (s+1) \left(\frac{s}{s+1} \frac{P_L}{x_0} - 1 \right) (1-x_2)^{-3/2}$$

Исследуем устойчивость решений (5,6) со значениями $P(x_1, y_1)^I$ и устойчивость решений (8,9) со значениями $P(x_2, y_2)^{\bar{I}}$. Как известно [10], область устойчивости решений определяется условиями Рауна-Гурвица: $p > 0$, $q > 0$, $r > 0$. Для негенерационного решения имеем

$$r_1 = \frac{1}{T_{31} T_{dL}} \frac{2U\mathcal{H}hd}{\alpha\omega_d^2} \frac{1+s\delta^2/\alpha\omega_d^2}{y^2 + \left(p - \frac{\Delta}{U} \right)^2} r_1^0 r_{1H}^0, \quad (14)$$

где

$$r_1^0 = 3 \left(p - \frac{\Delta}{U} \right)^2 - x_0 \left(p - \frac{\Delta}{U} \right) + \frac{\alpha\omega_d^2}{2U\tau\mathcal{H}hd}, \quad (15)$$

$$r_{1H}^0 = \left(p - \frac{\Delta}{U} \right)^2 - x_0 \left(p - \frac{\Delta}{U} \right) + \frac{\alpha\omega_d^2}{2U\tau\mathcal{H}hd}. \quad (16)$$

Если в системе уравнений (I-3) принять $A_{dh} = 0$, то устойчивость системы уравнений для P и β_d будет описываться выражением η_1^0 , т.е. η_1^0 описывает устойчивость системы без связи с контуром. Таким образом, η_{1h} описывает переход к генерации. Если в начальный момент спин-система не генерирует и находится на верхней или нижней устойчивости ветви (т.е. ее состояние описывается решением P_3^I или P_1^I и $\eta_1^0 > 0$), то генерация начинается, когда в результате изменения какого-либо параметра η_{1h} , пройдя через 0, станет отрицательным.

Для генерационного решения имеем $P_2 > 0$, $q_2 > 0$,

$$\eta_2 = - \frac{1}{T_{SL} T_{DL}} \frac{2UAhd}{\alpha \omega_d^2} \frac{1}{\nu^2 + (P - \frac{\Delta}{U})^2} \eta'_{1h} \eta'_{2h}; \quad (17)$$

η'_{1h} совпадает по виду с (16), однако в него надо подставить решения уравнения (10);

$$\eta'_{2h} = 3(P - \frac{\Delta}{U})^2 - 2x_0(P - \frac{\Delta}{U}) + \nu^2(s+1) - \frac{\nu^2 U \Omega}{2QAhd} \quad (18)$$

описывает устойчивость генерационного решения. Заметим, что выражение (8) можно переписать в виде

$$h^2 = - \frac{\tau}{A_{hd} T_{DL}} \frac{2UAhd}{\alpha \omega_d^2} \eta'_{1h},$$

откуда видно, что при генерации ($h^2 > 0$) должно выполняться условие $\eta'_{1h} < 0$. Тогда из (17) следует, что устойчивая генерация происходит при $\eta'_{2h} > 0$. На эксперименте /1/ переход от негенерационного состояния системы



"спины+контур" к генерационному происходит путем увеличения добротности РЧ контура. Как видно из вышесказанного, в случае сильных НТСЧ для перехода к генерации играет роль не только значение добротности, но и начальное состояние спин-системы. Так, явные выражения для τ_1 и τ_2 показывает, что если при малых Q состояние спин-системы описывалось решением P_1^I (нижняя ветвь), то никакое увеличение Q не нарушает ее устойчивости (всегда $\tau_1 > 0$). Формально генерация возможна из неустойчивой ветви, т.к. при

$$Q > \frac{\alpha \omega_d^2 \Omega}{2Ahd} \frac{1}{x_0} \sqrt{\frac{1 + s\delta^2 / \alpha \omega_d^2}{\frac{s}{s+1} \frac{P_L}{I_0} - 1}}$$

выполняется неравенство $\tau_{1h}' < 0$, но полученное генерационное решение является также неустойчивым ($\tau_{2h}' < 0$). Генерация возникает при $Q > Q_B$, где бифуркационное значение Q равно

$$Q_B = \frac{U\Omega}{2Ahd} \frac{I_0}{P_L} \frac{1 + s\delta^2 / \alpha \omega_d^2}{s\delta^2 / \alpha \omega_d^2}, \quad (19)$$

только в случае, когда в начальный момент (при $Q < Q_B$) система находится в состоянии, описываемом верхней ветвью. При $Q < Q_B$ имеем $\tau_1 > 0$, $\tau_2 < 0$, т.е. устойчиво негенерационное решение. При $Q = Q_B$ имеем $\tau_1 = \tau_2 = 0$ - происходит смена устойчивости. При $Q > Q_B$ $\tau_1 < 0$, $\tau_2 > 0$, т.е. устойчиво генерационное решение. Способы достижения верхней ветви путем сканирования частоты СВЧ поля ясны из рис., где стрелками показан гистерезис значений ρ по x_0 . Возможен другой вариант эксперимента, когда с самого



начала задано значение Q , превышающее Q_B , даже для $(x_0)_1$, а в качестве управляемого параметра служит величина x_0 . Тогда генерация будет возникать скачком, когда x_0 увеличиваясь, достигнет значения $(x_0)_2$, и исчезать скачком, когда x_0 , уменьшаясь, достигнет значения $(x_0)_1'$, даваемого действительным решением уравнения

$$\frac{2}{27} x_0^3 + \frac{x_0}{6} (s+1) + \frac{x_0}{3} s \nu^2 \frac{U \Omega}{2 Q A h d} - \frac{s \nu^2 P_L}{2} = 0$$

(в этой точке сливаются ветви $P_3^{\bar{u}}$ и $P_2^{\bar{u}}$).

Генерируемое РЧ поле при $x_0 > (x_0)_1, (x_0)_1'$ определяется выражением

$$h^2 = 2 A \gamma n \hbar \frac{\tau}{T_{SL}} \left\{ \frac{2 s \delta^2 P_L}{U x_0} - \frac{s \delta^2 + \alpha \omega_d^2}{A h d} \frac{\Omega}{Q} \right\} \quad (20)$$

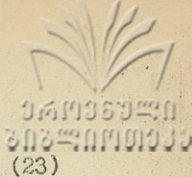
В случае $Q \gg Q_B$ и $x_0 = b \frac{s}{s+1} P_L$, где $b > 0$ - безразмерный коэффициент, имеем

$$h^2 \approx 2 A \gamma n \hbar \frac{\tau}{T_{SL}} \frac{2 \delta^2 (s+1)}{b U} \quad (21)$$

Сравним (21) с теоретическим выражением для h^2 , полученным в [1] при $s \gg 1$:

$$h^2 = 2 A \gamma n \hbar \frac{\tau}{T_{SL}} \left\{ -2 \Delta P_L - \frac{\Delta^2 + \alpha \omega_d^2}{A h d} \frac{\Omega}{Q} \right\} \quad (22)$$

В случае $Q \gg Q_B$ и $\Delta = -\sqrt{\alpha} \omega_d$, когда (22) максимально,



$$\frac{h^2(s1)}{h^2(s2)} \approx \frac{U\rho_L}{\sqrt{\alpha\omega d}} \cdot \frac{\delta^2(s+1)}{U^2\rho_L^2} \cdot \frac{1}{b}$$

Учитывая, что при $s \gg 1$, $s\delta^2 \gg \alpha\omega d^2$ условие сильного НТСЧ (II) имеет вид

$$b \approx \frac{\alpha\omega d^2}{U^2\rho_L^2} \ll 1,$$

получаем, что при достаточно малом b отношение (23) может быть гораздо больше единицы, т.е. при сильном насыщении "штарковских" уровней квантовая генерация в условиях сильного НТСЧ может быть гораздо эффективнее, чем при $b \gg 1$.

Таким образом, в данной работе предлагается способ усиления стимулированного РЧ излучения путем приложения к образцу с $S' = 3/2$ постоянного магнитного поля с величиной, обсуждавшейся выше. Этот способ эффективен, если образец характеризуется сильными НТСЧ.

Поступила 15.X.1991

Кафедра
экспериментальной физики

Литература

1. Э.Б. Авагян, В.А. Азаркин, В.В. Демидов. Письма в ЖЭТФ, 3, 157, 1987.
2. Г. Трупп. Квантовые усилители и генераторы. М.: ИИ, 1961.
3. А. Абрагам, М. Гольдман. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. М.: Мир, 1984.
4. J. Luczka. Physica, 120A, 219, 1983.
5. V.S. Rukhlov, G.B. Teitelbaum. Phys. stat. sci., 125 b, 121, 1984.



ՆԱԿՈՅԵՄԱՆ
ՇՈՅՆՈՒԹՅՈՒՆ

Չորս ժեսպանման սոքքքցես սոնթիրդրնոն քանիլդեմքրադրսլոն ճա-
նաչվոնոն ճշլոդանո մոնթլնդոնոնննն.

N.P.Fokina, L.T.Chelitzė

STIMULATED RADIATION IN THE DIPOLE-DIPOLE RESER-
VOIR SPECTRUM IN THE CASE OF LARGE LOW-TEMPERATURE
FREQUENCY SHIFTS OF MAGNETIC RESONANCE

Summary

A method of radio frequency (RF) quantum generation amplification is suggested. This kind of generation was described in the study of Avagian, Atsarkin, Demidov (Pisma JETP, 1987). The method is based on the application of a constant magnetic field of definite value and on the use of samples with large low-temperature frequency shifts (LTFSH). The latter result in an increase of the dipole sublevel inversion degree at nonresonant saturation of magnetic resonance, and hence in an amplification of RF generation intensity. The threshold quality of the LC-circuit, connected with the spins, is determined, and the value of the generated RF field is calculated, which appears to be much greater than the corresponding value in the case of LTFSH absence.

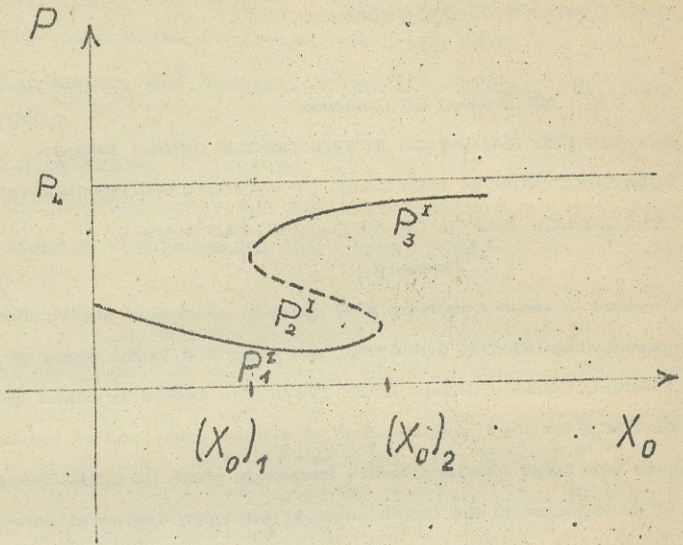


Рис. I.



ქართული
ნაციონალური
ბიბლიოთეკა

ი. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო

უნივერსიტეტის ბიბლიოთეკა

Труды Тбилисского государственного университета

им. И. Джавахишвили

213, 1992

ამოცანი ცილინდრული მუსიკური მათემატიკის ქვესაფენის

მართვითი რეკონსტრუქციის შესახებ

დ. ბოგოროვი, მ. ბერიანაშვილი, ვ. სიგმაშვილი, ნ. ხომბერი

გ. მ. ს. ტექნიკური უნივერსიტეტის გამომცემის მიხედვით სხვადასხვა კონსტრუქციის ამრეკონსტრუქციის მეთოდები. ასეთებია: უძველესი, მართკუთხა საფარსებელი, ელემენტარული და მრგვალი ცილინდრებისა და ნახევარცილინდრებისაგან შედგება სისტემები /1-9/ და სხვა.

რეკონსტრუქციის მათემატიკის უნივერსიტეტის გამომცემის მიხედვით უნივერსიტეტის ბიბლიოთეკის მიხედვით სხვადასხვა მრგვალი მუსიკური /9-14/. ნინამედიანური ნახევარცილინდრული მათემატიკის ქვესაფენის მეთოდები რეკონსტრუქციის მათემატიკის მრგვალი და რეკონსტრუქციის ამრეკონსტრუქციის სისტემები, ამასთან მათემატიკის ცილინდრული განიხილება რეკონსტრუქციის მეთოდები.

ნახევარცილინდრული მათემატიკის უნივერსიტეტის გამომცემის მიხედვით უნივერსიტეტის ბიბლიოთეკის მიხედვით სხვადასხვა მრგვალი მუსიკური /13/.

1. ამოცანის დასმის

გამოსაკვლევი ამოცანები მუსიკის, რეკონსტრუქციის მათემატიკის ქვესაფენის მეთოდები რეკონსტრუქციის მათემატიკის უნივერსიტეტის ბიბლიოთეკის მიხედვით სხვადასხვა მრგვალი მუსიკური /9-14/. ნინამედიანური ნახევარცილინდრული მათემატიკის ქვესაფენის მეთოდები რეკონსტრუქციის მათემატიკის მრგვალი და რეკონსტრუქციის ამრეკონსტრუქციის სისტემები, ამასთან მათემატიკის ცილინდრული განიხილება რეკონსტრუქციის მეთოდები.

(X, Y, Z) კოორდინატების უნივერსიტეტის გამომცემის მიხედვით სხვადასხვა მრგვალი მუსიკური /9-14/.



(U, φ, Z) արդրոնաճեա սկսեցեմա. Մշտնոգճանա աճրնիճշնեմն:
 d - մշտնիս մշրոտք, α - քճրնեքրճոնի ճարոչսի, եղո ε թա μ
 թաա թոճըճշրճչըր թա մաճրնեճշրնի Մշրճշարոմեմնա, λl - թոճ-
 ճշրճչըր թրնիս սոխշո թա ε_1 թա μ_1 սմ թրնիս թոճըճշրճչըր թա
 մաճրնեճշրնի Մշրճշարոմեմնա, ճշրճնիս ճամճարճլոթա $g = \infty$.

թաճշրճեա, ճոմ X ճրճոնիս սաճրնաաթմթթո մոմարաճըճոնի
 մշտնիս ճըճեա E աճրճոնիճաճոնիս մշրճշարճշրճճաճրնեճշրնի թրճշրճ-
 ճըր ճաճրճա մթթըճշրճոն:

$$E_z = e^{i\kappa z} \quad (\text{Im}\kappa < 0) \quad (1)$$

/թրճշրճ թամոտթթթթըճեա սճրճրճոնա $e^{i\omega t}$ սաճոնա/.

թաճշրճեա սմոլոմնա: ճոմոգոնա սոճրճըճոնի թոթրճաճոնիս Մշրճշարճ
 մոլոմեմնի ճշրճ.

ճամճըճըր ճըր սոճրճոնիս ճաճրճաճըր ճրճնեմճշրճ Մշրճոլոմնա թրճ-
 մոթթթնոլո ճըրն Մշրճթթթնի սաճոնա /13/:

$$E_{z_1} = E_z + \sum_{p=-\infty}^{\infty} R_p e^{ig_p y - ik_p x}, \quad x > 1,$$

$$E_{z_2} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} [C_p e^{ih'_p x} + (D_p + A_p^-) e^{-ih'_p x}] e^{ig_p y}, \quad a \leq x \leq 1,$$

$$E_{z_3} = E_{z_2} + \sum_{p=-\infty}^{\infty} [C_p e^{ih'_p x} + D_p e^{-ih'_p x}] e^{ig_p y}, \quad -a \leq x \leq a, \quad (2)$$

$$E_{z_4} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} [A_p^+ + C_p] e^{ih'_p x} + D_p e^{-ih'_p x}] e^{ig_p y}, \quad -1 \leq x \leq a,$$

$$E_{z_5}^{(v)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m I_m(K_a r_j) e^{im\varphi_j}, \quad r_j \leq a,$$



სადაც E_{zj} არის მღსურის ცილინდრების მიერ გაბნეული ველის R_p - რიველური კვლი მუდამიონიდან არაკვლილი ველის ამპლიტუდური სიძრული ამპლიტუდები, A_p^+ და A_p^- - მღსურის მიერ არაკვლილი ცილის ამპლიტუდები, C_p და D_p - მრუდი ინტერფერირებული ველის ამპლიტუდები, $g_p = \lambda R_p / d$, $k_p = \sqrt{k^2 - g_p^2}$ და $k_p' = \sqrt{k_1^2 - g_p^2}$ - გაბნეული ველის განივი და ვრცელი ცილური რიცხვებია თავისუფალ გარემოში და რიველური კვლი მრუდი, $k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$ და $k_2 = \omega \sqrt{\epsilon_2 \mu_2}$ - ცილური რიცხვები მრუდი და რიველური კვლი ცილინდრში, $I_{m1}(x)$ - მღსურის ფუნქციებია და Y_m - ცილინდრის მიტინი მიტინული მრცხი-რი ცილურის მუდამიონური არაკვლილი.

ცილინდრების მიერ გაბნეული ველი მუდამიონიდან ნარმოცვ-ნილი იქნას მუდამიონი სახით /11, 14/:

$$E_{zj} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m H_m^{(2)}(k_1 r_j) e^{im\varphi_j} \quad (3)$$

სადაც $H_m^{(2)}(x)$ - ვანკლის II ტიპის ფუნქციაა, ხოლო X_m - მუდამიონური არაკვლილი.

უპნიში არაკვლილი $X_m, Y_m, R_p, C_p, D_p, A_p^+$ და A_p^- , რომელიც განსაზღვრავს ველს $x \geq -l$ ნახევარსიბრევი, გამოითვლება სასაზღვრო პირობათა სისყვლიდან:

$$E_{z1} = E_{z2}, \quad \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_{z1}}{\partial x} = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_{z2}}{\partial x}, \quad \text{როცა } x=1 \quad (4_1)$$

$$E_{z2} = E_{z3}, \quad \frac{\partial E_{z2}}{\partial x} = \frac{\partial E_{z3}}{\partial x}, \quad \text{როცა } x=a \quad (4_2)$$

$$E_{z3} = E_{z4}, \quad \frac{\partial E_{z3}}{\partial x} = \frac{\partial E_{z4}}{\partial x}, \quad \text{როცა } x=-a \quad (4_3)$$



$$E_{z_4} = 0, \quad \text{როცა } \alpha = -1, \quad (4_p)$$

$$E_{z_3} = E_{z_5}, \quad \frac{1}{\omega \mu_1} \frac{\partial}{\partial z_3} E_{z_3} = \frac{1}{\omega \mu_1} \frac{\partial}{\partial z_5} E_{z_5}, \quad \text{როცა } \alpha = \alpha \cos \varphi, \\ y = y_0 + a \sin \varphi, \quad (4_2)$$

2. ამოცანის რიგგარეშეობის მახასიათებლები

სისხვემა (4) საშუალებას იძლევა გამოვსახოთ ამოცანის ყველა უცნობი კოორდინატები განხილული ვიწრო მუდმივპარამეტრი სპეცირის კოორდინატებში (X_{11}) და მივტოვოთ განსტლებათა სისხვემა ამ უკანასკნელის მიმართ.

მართლაც, (4a) და (4b) პირობებიდან მივტოვებთ:

$$R_P = \frac{1}{\rho_P} \left[t_P + (A_P^+ e^{-ih'_P l} - A_P^- e^{ih'_P l}) \frac{h'_P}{\mu_{11}} e^{ih'_P l} \right], \quad (5)$$

$$C_P = \frac{1}{2\rho_P} (e_P + A_P^- b_P + A_P^+ d_P) e^{ih'_P l} - A_P^+, \quad (6)$$

$$D_P = \frac{1}{2\rho_P} (e_P + A_P^- b_P + A_P^+ d_P) e^{-ih'_P l}, \quad (7)$$

სადა

$$t_P = 2\delta_{P0} e^{ikl} \left(\frac{\kappa_1}{\mu_{11}} \cos 2\kappa_1 l - ik \sin 2\kappa_1 l \right),$$

$$\rho_P = \frac{h'_P}{\mu_{11}} \cos 2h'_P l + ih_P \sin 2h'_P l,$$

$$e_P = 2\delta_{P0} \kappa e^{ikl},$$

$$b_P = \left(\frac{h'_P}{\mu_{11}} - h_P \right) e^{-ih'_P l},$$

$$d_P = \left(\frac{h'_P}{\mu_{11}} + h_P \right) e^{ih'_P l}.$$



(4b) և (4g) პირობებიდან გვაქვს:

$$H_p^{\pm} = \begin{cases} \frac{1}{\Omega \sqrt{D'^2 - p^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{\mp m} \chi_m e^{\pm i m \varphi_p}, & |p| < D', \\ \frac{1}{\Omega \sqrt{p^2 - D'^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi_m e^{\mp m \varphi_p'}, & p > D', \\ \frac{1}{\Omega \sqrt{p^2 - D'^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi_m (-1)^m e^{\pm m \varphi_p'}, & p < -D', \end{cases} \quad (8)$$

სადაც

$$D' = D \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}, \quad D = d/\lambda, \quad \epsilon_1 = \epsilon_1/\epsilon_0, \quad \mu_1 = \mu_1/\mu_0.$$

განსივლით (5)-(8) განსაპირობებენ კავშირს ამოცანის პიზრავტული და მუღტოპოლური აუფიციენტებს შორის.

3. ამოცანის მუღტოპოლური მახასიათებლები და

აღებურტი განსივლითა სისტემა

ნულური ($\nu = 0$) ცილინდრის გეპაპირზე (4) პირო-

ბის რეპარიზაციის მუღტოპო მივიღებთ ფუნქციონალური განსივლითა

სისტემას:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} [\chi_m F_m(\alpha_1, \varphi) - Y_m I_m(\alpha_2) e^{i m \varphi}] = f(\alpha_1, \varphi), \quad (9)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} [\chi_m F'_m(\alpha_1, \varphi) - \frac{\omega_1}{\omega_2} Y_m I_m(\alpha_2) e^{i m \varphi}] = f'(\alpha_1, \varphi),$$

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

სადაც

$$F_m(\alpha_1, \varphi) = H_m^{(2)}(\alpha_1) e^{i m \varphi} + \sum_{\Omega=-\infty}^{\infty} I_{\Omega}(\alpha_1) Z_{m-\Omega}(\beta_1) e^{i \Omega \varphi},$$

$$Z_{m-\Omega}(\beta_1) = 2 \cos(m-\Omega) \frac{\Omega}{2} \sum_{\nu=1}^{\infty} H_{m-\Omega}^{(2)}(\beta_1, \nu),$$



$$f(\alpha_1, \varphi) = - \sum_{\rho=-[D']}^{[D']} \left[C_\rho e^{i\alpha_1 \cos(\varphi - \varphi_\rho)} + D_\rho e^{-i\alpha_1 \cos(\varphi - \varphi_\rho)} \right] -$$

$$- \sum_{\rho=-\infty}^{-[D']-1} \left[C_\rho e^{-i\alpha_1 \sin(\varphi + i\varphi'_\rho)} + D_\rho e^{-i\alpha_1 \sin(\varphi - i\varphi'_\rho)} \right] -$$

$$- \sum_{\rho=[D']+1}^{\infty} \left[C_\rho e^{i\alpha_1 \sin(\varphi - i\varphi'_\rho)} + D_\rho e^{i\alpha_1 \sin(\varphi + i\varphi'_\rho)} \right],$$

$$\alpha_1 = \kappa_1 a, \quad \beta_1 = \kappa_1 b, \quad \omega_1 = \sqrt{\mu_1 / \epsilon_1}, \quad \omega_2 = \sqrt{\mu_2 / \epsilon_2},$$

$$\varphi'_\rho = \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\rho^2 - D_1^2}}{|\rho|}, \quad \varphi_\rho = \operatorname{arctg} \frac{\rho}{\sqrt{D_1^2 - \rho^2}}.$$

Եզանմանադրո (9) սոսեղան $e^{-in\varphi} d\varphi$ ճամոնսանելընա-
 թը Բա սղոտո ոնեղեղարի $[0, 2\pi]$ ժնըըըըը. ժըըըըը թոըըըըն
 ղսանըըը ըրըըը սըըըըըը ճամեղըընաթա սոսեղանս:

$$X_n H_n^{(2)}(\alpha_1) - Y_n I_n(\alpha_2) = I_n(\alpha_1) q_n - \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m I_m(\alpha_1) Z_{m-n}(\beta_1), \quad (10)$$

$$X_n H_n^{(1)}(\alpha_1) - \frac{\omega_1}{\omega_2} Y_n I_n'(\alpha_2) = -I_n'(\alpha_1) q_n - \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m I_m'(\alpha_1) Z_{m-n}(\beta_1),$$

($n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$)

Եսըը

$$q_n = \sum_{\rho=-[D']}^{[D']} (i^n e^{-in\varphi_\rho} C_\rho + i^{-n} e^{in\varphi_\rho} D_\rho) +$$

$$+ \sum_{\rho=[D']+1}^{\infty} (C_\rho e^{-n\varphi'_\rho} + D_\rho e^{-n\varphi'_\rho}) + (-1)^n \sum_{\rho=-\infty}^{-[D']} (C_\rho e^{-n\varphi'_\rho} + D_\rho e^{-n\varphi'_\rho}).$$

(10) սոսեղնըըըն սղոըըը թոըըըըն ղըըըըն X_n Բա Y_n
 ղըըըըըըըըն թոըըն:



Եսրայ
$$Y_n \zeta_n(\alpha_1, \alpha_2) X_n, \quad (11)$$

$$\zeta_n(\alpha_1, \alpha_2) = \frac{2i}{\pi \alpha_1 [I'_n(\alpha_1) I_n(\alpha_2) - I_n(\alpha_1) I'_n(\alpha_2)] \omega_1 / \omega_2}$$

ամանտան X_n խոստովոյենցեթի սլոնոսոյիլըն յիրոման:

$$X_{-n} = (-1)^n X_n. \quad (12)$$

(6)-(8) րա (11) ճորմըլընիս (10)-ի իսնմառ րա (12) յիրոման ճամոյընընդիտ թիտըլընիտ ամոսանիս արճըրըլը ճամոյընընթա տնցըման X_n խոստովոյենցեթիս ոմոմարո:

$$X_n = -\tau_n \alpha_n - \sum_{\substack{m=0 \\ m=n}}^{\infty} X_m Q_{mn}, \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (13)$$

Եսրայ

$$2i \sin\left(\frac{n\pi}{2} + k_1 l\right) e^{ikl}$$

$$\eta_n = \frac{\sqrt{\epsilon_{n1} / \mu_{n1}} \cos 2k_1 l + i \sin 2k_1 l}{I_n(\alpha_1)}$$

$$\alpha_n = \frac{H_n^{(2)}(\alpha_1) + I_n(\alpha_1) \left(Z_0(\beta_1) + \Delta_{mn} + (-\delta_{no}) (-1)^n [Z_{2n}(\beta_1) + \Delta_{-mn}] \right) \times \gamma \delta_n(\alpha_1, \alpha_2) I_n(\alpha_2)}{I_n(\alpha_1)}$$

$$Q_{nm} = \alpha_n \left(Z_{m-n}(\beta_1) + \Delta_{mn} + (-1)^m (-\delta_{mo}) [Z_{m+n}(\beta_1) + \Delta_{-mn}] \right),$$

$$\Delta_{mn} = \sum_{p=0}^{[D]} \gamma_{mn}^p + \sum_{p=[D]+1}^{\infty} \epsilon_{mn}^p,$$

$$\gamma_{mn}^p = -\frac{(2-\delta_{po})}{2\Omega_p \sqrt{D^2 - p^2}} \left\{ b_p \left[i^{m-n} e^{ih'_p l} \cos(m-n)\varphi_p - i^{m+n} e^{ih'_p l} \cos(m+n)\varphi_p \right] + d_p \left[i^{-(m+n)} e^{ih'_p l} \cos(m+n)\varphi_p - i^{-(m-n)} e^{ih'_p l} \cos(m-n)\varphi_p \right] \right\}$$



$$\times \cos(m-n)\varphi_p] + i^{-(m-n)} \cos(m-n)\varphi_p \},$$

$$\begin{aligned} \sigma_{mn}^P = & - \frac{i}{2i\varphi_p \sqrt{\rho^2 - D^2}} \{ b_p [(-1)^{m+n} a_p' e^{-m\varphi_p'} + a_p'' e^{m\varphi_p'}] + \\ & + d_p [(-1)^{m+n} a_p' e^{m\varphi_p'} + a_p'' e^{-m\varphi_p'}] - [(-1)^{m+n} e^{(m-n)\varphi_p'} + e^{(n-m)\varphi_p'}] \} \end{aligned}$$

$$a_p' = e^{n\varphi_p'} e^{-ik_p' l} - e^{-n\varphi_p'} e^{ik_p' l},$$

$$a_p'' = e^{-n\varphi_p'} e^{-ik_p' l} - e^{n\varphi_p'} e^{ik_p' l}.$$

Ձև-(13) սկսելուն հմտեցնելով միջոցաբար սահմանադրված ճշգրտության (5)-(8) տարածված ճիշտ հսկողական քանակագրական մասնակա-
 ղություն, մատչելի է յուրաքանչյուր հարցում միջնորդական սկզբ-
 միջանկյունի տարիս R_p աղյուցներում, որոնք մեծածախ-
 ջամի, աղյուցներ R_0 համարաբար ըստ ընդհանուր տարիս ժողովրդական
 հարմարության աղյուցներում:

4. հսկողական միջոցներ

Աղյուցները ժողովրդական սկզբում (13) մոտեցնելով հարցադրու-
 ժանակ հասնող $X_n = I_n(\alpha_1) \hat{X}_n$, նախ \hat{X}_n սխալ աղյուցներ-
 լուծում: Կարող է միջոցաբար սկզբում սպասողական հարցերու-
 միս ներկայացնել ըստ մեծածախական միս հմտեցնելով յուրաքանչյուր-
 ոս միջանկյունի /1/ հսկողական սեղանաձև շարահարմարության հարցը
 $(S = \lambda a/d, \epsilon_1 = \epsilon/\epsilon_0, \epsilon_2 = \epsilon_1/\epsilon_0, \mu = \mu_1/\mu_0, D = d/\lambda, \lambda l/d = 0,$
 սկզբում միս հարմարության սխալներում հարցում, որոնք մեծածախ
 միջանկյունի միջանկյունի միջանկյունիս $(S \leq 0,5)$ ըստ մեծածախ
 ղարի միջանկյունիս $(\epsilon_1 \leq 5,4)$ հարցում սկզբում
 միջանկյունի միս $D = 0,02 \div 1,98$ ըստ մեծածախ
 սխ $N = 3 \div 5$ հարցում հարց. S, D ըստ ϵ_1 շարահարմար-



մին ճիշդագույն ցուցանիշներով արդեն հասնում է 100-ից ավելի մասնիկների քանակությանը, որոնց հարմար է օգտագործել որպես օբյեկտի մոլեկուլային զանգվածի որոշման համար:

Նախ. 2-4-ից բարձր զանգվածով ունեցող մոլեկուլների արդյունքում առաջացող շեղումները $|R_0|$ և $\psi = \alpha \cdot g \cdot R_0$ բարձր զանգվածով ունեցող մոլեկուլների համար (D) ցուցանիշների օբյեկտի մոլեկուլային զանգվածով (E_H) մոլեկուլների քանակության (S) ընդհանուր է:

Բարձր զանգվածով ունեցող մոլեկուլների համար $D < 1$ ժամանակ, երբ ψ փոքր է, առաջացող շեղումները ($D < 1$) մոլեկուլների քանակության և շեղումների մոլեկուլային զանգվածի գծային կախում ունենում են: Այսինպես, $D > 1$ ժամանակ, երբ ψ փոքր է, առաջացող շեղումները ($D > 1$) բարձր զանգվածով ունեցող մոլեկուլների համար (E_H) և մոլեկուլների քանակության (S) կախում ունենում են: Այսինպես, երբ ψ փոքր է, առաջացող շեղումները ($D > 1$) բարձր զանգվածով ունեցող մոլեկուլների համար (E_H) և մոլեկուլների քանակության (S) կախում ունենում են: Այսինպես, երբ ψ փոքր է, առաջացող շեղումները ($D > 1$) բարձր զանգվածով ունեցող մոլեկուլների համար (E_H) և մոլեկուլների քանակության (S) կախում ունենում են:

Նախ. 2 և 3-ից օգտագործելով նախ. 2-ից 3-ից ստացված բանաձևերը, երբ ψ փոքր է, առաջացող շեղումները ($|R_0|$) մոլեկուլների համար (ψ) կախում ունենում են: Այսինպես, երբ ψ փոքր է, առաջացող շեղումները ($|R_0|$) մոլեկուլների համար (ψ) կախում ունենում են:

Նախ. 5 և 6-ից օգտագործելով բարձր զանգվածով ունեցող մոլեկուլների համար (E_H) և մոլեկուլների քանակության (S) կախում ունենում են: Այսինպես, երբ ψ փոքր է, առաջացող շեղումները (E_H) և մոլեկուլների քանակության (S) կախում ունենում են:



საქართველოს
ხალხთა რესპუბლიკის
ეროვნული ბიბლიოთეკა

ღერძო მთავრობის დახმარებით უფრო მეტი უნდა იცოდეთ, რომ
რეზონანსული მოწყობის დახმარებით უფრო მეტი უნდა იცოდეთ,
რეზონანსული მოწყობის დახმარებით უფრო მეტი უნდა იცოდეთ.

თბილისი 19.X.1991

რადიოინჟინერის კატეგორია

ლიტერატურა

1. В. П. Шестопапов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб. Дифракция волн на решетках. - Изд. Харьк. ун-та, 1973.
2. Л. Н. Дерягин. Докл. АН СССР, 93, № 106, с. 1003, 1953.
3. J.R. Wait. Appl. Scient. Res., b4, N6, p. 393, 1955.
4. А. Н. Сивов. Радиотехника и электроника, 6, № 1, с. 58, 1961
5. V. Twersky. TPE Trans. Anten. and Propag., AP 10, N6, p. 737, 1962.
6. Л. А. Вайнштейн. Электроника больших мощностей, вып. 2, с. 26, 1963.
7. Ф. Г. Богданов, Г. Ш. Кеванишвили, З. И. Сикмашвили, О. П. Цагареишвили. Труды Тбил. гос. ун-та, Физика, № 19(254), с. 94, 1985.
8. Ф. Г. Богданов, Р. Г. Кеванишвили, З. И. Сикмашвили. Труды Тбил. гос. ун-та, Физика, 275, с. 28, 1987.
9. В. П. Шестопапов, А. А. Кириленко, С. А. Масалов, Ю. К. Сиренко. Резонансное рассеяние волн; в 2-х т. Т. I. Дифракционные решетки. - Киев, Наукова думка, 1986.
10. В. Г. Ямпольский. Радиотехника и электроника, 3, № 12, с. 1516, 1958.
11. Г. З. Айзенберг, В. Г. Ямпольский. Пассивные ретрансляторы для радиорелейных линий. - М., Связь, 1973.



12. В.А.Каплун, В.Т.Кулиш. Изд.вузов, Радиофизика, 27, с.613, 1984. ЮБ.1136340
3034110133
13. Ф.Г.Богданов, Г.Ш.Кеванишвили, З.И.Сикмашвили. Изд.вузов, Радиофизика, 30, № 3, с.413, 1987.
14. Г.Ш.Кеванишвили, О.П.Цагареишвили. Радиофизика и электроника, 21, № 3, с.498, 1976.

Ф.Г.Богданов, М.Р.Мирианашвили, З.И.Сикмашвили, Н.Р.Хоменко

ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ РЕШЕТКИ ИЗ ЦИЛИНДРОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ
СЛОЕ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКОЙ

Резюме

Исследуется задача дифракции плоской электромагнитной волны на цилиндрических решетках, помещенной в диэлектрическом слое с металлическим экраном. Метод, использованный в работе, основан на адекватном перераспределении поля отрезанной волны по мультипольным и пространственным гармоникам.

В результате численного решения ключевой системы алгебраических уравнений получены графические зависимости дифракционных характеристик поля от разных параметров задачи. Проведен анализ графических данных.

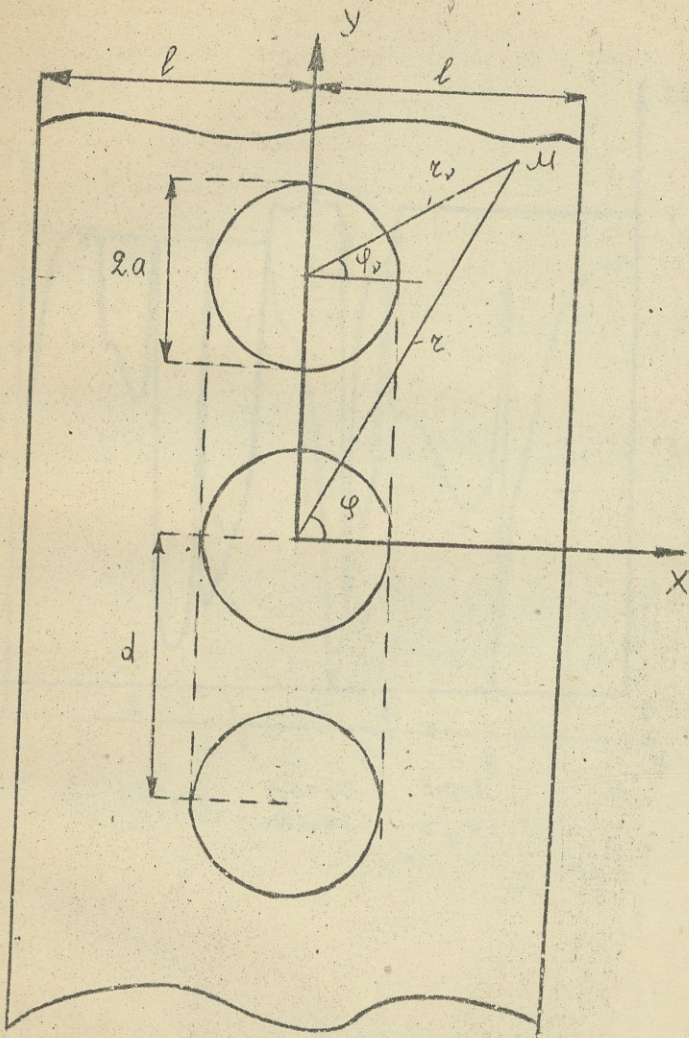
F. Bogdanov, M. Mirianashvili, Z. Sikmashvili, N. Khomenko

DIFFRACTION ARRAYS OF CYLINDERS IN A DIELECTRIC
LAYER WITH METALLIC BACKING

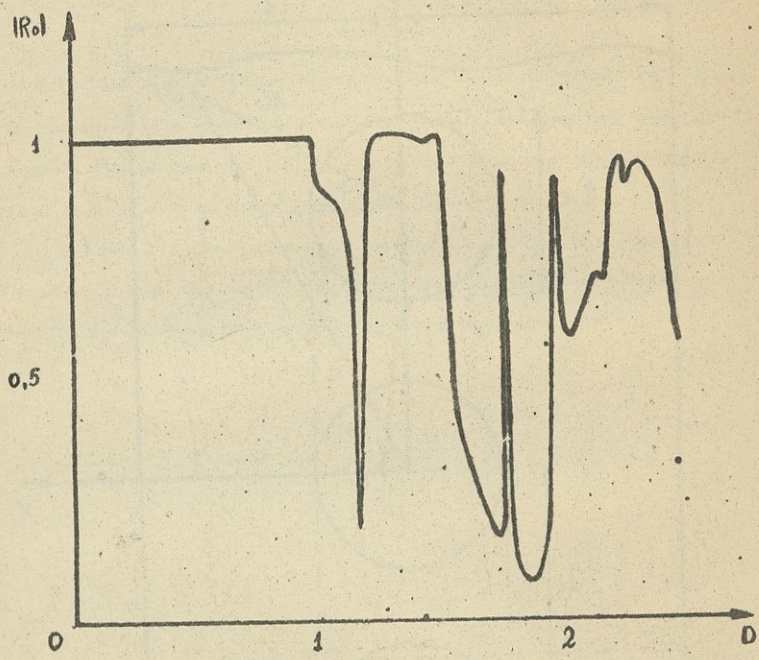
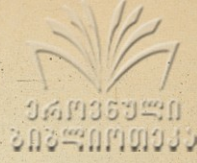
Summary

The problem of plane electromagnetic wave diffraction over arrays of cylinders in a dielectric layer with metallic backing has been investigated. The method used in the study was based on the reflected wave's field change over multifold and space harmonics.

Solution of a key system of algebraic equations has yielded graphic dependences of the fields' diffraction characteristics on different parameters of the problem. The graphic data are analysed.



ՅձԵ. 1

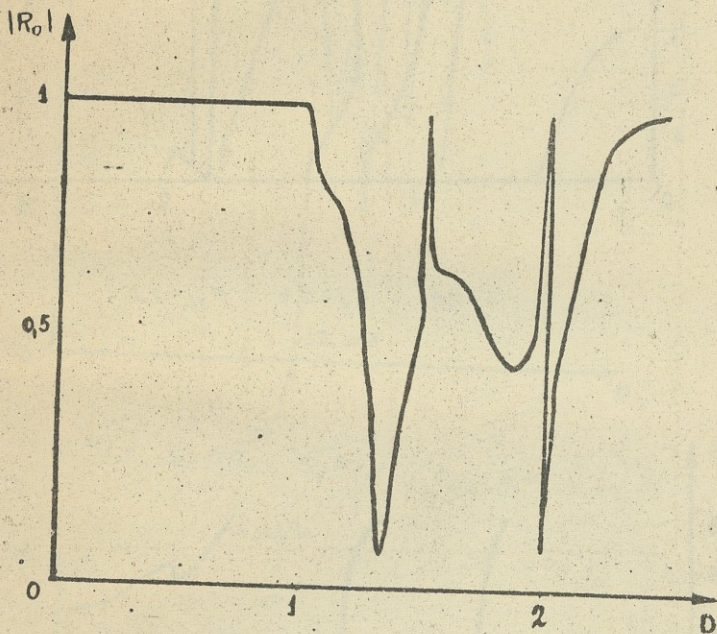


$$S = 0,5$$

$$E_v = 5,4$$

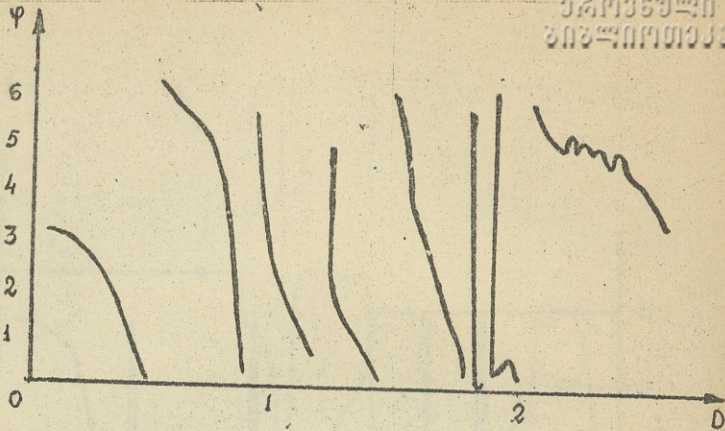
606.20

$$E_{gh} = 2,1$$



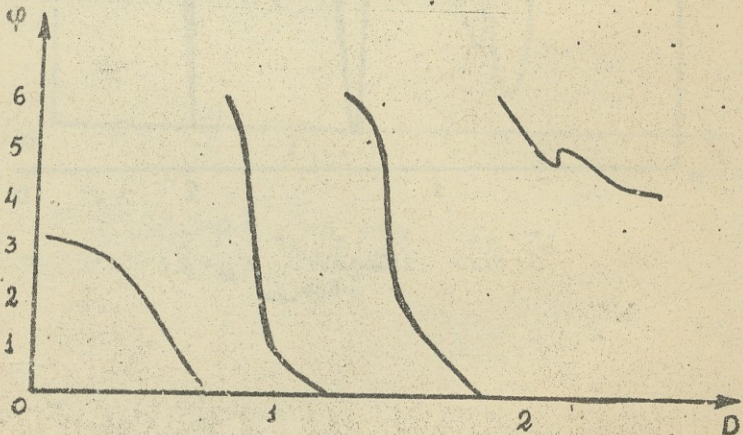
$$S = 0,25 \quad \epsilon_y = 5,4 \quad \epsilon_{zh} = 2,1$$

506.20



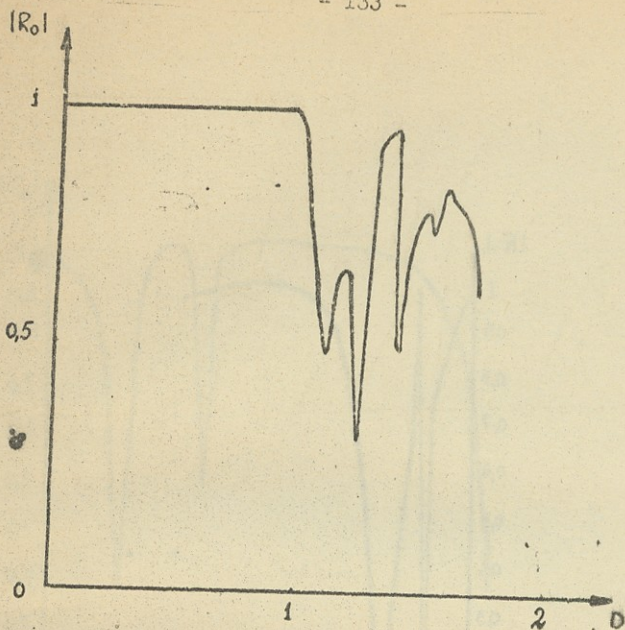
$S=0,5 \quad \epsilon_V=5,4 \quad \epsilon_{D1}=2,1$

506.28.



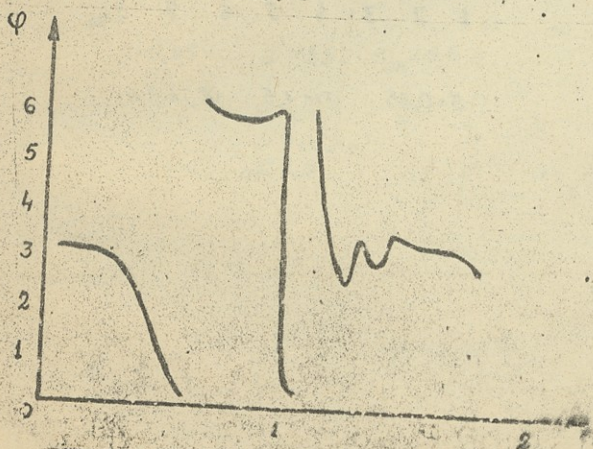
$S=0,25 \quad \epsilon_V=5,4 \quad \epsilon_{D1}=2,1$

506.28



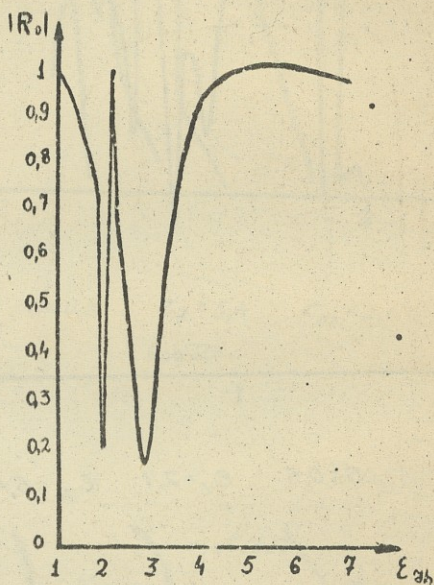
$S = 0,5$ $\epsilon_V = 2,1$ $\epsilon_{gh} = 5,4$ 6.37

6.06.30



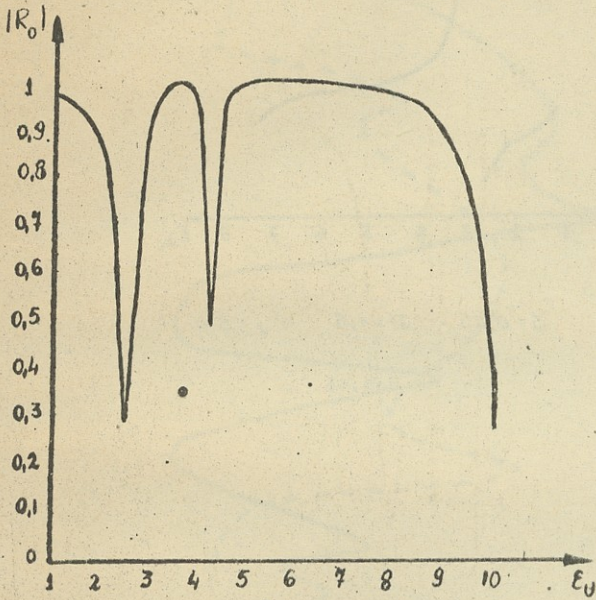
$S = 0,5$ $\epsilon_V = 2,1$ $\epsilon_{gh} = 5,4$

6.06.30



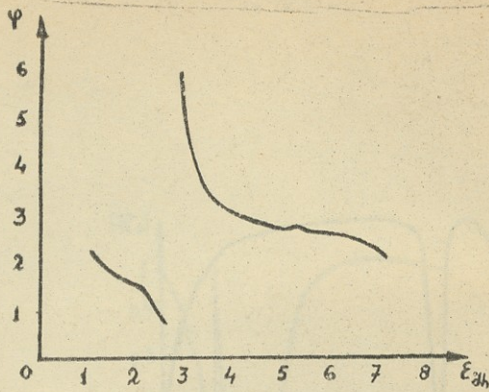
$$S = 0,25 \quad D = 1,5 \quad \epsilon_v = 5,4$$

ԵՕԵ.4Ե



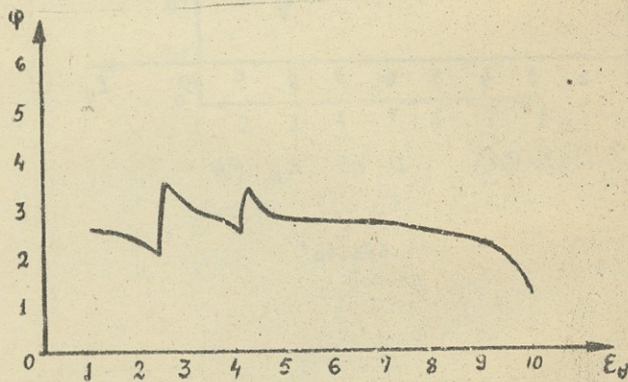
$$S=0,25 \quad D=1,5 \quad \epsilon_{\text{eff}}=5,4$$

ԵօՅ.4ժ'



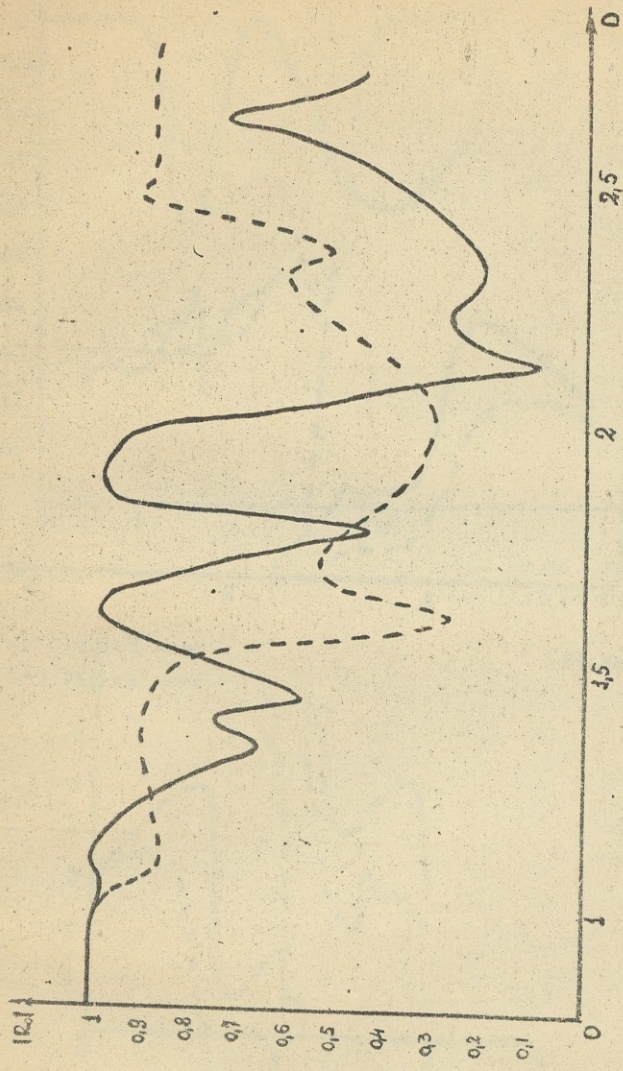
$$S=0,25 \quad D=1,5 \quad E_V=5,4$$

ԵօԵ.43

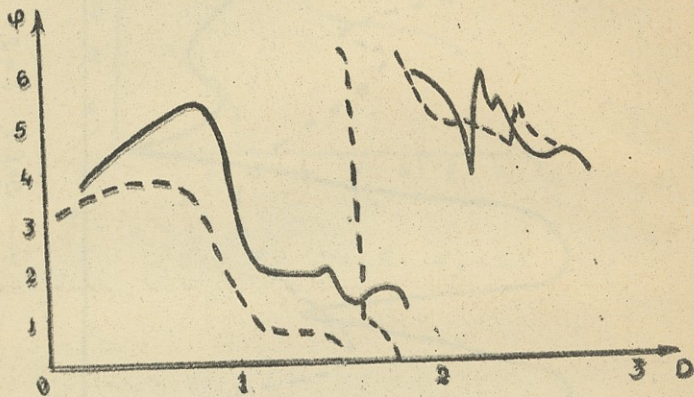


$$S=0,25 \quad D=1,5 \quad E_{dh}=5,4$$

ԵօԵ.43'



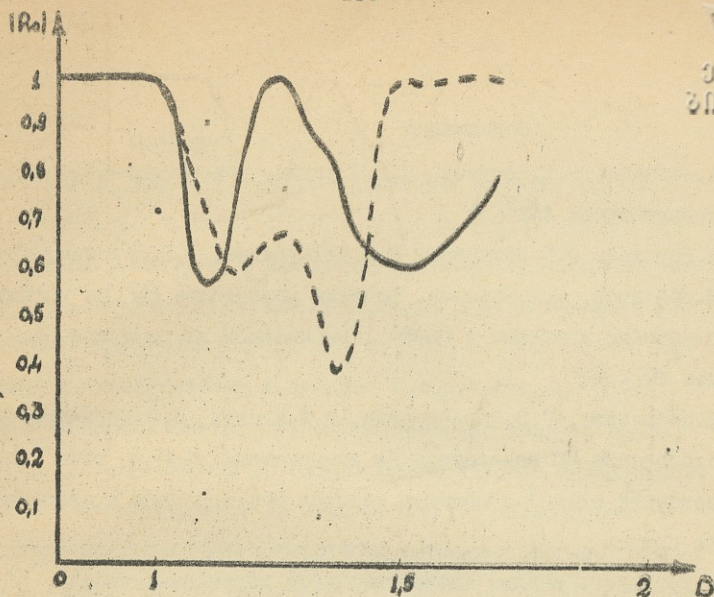
606,50



ՅՈՑ. 50

— $S=0,5 \quad E=2,1$

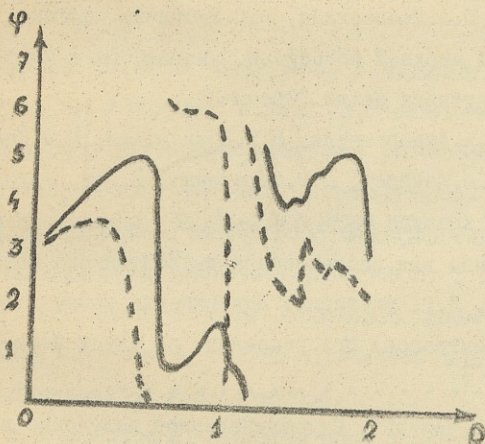
--- $S=0,25 \quad E=2,1$



Տօժ. 62

— $S=0,5$ $C=5,4$

- - - $S=0,25$ $C=5,4$



— $S=0,5$ $C=5,4$

- - - $S=0,25$ $C=5,4$

Տօժ. 63.



საქართველოს
 მეცნიერებათა
 აკადემია

Содержание

1. Т.А.Карчава, Ш.Е.Кекутия, Н.Д.Чаидзе. Поверхностные волны в сверхтекучем He^3 - f	5
2. П.Н.Брунков, С.Г.Конников, Р.М.Майсурадзе, В.Г.Никитин, М.М.Папенцев, М.М.Соболев. Влияние количества Bi на дефекты с глубокими уровнями в $GaAs$, выращенном из раствора-расплава $Ga-Bi$	16
3. М.Ш.Кобахидзе, Г.З.Магалашвили, И.Д.Жгенти, С.С.Маганашвили. Исследование RC генератора на транзисторы $n-p-n$ типа (инверсионная схема) с помощью методов Ван-Дер Поля и стационарного режима	37
4. Ю.В.Тевзадзе. Анализ множественности заряженных частиц, образованных в протон-нуклонных и протон-ядерных столкновениях на основе кварк-протонных представлений	39
5. Ю.И.Гальперин, Г.А.Джапаридзе, Н.В.Джорджио. Эффекты сильных землетрясений в верхней ионосфере, выявленные с помощью искусственного спутника земли "Ореол-3".	57
6. Л.Н.Бичкова, О.И.Даварашвили, М.И.Внукашвили, Н.П.Кекелидзе, Ю.А.Курицын, Г.И.Макаров, В.Р.Мироненко, И.Пак, А.П.Шотов. Применение ДГС лазеров $PbSe/PbSnSeTe$ в спектрометре высокого разрешения для исследования двухфотонного возбуждения.	73
7. З.С.Качишвили, Л.Г.Лукутария. Подвижность горячих носителей заряда (электронов) при рассеянии на акустических фоновых	93
8. Н.П.Фокина, Л.Т.Челидзе. Стимулированное излучение в спектре диполь-дипольного резервуара в случае сильных низкотемпературных сдвигов частоты магнитного резонанса.	102
9. С.Г.Богданов, М.Р.Марианашвили, З.И.Сикмашвили, Н.Р.Хоменко. Отражательные решетки из цилиндров в диэлектрическом слое с опаллицированной подложкой.	127



საკრებულო

1. თ. ჯარბაძე, შ. კუკუაშვილი, ნ. ჩხარტიანი. მუდამიწიერი ზღაპრები მუდამი
 $H^3 - \#$ - მინ. 15
2. პ. ბრეწველი, ს. კონინი, რ. მანუშვილი, ვ. ნიკოლოზი, მ. შავერდია, მ. სომხელი. ცარიზმი-ბრძოლის ხსენება-ნაპრემისაგან გამორძევილი $64 - \#$ -ის ღრმა გონივანი დეკორაციები 22
3. მ. კობახიძე, გ. მაღალიძველი, ი. შტეინი, ს. ნაკანაძე, $n-p-n$ თანხის გრანტი-გონივრული მიმდევარე RC გენერაციის (ინტერსული სტრუქტურა) გამოკვლევა ვან-დერ-პოლისა და სტატისტიკური რეგრესიის მიხედვით. 20
4. ი. ბეგიაძე. პრეზენტი-ბიბლიოგრაფიული და პრეზენტი-ბიბლიოგრაფიული დაჯილდოების დაბადების გამოხატვის მიზნით-პრეზენტი-ბიბლიოგრაფიული დაჯილდოების საფუძველი. 51
5. ი. ცაიშვილი, გ. ჯანაშიანი, ნ. ჯორჯიანი. დიდი ნიშნის-დრამატიკული ეფექტიანი მუდამიწიერი გამოკვლევილი ხელოვნური მანამდვილი "რევილი-3"-ის საფუძველი. 66
6. ი. ბიბლიოგრაფი, ი. პავლიანი, მ. გუგუშვილი, ნ. კვიციანი, ი. კვიციანი, გ. მაკაშვილი, ვ. ნიკოლოზი, ი. შავერი, ა. შიშინი. $PBS_e / PB_{3e}SeH$ ელს დატვირთვის გამოკვლევილი მაღალი გარეგანი უნარის-ბიბლიოგრაფიული NH_3 გონივრული ატმოსფერული გამოკვლევილი. 87
7. მ. ქაჩიანი, ი. კუკუაშვილი. მუდამიწიერი ცხელი მათემატიკა (ელექტრონიკის) დრამატიკული აკუსტიკური გონივრული გამოკვლევისას. 97
8. ნ. ბრეწველი, ი. შტეინი. სტატისტიკური გამოკვლევილი გონივრული-გონივრული რეგრესიის საფუძველი მაგნიტური რეგრესიის საფუძველი დიდი დაბადების-მუდამიწიერი მანამდვილი გამოკვლევისას. 114
9. გ. ბრეწველი, მ. ნიკოლოზი, გ. სიგიაშვილი, ნ. ხომეში, ა. მ. რევილი ცილინდრული მიმდევარე მიმდევარე ქვესაბადის მიხედვით გონივრული გონივრული. 117



1. T.A.Karchava, Sh.E.Kekutia, N.D.Chkhaidze. Surface waves in superfluid H^3-A	1
2. P.N.Brunkov, S.C.Konnikov, R.M.Maisuradze, B.G.Nikitin, M.N.Papentsev, M.M.Sobolev. Deep level defects in GaAs grown from a Ga-Bi solution-melt	22
3. M.Sh.Kobakhidze, G.Z.Maghalashvili, I.D.Zhghenti, S.S.Iaganashvili. Investigation of an PC generator on n-p-n type transistors (inverse scheme) by the methods of Van-De-Paul and stationary regime...38	
4. Yu.V.Tevzadze. Quark-parton-model analysis of the multiplicity of secondary charged particles produced in proton-nucleon and proton-nucleus collisions	5
5. Yu.I.Galperin, G.A.Japaridze, N.V.Jorjio. Strong earthquake effects in the upper ionosphere detected by "Oreol-3" satellite.	67
6. L.P.Bychkova, O.I.Davarashvili, M.I.Entkashvili, N.P.Kekelidze, U.A.Kuritsyn, G.N.Makarov, V.P.Mironenko, I.Pak, A.P.Shotov. Employment of DH PbSe/PbSnSeTe lasers in a high resolution spectrometer in the study of double-photon excitation of NH_3	87
7. Z.S.Kachlishvili, L.G.Kukutaria. Mobility of hot charge carriers (electrons) at scattering on acoustic phonons	90
8. N.P.Fokina, I.T.Cheidze. Stimulated radiation in a dipole-dipole reservoir spectrum in the case of large low-temperature frequency shifts of magnetic resonance.	115
9. I.G.Bogdanov, M.R.Mirianashvili, Z.I.Sikmashvili, N.R.Khomenko. Diffraction arrays of cylinders in a dielectric layer with metallic backing	120

გამომცემლობის რედაქტორი ე. აბუაჯვილი

ხელმოწერილია იასამნეყიან 16.11.92

საბჭოეტი ქართული 50X84

პირიბითი ნაბეჭდი ტაბასი 9

სააღწ-საგამომც. ტაბასი 5,99.

ფირმაში 320

შეკვეთის № 446

ფასი 10 მან.

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,

თბილისი, 361028, ი. ჯავახიშვილის პრინციპალი, 14.

თბილისის უნივერსიტეტის სტამბა, თბილისი,

361028, ი. ჯავახიშვილის პრინციპალი, 1.

409/1



საქართველოს
ხელნაწილების ეროვნული ბიბლიოთეკა