

ՀԱՄԱՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ  
ФИЗИКА

1985

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.  
Издается с 1966 г.

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵՐՏ

Ա. Ց. Ամառուներ, Վ. Մ. Հաբուրյանյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղազիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Ցու. Գ. Շանեղաբյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շաբաբյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սանահյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)



УДК 539.12:621.384.664

РАСЧЕТ РЕАКЦИИ ФОТОРОЖДЕНИЯ  $\pi^0$ -МЕЗОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПРОТОННОЙ МИШЕНИ В ДВАЖДЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

А. Л. ГОЛЕНДУХИН, А. П. КАЗАРЯН, Ж. В. МАНУКЯН, А. М. СИРУНЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 11 февраля 1984 г.)

Описана методика измерения поляризационных параметров  $\Sigma$ ,  $P$  и  $T$  и проведен расчет Монте-Карло дважды поляризационного эксперимента типа «пучок-мишень» по фоторождению  $\pi^0$ -мезонов в интервале энергий  $E_\gamma = 0,8 - 2,0$  ГэВ и углов  $\theta_{\pi^0}^* = 90 - 140^\circ$  в с.ц.м. На основе полученных результатов даны оценки выхода реакции  $\pi^0$ -фоторождения.

Интерес к исследованиям процессов одиночного фоторождения пионов на нуклонах в области энергий до 2 ГэВ вызван в основном тем, что в указанной области энергий существенный вклад в сечение реакций  $\gamma N \rightarrow \pi N$  дает механизм возбуждения нуклонных резонансов. Их изучение позволяет получить информацию о свойствах этих резонансов, и в первую очередь об электромагнитных константах связи  $\gamma NN^*$ , которые рассчитываются в рамках кварковой модели [1].

Отсутствие надежного теоретического описания явлений в области возбуждения нуклонных резонансов способствовало развитию феноменологического подхода, в связи с чем проведение систематических экспериментальных исследований имеет первостепенное значение. При этом наиболее информативны данные поляризационных экспериментов, которые более чувствительны к вкладам резонансов с малыми константами связей.

Для однозначного восстановления амплитуд процессов  $\gamma N \rightarrow \pi N$  без привлечения модельных представлений необходимо провести измерения определенного набора наблюдаемых величин, объединяемых понятием «полного опыта». Как известно [2], для этой цели требуется проведение девяти независимых опытов при всех энергиях и углах. К настоящему времени эта программа из-за экспериментальных трудностей далека от реализации, а недостаток экспериментальной информации компенсируется различными модельными предположениями (феноменологические анализы [3]).

На Ереванском синхротроне планируется проведение дважды поляризационных экспериментов типа «пучок-мишень» по фоторождению  $\pi^0$ -мезонов в энергетической области возбуждения нуклонных резонансов  $N^*$ . В настоящей работе рассмотрена возможность проведения измерений поляризационных параметров  $\Sigma$ ,  $T$ ,  $P$  в реакции  $\pi^0$ -фоторождения и выполнен расчет Монте-Карло эксперимента в интервале энергий  $E_\gamma = 0,8 -$

2,0 ГэВ для углов вылета  $\pi^0$ -мезона в с.ц.м.  $\theta_{\pi^0} = 90-140^\circ$ . В этих экспериментах будут использованы пучок линейно-поляризованных фотонов ЕРФИ [4] и поляризованная протонная мишень (ППМ) ХФТИ АН СССР [5].

### 1. Дважды поляризационный эксперимент

Если использовать линейно-поляризованные фотоны и протонную поляризованную мишень с вектором поляризации вдоль оси, перпендикулярной к плоскости реакции (ось  $Oy$ ), то дифференциальное сечение процесса одиночного фоторождения пионов на нуклоне запишется в виде [2]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 - P_T \Sigma \cos 2\Phi + P_y T - P_T P_y P \cos 2\Phi], \quad (1)$$

где  $d\sigma_0/d\Omega$  — дифференциальное сечение реакции с неполяризованными частицами,  $P_T$  — линейная поляризация  $\gamma$ -пучка,  $P_y$  — степень поляризации протонов мишени,  $\Phi$  — угол между вектором поляризации  $\gamma$ -пучка и плоскостью реакции.

Как известно [5], в качестве рабочего вещества ППМ используется водородсодержащее органическое соединение. В этой связи вклад в экспериментальные выходы будут давать также процессы фотообразования на нуклонах ядер, входящих в состав вещества мишени. Учитывая вклад фотоядерных реакций на связанных нуклонах мишени, экспериментально измеряемые выходы для различных комбинаций векторов поляризации пучка и мишени можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} N_{\perp}^{\uparrow} &= N_H [1 + P_T \Sigma + P_y T + P_T P_y P] + N_{\text{яд.}} [1 + \tilde{P}_T \Sigma_{\text{яд.}}], \\ N_{\perp}^{\downarrow} &= N_H [1 + P_T \Sigma - P_y T - P_T P_y P] + N_{\text{яд.}} [1 + \tilde{P}_T \Sigma_{\text{яд.}}], \\ N_{\parallel}^{\uparrow} &= N_H [1 - P_T \Sigma + P_y T - P_T P_y P] + N_{\text{яд.}} [1 - \tilde{P}_T \Sigma_{\text{яд.}}], \\ N_{\parallel}^{\downarrow} &= N_H [1 - P_T \Sigma - P_y T + P_T P_y P] + N_{\text{яд.}} [1 - \tilde{P}_T \Sigma_{\text{яд.}}], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $N_H$  и  $N_{\text{яд.}}$  соответствуют выходам с неполяризованными начальными частицами на свободных и связанных протонах мишени,  $P_T$  — поляризация фотонов, усредненная по энергетическому захвату экспериментальной установки,  $\tilde{P}_T$  — поляризация фотонов с учетом внутриядерного движения нуклонов,  $\Sigma_{\text{яд.}}$  — асимметрия сечения фотоядерных процессов на линейно-поляризованном пучке  $\gamma$ -квантов.

Из системы уравнений (2) видно, что в правых частях содержится шесть неизвестных  $N_H$ ,  $N_{\text{яд.}}$ ,  $\Sigma$ ,  $P$ ,  $T$  и  $\Sigma_{\text{яд.}}$ , а значит для извлечения поляризационных параметров необходимы два дополнительных измерения. Такие дополнительные измерения можно проводить на водородной мишени ( $N_{\perp}^H$  и  $N_{\parallel}^H$ ). Тогда, используя систему уравнений (2), нетрудно получить для наблюдаемых  $\Sigma$ ,  $T$  и  $P$  следующие соотношения:

$$\Sigma = \frac{1}{P_T} \frac{N_{\perp}^H - N_{\parallel}^H}{N_{\perp}^H + N_{\parallel}^H},$$

$$T = \frac{1}{P_y} \frac{(N_{\perp}^{\dagger} + N_{\parallel}^{\dagger}) - (N_{\perp}^{\downarrow} + N_{\parallel}^{\downarrow})}{2\eta(N_{\perp}^{\uparrow} + N_{\parallel}^{\uparrow})}, \quad (3)$$

$$P = \frac{1}{P_x P_y} \frac{(N_{\perp}^{\dagger} + N_{\parallel}^{\dagger}) - (N_{\perp}^{\downarrow} + N_{\parallel}^{\downarrow})}{2\eta(N_{\perp}^{\uparrow} + N_{\parallel}^{\uparrow})},$$

где  $\eta = n_{\text{раб. веш.}}^H / n_{H_2}^H$  — коэффициент, учитывающий различное содержание водорода в соответствующих мишенях. Таким образом, в одном эксперименте появляется возможность измерения трех поляризационных наблюдаемых  $\Sigma$ ,  $T$ ,  $P$ .

Для заданной кинематики предполагается измерения проводить в следующей последовательности. Вначале измерения будут проводиться на водородной мишени ( $N_{\perp}^H$  и  $N_{\parallel}^H$ ). Для этого аппендикс криостата ППМ будет заполняться жидким водородом. Далее будут выполнены измерения на рабочем веществе ППМ для различных комбинаций векторов поляризации фотонов и протонов ( $N_{\perp}^{\dagger}$ ,  $N_{\perp}^{\downarrow}$ ,  $N_{\parallel}^{\dagger}$ ,  $N_{\parallel}^{\downarrow}$ ). Для оценки вклада фоновых процессов с множественным рождением пионов от некогерентной части поляризованного спектра фотонов аналогичные измерения будут проводиться при «нарушенной» кинематике. Наконец, будут проведены фоновые измерения с пустым аппендиксом ППМ для двух направлений вектора поляризации фотонов.

Для определения характеристик магнитной системы ППМ нами были проведены численные расчеты на ЭВМ БЭСМ-6 с учетом конструктивов магнита по методике, изложенной в работе [6]. Результаты расчета топографии магнитного поля в радиальной и аксиальной плоскостях приведены на рис. 1. Они совпадают с аналогичными распределениями поля в работе [7].

## 2. Моделирование методом Монте-Карло дважды поляризационного эксперимента $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ и оценка ожидаемого выхода реакции

При проведении эксперимента с поляризованной мишенью важным становится определение поправок на установочные параметры экспериментальной аппаратуры для регистрации заряженных частиц. В планируемом эксперименте по фоторождению  $\pi^0$ -мезонов регистрация протонов будет осуществляться магнитным спектрометром [8] в совпадении с черенковским счетчиком полного поглощения [9] для регистрации распадного  $\gamma$ -кванта от  $\pi^0$ -мезона.

Расчеты проводились на основе созданной нами ранее программы Монте-Карло [10] с учетом специфики эксперимента. В схеме расчета учитывались размеры рабочего вещества мишени, топография магнитного поля ППМ, геометрия магнитного спектрометра с учетом апертур линз магнита и размеров детекторов, а также геометрия черенковского счетчика, его энергетическое разрешение. Ниже приводится алгоритм расчета. Первоначально рассчитывалась основная траектория протонов со средним кинематическим импульсом  $P_0$  через магнитный спектрометр [10]. При этом определялись поправки для установочных параметров спектрометра (угло-

вое отклонение  $\Delta\theta$  и смещение центра мишени в горизонтальной плоскости на величину  $R$ ).

Для каждого  $i$ -го события разыгрывались: 1) энергия налетающего фотона  $E_{\gamma_i}$ , 2) координаты точки  $(x_i, y_i, z_i)$  в мишени, 3) угол вылета протона  $\theta_p^i$  в с.ц.м., 4) азимутальный угол протона  $\varphi_p^i$  в с.ц.м. Далее рассчитывались импульс  $P_{pi}$  и углы вылета  $\theta_{pi}$  и  $\varphi_{pi}$  протона в лабораторной системе. На основе полученных значений  $P_p, \theta_p$  и  $\varphi_p$  рассчитывались компоненты импульса протона  $P_{xi}, P_{yi}, P_{zi}$  для его трассирования в магнитном поле ППМ (методика вычисления поля и трассирования в нем изложена в работе [6]). Затем рассчитывалась траектория протона в магнитном спектрометре. Для случаев, когда частица проходила через весь спектрометр, определялись импульс  $P_{\pi^0}$  и направление движения  $\theta_{\pi^0}$  и  $\varphi_{\pi^0} = \varphi_p$   $\pi^0$ -мезона. Так как среднее время жизни пиона мало ( $\sim 10^{-16}$  с), мы считали, что распад  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  происходит в разыгрываемой точке  $(x_i, y_i, z_i)$  мишени.

В нашей схеме расчета мы следили лишь за регистрацией одного  $\gamma$ -кванта, т. е. в случае, когда первый  $\gamma_1$ -квант не попадал в «окно» черенковского счетчика, расчет траектории второго  $\gamma_2$ -кванта не проводился и испытание не приводило к регистрации акта фоторождения. Это ограничение учитывалось в дальнейшем при определении эффективности установки введением поправочного множителя  $k = 2$ . Таким образом строилась траектория только для распадного  $\gamma_1$ -кванта. Для этого разыгрывался угол испускания одного фотона  $\theta_{\gamma}$  относительно направления  $\pi^0$ -мезона по закону

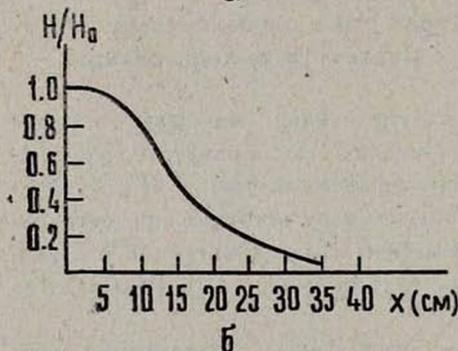
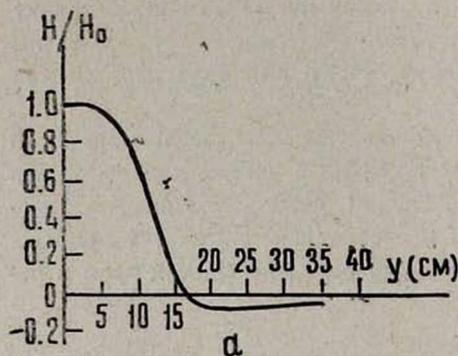


Рис. 1. Распределение магнитного поля ППМ, ХФТИ: а) в медианной плоскости; б) в аксиальной плоскости.

траектории второго  $\gamma_2$ -кванта не проводился и испытание не приводило к регистрации акта фоторождения. Это ограничение учитывалось в дальнейшем при определении эффективности установки введением поправочного множителя  $k = 2$ . Таким образом строилась траектория только для распадного  $\gamma_1$ -кванта. Для этого разыгрывался угол испускания одного фотона  $\theta_{\gamma}$  относительно направления  $\pi^0$ -мезона по закону

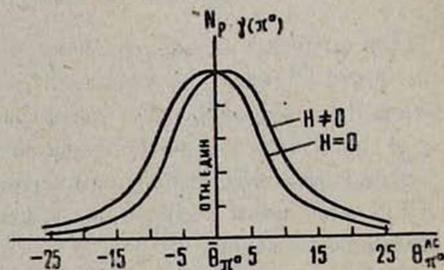


Рис. 2. Эффективность регистрации  $[\rho - \gamma (\pi^0)]$ -совпадений в зависимости от угла смещения черенковского счетчика  $\theta_{\pi^0}^{\text{с.ц.}}$  от среднего значения  $\bar{\theta}_{\pi^0}$ .

$$P(\theta_{\gamma}) = \frac{1 - \beta_{\pi}^2}{2\pi(1 - \beta_{\pi} \cos \theta_{\gamma})^2},$$

а также азимутальный угол  $\varphi_{\gamma}$  и проверялось попадание этого фотона в «окно» черенковского счетчика.

В случае попадания этого фотона  $\pi^0$ -мезон считался зарегистрированным и рассчитывались энергии испущенных фотонов  $E_{\gamma_1}$  и  $E_{\gamma_2}$ . Принимая во внимание разрешающую способность черенковского счетчика по энергии, по закону Гаусса разыгрывались значения энергий распадных фотонов  $E_{\gamma_1}$  и  $E_{\gamma_2}$  и рассчитывалась полная энергия  $\pi^0$ -мезона  $E_{\pi} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$ . Для всех полезных случаев ЭВМ строила гистограммы, которые служили для дальнейшей обработки данных.

При изучении реакции  $\pi^0$ -фоторождения вклад фоновых процессов с множественным образованием  $\gamma$ -квантов от некогерентной части калориметризованного спектра фотонов должен оцениваться экспериментально при «нарушенной» кинематике. С этой целью изменяется угол черенковского счетчика в обе стороны от первоначального угла  $\bar{\theta}_{\pi^0}$ , соответствующего двухчастичной кинематике. Для определения минимального изменения угла, при котором вклад одиночных  $\pi^0$ -мезонов незначителен, методом Монте-Карло рассчитывалась эффективность регистрации исследуемого процесса в зависимости от варьируемого угла  $\theta_{\pi^0}$ . На рис. 2 приводятся расчетные кривые эффективности регистрации в зависимости от угла черенковского счетчика при  $E_{\gamma} = 1,5$  ГэВ и  $\bar{\theta}_{\pi^0} = 130^\circ$  в с.д.м. для случаев с включенным ( $H \neq 0$ ) и выключенным ( $H = 0$ ) полем ППМ. Как видно, область регистрации одиночного  $\pi^0$ -мезона довольно широкая, поскольку регистрируется один распадный  $\gamma$ -квант в совпадении с протоном отдачи. В случае с включенным полем ППМ область регистрации  $[\rho - \gamma (\pi^0)]$ -совпадений расширяется. Вклад фоновых процессов будет определяться при сравнении данных расчета Монте-Карло с экспериментальной  $\theta_{\pi^0}(\gamma)$ -зависимостью.

Как было показано в работе [6], для устранения влияния магнитного поля ППМ спектрометр необходимо установить под углом  $\Theta_1 = \Theta_0 + \Delta\Theta$  и сместить центр мишени на величину  $R(x_0, y_0)$  в горизонтальной плоскости.

Поправочные величины  $\Delta\Theta$  и  $R$  были рассчитаны в случае ППМ ХФТИ АН УССР. Результаты расчета для угла отклонения  $\Delta\Theta$  и смещения мишени  $R$  в зависимости от импульса частицы приведены соответственно на рис. 3 и 4. Они хорошо согласуются в перекрываемой области импульсов с аналогичными расчетами работы [6].

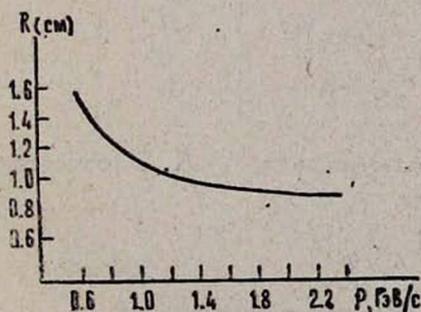


Рис. 3. Линейное смещение центра мишени в горизонтальной плоскости.

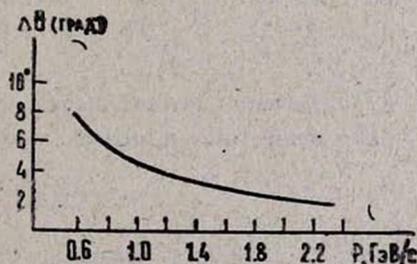


Рис. 4. Угловое смещение частицы в мишени в магнитном поле ППМ ХФТИ.

Используя данные расчетов Монте-Карло, а также известные значения дифференциальных сечений исследуемого процесса, можно оценить

ожидаемое число событий в случае неполяризованных первичных частиц. Напишем выражение, связывающее выход исследуемой реакции с дифференциальным сечением, в виде интеграла

$$C = f \int_{E_{\gamma}, \theta_{\pi}^*} \left( \frac{dn}{dE_{\gamma}} \right) N_p \frac{d\Omega^*}{d\Omega^*} (E_{\gamma}, \theta_{\pi}^*) W(E_{\gamma}, \theta_{\pi}^*) d\Omega^* dE_{\gamma}, \quad (4)$$

где  $(dn/dE_{\gamma}) dE_{\gamma}$  — число падающих фотонов в интервале  $E_{\gamma}, E_{\gamma} + dE_{\gamma}$ ,  $N_p$  — число протонов, приходящееся на  $1 \text{ см}^2$  мишени,  $d\Omega^*/d\Omega^*$  — дифференциальное сечение процесса,  $W(E_{\gamma}, \theta_{\pi}^*)$  — вероятность регистрации,  $f$  — общий поправочный коэффициент.

Поскольку интегрирование в (4) ведется в малой области изменения переменных  $E_{\gamma}$  и  $\theta_{\pi}^*$  (аксептансы экспериментальной установки), то можно из-под интеграла вынести слабо меняющиеся величины, взяв их при средних значениях  $\bar{E}_{\gamma}$  и  $\bar{\theta}_{\pi}^*$ . Тогда для выхода исследуемого процесса будем иметь

$$C = f N_p N_{\gamma} \frac{d\Omega^*}{d\Omega^*} J, \quad (5)$$

где  $J = \int W(E_{\gamma}, \theta_{\pi}^*) d\Omega^* dE_{\gamma}$ .

Значение интеграла  $J$ , задающего величину эффективности регистрации, определяется из расчетов эксперимента методом Монте-Карло. С помощью (5) были рассчитаны выходы планируемого эксперимента в исследуемой области энергий и углов для интенсивности пучка фотонов  $\sim 10^9 \text{ эф. кв./с.}$  Полученные результаты приведены в таблице в единицах (соб./час). Как видно, ожидаемое число событий достаточно приемлемо для выполнения на ускорителе экспериментальных измерений.

Таблица

$E_{\gamma} \backslash \theta_{\pi}^*$	90°	100°	110°	120°	130°	140°
0,9	40	41	42	61	78	104
1,05	31	39	40	56	74	90
1,2	30	36	39	63	72	73
1,35	29	35	41	42	57	72
1,5	35	42	52	73	70	89
1,65	31	42	60	105	51	94

В заключение авторы выражают благодарность Г. А. Вартапетяну за постоянное внимание и интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Copley L. A., Karl G., Obyrk E. Nucl. Phys., B13, 303 (1969).
2. Barker I. S., Donnachie A., Storrow J. K. Preprint DL/P232, 1975.
3. Moorhouse R. G., Oberlack H., Rosenfeld A. H. Phys. Rev., D9, 1 (1974).  
Barbour J. M., Crawford R. L., Parsons N. H. Nucl. Phys., B141, 253 (1978).  
Metcalf W. J., Wolker R. L. Nucl. Phys., B76, 253 (1974).

4. *Abrahamian L. O. et al. Phys. Lett., 48B, 463 (1974).*
5. Держач А. Я. и др. Препринт ХФТИ 78—47, 1978.
6. Казарян А. П. и др. Препринт ЕФИ—491 (34)—81, 1981.
7. Телезин Ю. Н. и др. Препринт ХФТИ—80—24, 1980.
8. *Abrahamian L. O. et al. Phys. Lett., 38B, 544 (1972).*
9. Абрамян Л. О. и др. ЯФ, 18, 817 (1973).
10. Вартапетян Г. А. и др. Препринт ЕФИ—576 (63)—82, 1982.

ԲԵՎԵՌՆԱԿՎԱՆ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԹԻՐԱԿԻ ՎՐԱ  $\pi^0$ -ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՍԵՆՄԱՆ  
ՌԵԱԿՑԻԱՅԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ ԿՐԿՆԱԿԻ ԲԵՎԵՌՆԱԿՎԱՆ ԳԻՏԱՓՈՐՁՈՒՄ

Ա. Լ. ԳՈԼԵՆԴՈՒԿԻՆ, Հ. Պ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ժ. Վ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ա. Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ

Աշխատանքում նկարագրված է  $\Sigma$ ,  $P$  և  $T$  բևեռացման պարամետրերի չափման մեթոդը, բերված է գիտափորձի Մոնտե-Կարլո հաշվարկը էներգիայի  $E_{\gamma} = 0,8-2,0$  ԳԷՎ և անկյան  $\theta_{\pi^0} = 90^{\circ}-140^{\circ}$  տիրույթում մասսաների կենտրոնի սխեմայում: Ստացված արդյունքների հիման վրա արված են  $\pi^0$  ֆոտոսեռման ռեակցիայի էլեկտրի արժեքները:

CALCULATION OF  $\pi^0$ -MESONS PHOTOPRODUCTION REACTION  
ON POLARIZED PROTON TARGET IN THE DOUBLE  
POLARIZATION EXPERIMENT

A. L. GOLENDUKHIN, A. P. KAZARYAN, Zh. V. MANUKYAN,  
A. M. SIRUNYAN

The technique for the measurement of polarization parameters  $\Sigma$ ,  $P$  and  $T$  is described and Monte—Carlo simulation of the "beam—target" type double polarization experiment on  $\pi^0$ -mesons photoproduction is carried out for energies  $E_{\gamma} = 0.8 - 2.0$  GeV and C. M. S. angles  $\theta_{\pi^0} = 90-140^{\circ}$ . On the basis of obtained results the yields of  $\pi^0$ -photoproduction reaction were estimated.

УДК 538.56:539.12

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ СЛОЙ ВЕЩЕСТВА РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНЫ И ЭФФЕКТ ПЛОТНОСТИ ФЕРМИ

М. А. АГИНЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 9 июля 1984 г.)

На основе строгих теоретических выражений численно рассчитаны полные потери энергии заряженной частицы при ее прохождении через слой вещества, находящийся в вакууме, в зависимости от толщины слоя и лоренц-фактора  $\gamma$  частицы. Вычислена также та часть потерь, которая поглощается в этом слое. Результаты расчета показывают, что в тонких слоях, как было показано ранее, полные потери (как и поглощенная в слое часть) логарифмически растут с увеличением  $\gamma$ . В толстых слоях такой же рост имеет место при больших значениях  $\gamma$ , но за счет образования переходного излучения.

### 1. Введение

Проблема полных потерь энергии  $W_{\text{полн}}$  заряженной частицей, равномерно и прямолинейно проходящей через плоско-параллельный слой вещества, имеющий толщину  $a$ , неоднократно обсуждалась в литературе [1—7]. Основной результат, полученный еще в работе [1], заключается в том, что в случае «тонкого» слоя в энергетических потерях отсутствует эффект плотности Ферми и потери логарифмически растут с увеличением лоренц-фактора  $\gamma$  частицы. Однако по поводу количественной стороны задачи, в частности, вопроса о критерии «тонкости» слоя или о критическом значении  $\gamma_{\text{кр}}$ , выше которого начинается логарифмический рост потерь, имелись различные утверждения.

Поскольку точно аналитически решить задачу не удастся и указанные утверждения основаны на разного рода приближениях (в работе [7] задача решалась точно методом Ландау [8], но с использованием преобразования Хэвисайда, эквивалентного усреднению по слоям со специально подобранной функцией распределения толщин), для окончательного выяснения вопроса имеет смысл провести непосредственный численный расчет потерь, как полных, так и поглощенных в слое (определения этих величин будут даны в разделах 2 и 5). При таком наглядном способе расчета одновременно вычисляется также частотное распределение потерь, которое ускользает при решении задачи методом Ландау.

Правда, при численном расчете необходимо конкретизировать частотную зависимость диэлектрической проницаемости, и вычисленное частотное распределение потерь, безусловно, в значительной мере определяется

выбранной моделью. Что же касается интегральных потерь, то здесь нет никаких оснований ожидать, что качественные черты их поведения, полученные прямым расчетом, не являются общими, не зависящими от конкретной модели.

## 2. Исходные формулы

Полная энергия  $W_{\text{полн}}$ , теряемая частицей при ее прохождении через слой вещества, равна работе, производимой полным полем задачи над частицей на всем пути ее движения, и имеет вид (для простоты будем рассматривать случай, когда слой вещества находится в вакууме).

$$W_{\text{полн}} = -e \int_0^a E_{\text{зар}, z}(r, t) dz - e \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{изл}, z}(r, t) dz$$

$$(r = [0, 0, z], t = z/v), \quad (1)$$

где  $E_{\text{зар}, z}(r, t)$  и  $E_{\text{изл}, z}(r, t)$  — продольные составляющие соответственно поля заряда в веществе и поля излучения в веществе или в вакууме (см., например, [9], пп. 8.1, 1.3, 2.1). В формуле (1) работа поля взята со знаком минус, чтобы величина  $W_{\text{полн}}$  получилась положительной.

Первый член формулы (1) соответствует «ионизационным потерям» (включая потери на излучение Вавилова—Черенкова) на длине пути  $a$  без учета влияния границ (см. [8], §§ 113, 114), а второй член описывает влияние границ на энергетические потери (в частности, он включает в себя потери на переходное излучение, которое частично выходит из рассматриваемого слоя и частично поглощается в нем).

После преобразования Фурье полей и интегрирования по  $z$  получаем

$$W_{\text{полн}} = \int_0^{\infty} \frac{dW_{\text{полн}}}{d\omega} d\omega, \quad (2)$$

где частотное распределение полных потерь  $dW_{\text{полн}}/d\omega$ , в свою очередь, представляет собой интеграл по поперечному импульсу  $\kappa$ :

$$\frac{dW_{\text{полн}}}{d\omega} = \frac{2ae^2}{\pi} \operatorname{Re} i \int_0^{\kappa_0} \frac{(1-\epsilon\beta^2)\kappa d\kappa}{\epsilon\omega(\kappa^2 v^2/\omega^2 + 1 - \epsilon\beta^2)} + \int_0^{\infty} f(\omega, \kappa; a) d\kappa. \quad (3)$$

Здесь первый член соответствует работе поля заряда в веществе, т. е. первому члену формулы (1) (см., например, (114.9) в [8]). Интегрирование проводится до значения  $\kappa_0$ , определяемого пределом применимости классической электродинамики. Для больших значений переданного импульса  $\kappa > \kappa_0$  необходимо «сшить» этот результат с соответствующей формулой квантовой теории. Такую «сшивку» можно сделать благодаря тому, что, как указано в [8] (§ 113), области применимости обеих формул перекрываются.

Заметим, что если

$$\frac{\kappa_0^2 v^2}{\omega_A^2} \gg |1 - \epsilon\beta^2| \quad (4)$$

( $\omega_A$  — некоторая частота порядка атомных, вносящих основной вклад в интеграл по  $\omega$  рассматриваемого первого члена) и если дополнить область интегрирования по  $x$  до  $x_1 > x_0$ , то получится результат, совпадающий с результатом «сшивки». Действительно, в этом случае дополнительная часть

$$\begin{aligned} & \frac{2ae^2}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \operatorname{Re} i \int_{x_0}^{x_1} \frac{(1 - \varepsilon\beta^2) x dx}{\varepsilon\omega (x^2 v^2 / \omega^2 + 1 - \varepsilon\beta^2)} \approx \\ & \approx - \frac{2ae^2}{\pi v^2} \int_0^{\infty} \omega d\omega \operatorname{Im} \left( \frac{1}{\varepsilon} \right) \int_{x_0}^{x_1} \frac{dx}{x} = \frac{ae^2 \omega_0^2}{v^2} \ln \frac{x_1}{x_0} \end{aligned}$$

дает такой же вклад, что и «сшивки». Поэтому в настоящей работе интеграл по  $x$  в первом члене формулы (3) будем вычислять до  $x_1$  и не будем проводить отдельную «сшивку» с формулой квантовой теории.

Во втором члене формулы (3), определяющем работу поля излучения, интеграл по  $x$  на верхнем пределе сходится и, кроме того, квантовая поправка к излучению весьма мала (см., например, [9], § 11), поэтому это интегрирование можно провести до бесконечности.

Из (3) видно, что работа поля заряда в веществе (первый член) заметно отлична от нуля только при тех частотах, при которых диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  имеет не исчезающую мнимую часть, т. е. в основном в полосах поглощения (см. [8], с. 542), в то время как работа поля излучения (второй член), вообще говоря, может быть отличной от нуля и при отсутствии поглощения.

### 3. Диэлектрическая проницаемость

Для вычисления  $W_{\text{полн}}$  необходимо задаться комплексной диэлектрической проницаемостью как функцией от частоты:  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$ . При этом действительная и мнимая части, естественно, должны удовлетворять принципу причинности, т. е. соотношению Крамерса—Кронинга. В качестве модельной зависимости  $\varepsilon(\omega)$  воспользуемся формулой типа Друде—Лоренца (см., например, [10])

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \omega_0^2 \sum_{n=1,2,\dots} \frac{f_n}{\omega_n^2 - \omega^2 - i\omega\nu_n}, \quad (5)$$

где  $f_n$  — «силы осцилляторов», удовлетворяющие правилу сумм

$$\sum_{n=1,2,\dots} f_n = 1,$$

$\omega_n$  и  $\nu_n$  — собственная частота и частота релаксации  $n$ -го «осциллятора»,  $\omega_0$  — плазменная (ленгмюровская) частота вещества.

В настоящей работе расчет проводится в случае легкого вещества типа углерода, для которого значения параметров формулы (5) приведены в таблице ( $\hbar\omega_0 = 30$  эВ). Впрочем, полные потери весьма нечувствительны к выбору  $\nu_n$ . При изменении  $\nu_n$  в несколько раз полные потери практически остаются неизменными.

**Таблица**  
Значения собственных частот  $\omega_n$ , частот релаксации  $\nu_n$  и „сила осцилляторов“  $f_n$  в используемой модели

$n$	$\omega_n/\omega_0$	$\nu_n/\omega_0$	$f_n$
1	0,579	0,09	1/3
2	1,815	0,24	1/3
3	10,19	1,5	1/3

В принятой модели диэлектрическая проницаемость  $\epsilon(\omega)$  существенно отличается от единицы в окрестности первой собственной частоты  $\omega_1$ , где  $|\epsilon'(\omega_1) - 1|$  достигает значения  $\sim 3$ , а  $\epsilon''(\omega_1) \approx 6$  (рис. 1).

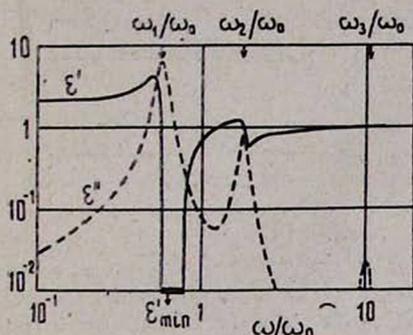


Рис. 1. Зависимость действительной и мнимой частей  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  диэлектрической проницаемости вещества слоя от отношения частоты  $\omega$  к плазменной частоте  $\omega_0$  в принятой модели. Величина  $\epsilon'$  в области, выделенной на оси абсцисс, имеет отрицательные значения и достигает минимума  $\epsilon'_{min} \approx -2,87$  при  $\omega/\omega_0 \approx 0,617$ .

#### 4. Частотное распределение потерь

Частотное распределение полных потерь, получаемое после интегрирования в (3) по  $\kappa$ , представлено на рис. 2. В качестве  $\kappa_1$  взято значение  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1}$ , что соответствует максимальной переданной энергии  $E_1 \approx \approx 400 \text{ кэВ}$ . Хорошо видно, что при всех толщинах  $a$  и значениях лоренц-фактора  $\gamma$  частотное распределение потерь имеет заметные максимумы в окрестностях собственных частот  $\omega_n$ . Высота этих максимумов в случае малой толщины ( $a\omega_0/c = 1$ ) растет с увеличением  $\gamma$ , а в случае большой толщины ( $a\omega_0/c = 100$ ) остается практически неизменной. С другой стороны, в случае достаточно большой толщины ( $a\omega_0/c = 100$ ) и достаточно большого значения  $\gamma$  ( $10^3, 10^4$ ) потери при частотах, значительно больших собственных ( $\omega > 20\omega_0$ ), растут.

Указанные высокочастотные потери, очевидно, обусловлены переходным излучением в этой области частот, интенсивность которого становится заметной, когда толщина слоя вещества порядка соответствующей зоны формирования ( $\sim 100 c/\omega_0$  при  $\gamma > 10^2$ ) или больше.

#### 5. Зависимость потерь от лоренц-фактора частицы и толщины слоя

После интегрирования величины  $dW_{\text{полн}}/d\omega$  по частоте  $\omega$  мы получаем  $W_{\text{полн}}$  в зависимости от толщины слоя  $a$  и лоренц-фактора  $\gamma$  частицы (рис. 3а). Из рисунка следует, что при  $a \lesssim c/\omega_0$  и  $\gamma \gg 1$  результат

расчета по точной формуле (1) практически не отличается от результата, полученного в теории [1, 6] (см. также [9], § 8), в которой в формуле (1) производится разложение по толщине пластины  $a$  и сохраняется только линейный член (см. верхнюю кривую рис. 3а, отмеченную стрелкой). Эти потери при  $a\omega_0/c \ll 0,1$ , почти свободные от переходного (и черенковского) излучения (ср. рис. 3а, б), дают чисто «ионизационные потери».

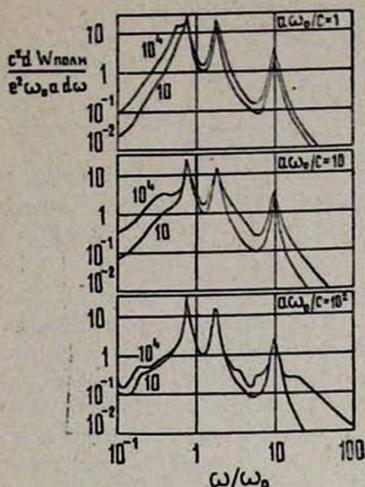


Рис. 2. Частотные распределения полных энергетических потерь на единицу длины пути в веществе  $dW_{\text{полн}}/ad\omega$  (в единицах  $e^2\omega_0/c^2$ ) при разных толщинах слоя  $a$  (в единицах  $c/\omega_0$ ). Цифры у кривых обозначают  $\gamma$ .

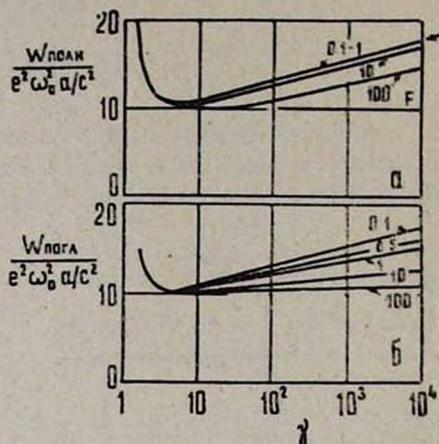


Рис. 3. Зависимости полных (а) и поглощенных в слое (б) энергетических потерь на единицу длины пути в веществе от лоренц-фактора  $\gamma$  частицы. Цифры у кривых обозначают  $a\omega_0/c$ . Прямая  $F$  соответствует плато Ферми.

Приведенный выше расчет указывает на то, что в этом случае эффект плотности Ферми в потерях на ионизацию отсутствует, т. е. поле заряда не успевает экранироваться поляризацией среды [1]. Однако при больших толщинах, как справедливо отмечено в [7], недостаточно ограничиться первым членом разложения. Тем не менее, полные потери на единицу длины при достаточно больших  $\gamma$  (приблизительно при  $\gamma \gg a\omega_0/c$ ) логарифмически растут с увеличением  $\gamma$  благодаря образованию уже переходного излучения больших частот (рис. 2) [7]\*. Например, при  $a = 100 c/\omega_0$  и  $\gamma = 10^4$  полные потери на единицу пути превышают (из-за логарифмического роста) плато Ферми (прямая  $F$  на рис. 3а) почти на 45%, но остаются меньше аналогичной величины при  $a\omega_0/c < 0,1-10$ .

\* Чечиным [7] получена формула ( $A_1$ ) для  $W_{\text{полн}}$  в случае  $\gamma \gg a\omega_0/c \gg 1$  (в обозначениях настоящей работы):

$$W_{\text{полн}} = \frac{e^2 a \omega_0^2}{2 c^2} \left[ \ln \left( \frac{2 \gamma c}{a \omega_0} \right)^2 + 1 - 2 C \right] + W_{\text{ион}},$$

где  $C = 0,5772 \dots$ ,  $W_{\text{ион}}$  соответствует первому слагаемому в формуле (1). Сравнение результатов наших численных расчетов (рис. 3а) с приведенной формулой показало хорошее согласие.

В ряде случаев экспериментально измеряется энергия  $W_{\text{погл}}$  поглощенная в веществе при прохождении частицы через слой вещества. Эту часть энергетических потерь можно получить, если из  $W_{\text{полн}}$  вычесть энергию излучения, вышедшего из слоя (см., например, [9], п. 2.1) и представляющего собой совокупность черенковского и переходного излучений. Энергия вышедшего из слоя излучения логарифмически зависит от  $\gamma$  (при  $\gamma \gg 1$ ), поэтому поглощенная часть  $W_{\text{погл}}$  энергетических потерь хотя и логарифмически растет с увеличением  $\gamma$ , но заметно медленнее (рис. 3б).

Результаты, приведенные на рис. 3, можно также представить в виде кривых зависимостей потерь от толщины слоя  $a$  при различных фиксированных значениях  $\gamma$ . При «больших» толщинах ( $a \gg c/\omega_0$ ) полные потери на единицу толщины ( $W_{\text{полн}}/a$ ) не зависят от  $\gamma$  и имеют значение, соответствующее плато Ферми, в то время как при «малых» толщинах ( $a < c/\omega_0$ ) эффект плотности Ферми в полных потерях отсутствует и величина  $W_{\text{полн}}/a$  логарифмически растет с  $\gamma$  [1], оставаясь практически не зависящей от  $a$ . Что касается «промежуточных» толщин, когда  $c/\omega_0 < a \ll c\gamma/\omega_0$  (при  $\gamma \gg 1$  этот интервал значений  $a$  может быть весьма значительным), то  $W_{\text{полн}}/a$  также растет с  $\gamma$  логарифмически при фиксированном  $a$ , но падает с увеличением  $a$  при фиксированном  $\gamma$ , постепенно стремясь к значению на плато Ферми из-за того, что в этой области значений  $a$  и  $\gamma$  значительный вклад в  $W_{\text{полн}}$  вносит образование переходного излучения при частотах, превышающих собственные.

Таким образом, проведенный нами численный расчет подтверждает вывод работы [7] о том, что формула, даваемая первым членом разложения по  $a$  [1, 6], применима при условии  $a \ll c/\omega_0$ , а при  $\gamma \gg a\omega_0/c$  полные потери растут из-за образования переходного излучения. Критерий «тонкости» слоя, полученный в [1, 4], и утверждение работы [6] о том, что  $\gamma$ -зависимость энергетических потерь при некоторых  $\gamma$  может быть более сильной, чем логарифмическая, не подтвердились.

Что касается поглощенной в слое части потерь  $W_{\text{погл}}/a$ , то эта величина при  $a\omega_0/c \sim 0,1$  практически не отличается от  $W_{\text{полн}}/a$  и логарифмически растет с  $\gamma$ , однако убывает с увеличением толщины  $a$  (при фиксированном значении  $\gamma$ ) и выходит на насыщение быстрее, чем  $W_{\text{полн}}/a$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гарибян Г. М. ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
2. Нафолов В. Е. Изв. вузов, Радиофизика, 5, 1072 (1962).
3. Гарибян Г. М., Лорибян М. П. ДАН АрмССР, 40, 21 (1965).
4. Гарибян Г. М., Мурадян М. М. Изв. вузов, Радиофизика, 12, 1326 (1969).
5. Alikhanian A. I., Chechin V. A. Phys. Rev., D19, 1260 (1979).
6. Амбарцумян А. С., Гарибян Г. М., Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 343 (1981); Phys. Lett., 85A, 188 (1981).
7. Чечин В. А. Препринт ФИАН № 130, 1983.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Изд. Наука, М., 1982.
9. Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983.
10. Sternheimer R. M. Phys. Rev., 88, 851 (1952).

ԼԻՑԻԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ՏԱՐՔԵՐ  
ՀԱՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՇԵՐՏԻ ԱՆՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ  
ԵՎ ՖԵՐՄԻԻ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԷՖԵԿՏԸ

Մ. Ա. ԱՂԻՆՅԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻՔՅԱՆ, ՑԱՆ ՇԻ

Ելնելով տեսական ճշգրիտ արտաճայտություններից, թվայնորեն հաշվված են լիցքավորված մասնիկի էներգիայի լրիվ կորուստները վակուումում գտնվող միջավայրի շերտով անցման ժամանակ, կախված շերտի հաստությունից և մասնիկի  $\gamma$  լորենց-ֆակտորից: Հաշվված է նաև կորուստների այն մասը, որը կլանվում է այդ շերտում: Հաշվարկների արդյունքները ցույց են տալիս, որ բարակ շերտերում, ինչպես ցույց էր տրված նախկինում, լրիվ կորուստները (ինչպես նաև շերտում կլանված մասը) աճում են  $\gamma$ -ի աճման հետ լոգարիթմական օրենքով: Հաստ շերտերով նույնպես տեղի ունի աճի այդ օրենքը  $\gamma$ -ի մեծ արժեքների դեպքում՝ անցումային ճառագայթման գոյացման շերտի:

THE ENERGY LOSS OF A CHARGED PARTICLE IN A LAYER  
AND FERMI DENSITY EFFECT

M. A. AGINIAN, G. M. CARIBIAN, C. YANG

The total energy loss of a charged particle in a layer of material in vacuum is calculated numerically as function of the layer thickness and the Lorentz factor  $\gamma$  of the particle. The part of the loss absorbed in such a layer is calculated as well. The calculations confirm that in thin layers, as it was shown earlier, the total loss (as well as the absorbed part) grows logarithmically as  $\gamma$  increases. In thick layers an analogous growth takes place also for large  $\gamma$  values owing to the transition radiation formation.

УДК 535.375

## К ТЕОРИИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В ПРОЦЕССЕ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Г. П. ДЖОТЯН, Л. Л. МИНАСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 4 октября 1983 г.)

Теоретически исследован процесс вынужденного комбинационного рассеяния в нестационарном режиме в двух случаях: при накачке с широким угловым спектром и при накачке с широким частотным спектром. Показано, что при определенных плотностях потока энергии накачки возможно воспроизведение ее углового и частотного спектров в спектре стоксовой волны. При этом имеет место ухудшение качества воспроизведения по сравнению со стационарным режимом рассеяния и дополнительное сжатие импульса воспроизведенного сигнала.

В последние годы ввиду быстрого развития техники сверхкоротких лазерных импульсов особую актуальность приобрела проблема обращения волнового фронта (ОВФ), а также воспроизведения волнового фронта (ВВФ) импульсов субнаносекундной и пикосекундной длительностей. В процессах вынужденного рассеяния (ВР), широко используемых для осуществления ОВФ и ВВФ, при таких длительностях импульса накачки  $\tau_n$  возникает ряд существенных особенностей, связанных с нестационарностью рассеяния. Специфика эффекта ОВФ в нестационарном режиме ВР частично исследована экспериментально [1—5]. В [3] осуществлено ОВФ при вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ), исследована зависимость нелинейного коэффициента отражения от интенсивности накачки, установлено, что имеет место значительное ухудшение точности обращения. В то же время возможности реализации ОВФ (ВВФ) в нестационарном режиме ВР исследованы недостаточно полно.

В настоящей работе рассмотрены два процесса вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) вперед (волны накачки и ее стоксовой компоненты распространяются в одном и том же направлении) в нестационарном режиме: 1) ВКР, возбуждаемое накачкой с широким угловым спектром; 2) ВКР, возбуждаемое накачкой с широким частотным спектром.

### 1. ВКР при накачке с широким угловым спектром

Процесс нестационарного ВКР (длительность импульса накачки  $\tau_n \leq T_2$  — времени поперечной релаксации) с учетом дифракции взаимодействующих волн и при пренебрежении дисперсией их групповых скоростей в приближении заданного поля накачки описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \widehat{D}_n A_n(x, z, \eta) &= 0, \\ \widehat{D}_c A_c(x, z, \eta) &= \gamma_c A_n(x, z, \eta) Q^*, \\ \left( \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{1}{T_2} \right) Q &= \gamma_Q A_n A_c^*, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\widehat{D}_{c, n} = \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_{c, n}} \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ ,  $A_n, A_c, Q$  — амплитуды накачки, ее стоксовой компоненты и молекулярных колебаний,  $\gamma_c, \gamma_Q$  — коэффициенты нелинейной связи,  $k_{c, n}$  — волновые числа,  $x$  — поперечная координата,  $z$  — длина рассеяния,  $\eta = t - z/u_n$ . Амплитуды взаимодействующих волн для простоты (без уменьшения общности) считаются не зависящими от поперечной координаты  $y$ . Система уравнений (1) описывает попутное взаимодействие волн (в настоящей работе обсуждается вопрос о ВВФ накачки).

Пусть на входе в среду ( $z = 0$ ) комплексная амплитуда накачки  $A_n$  имеет периодическое в поперечном сечении распределение (период —  $2\pi/k$ ), т. е. может быть представлена в виде суммы плоских волн, распространяющихся под малыми углами к  $z$ :

$$A_n(z=0) = \sum_n A_{n0}(\eta) \exp(iknx).$$

Решение системы (1) для  $A_n$  и  $A_c$  ищем в аналогичном виде

$$\begin{aligned} A_c &= \sum_n a_n(z, \eta) \exp\left(iknx + i\frac{k^2 n^2}{2k_n} z\right), \\ A_n &= \sum_n A_n(\eta) \exp\left(iknx + i\frac{k^2 n^2}{2k_n} z\right). \end{aligned} \quad (2)$$

Подставив (2) в систему уравнений (1) и определив  $Q$  из третьего уравнения этой системы, для амплитуды  $n$ -моды стоксовой волны в «модовом» приближении [6] (отбрасывая осциллирующие по пространственной координате  $z$  члены) получаем следующее интегро-дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + i(k_c - k_n) \frac{k^2 n^2}{2k_n k_c} \right) a_n &= \gamma_c \gamma_Q^* f(\eta) \left\{ I_n \int_0^\eta f^*(\eta') a_n(\eta') e^{-\frac{\eta - \eta'}{T_2}} d\eta' + \right. \\ &+ \left. A_n \sum_m A_m^* \int_0^\eta f^*(\eta') a_m(\eta') e^{-\frac{\eta - \eta'}{T_2}} d\eta' \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$I_n = \sum_n |A_n|^2.$$

В (3) принято, что  $A_n(\eta) = A_n f(\eta)$ , т. е. временная огибающая импульса накачки одинакова для всех компонент ее углового спектра. Это предположение соответствует реальной экспериментальной ситуации. В противном случае аналитическое решение уравнения (3) не представляется

возможным, однако и в этом случае, как будет показано ниже, можно проанализировать возможность ВВФ накачки.

Произведя преобразование Лапласа ( $\bar{L}$ ) уравнения (3) по  $z$  и считая  $k_n \approx k_c$ , после дифференцирования по  $\eta$  для лаплас-трансформанта искомого решения  $\beta_n(p, \eta) = \bar{L}(a_n(z, \eta)) e^{\eta/T_2}$  получаем выражение

$$\begin{aligned} \beta_n(p, \eta) = & \frac{f(\eta)}{p} \int_0^\eta d\eta' \left[ \left\{ \frac{c_{no}(\eta')}{f(\eta')} - \frac{c_{no}(\eta') \dot{f}(\eta')}{f^2(\eta')} + \right. \right. \\ & + \frac{g A_n}{p} |f(\eta')|^2 \int_0^{\eta'} d\eta'' \left( \frac{\dot{X}_0(\eta'')}{f(\eta'')} - \frac{\dot{f}(\eta'') X_0(\eta'')}{f^2(\eta'')} \right) \times \\ & \times \exp \left. \int_{\eta'}^{\eta} \frac{2g I_n}{p} |f(\tilde{\eta})|^2 d\tilde{\eta} \right\} \exp \int_{\eta'}^{\eta} d\tau \frac{g I_n}{p} |f(\tau)|^2 \Big] + \\ & + \frac{a_n(z=0)}{p} \frac{f(\eta)}{f(0)} \exp \int_0^\eta \frac{g I_n}{p} |f(\eta')|^2 d\eta', \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} X_0 = \exp\left(\frac{\eta}{T_2}\right) \sum_n A_n^*(z=0) a_n(z=0), \quad \gamma_c \gamma_Q = g, \quad c_{no} = \exp\left(\frac{\eta}{T_2}\right) a_n(z=0), \\ \dot{c}_{no} = \frac{dc_{no}}{d\eta}, \quad \dot{X}_0 = \frac{dX_0}{d\eta}, \quad \dot{f} = \frac{df}{d\eta}. \end{aligned}$$

Проведя обратное преобразование Лапласа выражения (4), для амплитуды  $n$ -моды стоксовой волны при произвольной временной огибающей накачки получим

$$\begin{aligned} a_n(z, \eta) = & a_n(z=0) \exp\left(-\frac{\eta}{T_2}\right) \left\{ \frac{f(\eta)}{f(0)} I_0 \left( 2 \sqrt{z \int_0^\eta d\eta' g I_n |f|^2} \right) + \right. \\ & + \int_0^\eta d\eta' \left[ e^{\frac{\eta'}{T_2}} \left( \frac{1}{T_2 f} - \frac{\dot{f}}{f^2} \right) I_0 \left( 2 \sqrt{z \int_{\eta'}^\eta d\tau g I_n |f|^2} \right) \right] \Big\} + \\ & + g A_n f X_0 \int_0^\eta d\eta' \left\{ |f|^2 \int_0^{\eta'} d\tau e^{\frac{\tau}{T_2}} \left( \frac{1}{T_2 f} - \frac{\dot{f}}{f^2} \right) \times \right. \\ & \times \left[ z \left( \int_{\eta'}^{\eta'} d\eta'' 2 g I_n |f|^2 + \int_{\eta'}^{\eta'} d\eta'' g I_n |f|^2 \right)^{-1} \right]^{\frac{1}{2}} \times \\ & \times I_1 \left( 2 \left[ z \left( \int_{\eta'}^{\eta'} d\eta'' 2 g I_n |f|^2 + \int_{\eta'}^{\eta'} g I_n |f|^2 d\eta'' \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right) \exp\left(-\frac{\eta}{T_2}\right) \Big\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $I_0$  и  $I_1$  — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков.

Аналогично случаю стационарного режима ВКР [7, 8] решение для амплитуды  $n$ -моды стоксовой волны состоит из двух частей: одна пропорциональна  $n$ -моду стоксовой волны на входе, другая —  $n$ -моду накачки. В отличие от экспоненциального усиления, имеющего место в стационарном режиме, в данном случае, как видно из (5), реализуется сложная зависимость  $a_n$  от  $\eta$  и  $z$ , определяемая видом функции  $f(\eta)$ . Однако и в этом случае, независимо от вида  $f(\eta)$ , аргумент функции  $I_1$  для воспроизводящей части решения превышает аргумент функции  $I_0$  для невоспроизводящей части. Следовательно, при достаточно больших аргументах будет иметь место преимущественное усиление воспроизводящей части в решении (5).

Для более конкретного анализа полученных решений запишем (5) для прямоугольного импульса накачки

$$f(\eta) = \begin{cases} f_0, & 0 \leq \eta \leq \tau_n \\ 0, & \eta < 0, \eta > \tau_n \end{cases}$$

$$a_n(z, \eta) = a_n(z=0) \left[ \frac{V \sqrt{\eta}}{T_2 \sqrt{g I_n |f_0|^2 z}} I_1(2 \sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta}) + \right. \\ \left. + I_0(2 \sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta}) \right] \frac{A_n \sum_m A_m a_m(z=0) \sqrt{\eta}}{T_2 I_n \sqrt{2 g I_n |f_0|^2 z}} [I_1(2 \sqrt{2 g I_n |f_0|^2 z \eta}) - \\ - \sqrt{2} I_1(2 \sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta})], \quad 0 \leq \eta \leq \tau_n \ll T_2. \quad (6)$$

Таким образом, усиление стоксовой компоненты происходит значительно медленнее, чем в стационарном режиме. При больших аргументах, аппроксимируя  $I_1$  по формуле  $I_1(\tau) \simeq e^{-\tau} / \sqrt{2\pi\tau}$ , получаем, что воспроизводящая часть в (6) (пропорциональная  $A_n$ ) усиливается с  $\sqrt{2}$  раз большим инкрементом, чем невоспроизводящая (пропорциональная  $a_n$ ), в отличие от стационарного режима, где преимущественное усиление воспроизводящей части происходит с вдвое большим инкрементом. Это приводит к ухудшению качества воспроизведения в нестационарном режиме по сравнению со стационарным.

Для реализации режима ВВФ в рассматриваемой задаче необходимо, чтобы

$$(g I_n |f_0|^2 z \eta)^2 \gg \frac{1}{4(\sqrt{2}-1)} \ln \frac{4}{R}, \quad (7)$$

где  $R = |\sum_n A_n a_n(z=0)|^2 (I_n I_{c0})^{-2}$  — коэффициент корреляции спектров накачки и стоксовой компоненты на входе в среду,  $0 \leq \eta \leq \tau_n$ . Зависимость этого условия от  $\eta$  означает, что режим воспроизведения устанавливается с некоторого определенного момента времени, т. е. происходит ВВФ не всего импульса накачки, а только ее части, причем с уменьшением интенсивности накачки и степени когерентности взаимодействующих волн длительность воспроизводящей части сокращается. В частности, при достаточно малой длительности импульса накачки, при фиксированной длине рассеяния и интенсивности накачки ВВФ отсутствует. Косвенным под-

тверждением этого результата могут служить данные экспериментов [4, 9, 10], в которых при исследовании ОВФ в нестационарном режиме ВР происходило сокращение длительности обращенного по отношению к накачке сигнала.

Применение «модового» приближения, на основе которого проведено здесь решение, корректно при условии, когда усиление на дифракционной длине  $l_d = k_{||}/k^2$  мало:

$$8g I_{||} |f_i|^2 \eta \ll l_d^{-2}. \quad (8)$$

Рассмотрим теперь случай, когда временная зависимость угловых мод накачки различна ( $A_n(z, \eta) = A_n(z) f_n(\eta)$ ). Пусть  $f_n(\eta) = \varphi(\eta) + \chi_n(\eta)$ , причем  $|\chi| \ll |\varphi|$ . Решение основной системы уравнений (1) можно провести на основе теории возмущений, взяв за нулевое приближение решение (5). В первом приближении для лаплас-трансформанта амплитуды  $n$ -моды получаем выражение

$$\beta_m^{(1)} = g \int_0^\eta \beta_m^{(0)} \sum_n |A_n|^2 [\varphi(\eta) \chi_n(\eta') + \varphi(\eta') \chi_n(\eta)] d\eta' + \\ + g A_m \int_0^\eta [\varphi(\eta) \sum_n A_n^* \chi_n(\eta') \beta_n^{(0)}(\eta') + \chi_m(\eta) \sum_n A_n^* \varphi(\eta') \beta_n^{(0)}(\eta')] d\eta'.$$

Отсюда следует, что если происходит воспроизведение в нулевом приближении, т. е.  $\beta_m^{(0)} \sim A_m$ , то  $\beta_m^{(1)} \sim A_m$  также, и режим воспроизведения не нарушается и во всех следующих приближениях теории возмущений.

## 2. ВКР при накачке с широким частотным спектром

Влияние некогерентности накачки на процесс ВКР в квазистационарном режиме рассеяния исследовалось как теоретически, так и экспериментально. В [11—15] было показано, что при рассеянии широкополосной накачки частотный спектр стоксовой компоненты повторяет спектр накачки, аналогично пространственному. Здесь рассматривается возможность воспроизведения частотного спектра накачки в спектре стоксовой волны в нестационарном режиме ВКР.

Представим комплексную амплитуду накачки в виде суммы спектральных компонент с эквидистантными частотами, имеющими сдвиг  $\Omega$ :

$$A_n = f(t) \sum_n A_n \exp \left\{ i(\omega_n + n\Omega)t - i \left( k_{||} + \frac{n\Omega}{u_{||}} \right) z \right\}.$$

При условии  $\Omega T_2 \gg 1$  молекулярные колебания можно считать монохроматическими [14]. При этом уравнение для амплитуды  $n$ -моды стоксовой волны имеет вид

$$\frac{\partial a_n}{\partial z} = g f(\eta) A_n \int_0^\eta f^*(\eta') \exp \left( \frac{\eta' - \eta}{T_2} \right) \sum_m A_m^* a_m(\eta') d\eta'.$$

Решая это уравнение по аналогии с (3), при произвольной огибающей импульса накачки  $f(\eta)$  получим решение

$$\begin{aligned} a_n(z, \eta) = a_n(z=0) & \left[ 1 - \frac{f(\eta)}{f(0)} e^{-\frac{\eta}{T_2}} \left( 1 - I_0 \left( 2 \sqrt{g I_n z} \int_0^\eta |f(\eta')|^2 d\eta' \right) \right) \right] + \\ & + g A_n f(\eta) X_0 e^{-\frac{\eta}{T_2}} \int_0^\eta d\eta' |f(\eta')|^2 \int_0^{\eta'} d\tau \left\{ e^{\frac{\tau}{T_2}} \left( \frac{1}{f(\tau) T_2} - \frac{f(\tau)}{f^2(\tau)} \right) \times \right. \\ & \times \left. I_1 \left( 2 \sqrt{g I_n z} \int_0^{\eta'} |f(\tau')|^2 d\tau' \right) \left| z \left( g I_n \int_0^{\eta'} |f(\tau')|^2 d\tau' \right)^{-1} \right|^{\frac{1}{2}} \right\}. \end{aligned}$$

В случае прямоугольного импульса накачки решение имеет вид

$$\begin{aligned} a_n(z, \eta) = a_n(z=0) I_0(2\sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta}) + A_n \frac{\eta \sum_m A_m^* a_m(z=0)}{T_2 I_n} - \\ - \frac{\sqrt{\eta} \sum_m A_m^* a_m(z=0)}{T_2 I_n \sqrt{g I_n |f_0|^2 z}} A_n I_1(2\sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta}), \quad 0 \leq \eta \leq \tau_n \ll T_2. \end{aligned}$$

В этом случае решение для амплитуды  $n$ -моды стоксовой волны также состоит из воспроизводящей части (пропорциональной амплитуде  $n$ -моды накачки) и невоспроизводящей части. При условии

$$R \frac{I_1(2\sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta})}{\sqrt{g I_n |f_0|^2 z \eta}} \ll 1$$

происходит преимущественное усиление воспроизводящей части, т. е. частотный спектр рассеянной волны воспроизводит спектр накачки.

В заключение приведем численные оценки параметров, необходимых для того, чтобы имело место воспроизведение углового и частотного спектров накачки спектром ее стоксовой компоненты в нестационарном режиме рассеяния. При значениях  $z=5$  см,  $k_n=10^5$  см<sup>-1</sup>, коэффициента корреляции  $R=0,5$ , фактора усиления  $g T_2=1,6 \cdot 10^{-7}$  Вт·см<sup>-2</sup> и расходимости накачки  $\theta \approx 10^{-2}$  рад режим ВВФ осуществляется для импульсов, для которых выполняется условие

$$1,5 \cdot 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} < I_n |f|^2 \frac{\eta}{T_2} < 0,8 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}.$$

необходимое для удовлетворения неравенств (7) и (8). Нижняя граница значений плотности энергии накачки обусловлена тем, что при достаточно большом усилении компенсируется эффективная фазовая расстройка, вызванная различием дифракционных свойств взаимодействующих волн. Верхняя граница необходима для того, чтобы эффективно взаимодействовали только угловые моды волн с одинаковыми номерами  $n$ . Воспроизведение частотного спектра происходит для импульсов, при которых  $I_n |f|^2 \eta / T_2 > 0,8 \cdot 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Авторы благодарны В. М. Арутюняну за полезные обсуждения и интерес к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Басов И. Г. и др. Квантовая электроника, 6, 765 (1969).
2. Васильев М. В., Семёнов П. М., Сидорович В. Г. Оптика и спектроскопия, 50, 1021 (1981).
3. Грацианов К. В. и др. В сб. «Обращение волнового фронта», Горький, 1982.
4. Gower M. C., Caro R. G. Opt. Lett., 7, 162 (1982)
5. Tomov T. V. et al. Opt. Lett., 8, 9 (1983).
6. Сидорович В. Г. УФН, 126, 686 (1978).
7. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Квантовая электроника, 4, 1090 (1977).
8. Сидорович В. Г. Квантовая электроника, 5, 1370 (1978).
9. Ефимков В. Ф. и др. ЖЭТФ, 77, 526 (1979).
10. Крыжановский В. И., Серебряков В. А., Ашин В. С. Письма в ЖТФ. 7. 57 (1981).
11. Бочаров В. В. и др. ЖЭТФ, 56, 430 (1970).
12. Дьяков Ю. Е. Письма в ЖЭТФ, 11, 362 (1970).
13. Джотян Г. П. и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
14. Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е. Квантовая электроника, 4, 1377 (1977).
15. Джотян Г. П. и др. Тезисы докл. VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Ташкент, 1974.

ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄՔԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ ԼՈՒՑՍԻ ԳԵՐԿԱՐՃ  
ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՃԱԿԱՏԻ ՎԵՐԱՐՏԱԴԻՄԱՆ ՏՆՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

*Տեսականորեն հետազոտված է ստիպողական կամրինացիոն ցրման ոչ գծային ուժի մը մղման ալիքի անկյունային և հաճախային լայն սպեկտրների դեպքում: Դիտարկված է մղման ալիքի ճակատի վերարտադրման հարավորությունը ցրված ալիքի կողմից, ինչպես նաև ցրված ալիքի իմպուլսի կրճատման հարավորությունը:*

## ON THE THEORY OF PHASE REGENERATION OF ULTRASHORT PULSES DURING STIMULATED RAMAN SCATTERING

G. P. DJOTYAN, L. L. MINASYAN

The process of stimulated Raman scattering under unsteady condition in cases of wide angular and frequency spectra of the pump has been investigated. An analysis of obtained solutions shows that for definite densities of the pumping energy flux, a regeneration of its angular and frequency spectra in the Stokes wave spectrum is possible and a deterioration in regeneration quality in comparison to steady-state scattering takes place.

УДК 537.311.33

## К МЕТОДУ РАСЧЕТА СИЛЬНОПОЛЕВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВ

М. Л. ДИМАКСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 июня 1984 г.)

Приводятся преобразования интегралов в выражениях усредненных времен релаксации при ионном, оптическом и междолинном рассеяниях через специальные функции и метод численного расчета сильнополевых характеристик полупроводников.

Сильнополевые характеристики полупроводников вычисляются путем решения кинетического уравнения Больцмана. Одним из методов решения является метод усреднения с использованием смещенного максвелловского распределения [1—3]. В работе [3] показано, что в результате усреднения кинетического уравнения Больцмана по концентрации, волновому числу (импульсу) и энергии в стационарном случае для каждой долины получается следующая система уравнений:

$$-\frac{M n_i}{\tau_{n_{ij}}(T_i)} + \frac{n_j}{\tau_{n_{ji}}(T_j)} = 0, \quad (1)$$

$$E - \frac{\hbar}{e} k_i \left[ \frac{M}{\tau_{k_{ij}}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{k_i}^{\text{оп}}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{k_i}^{\text{ак}}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{k_i}^{\text{ион}}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{k_i}^{\text{N}}(T_i)} \right] = 0, \quad (2)$$

$$\frac{2e\hbar}{3km_i} k_i n_i E - n_i T_i \left[ \frac{M}{\tau_{n_{ij}}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{n_i}^{\text{оп}}(T_i)} + \frac{1}{\tau_{n_i}^{\text{ак}}(T_i)} \right] + n_j T_j \frac{1}{\tau_{n_{ji}}(T_j)} = 0, \quad (3)$$

где индексы  $i$  и  $j$  относятся к долинам ( $\Gamma$ ,  $X$  или  $L$ ), индексы  $n$ ,  $k$ ,  $z$  при временах релаксации означают усреднение соответственно по концентрации, волновому числу и энергии,  $M$  — число эквивалентных  $j$ -минимумов,  $E$  — напряженность электрического поля; остальные обозначения являются общепринятыми.

В той же работе [3] приводятся выражения усредненных обратных времен релаксации при рассеянии электронов на оптических и акустических колебаниях решетки, ионизированных и нейтральных ( $N$ ) атомах примеси и междолинном ( $ij$ ) рассеянии между неэквивалентными и эквивалентными минимумами. Трудность решения уравнений (1)—(3) связа-

на с тем, что усредненные времена релаксации при ионном, оптическом и междолинном рассеяниях выражаются через интегралы, которые не дают аналитического представления через эффективную температуру электронов ( $T_l$ ), тем более, что верхние пределы интегрирования простираются до бесконечности. Чтобы обойти эти трудности в настоящей работе выполнены некоторые преобразования и указанные интегралы выражены через специальные функции, что значительно облегчает метод расчета и решения системы уравнений (1)–(3).

Усредненное по волновому числу обратное время релаксации при рассеянии электронов на ионизированных атомах примеси [3] можно записать в виде

$$\frac{1}{\tau_{k_l}^{\text{ион}}} = B_l \left[ \int_0^{\infty} e^{-x} \ln \frac{x + a_l}{a_l} dx + \int_0^{\infty} \frac{x e^{-x} dx}{x + a_l} \right], \quad (4)$$

где введены обозначения

$$B_l(m_l, T_l) = \frac{4\sqrt{\pi} e^4 n_{\text{ион}}}{3\sqrt{2} \varepsilon_0^2 m_l^{1/2} (kT_l)^{3/2}}, \quad a_l(m_l, T_l) = \frac{\pi e^2 h^2 n}{2 \varepsilon_0 m_l (kT_l)^2}.$$

Первый интеграл в (4) выражается через интегральную показательную функцию [4]:

$$\int_0^{\infty} e^{-x} \ln \frac{x + a_l}{a_l} dx = -e^{a_l} E_1(-a_l) = e^{a_l} E_1(a_l), \quad (5)$$

второй — через гамма-функцию и интегральную показательную функцию:

$$\int_0^{\infty} \frac{x e^{-x} dx}{x + a_l} = a_l e^{a_l} \Gamma(-1, a_l) = 1 + a_l e^{a_l} E_1(-a_l) = 1 - a_l e^{a_l} E_1(a_l). \quad (6)$$

Тогда усредненное время релаксации при ионном рассеянии примет вид

$$\frac{1}{\tau_{k_l}^{\text{ион}}} = B_l [(1 + a_l) e^{a_l} E_1(a_l) - 1]. \quad (7)$$

Это выражение легко вычислить при помощи таблиц для заданного значения величины  $a_l$  при данной эффективной температуре  $T_l$  в каждой долине.

При рассеянии на оптических колебаниях решетки усредненное по волновому числу время релаксации имеет вид [3]

$$\frac{1}{\tau_{k_l}^{\text{оп}}} = \frac{\gamma(m_l)}{(kT_l)^{1/2}} \left[ I_{1/2, 1/2}(\mp \delta_l) + \frac{\delta_l}{2} \Phi(T_l) \right], \quad (8)$$

а по энергии —

$$\frac{1}{\tau_{\varepsilon_l}^{\text{оп}}} = \frac{\gamma(m_l)}{(kT_l)^{1/2}} \frac{\delta_l}{2} \Phi(T_l), \quad (9)$$

где

$$I_{1/2, 1/2}(\mp \delta_l) = e^{\delta_l} \int_{\delta_l}^{\infty} e^{-x} (x - \delta_l)^{1/2} x^{1/2} dx + \int_0^{\infty} e^{-x} (x + \delta_l)^{1/2} x^{1/2} dx, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Phi(T_l) &= e^{\delta_l} \int_{\delta_l}^{\infty} e^{-x} \ln \frac{\sqrt{x} + \sqrt{x - \delta_l}}{\sqrt{x} - \sqrt{x - \delta_l}} dx - \int_0^{\infty} e^{-x} \ln \frac{\sqrt{x + \delta_l} + \sqrt{x}}{\sqrt{x + \delta_l} - \sqrt{x}} dx = \\ &= e^{\delta_l} \Phi_1(T_l) - \Phi_2(T_l), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\gamma(m_l) = \frac{4 m_l^{1/2} e^2 \omega_0 \varepsilon_{\infty} - 1}{3 \sqrt{2} \pi \hbar} \frac{1}{e^{\delta_l} - 1}, \quad \delta_0 = \frac{\hbar \omega_0}{k T_0}, \quad \delta_l = \frac{\hbar \omega_0}{k T_l}$$

$T_0$  — температура решетки.

Усредненные времена релаксации при междолинных рассеяниях между неэквивалентными и эквивалентными минимумами содержат интегралы вида (10):

$$I_{n, m}(+ \delta_l^{\mp}) = e^{\delta_l} \int_0^{\infty} e^{-x} (x + \delta_l^{\mp})^n x^m dx + \int_0^{\infty} e^{-x} (x + \delta_l^{\mp})^n x^m dx, \quad (12)$$

где введены обозначения

$$\delta_0 = \frac{\hbar \omega_{lj}}{k T_0}, \quad \delta_l^- = \frac{\Delta_{lj} - \hbar \omega_{lj}}{k T_l}, \quad \delta_l^+ = \frac{\Delta_{lj} + \hbar \omega_{lj}}{k T_l},$$

$n$  и  $m$  могут принимать значения  $1/2$  и  $3/2$ .

В первом интеграле выражения (10) обозначив  $x - \delta_l = z$ , а затем в обоих интегралах произведя замену переменной  $x = \delta_l \operatorname{sh}^2 t$ , после некоторых преобразований получим

$$\int_0^{\infty} e^{-x} (x + \delta_l)^{1/2} x^{1/2} dx = \frac{\delta_l^2}{8} e^{\frac{\delta_l}{2}} \left[ K_2\left(\frac{\delta_l}{2}\right) - K_0\left(\frac{\delta_l}{2}\right) \right], \quad (13)$$

где  $K_\nu(z) = \int_0^{\infty} e^{-z \operatorname{ch} t} \operatorname{ch} \nu t dt$  есть модифицированная цилиндрическая

функция Бесселя второго рода мнимого аргумента [4]. Для выполнения численных расчетов функцию Бесселя второго порядка  $K_2(z)$  удобно выразить через функции Бесселя первого и нулевого порядков. Для этого воспользуемся рекуррентной формулой [4]

$$z K_{\nu-1}(z) - z K_{\nu+1}(z) = -2\nu K_\nu(z). \quad (14)$$

Тогда

$$I_{1/2, 1/2}(\mp \delta_l) = \frac{\delta_l}{2} e^{\frac{\delta_l}{2}} \left( e^{\frac{\delta_0 - \delta_l}{2}} + e^{-\frac{\delta_0 - \delta_l}{2}} \right) K_1\left(\frac{\delta_l}{2}\right). \quad (15)$$

Произведя в интегралах выражения (12) такую же замену переменных, как и в предыдущем случае, после соответствующих преобразований и использования рекуррентной формулы (14) получим

$$I_{3/2, 1/2}(+\delta_l) = \frac{\delta_l}{2} e^{\frac{\delta_l}{2}} \left[ \frac{\delta_l}{2} K_0\left(\frac{\delta_l}{2}\right) + \left(2 + \frac{\delta_l}{2}\right) K_1\left(\frac{\delta_l}{2}\right) \right], \quad (16)$$

$$I_{1/2, 3/2}(+\delta_l) = \frac{\delta_l}{2} e^{\frac{\delta_l}{2}} \left[ \frac{\delta_l}{2} K_0\left(\frac{\delta_l}{2}\right) + \left(2 - \frac{\delta_l}{2}\right) K_1\left(\frac{\delta_l}{2}\right) \right]. \quad (17)$$

В случае отрицательного знака в левой части (12) нижний предел интегрирования есть  $\delta_l^\pm$ , что исключает испускание или поглощение фононов с малой энергией. Для этого случая аналогичным образом получаем

$$I_{3/2, 1/2}(-\delta_l) = \frac{\delta_l}{2} e^{-\frac{\delta_l}{2}} \left[ \frac{\delta_l}{2} K_0\left(\frac{\delta_l}{2}\right) + \left(2 - \frac{\delta_l}{2}\right) K_1\left(\frac{\delta_l}{2}\right) \right], \quad (18)$$

$$I_{1/2, 3/2}(-\delta_l) = \frac{\delta_l}{2} e^{-\frac{\delta_l}{2}} \left[ \frac{\delta_l}{2} K_0\left(\frac{\delta_l}{2}\right) + \left(2 + \frac{\delta_l}{2}\right) K_1\left(\frac{\delta_l}{2}\right) \right]. \quad (19)$$

В формулах (16)—(19) для краткости верхние индексы при  $\delta_l$  опущены.

Рассмотрим теперь интегралы в (11). Для  $\Phi_2(T_l)$  после замены переменной  $x = \delta_l \operatorname{sh}^2 t$  и некоторых преобразований получим

$$\Phi_2(T_l) = e^{\frac{\delta_l}{2}} K_0\left(\frac{\delta_l}{2}\right), \quad (20)$$

а для  $\Phi_1(T_l)$ , обозначив  $x - \delta_l = z$ , а затем произведя замену переменной  $z = \delta_l \operatorname{ch}^2 t$  и используя рекуррентную формулу (14), получим

$$\Phi_1(T_l) = e^{-\frac{\delta_l}{2}} K_0\left(\frac{\delta_l}{2}\right). \quad (21)$$

Следовательно,  $\Phi(T_l)$  в (8) и (9) будет иметь вид

$$\Phi(T_l) = e^{\frac{\delta_a}{2}} \left( e^{\frac{\delta_l}{2}} - e^{-\frac{\delta_a - \delta_l}{2}} \right) K_0\left(\frac{\delta_l}{2}\right). \quad (22)$$

Таким образом, приведенные выше преобразования значительно облегчают работу при выполнении численных расчетов выражений, входящих в систему уравнений (1)—(3). Составив уравнения (1)—(3) для двух или трех долин, т. е. имея систему соответственно из шести или девяти уравнений, для каждой долины можно определить  $n$ ,  $k$ , и  $T_l$ , что даст возможность определить подвижность, дрейфовую скорость и коэффициент диффузии электронов, а также плотность тока в зависимости от напряженности электрического поля.

В заключение автор выражает благодарность А. А. Киракосяну за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. Изд. Советское радио, М., 1975.
2. Денис В., Пожела Ю. К. Горячие электроны. Изд. Митис, Вильнюс, 1971.
3. Прохоров Э. Д., Белуцкий Н. И. Полупроводниковые материалы для приборов с

- междолинным переносом электронов. Изд. Вища школа, Харьков, 1982.  
4. Градштейн И. С., Рыжик Н. М. Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений.  
Изд. Наука, М., 1962.

**ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԳԻԶՆԵՐՈՒՄ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐՈԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ  
ՀԱՇՎԱՐԿՆԵՐԻ ԵՂԱՆԱԿԻ ՄԱՍԻՆ**

**Մ. Լ. ԴԻՄԱԿՍՅԱՆ**

*Բերված են իոնական, օպտիկական և միջնովտային ջրումների միջինացված սելարացիայի ժամանակների արտահայտությունների մեջ եղած ինտեգրալների ձևափոխությունները հատուկ ֆունկցիաների միջոցով և կիսահաղորդիչներում ուժեղ էլեկտրական դաշտերի բնութագրերի թվային հաշվարկների եղանակները:*

**TO THE CALCULATION OF HIGH ELECTRIC FIELD  
CHARACTERISTICS IN SEMICONDUCTORS**

**M. L. DIMAKSYAN**

Conversions of integrals in the expressions of mean relaxation times for ionized impurity, optical phonon and intervalley scattering are given in terms of special functions and a method for numerical calculation of high electric field characteristics in semiconductors is proposed.

УДК 548.73;546.3

## РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ АЛЮМИНИЯ, ПОДВЕРГНУТОГО УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКЕ

Л. А. АЗИЗБЕКЯН

Ереванский зоотехническо-ветеринарный институт

(Поступила в редакцию 5 января 1984 г.)

В работе изучено влияние мощных хаотически отраженных ультразвуковых волн на изменение тонкой кристаллической структуры поликристаллического алюминия. Установлено благоприятное влияние температуры на формирование дефектной структуры металлов при их термоультразвуковой обработке.

Ультразвуковые методы интенсификации технологических процессов все больше внедряются в различные отрасли промышленности: металлургическую, машиностроительную, химическую, а также в другие отрасли народного хозяйства [1]. Первые исследования по изучению влияния ультразвуковых колебаний на механические свойства металлов были проведены в пятидесятых годах при растяжении монокристаллов цинка [2]. В последующем в работе [3] исследовалось влияние ультразвуковых колебаний на процесс пластической деформации при растяжении поликристаллов.

Широкие исследования по влиянию ультразвуковых колебаний на прочностные и пластические свойства ряда металлов и сплавов проводятся в Физико-техническом институте АН БССР [1]. Однако физический механизм воздействия ультразвуковых волн на тонкую кристаллическую структуру металлов и сплавов изучен недостаточно хорошо. Поэтому целью настоящей работы было изучение влияния мощных ультразвуковых волн на кристаллическую структуру алюминия. При этом ставились следующие задачи.

1. Вскрыть субструктурный механизм ультразвукового деформационного объемного упрочнения поликристаллического алюминия.
2. Изучить влияние временного и температурного факторов воздействия ультразвуковых волн на формирование субструктуры алюминия.
3. Установить оптимальный режим ультразвуковой обработки (УЗО) алюминия, обеспечивающий высокие прочностные характеристики.

### Результаты физических исследований

Алюминиевые образцы предварительно отжигались при температуре  $450^{\circ}\text{C}$  в течение 2,5 часов. После такой термической обработки возникала ненапряженная, неискаженная структура с размером зерна около 30 мкм.

До УЗО производилась оценка структурно-чувствительного параметра (полуширины интерференционных линий) методом рентгеновской дифрактометрии. При этом регистрировались интерференционные линии с индексами  $(200)_\alpha$  и  $(400)_\alpha$  алюминия на медном характеристическом излучении. Кроме того, при помощи прибора ПМТ-3 измерялась микротвердость исходной структуры алюминия. Относительная погрешность при экспериментальной оценке полуширины ( $B$ ) и микротвердости ( $H_\mu$ ) составляла 5—7%.

После рентгенографического и микротвердостного исследований исходной структуры образцы подвергались УЗО в поле хаотически отраженных бегущих ультразвуковых волн по схеме, описанной в работе [4]. При этом температура обработки изменялась в пределах от комнатной до  $400^\circ\text{C}$ , а продолжительность — от 3 до 30 минут.

Экспериментально было установлено, что наиболее эффективной УЗО, обеспечивающей максимальное развитие структурно-механических характеристик в алюминии, является ультразвуковое озвучивание с частотой 20 кГц и амплитудой 25 мкм.

Для разделения эффектов второго рода (микроискажений и размеров кристаллических блоков мозаики) анализировались профили зарегистрированных интерференционных линий, которые с достаточной степенью точности описывались функцией Гаусса

$$J = e^{-kx^2}.$$

При таком профиле экспериментальных кривых вклад геометрического уширения, а также поправки на дублет  $K_{\alpha_1}$  и  $K_{\alpha_2}$  рассчитывались по методике, описанной в работе [5].

Для разделения эффектов микроискажений ( $\varepsilon$ ) и размеров кристаллических блоков ( $D$ ) получены следующие выражения:

$$\varepsilon^2 = \frac{\beta_2^2 \cos^2 \theta_2 - \beta_1^2 \cos^2 \theta_1}{16 (\sin^2 \theta_2 - \sin^2 \theta_1)}, \quad (1)$$

$$D^2 = \frac{\lambda^2 (\sin^2 \theta_2 - \sin^2 \theta_1)}{\beta_1^2 \sin^2 \theta_2 \cos^2 \theta_1 - \beta_2^2 \cos^2 \theta_2 \sin^2 \theta_1}, \quad (2)$$

где  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — истинные физические уширения интерференционных линий  $(200)_\alpha$  и  $(400)_\alpha$  соответственно,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы отражения Вульфа—Брэгга для этих линий.

При помощи формул (1) и (2) оценивались субструктурные параметры ( $\varepsilon$ ,  $D$ ) кристаллической решетки алюминия, подвергнутого термоультразвуковой обработке. На основе полученных значений  $\varepsilon$  и  $D$  построены графические зависимости (рис. 1). Как следует из графиков, при высоких температурах ( $400^\circ\text{C}$ ) термоволновой обработки поликристаллического алюминия с последующим резким охлаждением в воде образуется субструктура с более сильно развитыми микроискажениями кристаллической решетки и мелкодисперсными блоками мозаики, чем в случае обработки в условиях комнатной температуры. Реализованная структура характеризуется также более высоким значением микротвердости (рис. 2).

Полученные результаты можно объяснить тем, что при УЗО алюминия в условиях комнатной температуры энергия ультразвуковых волн недостаточна для создания в объеме металла различных дефектов кристаллической решетки, присутствием которых обусловлен эффект упрочнения.

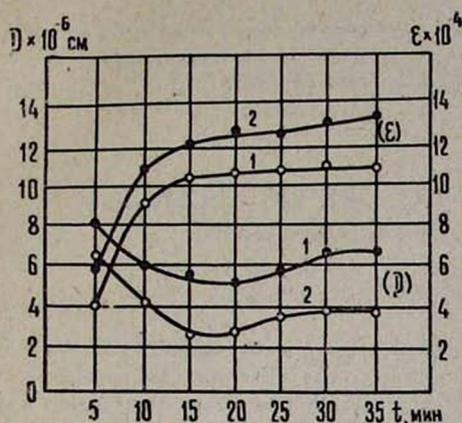


Рис. 1. Развитие эффектов второго рода ( $D$ ,  $\epsilon$ ) в структуре алюминия при УЗО в условиях комнатной температуры (1) и  $400^\circ\text{C}$  (2).

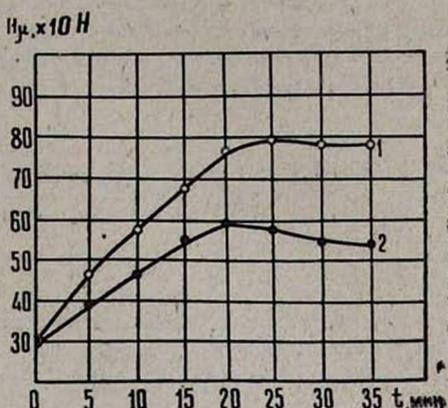


Рис. 2. Результаты измерения микротвердости алюминия, подвергнутого УЗО при различных термических режимах: 1—УЗО при комнатной температуре; 2—УЗО при  $T=400^\circ\text{C}$ .

С повышением температуры УЗО уменьшается энергия образования дефектов, облегчаются микросдвиговые процессы в структурных единицах. Указанная дефектная структура фиксируется при помощи резкого охлаждения образцов в струе холодной воды, что исключает возможность их релаксации в случае медленного охлаждения.

Экспериментальные исследования показали, что эффективность УЗО при температурах выше  $400^\circ\text{C}$  низка, так как часть ультразвуковой энергии при этом расходуется на интенсификацию начинающегося процесса первичной рекристаллизации в алюминии.

Таким образом, при помощи термоультразвуковой обработки поликристаллического алюминия в поле хаотически отраженных ультразвуковых волн за счет образования и фиксации субструктуры достигается эффект объемного упрочнения. Наиболее эффективным режимом обработки является ультразвуковое озвучивание в режиме  $\nu = 20$  кГц,  $A = 20$  мкм,  $t = 20$  мин,  $T = 400^\circ\text{C}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

- Севереденко В. П., Клубович В. В., Степаненко А. В. Ультразвук и пластичность. Изд. Наука и техника, Минск, 1976, с. 446.
- Blacha F., Longenecker B. Z. Naturwis, 20, 365 (1955).
- Nevill G. F., Brotzen F. R. Proc. Amer. Soc. for Testing Materials, 57, 741 (1957).
- Азизбеян Л. А., Нерсисян Э. Ц. Способ обработки металлов. Авторское свидетельство № 945225, опубл. 23.07.1982 г., бюллетень № 27.
- Горелик С. С., Расгорцев Л. Н., Скаков Ю. А. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. Изд. Металлургия, М., 1970, с. 366.

ՈՒՆՏՐԱՉԱՅՆԱՅԻՆ ՄՇԱԿՄԱՆ ԵՆԹԱՐԿՎԱՍ ԱՆՅՈՒՄԻՆԻ ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՅԻ  
ՌԵՆՏԳԵՆԱԳՐԱՑԻԿ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Լ. Հ. ԱԶԻԶԵԿԻԱՆ

*Ուսումնասիրված է հզոր, քառսային ձևով անդրադարձող ուլտրաձայնային ալիքների ազդեցությունը բազմաբյուրեղային ալյումինի նուրբ բյուրեղային կառուցվածքի վրա: Հայտնաբերված է շերմաստիճանի դրական ազդեցությունը մետաղի բյուրեղական ցանցի թերի կառուցվածքի կազմավորման վրա:*

X-RAY STUDY OF THE STRUCTURE OF ALUMINIUM  
SAMPLES AT ULTRASONIC TRAINING

L. A. AZIZBEKIAN

An influence of intense randomly reflected ultrasonic waves on the fine structure of polycrystalline *Al* samples has been studied. The effect of temperature on the formation of defects inside the metal structure at thermoultrasonic training was examined.

УДК 66.067.52:637.232.152

## ВОЛНЫ НА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ В БЫСТРОВРАЩАЮЩЕМСЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ СОСУДЕ

Д. С. ТОРОСЯН

Ленинаканский государственный педагогический институт  
им. М. Налбандяна

(Поступила в редакцию 29 октября 1983 г.)

Установлено, что свободная поверхность однородной жидкости внутри быстровращающегося цилиндрического сосуда покрыта центробежными поверхностными волнами. При определенных условиях волновое движение на свободной поверхности жидкости может быть неустойчивым. Полученные результаты исследования подтверждены экспериментально.

Волны на свободной поверхности жидкости в роторе центрифуги имеют важное прикладное значение не только для гидродинамики внутрироторных потоков, но и для других областей физики, где протекают волновые процессы.

В настоящее время считается, что если цилиндрический сосуд (ротор центрифуги) с достаточно большой угловой скоростью вращается вокруг вертикальной оси, то можно пренебречь действием сил земного притяжения и принять, что поверхности уровня (поверхности, в каждой точке которых давление постоянно) однородной жидкости представляют собой круговые концентрические цилиндрические поверхности, ось которых практически совпадает с осью вращения сосуда. Тогда в частично заполненном однородной жидкостью сосуде ее свободная поверхность, как одна из поверхностей уровня, должна быть цилиндрической [1—3] (рис. 1а). Однако экспериментальные исследования показывают, что свободная поверхность однородной жидкости внутри быстровращающегося сосуда покрыта центробежными поверхностными волнами, которые на определенной глубине от свободной поверхности гасятся и поверхности уровня однородной жидкости представляют собой круговые концентрические поверхности (см. тот же рис. 1а). Кроме того, при определенных условиях, когда ротор вращается с постоянной угловой скоростью, на свободной поверхности однородной жидкости параллельно образующей цилиндрической поверхности сосуда могут возникать стоячие волны. При этом стоячая волна может быть и одиночной. При определенных условиях стоячие волны разрушаются у гребней.

Рассмотрим частично заполненный идеальной жидкостью ротор длиной  $l$ , который с большой постоянной угловой скоростью  $\omega$  вращается относительно вертикальной оси вращения  $OZ$ , проходящей через его центр масс. Обозначим радиус невозмущенной свободной поверхности жидкости

через  $R_0$ , а внутренний радиус ротора через  $R$  (рис. 16). Запишем линейризованные гидродинамические уравнения [4—6]

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta}, \quad (2)$$

$$l \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u}{r} \right) + \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0, \quad (3)$$

где  $u$  и  $v$  — составляющие скорости частицы жидкости соответственно в направлениях  $r$  и  $\theta$ ,  $t$  — время,  $\rho$  — плотность жидкости,  $p$  — давление,  $\xi$  — радиус возмущенной поверхности жидкости.

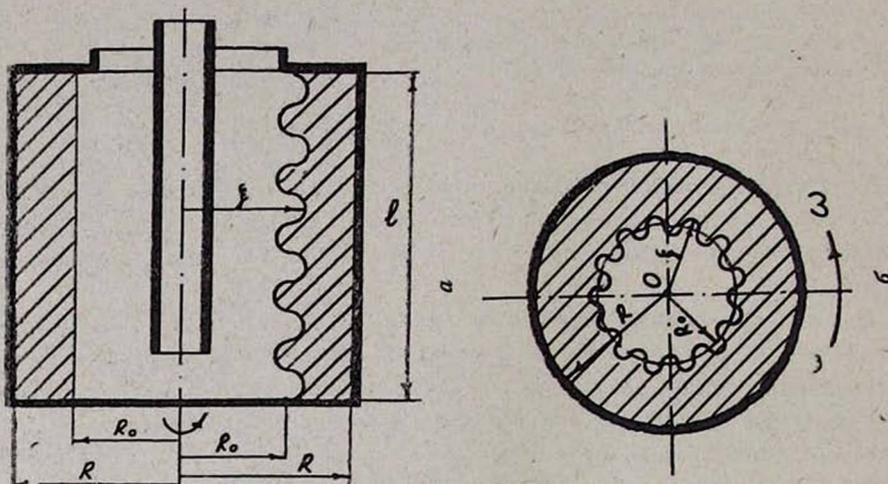


Рис. 1. Схема ротора: а—форма свободной поверхности (слева—цилиндрическая (общепринятая), справа—волнистая (предлагаемая)); б—расчетная схема свободной поверхности, покрытой волнами.

В уравнение (3) входит величина  $\xi$ , так как при волновом движении жидкости внутри цилиндрического ротора частица жидкости, принадлежащая поверхности, не может перейти внутрь жидкости, а все время остается на свободной поверхности [2, 4, 7]. В связи с этим примем, что  $\partial \xi / \partial t = \partial \zeta / \partial t$ , где  $\zeta$  — величина осевого (вдоль оси  $OZ$ ) отклонения возмущенной поверхности от невозмущенной  $l$ . Уравнение свободной поверхности жидкости в роторе центрифуги в произвольный момент времени запишем в виде [8]

$$\xi = \xi(\theta, z, t). \quad (4)$$

Приняв, что внешние силы, действующие на жидкость, являются чисто центробежными силами инерции [3, 8], из уравнений (1)—(3) получим

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + 4\omega^2 \right) = \omega^2 l R_0 \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \frac{\partial \xi}{\partial t}. \quad (5)$$

Предположим [8], что

$$-\xi = \eta \cos(n\theta - \sigma t), \quad (6)$$

где  $n$  — целое число волн, укладывающихся на длине окружности радиуса  $R_0$ ,  $\sigma$  — круговая частота, а  $\eta$  — функция переменной  $r$ . После подстановки (6) в уравнение (5) получим

$$\eta''(r) + \frac{1}{r} \eta'(r) + \left( \chi^2 - \frac{n^2}{r^2} \right) \eta(r) = 0, \quad (7)$$

где

$$\chi^2 = \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{R_0^2 l \omega^2}.$$

Если величина  $\sigma^2 > 4\omega^2$ , то будем иметь [6]

$$\eta = A J_n(\chi r) + B Y_n(\chi r), \quad (8)$$

где  $J_n(\chi r)$  и  $Y_n(\chi r)$  — бесселевы функции первого и второго родов порядка  $n$ ,  $A$  и  $B$  — произвольные постоянные.

При значениях величины  $\sigma^2 < 4\omega^2$  имеем [6]

$$\eta = C I_n(\lambda r) + D K_n(\lambda r), \quad (9)$$

где  $I_n(\lambda r)$  и  $K_n(\lambda r)$  — бесселевы функции мнимого аргумента второго рода порядка  $n$  (функции Макдональда),  $C$  и  $D$  — произвольные постоянные, а  $\lambda^2 = -\chi^2$ .

Задача о движении центробежных волн в роторе сводится к решению уравнения Лапласа при граничных условиях на внутренней поверхности ротора и на свободной поверхности жидкости внутри цилиндрического быстровращающегося ротора.

Определим скорость жидкости через градиент потенциала  $\phi$ . Тогда уравнение неразрывности перейдет в уравнение Лапласа [1—2, 4, 5, 7, 9], решение которого ищем в виде

$$\phi = \Phi(r, \theta, z) \cos(\sigma t + \varepsilon), \quad (10)$$

где  $\varepsilon$  — начальная фаза, а  $\Phi(r, \theta, z)$  — функция, описывающая зависимость амплитуды от цилиндрических координат, которая удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta \Phi = 0. \quad (11)$$

Решение (11) представим в виде [6]

$$\Phi(r, \theta, z) = R_n(\chi r) \exp(\pm \chi z) \exp(\pm i n \theta), \quad (12)$$

где  $R_n(\chi r)$  — решение уравнения Бесселя.

Граничные условия сформулируем в виде [8, 10, 11]

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right|_{r=R_0} = -\frac{\sigma^2}{\omega^2 R_0}, \quad (13)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right|_{r=R} = 0. \quad (14)$$

Используя (12)—(14), получим систему однородных линейных уравнений для постоянных  $A$  и  $B$ , которая имеет ненулевое решение только в

том случае, если определитель этой системы равен нулю. Из этого условия найдем дисперсионное соотношение

$$\sigma^2 = \omega^2 R_0 \chi F, \quad (15)$$

где

$$F = \frac{J'_n(\chi R) Y'_n(\chi R_0) - J'_n(\chi R_0) Y'_n(\chi R)}{J_n(\chi R_0) Y_n(\chi R) - J_n(\chi R) Y_n(\chi R_0)},$$

откуда следует, что круговая частота зависит от напряженности поля центробежных сил инерции  $\omega^2 R$ , радиусов заполнения  $R_0$  и  $R$  и постоянной  $\chi$ .

Получим дисперсионное соотношение с учетом сил поверхностного натяжения [8]. Запишем граничное условие на свободной поверхности жидкости внутри быстровращающегося сосуда в виде [8]

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \omega^2 R_0 \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{T}{\rho R_0^3} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r \partial \theta^2} = 0, \quad (16)$$

где  $T$  — сила поверхностного натяжения жидкости.

На основании (14) и (16) имеем

$$\sigma^2 = R_0 \chi F \left( \omega^2 + \frac{T n^2}{\rho R_0^3} \right). \quad (17)$$

На рис. 2 приведена зависимость высоты волны  $h$  от радиуса заполнения  $R_0$  при различных угловых скоростях вращения  $\omega$ , полученная на основании стробоскопических исследований.

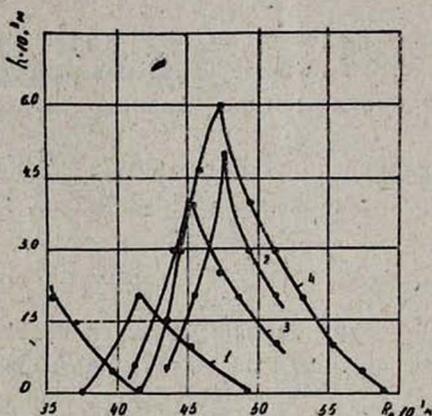


Рис. 2. Зависимость  $h = f(R_0)$  при разных значениях  $\omega$  (рад/с): 1 — 835; 2 — 760; 3 — 650; 4 — 480.

Для создания стробоскопического эффекта использовался строботаксометр модели СТ-5. Эксперименты проводились на цилиндрическом роторе с внутренним диаметром 0,117 м и высотой 0,046 м, который имел прозрачную крышку из органического стекла с нанесенной на ее поверхность отсчетной сеткой. Для сообщения ротору требуемой угловой скорости вращения использовался привод сепаратора модели АС-2Е.

Из приведенных экспериментальных данных следует, что угловая скорость вращения и радиус заполнения жидкостью ротора существенно влияют на высоту волны, что находится в согласии с уравнениями (15) и (17).

При определенных условиях волновое движение жидкости внутри быстровращающегося цилиндрического сосуда может быть неустойчивым. Действительно, подставив значение  $\chi$  в соотношение (17), получим биквадратное уравнение, из которого находим

$$\sigma^2 = [(\omega R_0 F k)^2 \pm \sqrt{(R_0 F k)^4 - 16 R_0^3 F^2 k^2}] / (2 R_0 l), \quad (18)$$

где

$$k = \left(1 + \frac{Tn^2}{\rho R_0^3 \omega^2}\right).$$

Из выражения (18) следует, что при значениях

$$16l > R_0 \left(1 + \frac{Tn^2}{\rho R_0^3 \omega^2}\right)^2 f^2 \quad (19)$$

волновое движение поверхностного слоя жидкости в роторе теряет устойчивость. Данное обстоятельство выражается в том, что волна при этом разрушается у гребней.

Указанное явление можно наблюдать с помощью стробоскопического эффекта или фиксировать фотографированием (рис. 3). Для этого использовали ротор цилиндрической формы с внутренним диаметром 0,135 м и высотой 0,1 м. Эксперименты проводились при угловой скорости вращения 785,3 рад/с на приводе сепаратора СПМФ-2000. Радиус заполнения жидкостью (водой) варьировали в зависимости от серии экспериментов в пределах  $R_0 = 0,032 - 0,048$  м.

Снимки получали следующим образом. В темноте на внутренней поверхности цилиндрического ротора помещали фотобумагу или фотопленку и приводили во вращение ротор. При заданной угловой скорости вращения внутрь ротора через центральное отверстие в крышке подавали воду при комнатной температуре. При достижении установившегося движения во внутреннее пространство ротора через то же отверстие в крышке вводили матовую электрическую лампу мощностью 40 Вт и с помощью оранжевого светофильтра освещали выдержкой 0,1 с свободную поверхность жидкости. После остановки ротора фотобумага или фотопленка извлекались и обрабатывались химикатами.

Экспериментальные исследования показали, что на свободной поверхности воды внутри цилиндрического ротора при определенных условиях вдоль образующей обечайки возникают стоячие волны, число которых может изменяться в зависимости от радиуса заполнения водой. При этом стоячие волны могут разрушаться у гребней, что согласуется с выводами, вытекающими из (19).

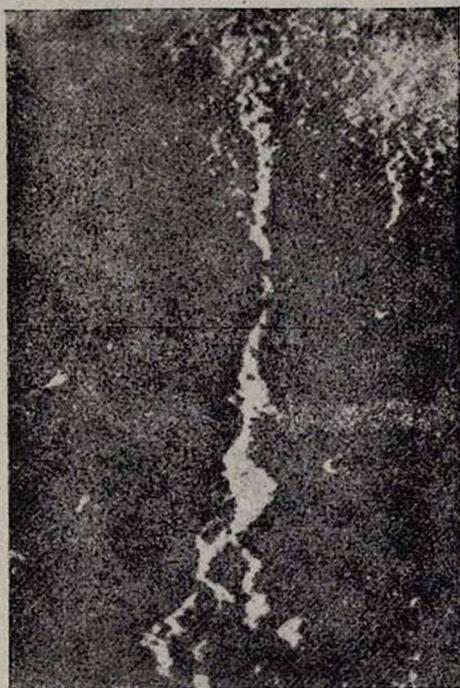


Рис. 3. Изображения свободной поверхности воды в цилиндрическом роторе при угловой скорости вращения 785,3 рад/с и радиусе заполнения водой ротора 0,032 м.

Рассмотрим условие образования стоячих волн внутри ротора. Из уравнения (18) следует, что круговая частота  $\sigma$  может принимать как положительные, так и отрицательные значения, поэтому согласно формуле (6) волны будут распространяться в противоположных направлениях и в соответствии с принципом суперпозиции на свободной поверхности жидкости внутри ротора образуются стоячие волны.

Из равенства  $\partial \xi / \partial t = \partial \xi_0 / \partial t$  следует, что радиус возмущенной поверхности жидкости определяется формулой

$$\xi = R_0 + \xi_0, \quad (20)$$

где  $\xi_0$  — величина радиального отклонения возмущенной поверхности от невозмущенной свободной поверхности радиуса  $R_0$  (рис. 1).

Тогда на основании выражения (6) имеем

$$d = 2 R_0 + 2 \gamma \cos(n\theta) \cos(\sigma t), \quad (21)$$

где  $d$  — диаметр рассматриваемой точки свободной поверхности жидкости. Выражение (21) указывает на то, что свободная поверхность жидкости покрыта стоячими волнами. Из уравнения (21) вытекают условия образования узлов и пучностей стоячей волны:

$$n\theta = (m + 0,5)\pi, \quad (22)$$

$$n\theta = m\pi, \quad (23)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Следовательно, точки пространства ротора, которые удовлетворяют условию (22), представляют собой узлы стоячих волн на радиусе  $R_0$ . Посередине между двумя соседними узлами будут лежать точки, координаты которых удовлетворяют условию (23). При этом форма свободной поверхности жидкости существенно зависит от угловой скорости вращения и радиуса заполнения жидкостью ротора [11].

Получим уравнение свободной поверхности жидкости внутри ротора. Так как величина  $\partial \xi / \partial t$  определяется равенством [10, 11].

$$\partial \xi / \partial t = [1/(\omega^2 R_0)] \partial^2 \varphi / \partial t^2, \quad (24)$$

то из условия  $\partial \xi / \partial t = \partial \xi_0 / \partial t$  для  $\xi_0$  будем иметь

$$\xi_0 = [1/(\omega^2 R_0)] \partial \varphi / \partial t. \quad (25)$$

Записав потенциал скорости в виде

$$\varphi = R_n(\chi_r) \exp(\pm \chi_z) \cos(n\theta) \cos(\sigma t), \quad (26)$$

получим

$$\xi = R_0 + a \cos(\sigma t), \quad (27)$$

где

$$a = -(\sigma/(\omega^2 R_0)) R_n(\chi_r) \exp(\pm \chi_z) \cos(n\theta).$$

Из уравнения (27) следует, что свободная поверхность жидкости в роторе покрыта волнами. Форма и характер состояния свободной поверхности жидкости в роторе зависят от угловой скорости, радиуса заполнения жидкостью ротора и внутреннего радиуса ротора.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. Изд. Наука, М., 1970.
2. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Физматгиз, М., 1963, ч. 1.
3. Соколов В. И. Центрифугирование. Изд. Химия, М., 1976.
4. Ламб Г. Гидромеханика. ОГИЗ, М.—Л., 1947.
5. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. Изд. Мир, М., 1981.
6. Грей Э., Мэтьюз Г. Функции Бесселя и их приложения к физике и механике. Изд. ИЛ, М., 1953.
7. Сретенский Л. Н. Теория волновых движений жидкости. Изд. Наука, М., 1977.
8. Торосян Д. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 25 (1984).
9. Стокер Дж. Волны на воде, Изд. ИЛ, М., 1959.
10. Торосян Д. С. Сб. Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1984.
11. Торосян Д. С. ДАН АрмССР, 79, 188 (1984).

ԱՒԻՔՆԵՐԸ ԱՐԱԳ ՊՏՏՎՈՂ ԳԼԱՆԱՁԵՎ ԱՆՈՔՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ ՀԵՂՈՒԿԻ ԱՉԱՏ  
ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՎՐԱ

Դ. Ս. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

Պարզված է, որ համասեռ հեղուկի ազատ մակերևույթը արագ պտտվող զլանաձև անոթի ներսում ծածկված է կենտրոնախույզ մակերևույթային ալիքներով: Որոշակի պայմանների դեպքում հեղուկի ազատ մակերևույթի վրա ալիքային շարժումը կարող է լինել անկայուն: Ստացված արդյունքները հաստատված են փորձնականորեն:

## WAVES ON THE FREE SURFACE OF A LIQUID IN FAST ROTATING CYLINDRICAL VESSEL

D. S. TOROSYAN

The free surface of a homogeneous liquid in fast rotating cylindrical vessel is covered with centrifugal surface waves. Under definite conditions the wave motion on the free surface of liquid may become unstable. The obtained results were confirmed experimentally.

УДК 539.1:519.6

## НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МЁССБАУЭРОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Г. Н. НАДЖАРЯН, Р. Г. ГАБРИЕЛЯН, Х. В. КОТАНДЖЯН,  
Н. М. ГАСПАРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 марта 1985 г.)

Показано, как с помощью нескольких простых экспериментов можно определить ширину линии и вероятность безотдачного излучения мёссбауэровского источника гамма-квантов. Для нахождения искоемых параметров предлагается применить метод решения обратной задачи с использованием полученных гамма-резонансных спектров поглощения двух образцов из одного и того же материала с синглетной линией поглощения.

Известно [1, 2], что для определения из экспериментального гамма-резонансного спектра поглощения  $\eta(\nu)$  сечения поглощения  $\sigma(\omega)$  гамма-квантов мёссбауэровскими ядрами поглотителя (а тем самым и всех их мёссбауэровских параметров) и их динамических характеристик необходимо знать следующие параметры мёссбауэровского источника:  $f_s$  — вероятность безотдачного излучения гамма-квантов и  $\Gamma_s$  — ширину линии излучения.

В работе [2] показано, как с помощью метода решения обратной задачи можно определить приближенную функцию  $\beta\omega_s(\omega) = n f_a \sigma(\omega)$  из экспериментальной функции  $\eta(\nu)$  в случае, когда контур линии излучения источника лорентцевский (что обычно имеет место):

$$\beta\omega_s(\omega) = -\ln \left[ 1 - \frac{\psi_s(\omega)}{\alpha f_s} \right], \quad (1)$$

$$\psi_s(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{\eta}(p) e^{-\frac{\Gamma_s}{2}|p|} e^{ip(\omega - \omega_0)}}{e^{-\Gamma_s|p|} + \delta \frac{\Gamma_s^2}{4} p^2 + \delta} dp,$$

где  $\beta$  — эффективная толщина поглотителя,  $\bar{\eta}(p)$  — фурье-образ экспериментального спектра  $\eta(\nu)$ ,  $\omega(\omega)$  — контур линии поглощения,  $n$  — число мёссбауэровских ядер, приходящихся на  $1 \text{ см}^2$ ,  $f_a$  — вероятность безотдачного поглощения гамма-квантов в поглотителе,  $\alpha$  — коэффициент, который для ядер  $Fe^{57}$  равен доле числа квантов с энергией 14,4 кэВ в полном спектре излучения,  $\delta$  — параметр регуляризации ( $\delta = 3 \cdot 10^{-4}$ ).

В настоящей работе показано, как с помощью нескольких простых экспериментов можно определить параметры  $f_s$  и  $\Gamma_s$ . Для этого необходимо получить спектры поглощения  $\eta_1(\nu)$  и  $\eta_2(\nu)$  двух образцов из одного

и того же материала с синглетной линией поглощения; при этом отношение толщин  $\beta_2/\beta_1$  должно быть известным. Экспериментально при измерении спектра поглощения каждого из образцов измеряется также и величина коэффициента  $\alpha$ .

При произвольных начальных значениях параметров  $f_s$  и  $\Gamma_s$  согласно выражению (1) вычисляются функции  $\beta_1 w_1(\omega)$  и  $\beta_2 w_2(\omega)$ . Так как для истинных значений  $f_s$  и  $\Gamma_s$  должны выполняться очевидные соотношения

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{\int_0^\infty \beta_2 w_2(\omega) d\omega}{\int_0^\infty \beta_1 w_1(\omega) d\omega} = \frac{\beta_2}{\beta_1} \cdot \frac{[\beta_2 w_2]_{\max}}{[\beta_1 w_1]_{\max}} = \frac{\beta_2}{\beta_1}, \quad \Gamma_{1a} = \Gamma_{2a} \quad (2)$$

( $\Gamma_{1a}$  и  $\Gamma_{2a}$  — соответственно ширины вычисленных функций  $\beta_1 w_1$  и  $\beta_2 w_2$ ), то варьируя значения параметров  $f_s$  и  $\Gamma_s$  при расчете выражений (1), можно добиться выполнения этих условий.

Проверкой правильности найденного значения  $\Gamma_s$  может служить выполнение хорошо известного соотношения

$$\Gamma_{\text{экс.}} = \Gamma_a + \Gamma_s + c^2,$$

из которого, очевидно, следует

$$2\Gamma_{1\text{экс.}} - \Gamma_{2\text{экс.}} = \Gamma_a + \Gamma_s,$$

где  $\Gamma_{1\text{экс.}}$  и  $\Gamma_{2\text{экс.}}$  — ширины экспериментальных спектров поглощения первого и второго образцов,  $c$  — константа.

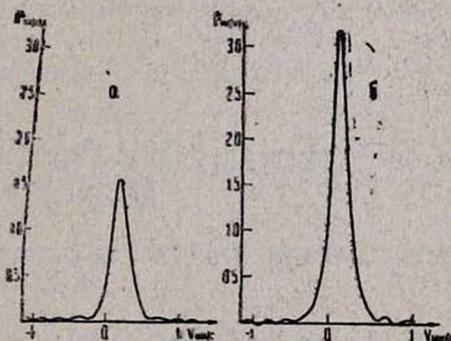
Этим методом были определены значения параметров  $f_s$  и  $\Gamma_s$  источника гамма-квантов  $\text{Co}^{57}$  в матрице из нержавеющей стали. Для этого были сняты спектры поглощения двух образцов из нержавеющей стали с толщинами  $\beta$  ( $d_1 = 20$  мкм) и  $2\beta$  ( $d_2 = 40$  мкм), ширины которых были соответственно равны 0,49 и 0,54 мм/с. Значения параметров  $\Gamma_s$  и  $f_s$  (для удобства  $\Gamma_s$  представлена в единицах мм/с).

варьировались соответственно в интервалах 0,17—0,23 мм/с и от 0,6 до 0,95

Вычисленные с помощью спектра поглощения  $\eta(\nu)$  значения  $\beta w(\omega)$ :

а) при  $\beta_1 = \beta$  ( $\Gamma_{1a} = 0,26$  мм/с);

б) при  $\beta_2 = 2\beta$  ( $\Gamma_{2a} = 0,25$  мм/с).



В таблице приведены значения отношений  $k = S_2/S_1$ ,  $l = (\beta_2 w_2)_{\max} / (\beta_1 w_1)_{\max}$ ,  $m = |\Gamma_{2a} - \Gamma_{1a}|/\bar{\Gamma}_a$  и  $\Delta = |2\Gamma_{1\text{экс.}} - \Gamma_{2\text{экс.}} - \Gamma_s - \bar{\Gamma}_a|/\bar{\Gamma}_a$ ,  $\bar{\Gamma}_a = (\Gamma_{1a} + \Gamma_{2a})/2$ , полученные для разных значений параметров  $f_s$  и  $\Gamma_s$ , начи-

ная со значения  $f_s > 0,75$ , так как в противном случае величина  $(1 - \psi_0(\omega)/\alpha f_s)$  становится отрицательной. Наилучшее выполнение вышеуказанных условий было получено при значениях  $f_s$  и  $\Gamma_s$ , равных

Таблица

$f_s \backslash \Gamma_s$	0,77	0,79	0,90
0,19	$k = 1,99$ $l = 2,09$ $m = 0,106$ $\Delta = 0,048$	$k = 1,90$ $l = 1,90$ $m = 0,037$ $\Delta = 0,074$	$k = 1,72$ $l = 1,54$ $m = 0,095$ $\Delta = 0,095$
0,20	$k = 2,12$ $l = 2,30$ $m = 0,075$ $\Delta = 0,075$	$k = 1,96$ $l = 1,99$ $m = 0,038$ $\Delta = 0,038$	$k = 1,73$ $l = 1,55$ $m = 0,097$ $\Delta = 0,194$
0,21	$k = 2,23$ $l = 2,23$ $m = 0,22$ $\Delta = 0,11$	$k = 2,06$ $l = 2,25$ $m = 0,132$ $\Delta = 0,015$	$k = 1,76$ $l = 1,56$ $m = 0,15$ $\Delta = 0,167$

соответственно 0,79 и 0,2 мм/с (см. таблицу и рисунок). Как видно из таблицы, точность определения этих величин оказалась не хуже 4%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Nadjaryan G. N., Gabrielyan R. G., Mkrtchyan A. R. Phys. Stat. Sol., b109, 131 (1982).
2. Габриелян Р. Г., Мартirosян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 282 (1984).

#### ՄՅՈՍՐԱՌԻԲՐՅԱՆ ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՆՈՐ ՄԵԹՈՂ

Գ. Ն. ՆԱԶԻՐՅԱՆ, Ռ. Գ. ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ, Խ. Վ. ԲՈՒԱՆԶՅԱՆ, Ե. Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ճույց է տրված, թե ինչպես մի քանի պարզ փորձերի միջոցով կարելի է որոշել մյուս-բառերով զամմա-քվանտների աղբյուրի ճառագայթման դժի լայնությունը և առանց հետ-հարվածի ճառագայթման հավանականությունը: Փնտրվող պարամետրերի արժեքները ստաց-ված են կլանման սինգլետ դժի ունեցող նույն նյութից պատրաստված երկու փորձանմուշի զամմա-ռեզոնանսային կլանման սպեկտրներից, օգտագործելով հակադարձ խնդրի լուծման մեթոդը:

#### A NEW METHOD FOR THE DETERMINATION OF MÖSSBAUER SOURCE PARAMETERS

G. N. NADZHARYAN, R. G. GABRIELIAN, Kh. V. KOTANDZHIAN, N. M. GASPARYAN

The procedure of determination of the line width and the probability of recoil-less emission of a Mössbauer source of gamma-quanta with the help of several simple experiments is described. To obtain these parameters it is proposed to apply the method of inverse problem solution using the gamma-resonance absorption spectra of two samples of the same material having a single absorption line.

УДК 537.311.322

## О ТЕРМОЭДС МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

А. И. ВАГАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 сентября 1984 г.)

На основе полученного выражения температурной зависимости дифференциальной термоэдс для невырожденного многодолинного полупроводника  $n$ -типа приводятся расчетные кривые двухдолинных составов твердых растворов,  $In_{1-x}Ga_xP$ . Показано, что зонное строение полупроводника отражается на характере температурной зависимости термоэдс.

В последнее время внимание исследователей привлекают сложные полупроводниковые соединения и твердые растворы с многодолинным строением зонной структуры. При исследовании физических свойств таких материалов в ряде случаев необходимо бывает пользоваться выражениями, учитывающими многодолинный характер зонного строения. Сказанное в равной мере относится и к термоэдс.

Рассмотрим невырожденный многодолинный полупроводник  $n$ -типа, зона проводимости которого состоит из  $m$  долин, удаленных от некоторого нулевого уровня на расстояние  $\delta E_i$ . Известную формулу дифференциальной термоэдс  $\alpha = \sum \sigma_i \alpha_i / \sum \sigma_i$  для носителей нескольких типов запишем в виде

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[ \frac{\sum \sigma_i A_i}{\sum \sigma_i} + \frac{\sum \sigma_i \ln \frac{N_{c_i}}{n_i}}{\sum \sigma_i} \right], \quad (1)$$

где  $N_{c_i}$  и  $n_i$  — эффективное число плотности состояний и концентрация электронов в  $i$ -долине,  $\sigma_i$  — электропроводность, обусловленная электронами  $i$ -долины,  $A_i = 5/2 - s_i$  — величина, зависящая от механизмов рассеяния электронов.

В работе [1] было показано, что если зону проводимости многодолинного полупроводника представить в виде однодолинной эквивалентной зоны, то эффективное число плотности состояний эквивалентной зоны  $N_c^*$  можно выразить через параметры любой конкретной  $j$ -долины:

$$N_c^* = \frac{N_{c_j}}{c_j} \exp\left(-\frac{\delta E_j}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $c_j$  — относительная заселенность  $j$ -долины.

Используя (2), из (1) получаем выражение для дифференциальной термоэдс, записанное через параметры зонной структуры многодолинного полупроводника:

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[ \frac{\sum \sigma_i A_i}{\sum \sigma_i} + \ln \frac{N_{c_j}}{n_j} + \frac{1}{kT} \frac{\sum \sigma_i (\delta E_i - \delta E_j)}{\sum \sigma_i} \right] \quad (3)$$

или, с учетом значений  $\sigma_i$ ,

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[ \frac{\sum c_i \mu_i A_i}{\sum c_i \mu_i} + \ln \frac{N_{c_j}}{n_j} + \frac{1}{kT} \frac{\sum c_i \mu_i (\delta E_i - \delta E_j)}{\sum c_i \mu_i} \right], \quad (4)$$

где  $\mu_i$  — подвижность электронов в  $i$ -долине. Суммирование проводится по  $i$ . В частности, при  $i = j = 1$  получается известная формула Писаренко для носителей одного типа.

Из (3) и (4) видно, что термоэдс многодолинного полупроводника зависит не только от концентрации носителей и температуры, как это имеет место в однодолинном случае, но и от зонной структуры, т. е. от расположения долин и распределения электронов в них. Заметим, что третий член может иметь как положительный, так и отрицательный знак в зависимости от расположения долин относительно  $j$ -долины. Очевидно, что долины, для которых  $\delta E_i = \delta E_j$ , не вносят вклада в третий член выражений (3) и (4).

Практический интерес представляет двухдолинный случай, для которого из (4) получается

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[ \frac{c_1 \mu_1 A_1 + c_2 \mu_2 A_2}{c_1 \mu_1 + c_2 \mu_2} + \ln \frac{N_{c_j}}{n_j} + \frac{1}{kT} \frac{c_1 \mu_1 (\delta E_1 - \delta E_j) + c_2 \mu_2 (\delta E_2 - \delta E_j)}{c_1 \mu_1 + c_2 \mu_2} \right], \quad (5)$$

где  $j=1$  или  $2$ . При  $j=1$ ,  $\delta E_1 = 0$ ,  $\delta E_2 = \delta E$  (5) принимает вид

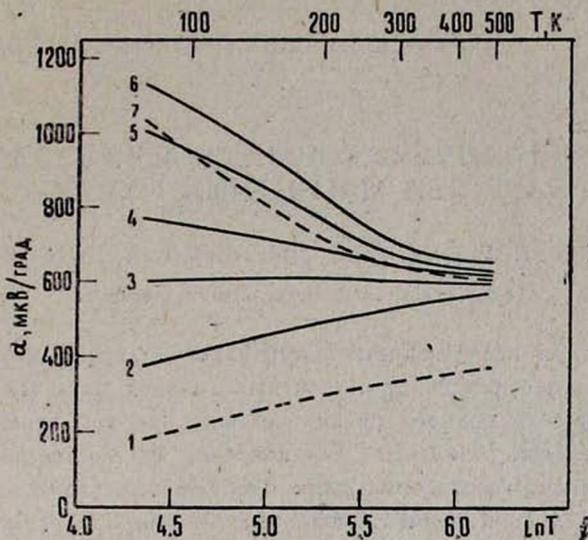
$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[ \frac{c_1 b A_1 + c_2 A_2}{c_1 b + c_2} + \ln \frac{N_{c_1}}{n_1} + \frac{\delta E}{kT} \frac{c_2}{c_1 b + c_2} \right], \quad (6)$$

где  $b = \mu_1/\mu_2$  — отношение подвижностей электронов в этих долинах.

В качестве иллюстрации по формуле (6) проведен расчет термоэдс некоторых составов твердых растворов  $In_{1-x}Ga_xP$ , в которых в зависимости от  $x$  изменяется положение  $\Gamma$ - и  $X$ -долин ( $\delta E = E_X - E_\Gamma$ ). Параметры, использованные в расчетах, взяты из работ [2, 3]. Расчет концентрации электронов выполнен при фиксированных для всех составов значениях отдельных концентраций доноров  $N_d$  и акцепторов  $N_a$ :  $N_d = 5,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_a = 2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [3].

На рисунке представлены расчетные кривые температурной зависимости термоэдс. Видно, что с изменением  $\delta E$  ход кривых изменяется, причем при каждой температуре с уменьшением  $\delta E$  термоэдс плавно растет. Наибольшее значение термоэдс получается при критическом составе, т. е.  $\delta E = 0$ . При этом третий член в (6) исчезает и полупроводник ведет себя как однодолинный. На этом же рисунке для сравнения приведены расчетные кривые для однодолинных составов (пунктирные линии), причем кривая 7 относится к составу, для которого абсолютной является  $X$ -долина и изменение термоэдс главным образом обусловлено изменением концентрации электронов, а кривая 1 — к составу, для которого абсолютной является

ляется  $\Gamma$ -долина, концентрация электронов постоянна и термоэдс растет пропорционально  $\ln T^{3/2}$ .



Расчетные кривые температурной зависимости термоэдс в системе  $In_{1-x}Ga_xP$ : 1 —  $x = 0,50$ ; 2 —  $x = 0,60$ ,  $\delta E = 0,08$  эВ; 3 —  $x = 0,63$ ,  $\delta E = 0,06$  эВ; 4 —  $x = 0,64$ ,  $\delta E = 0,05$  эВ; 5 —  $x = 0,65$ ,  $\delta E = 0,035$  эВ; 6 —  $x = 0,68$ ,  $\delta E = 0$ ; 7 —  $x = 0,75$ .

Таким образом, из сказанного следует, что в многодолинных и, в частности, двухдолинных полупроводниках зонное строение определенным образом отражается на характере температурной зависимости термоэдс.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ваганян А. И. ФТП, 16, 520 (1982).
2. Авакьянц Г. М., Ваганян А. И., Димаксян М. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 118 (1978).
3. Ваганян А. И., Димаксян М. А. Сб. материалов юбилейных научных сессий (к 60-летию ЕГУ). Изд. ЕГУ, Ереван, 1981.

#### ԲԱԶՄԱՀՈՎԻՏ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐԻ ԹԵՐՄՈԷԼԵԿՏՈՒԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ի. ՎԱՀԱՆՅԱՆ

Ստացված է դիֆերենցիալ թերմոէլեկտրի շերմաստիճանային կախման արտահայտությունը շալասերված բաղմանովիտ n-տիպի կիսահաղորդչի համար: Բերված են  $In_{1-x}Ga_xP$  պինդ լուծույթների երկհովիտ մի քանի բաղադրությունների հաշվարկային կորերը: Ցույց է արված, որ կիսահաղորդչիների գոտիական կառուցվածքը անդրադառնում է թերմոէլեկտրի շերմաստիճանային կախման ընթացքի վրա:

#### ON THE THERMOELECTROMOTIVE FORCE OF MANY-VALLEY SEMICONDUCTORS

A. I. VAHANYAN

An expression is obtained for the temperature dependence of differential thermoelectric coefficient for n-type nondegenerate many-valley semiconductors. The calculated curves for some two-valley  $In_{1-x}Ga_xP$  alloys are given. It is shown that the zone structure of the semiconductor affects the behaviour of the temperature dependence of thermoelectric coefficient.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНТИ

УДК 681.84.083.51

ЭЛЕКТРОННОМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
КАЧЕСТВА МАГНИТНЫХ ГОЛОВОК

Я. М. ПОГОСЯН, А. К. ОВСЕПЯН, Т. А. ПОГОСЯН

Ереванский государственный университет

В работе при исследовании когерентного лоренцмикроскопического изображения полей рассеяния магнитных головок показано, что явление фокусирования электронного пучка, наблюдаемое при этом, хорошо описывается конхойдой Никомеда. Установлено, что состояние фокуса конвергентного лоренцмикроскопического изображения (конхойды Никомеда) очень чувствительно к любым локальным неоднородностям поля магнитных головок вдоль зазора, которые обусловлены, например, следами крошения краев зазора, немагнитными включениями и непараллельностью сторон зазора. При сравнении конвергентного изображения полей головок с увеличивающейся степенью следов крошения краев зазора (это хорошо видно на приведенных в работе снимках поверхности зазора головки, полученных на металлографическом микроскопе) наблюдается увеличение астигматизма фокуса конвергентного лоренцмикроскопического изображения и даже появление второго фокуса. Исходя из этого величина астигматизма фокуса конвергентного лоренцмикроскопического изображения может служить критерием для оценки качества магнитных головок.

Иллюстраций 3. Библиографий 4.

Поступила 3. VII. 1984

Полный текст статьи депонирован в ВИНТИ.

Регистрационный номер — 6543—84. Деп.

## АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

тома № 20 за 1985 г.

		вып.	стр
<i>Авакян А. Р., Ян Ши, Глебов В. И., Головизнин В. В., Жеваго Н. К.</i> Радиационные потери энергии релятивистских электронов и позитронов в кристаллах . . . . .	2		59
<i>Авакян А. Р., Ян Ши, Жеваго Н. К.</i> Расчет спектров излучения позитронами и электронами больших энергий при плоскостном каналировании в кристаллах типа алмаз . . . . .	4		191
<i>Авакян А. Р., Ян Ши, Жеваго Н. К.</i> Угловое распределение радиационных потерь энергии релятивистских электронов в монокристалле . . . . .	5		252
<i>Аветисов В. А.</i> Квантовомеханическая модель неравновесной селективирующей системы. Асимметричное взаимодействие . . . . .	3		174
<i>Аветисян В. М., Атанесян В. Г., Мелик-Саркисян А. А., Назарян А. А., Оганесян Л. Т., Оганесян Р. Г., Дадиванян А. К., Ниноян Ж. О., Оганесян Р. О., Парпаров А. С.</i> Исследование возможности количественного определения органических веществ и хлорофилла на оз. Севан методом лазерной флуоресценции . . . . .	3		166
<i>Аветисян Ю. О., Григорян Г. Г.</i> Детектирование СВЧ колебаний точечной вольфрам-никелевой структурой . . . . .	5		286
<i>Агинян М. А., Гарибян Г. М., Ян Ши,</i> Энергетические потери заряженной частицы при прохождении через слой вещества различной толщины и эффект плотности Ферми . . . . .	6		308
<i>Азизбекян Л. А.</i> Рентгенографическое исследование структурного состояния алюминия, подвергнутого ультразвуковой обработке . . . . .	6		327
<i>Акопов Р. А., Антаблян О. Г., Давтян С. В., Ханикянц Е. К.</i> Искривление интенсивного релятивистского электронного пучка в кольцевых диэлектрических структурах . . . . .	3		147
<i>Акопян Р. С.</i> Критическое поведение ориентационной оптической нелинейности нематического жидкого кристалла при его течении по наклонной плоскости . . . . .	2		91
<i>Акопян Э. А., Матевосян Г. Г.</i> Потенциал, создаваемый в плазме быстрым заряженным кластером, ориентированным под малыми углами к направлению движения . . . . .	5		259
<i>Алексян А. Г., Беленов Э. М.</i> О детектирующих свойствах переходов металл—барьер—металл . . . . .	1		23
<i>Амбарян А. Ш., Мурадян А. Ж., Оганесян М. К., Папазян Т. А., Хачатрян Р. Ж.</i> Энергетическое исследование пикосекундного лазера на красителе с распределенной обратной связью . . . . .	4		230
<i>Амирян А. С., Григорян В. Г.</i> Роль различных нелинейных механизмов в ограничении роста числа параметрически возбужденных фононов . . . . .	1		13
<i>Амирян А. С.</i> Резонансное взаимодействие фононов с бихроматическим лазерным излучением . . . . .	2		65
<i>Антаблян О. Г. (см. Акопов Р. А.)</i> . . . . .	3		147
<i>Аракелян А. О. (см. Арутюнян В. М.)</i> . . . . .	2		96

Аракелян А. Р., Славинский М. М., Арутюнян Э. М. Об одной возможности применения мёсбауэровской спектроскопии для определения топограммы звуковых полей в жидкостях . . . . .	5	278
Аракелян В. Б., Аракелян С. Б. Радиальный профиль энергии иона в ионном канале мембраны . . . . .	1	28
Аракелян В. М. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	96
Аракелян С. Б. (см. Аракелян В. Б.) . . . . .	1	28
Арамян А. Р. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	3	139
Арутюнян А. С., Жеваго Н. К., Ян Ши. Температурная зависимость радиационных потерь энергии релятивистских электронов и позитронов в кристаллах при осевом каналировании и квазиканалировании . . . . .	3	119
Арутюнян В. М., Аракелян А. О., Аракелян В. М., Маргарян А. Л., Паносян Ж. Р., Саркисян А. Г., Курбатов Г. А., Сидорин К. К., Шмарцев Ю. В. Исследование спектров поглощения и фотолкза сильно легированного поликристаллического рутила . . . . .	2	96
Арутюнян В. М., Арамян А. Р., Ишханян С. П., Папазян Т. А. Исследование невырожденного четырехволнового обращения волнового фронта в трехуровневой резонансной среде . . . . .	3	139
Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В., Мелконян С. В. Об отказе от «адиабатического приближения» при расчете шумов S-диодов . . . . .	4	211
Арутюнян Г. А. (см. Кочарян Л. А.) . . . . .	4	234
Арутюнян Д. С., Арцруни А. А., Карагезян А. Г. Электро- и теплосопротивление спиновых стекол $AgMn$ в интервале 1,5—20 К: магнитная компонента и отношение Лоренца . . . . .	1	43
Арутюнян Л. А., Труни К. Г. Многолучевая коллимации рентгеновской волны	3	132
Арутюнян С. Г., Галсчян Г. А., Дарбинян К. Р., Саркисян М. Г., Динамика свободного разлета сгустка лазерной плазмы в вакууме . . . . .	2	103
Арутюнян Х. С., Барсуков К. А. О распространении ТМ волн в нелинейных средах . . . . .	3	125
Арутюнян Э. М. (см. Кочарян Л. А.) . . . . .	4	234
Арутюнян Э. М. (см. Аракелян А. Р.) . . . . .	5	278
Арцруни А. А. (см. Арутюнян Д. С.) . . . . .	1	43
Асатрян Р. С. (см. Караян Г. С.) . . . . .	2	85
Асатрян Р. С. (см. Караян Г. С.) . . . . .	3	160
Асатурян В. М., Худавердян А. Г. Исследование корреляций гамма-квантов с протонами в $\pi^- C^{12}$ взаимодействиях . . . . .	1	9
Асратян М. Г. (см. Саркисян В. А.) . . . . .	1	33
Асланян Л. С., Бадалян Н. Н., Петросян А. А., Чилингарян Ю. С. Измерение температурной зависимости кубической восприимчивости нематического жидкого кристалла МББА . . . . .	3	171
Атабекян Р. Р., Геворкян В. А., Евоян Р. К., Ерицян Г. Н., Саркисов В. Х. Передача энергии возбуждения ионам $Gd_3^{+}$ от радиационных центров окраски в рубине . . . . .	2	110
Атанесян В. Г. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	3	166
Бадалян Н. Н. (см. Асланян Л. С.) . . . . .	3	171
Барсуков К. А. (см. Арутюнян Х. С.) . . . . .	3	125
Безверхая А. П. (см. Григорян Е. О.) . . . . .	2	69
Беленов Э. М. (см. Александян А. Г.) . . . . .	1	23
Ваганян А. И. О термоде с многодолинных полупроводников . . . . .	6	341
Варданян А. А., Дерменжи П. Г., Шаболян С. А. Особенности форсированного выключения и вторичный пробой в силовых высоковольтных транзисторах . . . . .	1	54
Вардепетян Р. П. К методике измерения фоточувствительного затухания ультразвука в пьезополупроводниках . . . . .	1	18
Вильямс П. П., Деметьев А. Д., Попов А. А. Установка для создания больших анизотропных упругих деформаций . . . . .	4	239
Габриелян Р. Г. (см. Наджарян Г. Н.) . . . . .	6	338

Галечян Г. А. (см. Арутюнян С. Г.) . . . . .	2	103
Гардилян Р. С. (см. Есяян В. В.) . . . . .	4	223
Гарибян Г. М. (см. Агинян М. А.) . . . . .	6	308
Гаспарян А. Г. (см. Симонян М. В.) . . . . .	5	298
Гаспарян В. М., Касаманян Э. А. О распределении поверхностных состояний в электрическом поле при случайных граничных условиях . . . . .	1	53
Гаспарян В. М. (см. Касаманян Э. А.) . . . . .	2	75
Гаспарян Н. М. (см. Наджарян Г. Н.) . . . . .	6	338
Гаспарян Ф. В. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	4	211
Геворкян В. А. (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	110
Глебов В. И. (см. Авакян А. Р.) . . . . .	2	59
Голендухин А. Л., Казарян А. П., Манукян Ж. В., Сирунян А. М. Расчет реакции фоторождения $\pi^0$ -мезонов на поляризованной протонной ми- шене в дважды поляризационном эксперименте . . . . .	6	301
Головизиц В. В. (см. Авакян А. Р.) . . . . .	2	59
Григорян В. Г. (см. Амирян А. С.) . . . . .	1	13
Григорян В. Г., Казарян А. М. Рассеяние электронов заряженными приме- сями в тонкой (квантующей) полупроводниковой пленке . . . . .	2	81
Григорян Г. Г. (см. Аветисян Ю. О.) . . . . .	5	286
Григорян Е. О., Худавердян А. Г., Безверхая А. П., Демехина Н. А. Иссле- дование функций возбуждения фотообразования $^{24}\text{Na}$ и $^{18}\text{F}$ из мише- ней Al, Si и S с использованием квазимонохроматического пучка фотонов . . . . .	2	69
Григорян Л. С. (см. Симонян М. В.) . . . . .	5	298
Давтян С. В. (см. Акопов Р. А.) . . . . .	3	147
Дадиванян А. К. (см. Саркисян В. А.) . . . . .	1	33
Дадиванян А. К. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	3	166
Дарбинян К. Р. (см. Арутюнян С. Г.) . . . . .	2	103
Дементьев А. Д. (см. Вильмс П. П.) . . . . .	4	239
Демехина Н. А. (см. Григорян Е. О.) . . . . .	2	69
Дерменжи П. Г. (см. Варданян А. А.) . . . . .	1	54
Джереджян А. А. (см. Караян Г. С.) . . . . .	2	85
Джереджян А. А. (см. Караян Г. С.) . . . . .	3	160
Джотян Г. П., Манасян Л. Л. К теории воспроизведения волнового фронта сверхкоротких импульсов света в процессе вынужденного комбинацион- ного рассеяния . . . . .	6	315
Джрбашян В. А. О волновой функции нерелятивистской свободной частицы	4	200
Димаксян М. Л. К методу расчета сильнополевых характеристик полупро- водников . . . . .	6	322
Дохолян Ж. Г., Минасян С. В., Худавердян С. Х. Генерационные свойства структур из кремния, компенсированного никелем . . . . .	5	289
Дургарян А. А. (см. Есяян В. В.) . . . . .	4	223
Езоян Р. К. (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	110
Елецкий А. В., Чифликян Р. В. Условия возникновения нетепловой контрак- ции разряда в инертных газах . . . . .	5	273
Ерицян Г. Н. (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	110
Ерицян Г. Н. (см. Саакян А. А.) . . . . .	1	47
Есяян В. В., Гардилян Р. С., Дургарян А. А. Амплитудная и ориентацион- ная зависимость поглощения ультразвука в кристаллах висмута . . . . .	4	223
Жеваго Н. К. (см. Авакян А. Р.) . . . . .	2	59
Жеваго Н. К. (см. Арутюнян А. С.) . . . . .	3	119
Жеваго Н. К. (см. Авакян А. Р.) . . . . .	4	191
Жеваго Н. К. (см. Авакян А. Р.) . . . . .	5	252
Ишханян С. П. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	3	139
Казарян А. М. (см. Григорян В. Г.) . . . . .	2	81
Казарян А. П. (см. Голендухин А. Л.) . . . . .	6	301
Каратезян А. Г. (см. Арутюнян Д. С.) . . . . .	1	43

Караян Г. С., Джереджян А. А., Асатрян Р. С. Теоретическое исследование некоторых характеристик фотополесторов . . . . .	2	85
Караян Г. С., Джереджян А. А., Асатрян Р. С. Теория фотопроводимости полесторов . . . . .	3	160
Касаманян Э. А. (см. Гаспарян В. М.) . . . . .	1	53
Касаманян Э. А., Гаспарян В. М. Поперечная эффективная масса электрона в тонкопленочной гетероструктуре и сверхрешетке из $InAs-GaSb$ . . . . .	2	75
Котанджян Х. В. (см. Наджарян Г. Н.) . . . . .	6	338
Кочарян Л. А., Арутюнян Э. М., Арутюнян Г. А. Модуляция оптического излучения в кристаллах когерентными ультразвуковыми возбуждениями	4	234
Курбатов Г. А. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	96
Крючков П. Ю. Группировка и антигруппировка фотонов в спектре излучения атома, индуцированные резонансным полем . . . . .	5	245
Манукян Ж. В. (см. Голендухин А. Л.) . . . . .	6	301
Маргарян А. Л. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	96
Марьян Б. В. (см. Поладов А. Г.) . . . . .	4	238
Матевосян Г. Г. (см. Акопян Э. А.) . . . . .	5	259
Мелик-Саркисян А. А. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	3	166
Мелконян С. В. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	4	211
Минасян Л. Л. (см. Джотян Г. П.) . . . . .	6	315
Минасян С. В. (см. Дохолян Ж. Г.) . . . . .	5	289
Мнацаканян С. А. Критическая магнитная релаксация в иттриевом ферритегранате . . . . .	2	107
Мовсисян Л. М. Распределение плотности пространственного заряда при квазистатическом режиме взаимодействия пучка заряженных частиц и синхронной гармонике СВЧ поля . . . . .	4	227
Морджович В. Н. (см. Саакян А. А.) . . . . .	1	47
Мурадян А. Ж. Когерентная дифракция атома в резонансном поле стоячей волны . . . . .	4	206
Мурадян А. Ж. (см. Амбарян А. Ш.) . . . . .	4	230
Наджарян Г. Н., Габриелян Р. Г., Котанджян Х. В., Гаспарян Н. М. Новый метод определения параметров мессбауэровских источников . . . . .	6	338
Назарян А. А. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	3	166
Ниноян Ж. О. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	3	166
Овсепян А. К. (см. Погосян Я. М.) . . . . .	6	344
Овсепян Р. К. Возможность уменьшения шумов голограмм в кристаллах ниобата лития . . . . .	5	282
Оганесян А. С. (см. Саакян А. А.) . . . . .	1	47
Оганесян А. С., Рез И. С., Тамразян С. А. Применение теории подобия для исследования формы фронта кристаллизации при выращивании кристаллов методом Чохральского . . . . .	5	296
Оганесян А. С., Рез И. С. Моделирование теплового поля при кристаллизации методом Чохральского . . . . .	5	297
Оганесян Л. Т. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	3	166
Оганесян М. К. (см. Амбарян А. Ш.) . . . . .	4	230
Оганесян Р. Г. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	3	166
Оганесян Р. О. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	3	166
Паносян Ж. Р. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	96
Папазян Т. А. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	3	139
Папазян Т. А. (см. Амбарян А. Ш.) . . . . .	4	230
Парпаров А. С. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	3	166
Петросян А. А. (см. Асланян Л. С.) . . . . .	3	171
Петросян К. Б., Похсрарян К. М. Генерация ультракоротких импульсов света в области $220 \div 260$ нм в кристалле пентабората калия . . . . .	1	39
Петросян К. Б., Похсрарян К. М. Когерентное четырехфотонное рассеяние на наклонных поляритонах в кристалле $LiIO_3$ . . . . .	3	154
Погосян Т. А. (см. Погосян Я. М.) . . . . .	6	344

Погосян Я. М., Овсепян А. К., Погосян Т. А. Электронномикроскопическое исследование качества магнитных головок . . . . .	6	344
Поландов А. Г., Марьян Б. В., Тельцов М. В. Ускоритель тяжелых заряженных частиц малых энергий . . . . .	4	238
Попов А. А. (см. Вильмс П. П.) . . . . .	4	239
Похрарян К. М. (см. Петросян К. Б.) . . . . .	1	39
Похрарян К. М. (см. Петросян К. Б.) . . . . .	3	154
Пулатов М. П. Температурное изменение параметров мёссбауэровской линии поглощения $^{57}\text{Fe}$ в системе сфалерит—вюрцит . . . . .	1	50
Рез И. С. (см. Оганесян А. С.) . . . . .	5	296
Рез И. С. (см. Оганесян А. С.) . . . . .	5	297
Ростомян А. Г. (см. Ростомян А. М.) . . . . .	4	217
Ростомян А. М., Ростомян А. Г. Рентгеновские германиевые резонаторы, настроенные на длины волн спектрального интервала $\text{Co K}_{\alpha 1}$ . . . . .	4	217
Саакян А. А., Ерицян Г. Н., Оганесян А. С., Мордкович В. Н. О механизме образования поверхностных состояний в структурах диэлектрик-полупроводник, облученных короткопробежными ионами . . . . .	1	47
Саакян Ш. С. (см. Саркисян В. А.) . . . . .	1	33
Саркисов В. Х. (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	110
Саркисян А. Г. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	96
Саркисян В. А., Асратян М. Г., Саакян Ш. С., Дадиванян А. К. Ориентация молекул жидких кристаллов и полимеров относительно сферических и цилиндрических поверхностей . . . . .	1	33
Саркисян М. Г. (см. Арутюнян С. Г.) . . . . .	2	103
Свиридов И. Ф. Влияние гидростатического давления на вольт-амперные характеристики туннельных диодов из $\text{GaAs}$ . . . . .	5	293
Сидорин К. К. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	96
Симонян М. В., Григорян Л. С., Гаспарян А. Г., Шароян Э. Г. Выращивание монокристаллов $\beta$ -фталодианинов из газовой фазы в замкнутых системах . . . . .	5	298
Сирунян А. М. (см. Голендухин А. Л.) . . . . .	6	301
Славинский М. М. (см. Аракелян А. Р.) . . . . .	5	278
Тамразян С. А. (см. Оганесян А. С.) . . . . .	5	296
Тельцов М. В. (см. Поландов А. Г.) . . . . .	4	238
Торосян Д. С. Волны на свободной поверхности жидкости в быстровращающемся цилиндрическом сосуде . . . . .	6	331
Труни К. Г. (см. Арутюнян Л. А.) . . . . .	3	132
Ханикянц Е. К. (см. Акопов Р. А.) . . . . .	3	147
Хачатрян А. Х. Одна нелинейная задача переноса при анизотропном рассеянии . . . . .	5	265
Хачатрян Р. Ж. (см. Амбарян А. Ш.) . . . . .	4	230
Худавердян А. Г. (см. Асатурян В. М.) . . . . .	1	9
Худавердян А. Г. (см. Григорян Е. О.) . . . . .	2	69
Худавердян С. Х. (см. Дохолян Ж. Г.) . . . . .	5	289
Чилингарян Ю. С. (см. Аслаян Л. С.) . . . . .	3	171
Чифликян Р. В. (см. Елецкий А. В.) . . . . .	5	273
Шабоян С. А. (см. Варданян А. А.) . . . . .	1	54
Шароян Э. Г. (см. Симонян М. В.) . . . . .	5	298
Шахназарян Ю. Г. Угловое распределение струн с наибольшим импульсом в трехструйных событиях в $e^+e^-$ -аннигиляции . . . . .	1	3
Шахназарян Ю. Г. Распределение по поперечному импульсу сечения трехструйного события в $e^+e^-$ -аннигиляции . . . . .	4	183
Шмарцев Ю. В. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	96
Ян Ши (см. Авакян А. Р.) . . . . .	2	59
Ян Ши (см. Арутюнян А. С.) . . . . .	3	119
Ян Ши (см. Авакян А. Р.) . . . . .	4	191
Ян Ши (см. Авакян А. Р.) . . . . .	5	252
Ян Ши (см. Агниян М. А.) . . . . .	6	308

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ  
 ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ  
 ИЗВЕСТИЯ  
 АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
 ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

- А. Л. Голендухин, А. П. Казарян, Ж. В. Мамкян, А. М. Сирунян.*  
 Расчет реакции фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на подэрчававанной  
 протонной мишени в дважды поляризационном эксперименте 301
- М. А. Агинян, Г. М. Гарибян, Ян Ши.* Энергетические потери заря-  
 женной частицы при прохождении через слой вещества различ-  
 ной толщины и эффект плотности Ферми . . . . . 308
- Г. П. Джотян, Л. Л. Минасян.* К теории воспроизведения волнового  
 фронта сверхкоротких импульсов света в процессе вынужден-  
 ного комбинационного рассеяния . . . . . 315
- М. Л. Димаксян.* К методу расчета сильнополевых характеристик по-  
 лупроводников . . . . . 322
- Л. А. Азизбекян.* Рентгенографическое исследование структурного  
 состояния алюминия, подвергнутого ультразвуковой обработке 327
- Д. С. Горосян.* Волны на свободной поверхности жидкости в быстро-  
 вращающемся цилиндрическом сосуде . . . . . 331

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Г. Н. Наджарян, Р. Г. Габриелян, Х. В. Котанджян, Н. М. Гаспарян.*  
 Новый метод определения параметров мессбауэровских источ-  
 ников . . . . . 338
- А. И. Ваганян.* О термобде многодолинных полупроводников . . . . 341

Рефераты статей, депонированных в ВИНТИ

- Я. М. Погосян, А. К. Овсепян, Т. А. Погосян.* Электронномикроско-  
 пическое исследование качества магнитных головок . . . . . 344
- Авторский указатель тома № 20 за 1985 г. . . . . 345

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Ք Յ Ո Ւ Ն

Ա. Լ. Գռնեղովսին, Հ. Պ. Ղազարյան, Ժ. Վ. Մանուկյան, Ա. Մ. Սիրունյան. <i>Քենացված պրոտոնների թիրախի վրա 20-մեգոնների ֆոտոնման ուղեցիայի հաշվարկը կրկնակի բենացված գիտափորձում</i> . . . . .	301
Մ. Ա. Աղիեյան, Գ. Մ. Ղարիբյան, Յան Շի. <i>Լիցքավորված մասնիկի էներգետիկ կորուստները տարբեր հաստությունների միջավայրի շերտի անցման ժամանակ և Ֆերմիի խառնիքի էֆեկտը</i> . . . . .	308
Գ. Պ. Ջոբյան, Լ. Լ. Մինասյան. <i>Ստիպողական կոմպինացիոն ցրման պրոցեսում լույսի գերկարճ իմպուլսների ճակատի վերարտադրման տեսության վերաբերյալ</i> . . . . .	315
Մ. Լ. Դիմախյան. <i>Կիսահաղորդիչներում ուժեղ էլեկտրական դաշտերի բնութագրերի հաշվարկների եղանակի մասին</i> . . . . .	322
Լ. Հ. Ազիզբեկյան. <i>Ուլտրաձայնային մշակման ենթարկված ալյումինի ստրուկտուրայի սենտզենագրաֆիկ ուսումնասիրությունը</i> . . . . .	327
Դ. Մ. Քոռոսյան. <i>Ալիքները արագ պտտվող զլանածև անոթում գտնվող հեղուկի ազատ մակերևույթի վրա</i> . . . . .	331

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Գ. Ն. Նաչարյան, Ռ. Գ. Գաբրիելյան, Խ. Վ. Քոտանջյան, Ն. Մ. Գառայարյան. <i>Մյուսրատուրյան օվանտների աղբյուրի պարամետրերի որոշման նոր մեթոդ</i> . . . . .	338
Ա. Ի. Վահանյան. <i>Բազմահոմիտ կիսահաղորդիչների թերմոէլեկտրի մասին</i> . . . . .	341

ԳԵՏԻՉԻ-ՈՒՄ ԴԵՊՈՆԱՑՎԱԾ ՀՈՂՎԱԾՆԵՐԻ ՌԵՖԵՐԱՏՆԵՐ

Յա. Մ. Պողոսյան, Ա. Կ. Հովսեփյան, Տ. Ա. Պողոսյան. <i>Մազնիսական զլխիկների որակի էլեկտրոնամանրադիտակային ուսումնասիրությունը</i> . . . . .	344
Հեղինակային ցանկ . . . . .	345

