

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1988

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

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՅԳԻՍ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղարյանյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղադիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մադադյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ն. Մալխոյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու ֆարտուղար), Է. Գ. Շառլյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Զ. Զ. Վաղանշյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

УДК 539.1;519.6

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КВАЗИЧЕРЕНКОВСКОГО (ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО) ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ МОЗАИЧНОСТИ КРИСТАЛЛА

М. А. АГИНЯН, ЯН ШИ

Ереванский физический институт

А. С. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 22 июня 1987 г.)

Проведены анализ и численный расчет углового распределения квази-черенковского (параметрического) излучения в идеальном и мозаичном кристаллах, а также сравнение с экспериментом.

Формулы для частотно-углового распределения интенсивности квази-черенковского (параметрического) рентгеновского излучения (КЧИ), образуемого ультрарелятивистской заряженной частицей в совершенном кристалле произвольной толщины, получены и проанализированы еще в работах [1, 2] (см. также [3]). В [4] проведено интегрирование указанного распределения в пределах спектральной ширины $\Delta\omega$ вблизи брэгговской частоты ω_B . При этом рассмотрен случай мозаичного кристалла, состоящего из тонких блоков, имеющих толщину, меньшую экстинкционной длины. Аналогичный случай рассмотрен в [5].

Формулы для углового распределения интенсивности КЧИ в случае идеального кристалла произвольной толщины исследованы в [6, 7]. Излучение состоит из двух частей с взаимно перпендикулярными поляризациями (см. также [3]). Первая часть поляризована в плоскости π , проходящей через единичный вектор $\mathbf{n}_0$ направления движения частицы и вектор обратной решетки $\mathbf{K}_h$. В этой же плоскости π находится единичный вектор брэгговского направления $\mathbf{n}_B = \mathbf{n}_0 + \mathbf{K}_h c / \omega_B$. Другая часть излучения поляризована в плоскости σ , проходящей через вектор $\mathbf{p}_B$ и перпендикулярной плоскости π .

Необходимо отметить, что интенсивность излучения с π -поляризацией содержит фактор $\cos^2 2\theta_B$ (θ_B —брэгговский угол). При $2\theta_B = 90^\circ$, что соответствует отражению под хорошо известным углом Брюстера, излучение с π -поляризацией исчезает и КЧИ полностью линейно поляризовано в плоскости σ . Это обстоятельство существенно для понимания углового распределения, наблюдаемого в эксперименте [8]. Действительно, регистрируемое излучение должно быть мало в случае, когда щель детектора расположена в плоскости π (вдоль оси x , см. [8]), и максимально, когда она лежит в плоскости σ . При перемещении детектора перпендикулярно своей

щели должен наблюдаться соответственно минимум при $\theta_y = 0$ в первом случае и максимум при $\theta_x = 0$ во втором.

Численный расчет углового распределения

$$dN_h/d\theta_\alpha = \int_{-\theta_c/2}^{\theta_c/2} (d^2 N_h/d\theta_x d\theta_y) d\theta_\beta \quad (1)$$

(θ_c — угол коллимации, определяемый длиной щели детектора, $\alpha, \beta = x, y, \alpha \neq \beta$) подтвердил, что такая картина действительно получается (рис. 1) при $2\theta_B \approx 90^\circ$. Однако при уменьшении θ_B минимум может получиться вдоль обоих направлений X и Y , если угол θ_c сравним с $\theta_w = (\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega_B^2)^{1/2}$, где γ — лоренц-фактор, ω_p — плазменная

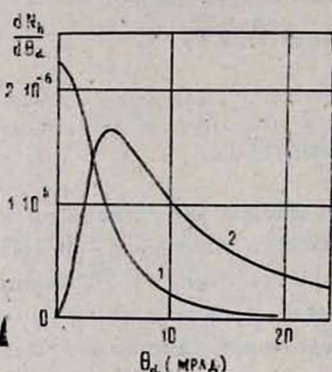


Рис. 1.

Рис. 1. Угловое распределение $dN_h/d\theta_\alpha$ для $\alpha=y$ (кривая 1) и $\alpha=x$ (кривая 2): отражение (400) в алмазе толщиной 0,35 мм при $\theta_B=44,14^\circ$, $\hbar\omega_B=9,97$ кэВ, $\gamma=1800$, $\theta_c=16$ мрад.

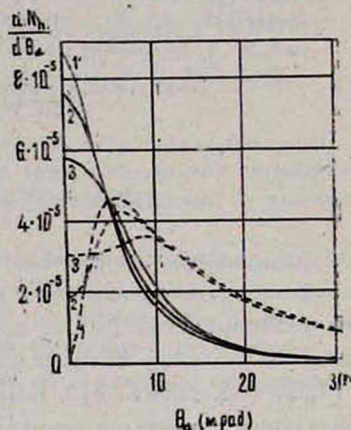


Рис. 2.

Рис. 2. Угловое распределение $dN_h/d\theta_\alpha$ для $\alpha=y$ (сплошные кривые) и $\alpha=x$ (штриховые кривые) при $\theta_B=44,14^\circ$, $\theta_w=4$ мрад, $\theta_c=16$ мрад. Цифры у кривых соответствуют значениям $(\theta_c^2/2)^{1/2}$: 1—0,35, 2—2,8, 3—5,7 мрад. Результаты расчета мало чувствительны к виду функции распределения $f(\theta_{0x}, \theta_{0y})$.

частота, а при $2\theta_B < 45^\circ$ — при произвольных значениях θ_c . Кроме того, в случае кристалла „промежуточных“ толщин угловое распределение может иметь более сложный вид, когда $\gamma \gg \omega_B/\omega_p$. Например, угловое распределение $dN_h/d\theta_x$ для отражения (220) в симметричном случае Лауэ при $\theta_B = 35^\circ$, $\hbar\omega_B = 8,56$ кэВ, $\gamma = 4000$ в алмазе толщиной 0,35 мм имеет два максимума, один из которых соответствует $\theta \sim \gamma^{-1}$, а второй — $\theta \sim \theta_w$.

В мозаичных кристаллах необходимо провести суммирование полей излучений, образующихся во всех блоках. Поскольку угловая ширина частотно-углового распределения КЧИ $d^3 N_h/d\theta_x d\theta_y d\omega$ очень мала, то в случае, когда углы разориентировки блоков друг относительно друга больше указанной угловой ширины, можно считать, что излучения, образуемые в разных блоках, не интерферируют между собой и интенсивность резуль-

тирующего излучения получается суммированием интенсивностей излучений, образуемых в блоках, с учетом их поглощения при прохождении через последующие блоки.

В частности, когда толщина каждого блока меньше экстинкционной длины, формула для углового распределения имеет вид (без учета вторичной экстинкции)

$$\frac{d^2 N_h}{d\theta_x d\theta_y} = A \iint \frac{\cos^2(2\theta_B + \theta_{ox})(\theta_x - \theta_{ox})^2 + (\theta_y - \theta_{oy})^2}{[(\theta_x - \theta_{ox})^2 + (\theta_y - \theta_{oy})^2 + \theta_w^2]^2} \times \\ \times f(\theta_{ox}, \theta_{oy}) d\theta_{ox} d\theta_{oy}, \quad (2)$$

$$A = \frac{e^2 \omega_B |\chi_h|^2 \alpha}{4\pi \hbar c^2 \sin^2 \theta_B},$$

Где χ_h — фурье-компонента диэлектрической восприимчивости (см., например, [3]), α — некоторая характерная длина (в случае малого поглощения — длина пути частицы внутри кристалла), $[\theta_{ox}, \theta_{oy}, 1 - \theta_0^2/2] = p_B$, $f(\theta_{ox}, \theta_{oy})$ — функция распределения брэгговских направлений блоков, нормированная на единицу.

Когда средний квадрат угла разориентировки блоков $\bar{\theta}_0^2/4$ намного меньше $\bar{\theta}_w^2/4$ формула (2) согласуется с соответствующими формулами [4,5]. Однако когда $\bar{\theta}_0^2 \gtrsim \bar{\theta}_w^2$, формулы [4,5] могут оказаться довольно неточными.

Прямой расчет согласно (1), (2) показывает, что при увеличении $\bar{\theta}_0^2$ угловое распределение становится более сглаженным: поднимается минимум при $\theta_y = 0$ и увеличивается ширина распределений как по θ_y , так и по θ_x (рис. 2). Аналогично обстоит дело и с учетом влияния многократного рассеяния частицы. Сказанное необходимо иметь в виду при количественном сравнении эксперимента с теорией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гарибян Г. М., Ян Ш. ЖЭТФ, 63, 1198 (1972).
2. Авакян А. Л. и др. ЖЭТФ, 68, 2038 (1975).
3. Гарибян Г. М., Ян Ш. Рентгеновское переходное излучение. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983, гл. III.
4. Афанасьев А. М., Азиян М. А. ЖЭТФ, 74, 570 (1978).
5. Feranchuk I. D., Ivashin A. V. J. Physique, 46, 1981 (1985).
6. Азиян М. А., Ян Ш. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 280 (1986).
7. Азиян М. А., Ян Ш. Препринт ЕФИ-953 (3)-87, 1987.
8. Didenko A. N. et al. Phys. Lett. A118, 363 (1986).

ՔՎԱԶԻՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ (ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ) ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ
ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՄՈՉԱԿՈՒՅՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Մ. Ա. ԱՂԻՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ, Ա. Ս. ՀԱՐՈՒՅՑՆՈՒՅԱՆ

Կատարված է քվազիբրենկովյան ճառագայթման անկյունային բաշխման հետազոտում և
Բվային հաշվարկ իդեալական և մոզարի բյուրեղներում: Տեսական արդյունքները համեմատ-
վում են փորձնական տվյալների հետ:

THE ANGULAR DISTRIBUTION OF QUASI-CHERENKOV (PARAMETRIC) RADIATION TAKING INTO ACCOUNT THE MOSAIC STRUCTURE OF THE CRYSTAL

M. A. AGINYAN, C. YANG, A. S. ARUTYUNYAN

An analysis and numerical calculation of angular distribution of quasi-Cherenkov radiation in ideal and mosaic crystals were carried out. The results of calculations were compared with experimental data.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 244—251 (1988)

УДК 539.172.3:535.51:539.126.345

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ И УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ В РЕАКЦИИ ФОТОРОЖДЕНИЯ π^0 -МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ НА ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПУЧКЕ ФОТОНОВ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

Р. О. АВАКЯН, А. С. БАГДАСАРЯН, Г. А. ВАРТАПЕТЯН, Ю. А. ГАРИБЯН,
В. С. ЕГАНОВ, И. А. КЕРОПЯН, Г. О. МАРУКЯН, А. А. ОГАНЕСЯН,
Ж. В. ПЕТРОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 27 июля 1987 г.)

Исследованы угловые и энергетические зависимости P_y -составляющей вектора поляризации протонов в реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ в области энергий фотонов $E_\gamma = 0,73 - 1,5$ ГэВ и углов рождения π^0 -мезонов $\theta_{\pi^0}^* = 60 - 80^\circ$ в с. ц. м. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами различных феноменологических анализов.

В настоящей работе приводятся угловые и энергетические зависимости составляющей вектора поляризации протонов отдачи, направленной перпендикулярно плоскости реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ (P_y -составляющей) в области энергий фотонов $E_\gamma = 0,73 - 1,50$ ГэВ и углов рождения π^0 -мезонов $\theta_{\pi^0}^* = 60 - 80^\circ$ в с. ц. м.

Измерения P_y -составляющей вектора поляризации протонов проводились совместно с P_{xz} -составляющей в дважды-поляризованном эксперименте (поляризованный пучок — поляризация протонов отдачи).

Эксперимент был поставлен на пучке линейно-поляризованных фотонов, полученном на Ереванском электронном синхротроне с помощью когерентного тормозного излучения электронов с энергией 4,5 ГэВ на кристалле алмаза, когда вектор поляризации фотонов составлял с плоскостью реакции угол 45° .

Описание экспериментальных установок, а также методика измерений приведены в работах [1, 2]. Для измерения поляризации протонов использовался светосильный и универсальный поляриметр. Величина P_y -со-

THE ANGULAR DISTRIBUTION OF QUASI-CHERENKOV (PARAMETRIC) RADIATION TAKING INTO ACCOUNT THE MOSAIC STRUCTURE OF THE CRYSTAL

M. A. AGINYAN, C. YANG, A. S. ARUTYUNYAN

An analysis and numerical calculation of angular distribution of quasi-Cherenkov radiation in ideal and mosaic crystals were carried out. The results of calculations were compared with experimental data.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 244—251 (1988)

УДК 539.172.3:535.51:539.126.345

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ И УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ В РЕАКЦИИ ФОТОРОЖДЕНИЯ π^0 -МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ НА ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПУЧКЕ ФОТОНОВ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

Р. О. АВАКЯН, А. С. БАГДАСАРЯН, Г. А. ВАРТАПЕТЯН, Ю. А. ГАРИБЯН,
В. С. ЕГАНОВ, И. А. КЕРОПЯН, Г. О. МАРУКЯН, А. А. ОГАНЕСЯН,
Ж. В. ПЕТРОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 27 июля 1987 г.)

Исследованы угловые и энергетические зависимости P_y -составляющей вектора поляризации протонов в реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ в области энергий фотонов $E_\gamma = 0,73 - 1,5$ ГэВ и углов рождения π^0 -мезонов $\theta_{\pi^0}^* = 60 - 80^\circ$ в с. ц. м. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами различных феноменологических анализов.

В настоящей работе приводятся угловые и энергетические зависимости составляющей вектора поляризации протонов отдачи, направленной перпендикулярно плоскости реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ (P_y -составляющей) в области энергий фотонов $E_\gamma = 0,73 - 1,50$ ГэВ и углов рождения π^0 -мезонов $\theta_{\pi^0}^* = 60 - 80^\circ$ в с. ц. м.

Измерения P_y -составляющей вектора поляризации протонов проводились совместно с P_{xz} -составляющей в дважды-поляризованном эксперименте (поляризованный пучок — поляризация протонов отдачи).

Эксперимент был поставлен на пучке линейно-поляризованных фотонов, полученном на Ереванском электронном синхротроне с помощью когерентного тормозного излучения электронов с энергией 4,5 ГэВ на кристалле алмаза, когда вектор поляризации фотонов составлял с плоскостью реакции угол 45° .

Описание экспериментальных установок, а также методика измерений приведены в работах [1, 2]. Для измерения поляризации протонов использовался светосильный и универсальный поляриметр. Величина P_y -со-

ставляющей вектора поляризации протонов определялась путем анализа случаев рассеяния протонов «влево-вправо» в углеродных пластинках поляриметра. Определение поляризации протонов проводилось методом максимального правдоподобия.

Таблица 1

$\bar{\theta}_{\pi^0}^* = 60^\circ$		
$E_T, \text{ ГэВ}$	$\theta_{\pi^0}^*, \text{ град}$	$P_y \pm \sigma (P_y)$
0,8—0,9	64	$0,025 \pm 0,50$
0,9—1,0	63	$0,32 \pm 0,22$
1,0—1,1	61,5	$0,17 \pm 0,12$
1,1—1,2	60	$0,29 \pm 0,09$
1,2—1,3	58,5	$0,53 \pm 0,085$
1,3—1,4	56,5	$0,78 \pm 0,12$
1,4—1,5	55	$0,87 \pm 0,21$

Таблица 2

$\bar{\theta}_{\pi^0}^* = 70^\circ$		
$E_T, \text{ ГэВ}$	$\theta_{\pi^0}^*, \text{ град}$	$P_y \pm \sigma (P_y)$
0,760—0,845	73,3	$-0,216 \pm 0,064$
0,845—0,910	71,2	$-0,213 \pm 0,053$
0,910—0,975	69,9	$-0,198 \pm 0,041$
0,975—1,040	68,5	$-0,188 \pm 0,054$
1,040—1,105	66,5	$-0,256 \pm 0,066$
1,105—1,170	65,0	$-0,250 \pm 0,104$

Таблица 3

$\bar{\theta}_{\pi^0}^* = 80^\circ$		
$E_T, \text{ ГэВ}$	$\theta_{\pi^0}^*, \text{ град}$	$P_y \pm \sigma (P_y)$
0,730—0,786	83,6	$-0,232 \pm 0,110$
0,786—0,842	81,2	$-0,264 \pm 0,100$
0,842—0,898	79,8	$-0,317 \pm 0,098$
0,898—0,954	79,2	$-0,348 \pm 0,106$
0,954—1,010	77,7	$-0,070 \pm 0,119$
1,010—1,066	75,1	$-0,058 \pm 0,189$

Данные по энергетической зависимости P_y -составляющей вектора поляризации протонов для углов рождения π^0 -мезонов $\bar{\theta}_{\pi^0}^* = 60^\circ$ и 70° в с. ц. м., измеренные нами ранее, приведены в работах [3, 4], а данные для $\bar{\theta}_{\pi^0}^* = 80^\circ$ в с. ц. м. представлены в настоящей работе впервые.

Результаты измерений P_y для углов рождения π^0 -мезонов $60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ в с. ц. м. представлены соответственно на рис. 1—3 и в табл. 1—3.

В приведенные ошибки $\sigma(P_y)$ включены как статистические ошибки, так и ошибки в определении величины $P_c \cdot \cos \Phi_{pp'}$, где P_c — анализирующая способность углерода, а $\Phi_{pp'}$ — азимутальный угол рассеяния протонов в углероде.

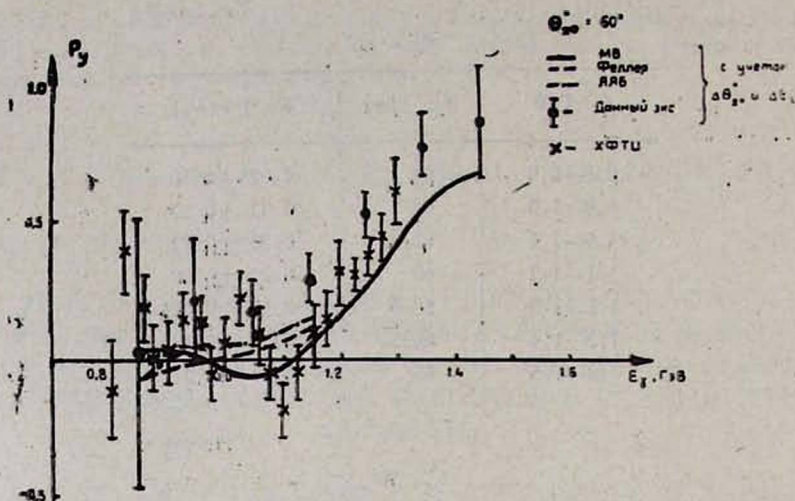


Рис. 1. Энергетическая зависимость P_y -составляющей вектора поляризации протонов в реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ для угла рождения $\theta_{\pi^0}^* = 60^\circ$: $\bullet$ — данный эксперимент; $\times$ — работа [5]. Теоретические кривые взяты из работ: штрих-пунктирная — [8]; сплошная — [9]; штриховая — [10].

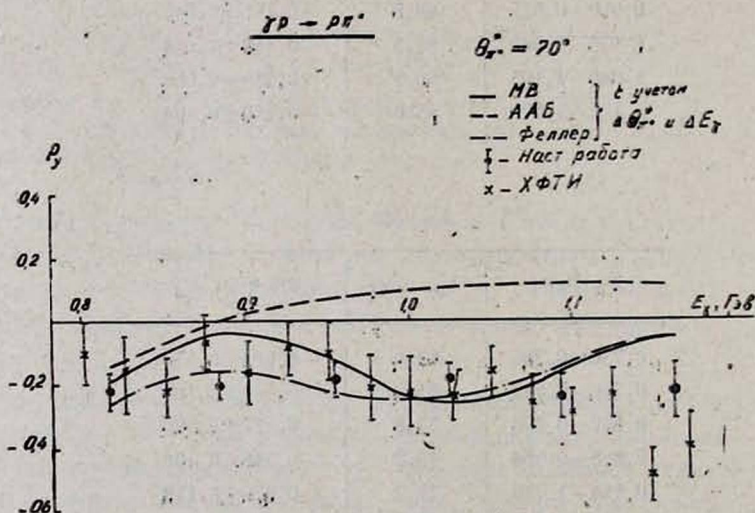


Рис. 2. Энергетическая зависимость поляризации P_y для угла $\theta_{\pi^0}^* = 70^\circ$: $\bullet$ — данный эксперимент; $\times$ — работа [6]. Теоретические кривые: штриховая — [8]; сплошная — [9]; штрих-пунктирная — [10].

На рисунках представлены также данные по измерениям P_y -составляющей поляризации протонов, выполненным в ХФТИ [5—7] на неполяризованном пучке фотонов, и данные предсказаний феноменологиче-

ских анализов [8—10], приведенных к условиям наших измерений с учетом энергетического и углового разрешений экспериментальных установок.

Для угла $\theta_{\pi^0}^* = 60^\circ$ в с. ц. м. (рис. 1) в зависимости $P_y(E_\gamma)$ наблюдается непрерывное возрастание поляризации протонов до уровня $P_y = 0,87$, что обусловлено интерференцией амплитуд резонансов, входящих в третью резонансную область, с амплитудами резонансов из четвертой резонансной области и выше. Измеренная нами энергетическая зависимость P_y в целом согласуется с экспериментальными данными работы [5] и с предсказанием анализа [9].

Отличительной чертой энергетической зависимости поляризации $P_y(E_\gamma)$ для угла рождения π^0 -мезонов $\theta_{\pi^0}^* = 70^\circ$ в с. ц. м. (рис. 2) является то, что величина ее мала и отрицательна в исследуемой области энергий фотонов. Данные, полученные нами, удовлетворительно согласуются с результатами экспериментальной работы [6]. До энергии фотонов $E_\gamma \sim 1,1$ ГэВ измеренная зависимость поляризации P_y описывается анализами [9, 10].

На рис. 3 представлены экспериментальные данные по зависимости $P_y(E_\gamma)$ для угла рождения π^0 -мезонов $\theta_{\pi^0}^* = 80^\circ$ в с. ц. м. Согласно существующим между собой данным настоящей работы и работы [7] указывают на наличие структуры в поведении зависимости поляризации от энергии фотонов с минимумом при $E_\gamma \sim 0,9$ ГэВ, что не предсказывается ни одним из упомянутых анализов [8—10].

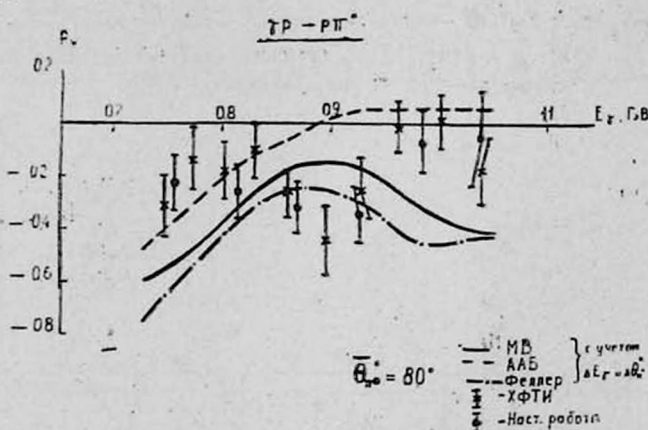


Рис. 3. Энергетическая зависимость поляризации P_y для угла $\theta_{\pi^0}^* = 80^\circ$:
● — данный эксперимент; × — работа [7]. Теоретические кривые (штриховая — [8]; сплошная — [9]; штрих-пунктирная — [10]).

Угловые зависимости P_y -составляющей вектора поляризации протонов отдачи в реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ для значений энергии фотонов $E_\gamma = 0,8, 0,95, 1,05, 1,15$ ГэВ представлены соответственно на рис. 4—7. Экспериментальные данные, приведенные на этих рисунках, взяты из работ [5—7, 11—18], в которых измерения поляризации проводились при энергетическом разрешении фотонов не хуже ± 50 МэВ, а статистическая точность измерений поляризации составляла не более $\pm 0,35$. На рисунках приведены также результаты феноменологических анализов [8—10].

Экспериментальная зависимость $P_y(\theta_{\pi^+})$ для приведенных значений энергии E_γ охватывает угловую область $\Delta\theta_{\pi^+}^* = 75-122^\circ$ и представляется 12—17 измеренными значениями поляризации. Большое количество измерений поляризации было проведено различными группами в районе угла 60° , что обусловлено резкой зависимостью $P_y(\theta_{\pi^+}^*)$ в этой области и ее прохождением через нулевое значение.

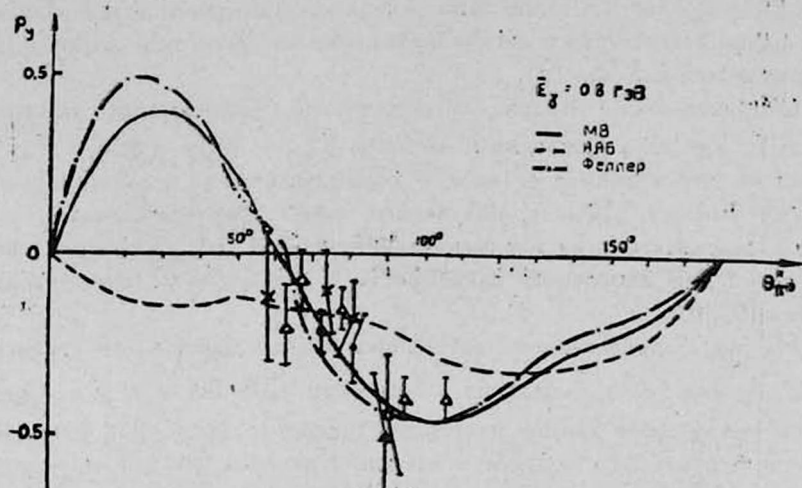


Рис. 4. Угловая зависимость P_y -составляющей вектора поляризации протонов для $\bar{E}_\gamma = 0,8$ ГэВ: $\bullet$ —наши данные; $\times$ —работы [5—7]; $\triangle$ —работа [11]; $\square$ —[12]; $\blacktriangle$ —[15]. Теоретические кривые: штриховая—[8]; сплошная—[9]; штрих-пунктирная—[10].

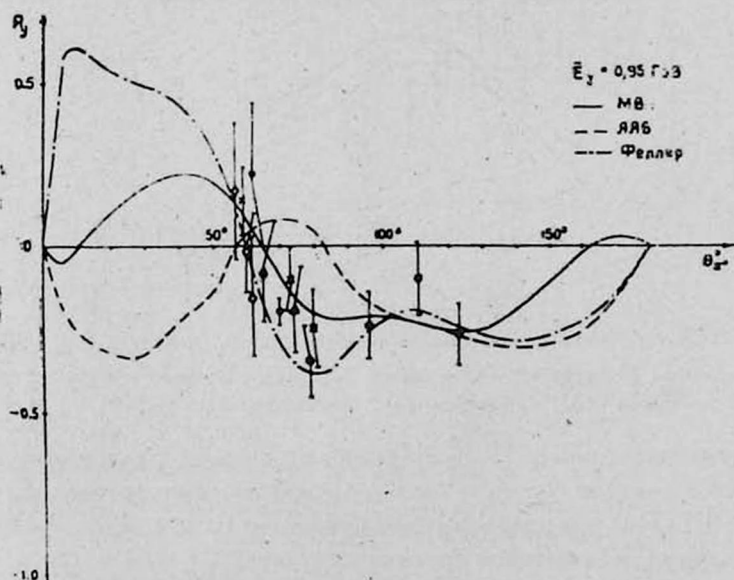


Рис. 5. Угловая зависимость поляризации P_y для $\bar{E}_\gamma = 0,95$ ГэВ: $\bullet$ —наши данные; $\times$ —из работ [5—7]; $\triangle$ —работа [11]; $\circ$ —работа [13]; $\diamond$ —работа [14]. Теоретические кривые: штриховая—[8]; сплошная—[9]; штрих-пунктирная—[10].

В угловой зависимости $P_y(\theta_{\pi}^*)$ для энергий фотонов $E_\gamma = 0,8$ и $0,95$ ГэВ (рис. 4 и 5) в пределах статистических ошибок измерений наблюдается удовлетворительное согласие между значениями поляризации, из-

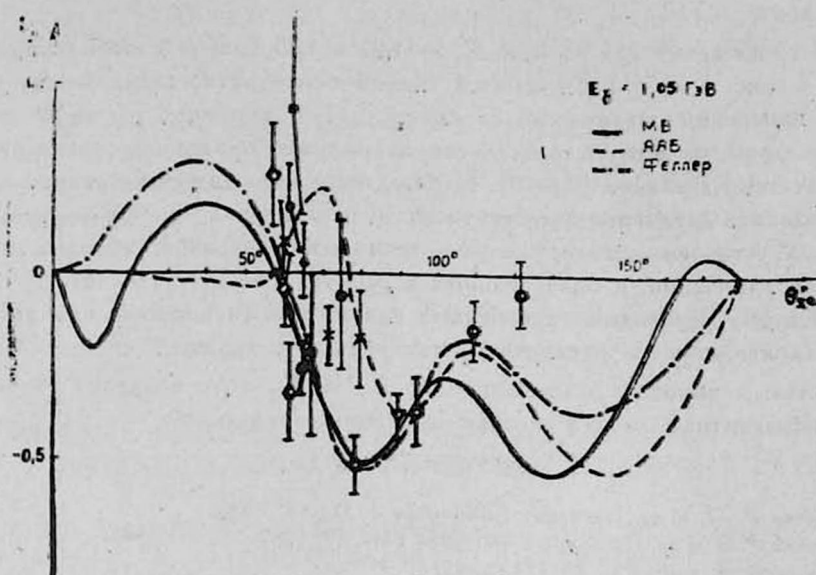


Рис. 6. Угловая зависимость поляризации P_y для $\bar{E}_\gamma = 1,05$ ГэВ: ● — наши данные; × — из работ [5—7]; ○ — работа [13]; ◇ — работа [14]; ▽ — работа [16]; ■ — работа [17]; ◆ — работа [18]. Теоретические кривые: штриховая — [8]; сплошная — [9]; штрих-пунктирная — [10].

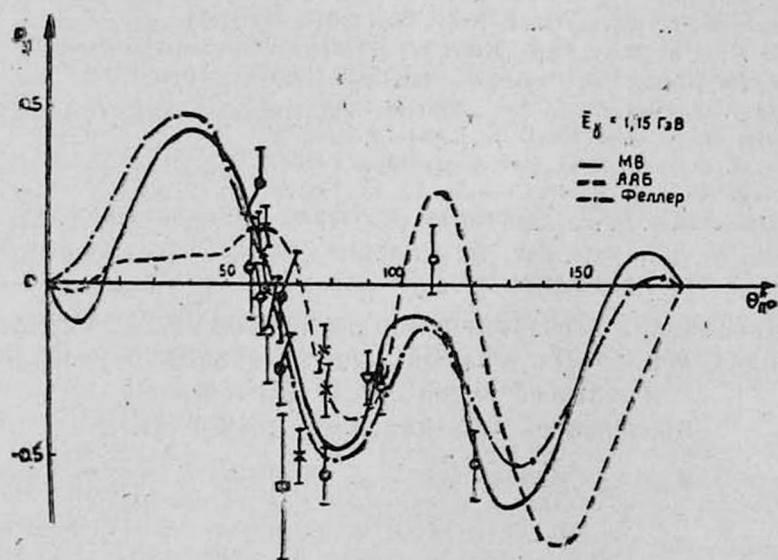


Рис. 7. Угловая зависимость поляризации P_y для $\bar{E}_\gamma = 1,15$ ГэВ: ● — наши данные; × — из работ [5—7]; ○ — работа [13]; ◇ — работа [14]; ▽ — работа [16]; ■ — работа [17]. Теоретические кривые: штриховая — [8]; сплошная — [9]; штрих-пунктирная — [10].

меренными различными группами, что позволяет сделать вывод относительно лучшего описания измеренной зависимости результатами анализов [9, 10]. Из рис. 5 следует, что для однозначного выбора одного из двух анализов [9, 10] необходимо проведение измерений поляризации в области углов $\theta_{\pi^*} < 50^\circ$.

В то же время для энергий $E_\gamma = 1,05$ и $1,15$ ГэВ в угловой зависимости P_γ (рис. 6 и 7) наблюдаются значительные разногласия между данными измерений различными группами как по величине, так и по знаку поляризации, и это обстоятельство затрудняет проведение сравнений с результатами анализов [8—10]. Наблюдаемое несоответствие данных можно объяснить различием энергетических и угловых разрешений экспериментальных установок, статистических точностей измерений, методик измерений поляризации, использованных в работах [5—7], [11—18].

Поэтому необходимо дальнейшее накопление систематических данных по поляризационным параметрам, измеренным с хорошей статистической точностью и высоким разрешением по E_γ и θ_{π^*} , что позволит уточнить электромагнитные характеристики нуклонных резонансов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авакян Р. О. и др. Препринт ЕФИ—623 (13)—83, 1983.
2. Авакян Р. О. и др. Препринт ЕФИ—954 (4)—87, 1987.
3. Авакян Р. О. и др. ЯФ, 37, 334 (1983).
4. Авакян Р. О. и др. ЯФ, 46, 1445 (1987).
5. Браташевский А. С. и др. ЯФ, 33, 1020 (1981).
6. Браташевский А. С. и др. ЯФ, 35, 56 (1982).
7. Браташевский А. С. и др. ЯФ, 38, 390 (1983).
8. Азнаурян И. Г. и др. Тезисы докл. 5-ой конф. молодых ученых ЕрФИ, Ереван, 1981.
9. Metcalf W. J., Walker R. L. Nucl. Phys., B76, 253 (1974).
10. Feller P. et al. Nucl. Phys., B104, 219 (1976).
11. Lundquist D. E. et al. Phys. Rev., 168, 1527 (1968).
12. Maloy J. O. et al. Phys., Rev., 139, 733 (1965).
13. Prentice M. N. et al. Nucl. Phys., B41, 353 (1972).
14. Bloom E. D. et al. Phys. Rev. Lett., 19, 671 (1967).
15. Querzolt R. et al. Nuovo Cimento, 19, 53 (1961).
16. ДЕРЕБЧИНСКИЙ А. Н. и др. ЖЭТФ, 66, 68 (1974).
17. Tanaka M. et al. Phys. Rev., D8, 1 (1973).
18. Cheng S. Thesis Cambridge (MIT), 1970.

ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԳԾԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՅՎԱԾ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ՓՆՋՈՎ ԶՐԱՆԻ ՎՐԱ π^0 -ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՆՄԱՆ ՌԵԱԿՑԻԱՅԻ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԵՎ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԿԱԽՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ռ. Զ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Ս. ԲԱԴԴԱՍՏՐՅԱՆ, Հ. Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, ՅՈՒ. Ա. ՂԱՐԻՑՅԱՆ,
Վ. Ս. ԵԿԱՆՈՎ, Ի. Ա. ՔԵՐՈՐՅԱՆ, Հ. Հ. ՄԱՐՈՒՔՅԱՆ,
Ա. Ա. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ժ. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Հետազոտված են $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ ռեակցիայի պրոտոնների բևեռացման վեկտորի P_γ բաղադրիչի անկյունային և էներգետիկ կախվածությունները ֆոտոնների էներգիայի $E_\gamma = (0,73 - 1,50)$ ԳէՎ տիրույթում և π^0 -մեզոնների ծնման $\theta_{\pi^*} = 60 - 80^\circ$ անկյունների համար: Փորձազանի տվյալները համեմատված են տարրեր ֆեյնմանդիակաև կանխադաշակումների տրոյսերների հետ:

INVESTIGATION OF ENERGY AND ANGULAR DEPENDENCE OF RECOIL PROTONS POLARIZATION IN π^0 -MESONS PHOTOPRODUCTION ON HYDROGEN BY LINEARLY POLARIZED PHOTON BEAM IN THE RESONANCE REGION

R. O. AVAKYAN, A. S. BAGDASARYAN, H. A. VARTAPETYAN,
Yu. A. GARIBYAN, V. S. EGANOV, I. A. KEROPYAN, H. H. MARUKYAN,
A. A. OGANESYAN, Zh. V. PETROSYAN

The energy and angular dependence of the P_y -component of the vector of recoil protons polarization have been investigated in $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ reaction in the energy range $E_\gamma = 0.73 - 1.5$ GeV and c.m.s. angles of π^0 photoproduction $\theta_{cm}^* = 60 - 80^\circ$. The results are compared with productions of various phenomenological analyses.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 251—255 (1988)

УДК 539.12.17

О ВКЛАДЕ КВАЗИДЕЙТРОННОГО МЕХАНИЗМА В ПРОЦЕСС ФОТООБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ

М. Дж. АМАРЯН, Р. А. ДЕМИРЧЯН, К. Е. ЕГИЯН, М. С. ОГАНДЖАНЫ,
С. Г. СТЕПАНЯН, Ю. Г. ШАРАБЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 16 декабря 1987 г.)

Вычислены выходы фотообразования кумулятивных протонов, обусловленные расщеплением квазидейтронов в ядре как первичными фотонами, так и вторичными малознергичными пионами. Показано, что суммарный вклад рассматриваемых механизмов может составить от 25% (при энергии протонов ≤ 100 МэВ) до 5% (≥ 200 МэВ) экспериментально измеренных выходов кумулятивных протонов из ядра ^{12}C при $E_\gamma^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ.

Введение

Для объяснения механизма образования кумулятивных частиц в настоящее время выдвинут ряд теоретических моделей. По физическим принципам, лежащим в основе этих моделей, их можно разделить на две основные категории: модели, основанные на вторичных взаимодействиях [1—3], и модели, основанные на прямых механизмах взаимодействия [4—6]. Очевидно, что для полного понимания явления образования кумулятивных частиц (КЧ) необходимо определить возможные вклады всех моделей.

Одним из источников образования КЧ является взаимодействие падающей частицы с внутриядерными нуклонными образованиями. Спектр характеристик таких образований очень широк, так как в ядре могут осуществляться различные состояния различного числа нуклонов. Первым и наиболее простым состоянием, рассмотренным еще в 1951 г. Левинджером [7] для объяснения образования на ядрах протонов γ -квантами с энергией до 200 МэВ [8], является протон-нейтронная корреляция с волновой функцией дейтрона, т. н. квазидейтрон.

INVESTIGATION OF ENERGY AND ANGULAR DEPENDENCE OF RECOIL PROTONS POLARIZATION IN π^0 -MESONS PHOTOPRODUCTION ON HYDROGEN BY LINEARLY POLARIZED PHOTON BEAM IN THE RESONANCE REGION

R. O. AVAKYAN, A. S. BAGDASARYAN, H. A. VARTAPETYAN,
Yu. A. GARIBYAN, V. S. EGANOV, I. A. KEROPYAN, H. H. MARUKYAN,
A. A. OGANESYAN, Zh. V. PETROSYAN

The energy and angular dependence of the P_y -component of the vector of recoil protons polarization have been investigated in $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ reaction in the energy range $E_\gamma = 0.73 - 1.5$ GeV and c.m.s. angles of π^0 photoproduction $\theta_{cm}^* = 60 - 80^\circ$. The results are compared with productions of various phenomenological analyses.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 251—255 (1988)

УДК 539.12.17

О ВКЛАДЕ КВАЗИДЕЙТРОННОГО МЕХАНИЗМА В ПРОЦЕСС ФОТООБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ

М. Дж. АМАРЯН, Р. А. ДЕМИРЧЯН, К. Е. ЕГИЯН, М. С. ОГАНДЖАНЫ,
С. Г. СТЕПАНЯН, Ю. Г. ШАРАБЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 16 декабря 1987 г.)

Вычислены выходы фотообразования кумулятивных протонов, обусловленные расщеплением квазидейтронов в ядре как первичными фотонами, так и вторичными малознергичными пионами. Показано, что суммарный вклад рассматриваемых механизмов может составить от 25% (при энергии протонов ≤ 100 МэВ) до 5% (≥ 200 МэВ) экспериментально измеренных выходов кумулятивных протонов из ядра ^{12}C при $E_\gamma^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ.

Введение

Для объяснения механизма образования кумулятивных частиц в настоящее время выдвинут ряд теоретических моделей. По физическим принципам, лежащим в основе этих моделей, их можно разделить на две основные категории: модели, основанные на вторичных взаимодействиях [1—3], и модели, основанные на прямых механизмах взаимодействия [4—6]. Очевидно, что для полного понимания явления образования кумулятивных частиц (КЧ) необходимо определить возможные вклады всех моделей.

Одним из источников образования КЧ является взаимодействие падающей частицы с внутриядерными нуклонными образованиями. Спектр характеристик таких образований очень широк, так как в ядре могут осуществляться различные состояния различного числа нуклонов. Первым и наиболее простым состоянием, рассмотренным еще в 1951 г. Левинджером [7] для объяснения образования на ядрах протонов γ -квантами с энергией до 200 МэВ [8], является протон-нейтронная корреляция с волновой функцией дейтрона, т. н. квазидейтрон.

Развал квазидейтрона, приводящий к появлению кумулятивного нуклона, может быть осуществлен либо непосредственно первичными фотонами, либо вторичными продуктами процесса его взаимодействия с ядерным веществом. Первый процесс, естественно, является примером прямых моделей, тогда как второй—типичный пример модели, основанной на вторичных взаимодействиях.

В случае фотообразования кумулятивных протонов (КП) два канала расщепления квазидейтронов по своему характеру сильно отличаются, поэтому их нужно рассмотреть отдельно. В настоящей работе делается попытка оценить возможные вклады указанных двух механизмов в фотообразование КП на ядре ^{12}C при $E_\gamma^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ [9, 10]. Результаты этих расчетов были доложены и подробно обсуждены еще на III Всесоюзном совещании по предельной фрагментации ядер в Нор-Амберде в 1984 г.

1. Вклад фоторасщепления квазидейтрона в процесс образования кумулятивных протонов

Вопрос фоторасщепления квазидейтронов (ФРКД) с регистрацией продуктов (одного или двух нуклонов в совпадении) исследован достаточно подробно еще в 60-х годах. Наиболее важным результатом можно считать то, что с ростом энергии первичных γ -квантов вклад ФРКД сильно падает и при энергиях ~ 1 ГэВ им можно пренебречь. Однако это утверждение нужно считать справедливым для фотонуклонов во всей кинематической области. В кинематически запрещенной области (КЗО) для свободного нуклона, где выход фотонуклонов сильно подавлен по сравнению с кинематически разрешенной областью, может оказаться, что вклад ФРКД не так уж мал. Это тем более важно, что процесс образования кумулятивных фотопротонов (КФП) исследован в основном пучками тормозных γ -квантов.

Итак, рассмотрим процесс

$$\gamma + d \rightarrow p_k + n, \quad (1)$$

где « d » — квазидейтрон, p_k — кумулятивный протон.

Выражение инвариантного выхода этого процесса имеет вид

$$f = L \frac{NZ}{A} \iint G |M|^2 W F dP_d^3 dE_\gamma, \quad (2)$$

где M — матричный элемент элементарного процесса (1), $W(E_\gamma^{\text{max}}, E_\gamma)$ — спектр тормозных γ -квантов, $F(P_d)$ — импульсное распределение квазидейтронов в ядре мишени, $G(E_\gamma, P_d)$ — кинематический фактор $|M|^2$ выражается через экспериментально найденные сечения [11—13] фоторасщепления реальных дейтронов, экстраполированные нами вплоть до 4,5 ГэВ. Импульсное распределение $F(P_d)$ также взято из имеющихся экспериментальных данных [14]. Важным является вопрос величины числа Левинджера L [15], смысл которого заключается в том, насколько спаривание двух нуклонов усиливается, если их разместить в ядерную среду, по сравнению со спариванием в вакууме, т. е. в реальном дейтроне. Экспериментальное значение величины L изменяется в широком интервале (3—10); это, по-видимому, связано с применением фотонов различных энергий. Очевидно, что

с увеличением энергии интенсивность расщепления квазидейтронов должна расти, так как, с одной стороны, будут включены новые каналы такого расщепления (вторичными продуктами) и, с другой стороны будут вовлечены все новые и новые степени корреляций, отличных от классического квазидейтрона. Поэтому наиболее корректным нужно считать значение L , найденное при $E_T = 100-200$ МэВ; при таких энергиях источником фотонуклонов является лишь квазидейтронный механизм (при $E_T > 100$ МэВ вклады гигантского резонанса и ядерного фотоэффекта исчезают, а при $E_T < 200$ МэВ вкладом нового, мощного канала фоторождения пионов можно пренебречь). Поэтому в качестве L было использовано значение $L=2,5$, найденное по фиту экспериментальной зависимости $f_p(E_T^{\max})$ [16] в области $E_T^{\max} = 100 - 250$ МэВ (см. рис. 1).

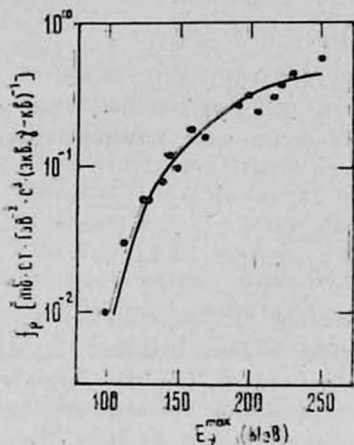


Рис. 1.

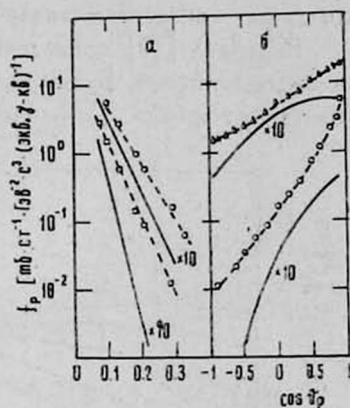


Рис. 2.

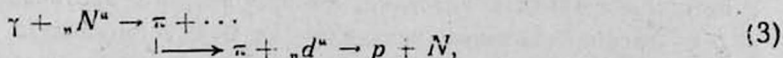
Рис. 1. Зависимость выхода реакции $\gamma C \rightarrow pX$ от $E_T^{\max}$ при $T_p = 83$ МэВ и $\theta_p = 60^\circ$. Экспериментальные точки (●) — из работы [16], сплошная кривая — расчет ФРКД

Рис. 2. Спектры протонов в реакции $\gamma C \rightarrow pX$: а) энергетические спектры при $\theta_p = 90^\circ$ (○) и 160° (□); б) угловые спектры при $T_p = 100$ (Δ) и 28 МэВ (○).

Интеграл (2) при $E_T^{\max} = 4,5$ ГэВ для ядра ^{12}C вычислялся численным методом. Результаты расчетов приведены на рис. 2, и как видим, рассчитанные сечения по абсолютному значению значительно меньше экспериментальных. Можно установить, что вклад ФРКД в образование КФП не превышает 5% для ядра ^{12}C в рассмотренных интервалах энергий КП.

2. Вклад поглощения пионов квазидейтронами в процесс образования КФП

При энергиях γ -квантов выше порога фоторождения в рамках квазидейтронной модели открывается новый механизм расщепления



когда рожденный во взаимодействии фотона с внутриядерным нуклоном « N » пион может поглотиться квазидейтроном, расщепить его с вылетом

протона из ядра. Очевидно, что этот протон может оказаться в КЭО, т. е. быть кумулятивным.

Для расчета выхода процесса (3) были использованы полученные нами экспериментальные спектры (энергетические и угловые) пионов при тех же первичных энергиях и для того же ядра-мишени [17, 18]. Однако для восстановления «истинных» спектров пионов на первой ступени реакции (3) эти спектры нужно поправить на поглощение в ядре. Это можно сделать, пользуясь исследованными в [19] A -зависимостями выходов пионов. Если представить зависимость выходов от A в виде $f_{\pi} \sim A^{n(\theta, T)}$, то спектр пионов, рожденных на внутриядерных нуклонах, будет иметь вид

$$f_{\pi} = A^{1-n} f_{\pi, \text{эк}}, \quad (4)$$

где $f_{\pi, \text{эк}}$ — экспериментально измеренный спектр и $n \geq 0$.

В работе [19] приведены зависимости показателя n от энергии и угла выхода пионов. Будем предполагать, что поглощение пионов имеет место только из-за расщепления квазидейтронов, сечение которого сосре-

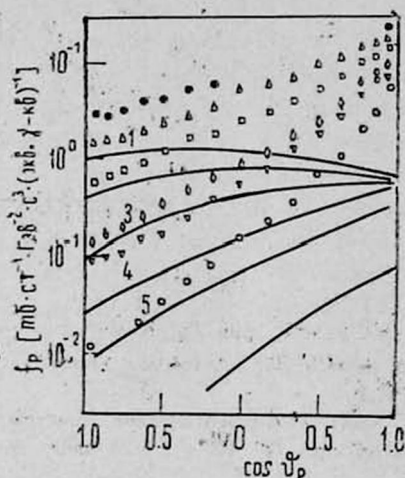


Рис. 3. Угловые спектры протонов из ядер ^{12}C при $E_T^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ: экспериментальные точки — данные [9, 10]; сплошные кривые (1—6) — результат расчета по модели: поглощения пионов квазидейтронами методом Монте-Карло соответственно для энергий протонов 80 — ● (1), 100 — △ (2), 136 — □ (3), 180 — ◇ (4), 210 — ▽ (5), 287 МэВ — ○ (6).

доточено в основном в области энергий до 280 МэВ. Согласно [19] показатель в этой области меньше единицы для всех углов. Сечение поглощения пионов квазидейтронами взято из работ [20, 21].

Расчеты были выполнены методом Монте-Карло. Было использовано импульсное распределение квазидейтронов из работы [14]. Как и в случае ФРКД, были учтены принцип Паули и наличие потенциальной ямы ядра. На рис. 3 приведены экспериментальные угловые распределения фотопротонов из ядра ^{12}C при $E_T^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ и соответствующие результаты настоящих расчетов. Как видно, в большинстве случаев расчетные данные как по форме, так и по абсолютному значению не совпадают. Что касается абсолютных значений, то при энергии протонов 80—100 МэВ вклад рассматриваемого механизма не может превышать 25%. Для более высоких энергий (например 200 МэВ) вклад уменьшается до 5—10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Копелиович В. Б. Письма в ЖЭТФ, 23, 384 (1976).
2. Амелин Н. С., Лыкасов Т. И. ЯФ, 33, 194 (1981).
3. Gudima K. K. et al. Preprint JINR E2-11303, 1978.
4. Amado R. D., Wolosh R. M. Phys. Rev., C16, 1255 (1977).
5. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. ЯФ, 29, 490 (1979).
6. Буров В. В. и др. Препринт ОИЯИ Р2-10927, 1977.
7. Levinger J. S. Phys. Rev., 84, 43 (1951).
8. Walker D. Phys. Rev., 81, 634 (1951).
9. Алабян К. В. и др. Препринт ЕРФИ-220 (12)-77, 1977.
10. Alanakian K. V. et al. Nucl. Phys., A367, 429 (1981).
11. Whalin E. A. et al. Phys. Rev., 101, 377 (1956).
12. Keck J. C., Tollestrup A. V. Phys. Rev., 101, 360 (1956).
13. Chiny R., Searf C. Phys. Rev., 141, 1320 (1966).
14. Garvey T. et al. Nucl. Phys., 70, 241 (1973).
15. Odian A. C. et al. Phys. Rev., 102, 837 (1956).
16. Егизян К. Ш. Кандидатская диссертация, Ереван, 1972.
17. Алабян К. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 31, 381 (1980).
18. Алабян К. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 32, 666 (1980).
19. Алабян К. В. и др. ЯФ, 34, 89 (1981).
20. Metropolis N. et al. Phys. Rev., 110, 204 (1958).
21. Baswell J. et al. Phys. Rev., C25, 2540 (1982).

ԿՈՒՄՈՒՅԱՏԻՎ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՆԱՌԱՋԱՅՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ ՔՎԱԶԻԴԵՅՏՐՈՆԱՅԻՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԻ ՆԵՐԴՐՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Մ. Զ. ԱՄԱՐՅԱՆ, Ռ. Ա. ԴԵՄԻՐՇՅԱՆ, Կ. Շ. ԵԳԻՅԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ՇԱՐԱԲՅԱՆ,
Յ. Գ. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ, Մ. Ս. ՕՇԱՆԶԱՆՅԱՆ

Հաշվված են ինչպես սկզբնական ֆոտոններով, այնպես էլ փոքր էներգիայով պիոններով միջուկում քվազիդեյտրոնների տրոհումով պայմանավորված կոմուլյատիվ պրոտոնների ելքերը: Ցույց է տրված, որ դիտարկվող մեխանիզմների ընդհանուր ներդրումը $E_T^{\max} = 4,5$ ԳէՎ դեպքում ^{12}C միջուկի համար փորձարարորեն լաբիլիտետ հաշվարկված կարող է հազմել 25%-ից (պրոտոնի էներգիան ≤ 100 ՄէՎ դեպքում) մինչև 5% (200 ՄէՎ):

ON THE CONTRIBUTION OF QUASI-DEUTERON MECHANISM TO THE PHOTOPRODUCTION OF CUMULATIVE PROTONS

M. J. AMARYAN, R. A. DEMIRCHYAN, M. S. OHANDZHANYAN,
Yu. G. SHARABYAN, S. G. STEPANYAN, K. Sh. YEGHYAN

Yields of cumulative protons photoproduction due to the dissociation of quasi-deuterons in a nucleus induced both by incident photons and low-energy pions are calculated. It is shown that the total contribution of these mechanisms could be from 50% (at photon energies > 200 MeV) to 25% (< 100 MeV) of experimentally measured yields of cumulative protons from C^{12} nuclei at $E_T^{\max} = 4.5$ GeV.

УДК 535.33:621.373

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ УКИ
СВЕТА В ПАРАХ НАТРИЯВ. М. АРУТЮНЯН, И. Г. АРУТЮНЯН, С. П. ИШХАНИЯН, Т. А. ПАПАЗЯН,
Л. С. ПЕТРОСЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 июля 1987 г.)

Исследовано изменение поляризации пробного УКИ света в поле циркулярно поляризованной накачки в условиях нестационарного взаимодействия волн со средой. Показано, что усреднение по поперечным координатам приводит к сглаживанию нестационарных осцилляций в зависимости угла поворота от плотности энергии накачки. Получено хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов. Показано, что вдали от резонанса закономерности аналогичны квазистационарному случаю.

Явление индуцированного изменения поляризации пробного излучения в резонансных средах хорошо исследовано в квазистационарных условиях [1, 2]. Разносторонние исследования сделали возможным широкое применение этого явления в лазерной спектроскопии высокого разрешения [3, 4].

С развитием пикосекундной техники стало возможным непосредственное исследование быстропротекающих процессов в различных средах методами лазерной спектроскопии. С этой точки зрения, несомненно, представляет интерес изучение вынужденного изменения поляризации пробного импульса в пикосекундном диапазоне длительностей.

В настоящей работе исследуется изменение поляризации ультракороткого пробного импульса в поле интенсивной накачки круговой поляризации в условиях двухфотонного резонанса. Подробные теоретические исследования этого явления в приближении плоских волн проведены в [5, 6]. Показано, что из-за когерентного нестационарного характера взаимодействия входная линейная поляризация пробного излучения превращается в эллиптическую в поле накачки круговой поляризации. Параметры этого эллипса осциллируют в зависимости от параметров системы. Вдали от резонанса осцилляции становятся несущественными и закономерности аналогичны квазистационарному случаю.

Как известно, лазерное излучение имеет поперечное распределение интенсивности. В настоящей работе рассмотрено изменение поляризации пробного УКИ света в поле интенсивного с учетом поперечной структуры обоих импульсов. Однако здесь не учитывается дифракция и нелинейная рефракция пучков (в квазистационарных условиях они учтены в [7]). Несмотря на это такое приближение здесь достаточно хорошее, так как в наших экспериментальных условиях дифракционная и рефракционная длины волн—порядка $\sim 10^2$ — 10^3 см и намного превышают длину резонансной среды ($z=10$ см).

Частоты сильной и пробной волн (ω_s, ω) выбираются такими, что слабая волна связывает основной уровень $nS_{1/2}$ с первым возбужденным дублетом $nP_{1/2,3/2}$, а сильная — дублет $nP_{1/2,3/2}$ со следующим возбужденным состоянием $n'S_{1/2}$ паров щелочных металлов. Предположим, что расстройка ε однофотонного резонанса намного больше спектральной ширины импульсов и ширины дублетного расщепления. Проведя аналогичные [6] вычисления, для повернутой на 90° компоненты электрического поля получим

$$E_y(z, r, \tau) = \frac{1}{2i} e^{iqz} \sqrt{\beta z} E_s^{(+)}(r, \tau) \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \exp[-i\varepsilon(\tau - \tau')] + \\ + i\alpha [\Pi(r, \tau) - \Pi(r, \tau')] E(0, r, \tau') E_s^{(+)}(r, \tau') \frac{J_1(2\sqrt{\beta z} [\Pi(r, \tau) - \Pi(r, \tau')])}{\sqrt{\Pi(r, \tau) - \Pi(r, \tau')}}}, \quad (1)$$

где $J_1(v)$ — функция Бесселя, z — направление, вдоль которого распространяются оба импульса, r — поперечная координата аксиально-симметричных пучков, $\tau = t - z/c$, ε — расстройка двухфотонного резонанса, $E(0, r, \tau)$ — амплитуда слабого поля на входе в среду ($E_y(0, r, \tau) = 0$), $E_s^{(+)}(r, \tau)$ — амплитуда сильного циркулярно поляризованного поля. Она не меняется при прохождении через среду, так как заселенность возбужденных уровней ничтожна. Выше введены обозначения:

$$q = \frac{\pi N \omega |d_1|^2}{\hbar \varepsilon_1 c}, \quad \beta = \frac{\pi N \omega |d_1 d_2|^2}{4 \hbar^2 \varepsilon_1^2 c}, \quad \alpha = \frac{|d_2|^2}{4 \hbar^2 \varepsilon_1}, \quad (2)$$

$$\Pi(r, \tau) = \int_{-\infty}^{\tau} |E_s^{(+)}(r, \tau')|^2 d\tau', \quad (3)$$

где N — плотность атомов, $d_{1,2}$ — приведенные матричные элементы переходов $nS_{1/2} - nP_{1,2}$ и $nP_{1,2} - n'S_{1/2}$ соответственно.

В эксперименте измеряется полная энергия (усредненная по поперечным координатам) повернутой компоненты пробного поля:

$$U_j = 2\pi \int_0^\infty r dr \int_{-\infty}^\infty d\tau \frac{c}{2\pi} |E_y(z, r, \tau)|^2. \quad (4)$$

Экспериментальный угол поворота определяется так

$$\varphi = \arcsin \sqrt{U_j / U_0}, \quad (5)$$

где U_0 — полная энергия пробного импульса при входе в среду.

Исследования проводились в парах атомарного натрия на двухфотонном переходе $3S_{1/2} - 4S_{1/2}$. В качестве задающего лазера использовался пикосекундный генератор ЛП-1 [8], излучение которого с длиной волны $\lambda_s = 1,064$ мкм, проходя через ромб Френеля, приобретало круговую поляризацию и направлялось в кювету с атомарными парами натрия. Линейно поляризованное пробное излучение генерировалось РОС-лазе-

ром на красителе родамин 4С и направлялось в кювету коллинеарно интенсивному импульсу. Накачка РОС-лазера осуществлялась частью излучения генератора ЛП-1, преобразованной во вторую гармонику. Широкая область перестройки длины волны РОС-лазера позволяла, как настраиваться на точный двухфотонный резонанс с переходом $3S_{1/2} - 4S_{1/2}$ (при $\lambda_s = 1,064$ мкм, $\lambda_p = 0,612$ мкм), так и достаточно далеко отходить от него. Пробное излучение имело спектральную ширину $\sim 2,5$ см $^{-1}$. После выхода пробного поля из кюветы, энергия его перпендикулярной компоненты выделялась поляризационной призмой. Энергия (U_y) повернутой компоненты регистрировалась фотоприемником. Очевидно, что из-за отсутствия пространственного разрешения у фотоприемника при регистрации энергии происходит усреднение по поперечному сечению пучка.

Контроль длительности пикосекундных импульсов осуществлялся методом коллинеарной второй гармоники [9]. Средняя длительность импульсов пикосекундного генератора составляла ~ 40 пс.

Результаты исследований приведены на рис. 1—3. Теоретические кривые (сплошные линии) получены численными методами с использованием формул (1)—(5). Для сравнения приведены также результаты вычислений в приближении плоских волн (пунктирные линии). При этом для амплитуд напряженностей электрического поля сильного и пробного импульсов предполагалось $ch^{-1}(\tau/\tau_n)$ форма в зависимости от времени τ и $\exp(-\frac{r^2}{2r_0^2})$ — в зависимости от поперечной координаты r .

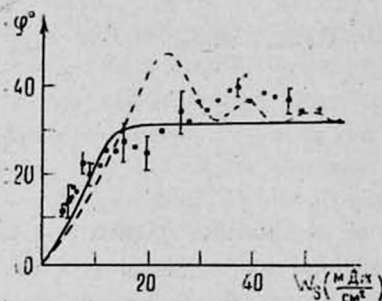


Рис. 1.

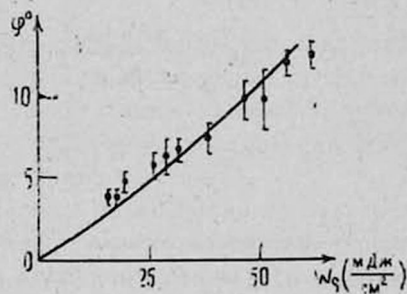


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость угла поворота φ от плотности энергии накачки W_s при $\varepsilon = 1,72$ см $^{-1}$, $N = 1,1 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $z = 10$ см, $\tau_n = 40$ пс, $r_0 = 1,1$ см.

Рис. 2. Зависимость угла поворота φ от плотности энергии накачки W_s при $\varepsilon = 14,7$ см $^{-1}$; остальные параметры те же, что и на рис. 1.

На рис. 1, 2 приведены графики зависимости угла поворота φ от плотности энергии интенсивной волны для двух значений расстройки двухфотонного резонанса. Для малых значений ε ($= 1,72$ см $^{-1}$) (рис. 1) монотонный рост угла поворота в дальнейшем «насыщается». При больших значениях плотности энергии накачки W_s угол поворота стремится к постоянному значению. Видно, что нестационарные осцилляции, присутствующие в приближении плоских волн, при усреднении по поперечным координатам сглаживаются и результаты вычислений приближаются к экспериментальным значениям.

При больших значениях расстройки резонанса нестационарности не проявляются и имеет место почти линейный рост угла поворота с плотностью энергии накачки (рис. 2). В этих условиях закономерности аналогичны квазистационарному случаю. Как и следовало ожидать (из-за линейной зависимости), кривая с учетом поперечной структуры пучков и кривая в приближении плоских волн совпадают. Видно хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов.

На рис. 3 приведена зависимость угла поворота φ от расстройки двухфотонного резонанса. Смещение резонансной кривой относительно значения $\varepsilon=0$ обусловлено высокочастотным штарковским сдвигом возбужденных уровней (член $i\hbar[\Pi(r, \tau) - \Pi(r, \tau')]$ в экспоненте формулы (1)). В области больших значений расстроек уменьшение φ происходит по за-

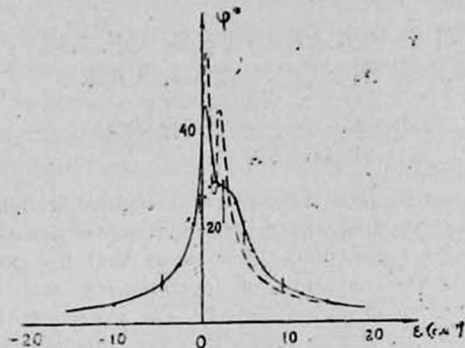


Рис. 3. Зависимость угла поворота φ от расстройки двухфотонного резонанса ε ($W_s=34$ мДж/см², $N=7.6 \times 10^{14}$ см⁻³, $z=10$ см, $\tau_k=40$ пс, $r_0=0.11$ см).

кону $1/\varepsilon$, что соответствует случаю квазистационарного взаимодействия. Видно, что хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов нарушается только в непосредственной близости точного резонанса ($\varepsilon=0$). Это различие может возникнуть из-за того, что при $\varepsilon=0$ сильно проявляется фокусирующее (дефокусирующее) действие интенсивного пучка на пробный пучок [7]. В непосредственной близости резонанса определенную роль может играть и реальное поглощение среды, которое в вычислениях не учитывалось. Отметим также, что применяемые в экспериментах лазерные импульсы не были идеально когерентными.

В заключение выражаем благодарность А. Ж. Мурадян за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 63, 44 (1975).
2. Liao P. F., Bjorklund G. C. Phys. Rev., A 15, 2009 (1977).
3. Wieman C., Hänsch T. W. Phys. Lett., 36, 1170 (1976).
4. Шалагин А. М. ЖЭТФ, 73, 99 (1977).
5. Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж., Петросян А. С. Опт. и спектр., 59, 643 (1985).
6. Arutunyan V. M., Muradyan A. Zh., Petrosyan L. S. Optica Acta. 33, 1051 (1986).
7. Джотян Г. П., Мурадян А. Ж., Петросян А. С. Опт. и спектр., 62, 392 (1987).
8. Папазян Т. А. и др. Пикосекундный генератор света типа ЛП. Информационный листок о научно-техническом достижении, № 83—55, сер. 47.35.05, Арм. НИИНТИ—1983.
9. Smith W. L., Bectel J. H. Appl. Phys., 47, 1065 (1976).

ԼՈՒՅՍԻ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԻՆԴՈՒԿՑՎԱՄ
ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԳՈՂՈՐԾԵՆԵՐՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ի. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Պ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ,
Ք. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ, Լ. Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է շրջանազծային բեռացմամբ հզոր ճառագայթի դաշտում փորձնական գերկարճ լուսային իմպուլսների բեռացման փոփոխությունը միջավայրի հետ ոչ ստացիոնար փոխազդեցության պայմաններում: Ցույց է տրված, որ ըստ լայնական կոորդինատների միջինացումը հարթեցնում է ոչ ստացիոնար օսցիլյացիաները էներգիայի խտությունից պայմանավորված կախվածության մեջ: Դիտված է փորձնական և տեսական արդյունքների լավ համաձայնություն: Ստացված է, որ ռեզոնանսից հեռանալիս օրինաչափությունները նմանվում են քվադրատացիոնար գեպերին:

STIMULATED CHANGE OF THE POLARIZATION OF AN
ULTRASHORT PULSE OF LIGHT IN SODIUM VAPOURS

V. M. ARUTYUNYAN, I. G. ARUTYUNYAN, S. P. ISHKHANYAN,
T. A. PAPAZYAN, L. S. PETROSYAN

The stimulated change of the polarization of a probe ultrashort pulse of light in the field of circularly polarized pump was studied under the conditions of nonstationary interaction of the pulses of light with the medium. It is shown that the averaging in transverse coordinates results in the smoothing of nonstationary oscillations in the dependence of rotation angle on pump energy density. The experimental and theoretical results are shown to agree well. It is also shown that far from the resonance the obtained regularities are analogous to those for the quasi-stationary case

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 260—264 (1988):

УДК 533.951

О ПРОЯВЛЕНИИ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С
ВЕРХНЕГИБРИДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНОЙ

Н. И. КАРБУШЕВ, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 14 декабря 1987 г.)

Исследуется влияние собственных колебаний тонкостенного трубчатого электронного пучка на развитие неустойчивости при взаимодействии пучка с верхнегибридной волной плазменного волновода, имеющей отрицательную дисперсию. Вычислены коэффициенты связи и депрессии. Показана возможность развития неустойчивости типа отрицательной массы. Найдены условия, когда существенно проявляются собственные колебания пучка. Определены пороговые токи развития неустойчивости в волноводе конечной длины.

1. В работе [1] исследовалась неустойчивость, развивающаяся при взаимодействии тонкостенного трубчатого электронного пучка с верхне-

ԼՈՒՅՍԻ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԻՆԴՈՒԿՑՎԱՄ
ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԳՈՂՈՐԾԵՆԵՐՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ի. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Պ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ,
Ք. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ, Լ. Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է շրջանազծային բեռացմամբ հզոր ճառագայթի դաշտում փորձնական գերկարճ լուսային իմպուլսների բեռացման փոփոխությունը միջավայրի հետ ոչ ստացիոնար փոխազդեցության պայմաններում: Ցույց է տրված, որ ըստ լայնական կոորդինատների միջինացումը հարթեցնում է ոչ ստացիոնար օսցիլյացիաները էներգիայի խտությունից պայմանավորված կախվածության մեջ: Դիտված է փորձնական և տեսական արդյունքների լավ համաձայնություն: Ստացված է, որ ռեզոնանսից հեռանալիս օրինաչափությունները նմանվում են քվադրատացիոնար գեպերին:

STIMULATED CHANGE OF THE POLARIZATION OF AN
ULTRASHORT PULSE OF LIGHT IN SODIUM VAPOURS

V. M. ARUTYUNYAN, I. G. ARUTYUNYAN, S. P. ISHKHANYAN,
T. A. PAPAZYAN, L. S. PETROSYAN

The stimulated change of the polarization of a probe ultrashort pulse of light in the field of circularly polarized pump was studied under the conditions of nonstationary interaction of the pulses of light with the medium. It is shown that the averaging in transverse coordinates results in the smoothing of nonstationary oscillations in the dependence of rotation angle on pump energy density. The experimental and theoretical results are shown to agree well. It is also shown that far from the resonance the obtained regularities are analogous to those for the quasi-stationary case

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 260—264 (1988):

УДК 533.951

О ПРОЯВЛЕНИИ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С
ВЕРХНЕГИБРИДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНОЙ

Н. И. КАРБУШЕВ, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 14 декабря 1987 г.)

Исследуется влияние собственных колебаний тонкостенного трубчатого электронного пучка на развитие неустойчивости при взаимодействии пучка с верхнегибридной волной плазменного волновода, имеющей отрицательную дисперсию. Вычислены коэффициенты связи и депрессии. Показана возможность развития неустойчивости типа отрицательной массы. Найдены условия, когда существенно проявляются собственные колебания пучка. Определены пороговые токи развития неустойчивости в волноводе конечной длины.

1. В работе [1] исследовалась неустойчивость, развивающаяся при взаимодействии тонкостенного трубчатого электронного пучка с верхне-

гибридной волной плазменного волновода, имеющей отрицательную дисперсию. В указанной работе собственными колебаниями (высокочастотным пространственным зарядом) пучка пренебрегалось, что может быть справедливым далеко не всегда. На данное обстоятельство, в частности, указывают результаты более поздних работ [2—4], в которых показано, что в случае взаимодействия с нижнегибридной волной замагниченного плазменного волновода собственные колебания пучка проявляются заметно для некоторых значений его радиуса. Аналогичная ситуация возможна и при взаимодействии с верхнегибридной волной.

В настоящей работе рассматривается развитие неустойчивости на верхнегибридной волне в плазменно-пучковой системе, состоящей из холодной электронной плазмы и трубчатого электронного пучка. Плазма с однородной плотностью электронов n_p полностью заполняет круглый металлический волновод радиуса R . Моноэнергетический электронный пучок с полным током I имеет радиус r_b и равновесную скорость u . На систему наложено продольное внешнее магнитное поле с индукцией B_0 , полностью замагничивающее колебательное движение электронов пучка. Для упомянутой неустойчивости найдено в каких условиях необходим учет собственных колебаний пучка, а также определены пороги ее развития в плазменном волноводе конечной длины L с учетом собственных колебаний.

2. Как было показано в работе [1], верхнегибридная плазменная волна имеет отрицательную дисперсию во всем диапазоне изменения волнового вектора, если выполнено неравенство

$$\mu_{ls}^2 c^2 > 2R^2 (\omega_p^2 + \omega_n^2), \quad (1)$$

где μ_{ls} — s -корень функции Бесселя порядка l , $I_l(\mu_{ls}) = 0$, $\omega_p = (4\pi e^2 \times \times n_p / m)^{1/2}$ и $\omega_n = eB_0 / mc$ — ленгмюровская и циклотронная электронные частоты, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света.

Дисперсия волны в этом случае определяется сравнительно простым соотношением

$$\epsilon_{\parallel} k^2 R^2 + \mu_{ls}^2 \epsilon_{\perp} = 0, \quad (2)$$

в котором $\epsilon_{\parallel} = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, $\epsilon_{\perp} = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - \omega_n^2)$, ω — частота волны $(V \sqrt{\omega_p^2 + \omega_n^2} > \omega > \max(\omega_p, \omega_n))$, $\epsilon_{\parallel} > 0$, $\epsilon_{\perp} < 0$.

При наличии пучка в предположениях (1) и черенковского синхронизма с волной для возмущений, имеющих место в рассматриваемой плазменно-пучковой системе, оказывается справедливым характеристическое уравнение

$$1 + \frac{\pi}{4\epsilon_{\perp}} \frac{\Omega_b^2 k^2 R^2}{(\omega - ku)^2} \frac{I_l(k_{\perp} r_b)}{I_l(k_{\perp} R)} [I_l(k_{\perp} r_b) N_l(k_{\perp} R) - - I_l(k_{\perp} R) N_l(k_{\perp} r_b)] = 0, \quad (3)$$

где

$$\Omega_b = (4eI(m^{-3}uR^2)^{1/2}, \quad k_{\perp} = k \sqrt{1 - \epsilon_{\parallel} / \epsilon_{\perp}},$$

$\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронов пучка, I_l и N_l — функции Бесселя.

Полагая ток пучка достаточно малым ($\Omega_b^2 \ll \omega^2 \epsilon_1$) и выделяя особенность типа $[k - k(\omega)]^{-1}$, характеристическое уравнение (3) можно привести к стандартному виду [5]

$$[k - k(\omega)](\omega - ku)^2 - \Omega_b^2 d^2 = \alpha^2 \Omega_b^2 \omega/u, \quad (4)$$

в котором явно выделены собственные колебания пучка. Здесь функция $k(\omega)$ определяется дисперсионным соотношением (2), коэффициент связи α^2 равен

$$\alpha^2 = \frac{\mu_{ls} u}{2\omega \epsilon_1 R} \sqrt{-\frac{\epsilon_1}{\epsilon_1}} \left[\frac{I_1(\mu_{ls} r_b/R)}{I_1(\mu_{ls})} \right]^2 \approx \frac{1}{2\epsilon_1} \left[\frac{I_1(\mu_{ls} r_b/R)}{I_1(\mu_{ls})} \right]^2, \quad (5)$$

для коэффициента депрессии d^2 справедливо выражение

$$\begin{aligned} d^2 = & -\frac{\pi k^2 R^2}{4\epsilon_1} \frac{I_1(k_\perp r_b)}{I_1(k_\perp R)} [I_1(k_\perp r_b) N_1(k_\perp R) - I_1(k_\perp R) N_1(k_\perp r_b)] - \\ & - \frac{\mu_{ls}}{2\epsilon_1 R [k - k(\omega)]} \sqrt{-\frac{\epsilon_1}{\epsilon_1}} \left[\frac{I_1(\mu_{ls} r_b/R)}{I_1(\mu_{ls})} \right]^2 \approx \frac{I_1(\mu_{ls} r_b/R)}{\epsilon_1 [I_1(\mu_{ls})]^2} \times \\ & \times \left\{ \frac{5}{4} I_1\left(\mu_{ls} \frac{r_b}{R}\right) + \mu_{ls} \frac{r_b}{R} I_1'\left(\mu_{ls} \frac{r_b}{R}\right) + \right. \\ & \left. + \frac{\pi}{4} \mu_{ls}^2 I_1'(\mu_{ls}) \left[I_1'(\mu_{ls}) N_1\left(\mu_{ls} \frac{r_b}{R}\right) - I_1\left(\mu_{ls} \frac{r_b}{R}\right) N_1'(\mu_{ls}) \right] \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

штрих означает дифференцирование функций Бесселя по аргументу.

3. Проявление собственных колебаний электронного пучка существенно, когда выполняется условие слабой связи с плазмой [5]:

$$G^2 = (\Omega_b |d|^3 / \omega^2)^2 \gtrsim 1. \quad (7)$$

Используя стандартные методы СВЧ электроники [6], находим условия развития неустойчивости в плазменно-пучковой системе конечной длины L . Будем предполагать, что электронный пучок входит в волновод без предварительной модуляции, а коэффициенты отражений волны по амплитуде от концов волновода $z=0, L$ равны соответственно ρ_1 и ρ_2 . Амплитуда усиливаемой верхнегибридной волны с отрицательной дисперсией возрастает в направлении от конца волновода $z=L$ к концу $z=0$.

Если выполняется сильное неравенство (7), то при положительном коэффициенте депрессии ($d^2 > 0$) для максимального коэффициента усиления волны, определяемого отношением ее амплитуды на конце волновода $z=0$ к амплитуде на конце $z=L$, справедлива формула

$$G_{\max} = \left| \cos \left(\alpha \frac{L}{u} \sqrt{\frac{\omega \Omega_b}{2d}} \right) \right|^{-1}. \quad (8)$$

В случае отрицательного коэффициента депрессии ($d^2 < 0$) будет развиваться неустойчивость типа отрицательной массы. При этом максимальный коэффициент усиления волны будет равен

$$G_{\max} = \left[1 - \frac{\omega \alpha^2}{2\Omega_b |d|^3} \exp \left(|d| \Omega_b \frac{L}{u} \right) \right]^{-1}, \quad (9)$$

когда

$$\ln 2\sigma > |d| \Omega_b L / u \gg 1, \quad (10)$$

и

$$G_{\max} = 1 + \frac{\alpha^2 \omega \Omega_b L^2}{2|d| u^2} \quad (11)$$

в пределе, противоположном сильному неравенству (10).

Пороговые условия развития неустойчивости могут быть найдены при известных коэффициентах усиления с помощью соотношения $|\rho| = |\rho_1 \rho_2| = G_{\max}^{-1}$. Так, в случае положительного коэффициента депрессии имеем

$$\Omega_{b\text{пор}}^2 = \left(\frac{2du^2}{\alpha^2 \omega L^2} \right)^2 (\arccos |\rho|)^4. \quad (12)$$

При развитии неустойчивости отрицательной массы находим

$$\Omega_{b\text{пор}}^2 = \left(\frac{u}{|d| L} \right)^2 \ln^2 \left| 2 \frac{\Omega_{b\text{пор}} |d|^3}{\omega \alpha^2} (1 - |\rho|) \right|, \quad (13)$$

когда $(1 - |\rho|) \gg \omega \alpha^2 / \Omega_b |d|^3$, и

$$\Omega_{b\text{пор}}^2 = \left(\frac{2|d| u^2}{\alpha^2 \omega L^2} \right)^2 (1 - |\rho|)^2 \quad (14)$$

в противоположном пределе ($|\rho| \approx 1$). Формула (12) допускает предельные переходы $|\rho| \rightarrow 0$, $|\rho| \rightarrow 1$, формула (13) — $|\rho| \rightarrow 0$ и формула (14) — $|\rho| \rightarrow 1$. Неустойчивость может развиваться и в отсутствие отражений волны на концах волновода $z=0, L$. Из формул (12) — (14) следует величина порогового тока развития неустойчивости, если заданы длина и другие параметры системы.

4. Коэффициент депрессии (6), определяющий частоту собственных колебаний электронного пучка в плазменном волноводе, практически совпадает по структуре с полученным в работах [2—4] коэффициентом для плазменно-пучковой системы такой же геометрии в случае взаимодействия с нижнегибридной волной на частоте $\omega < \omega_p < \omega_H$ при наличии сильного внешнего магнитного поля. Вместе с тем величина $\varepsilon_{\parallel}$ в (6) имеет положительный знак, тогда как на частоте $\omega < \omega_p$ ее знак отрицателен. Таким образом, поляризационные свойства плазмы при взаимодействии электронного пучка с верхнегибридной и нижнегибридной ветвями колебаний оказываются противоположными.

Из неравенства (7) с учетом (5) и (6) находим, что собственные колебания пучка существенно проявляются в трех случаях: 1) пристеночном пучке ($r_b \rightarrow R$); 2) приосевом пучке ($r_b \rightarrow 0$); 3) пучке с радиусом $r_b \rightarrow R \mu_{tp} / \mu_{ts}$ ($p < s$, $s \geq 2$). При этом в первых двух случаях развивается неустойчивость отрицательной массы, поскольку $d^2 < 0$, а в третьем случае возможны ситуации как $sd^2 < 0$, так и $sd^2 > 0$. Соответственно этому величину s^2 в неравенстве (7) можно приближенно представить в виде

$$\sigma^2 \approx \frac{\mu_{ls}^6 \Omega_b^2}{2\epsilon_1 \omega^2} \left\{ \begin{array}{l} [I_1(\mu_{0s})]^4 \ln^3(R/\mu_{ls} r_b), l=0 \\ \frac{[|l| I'_l(\mu_{ls})]^4}{8|l|^3} \left(\frac{2R}{\mu_{ls} r_b} \right)^{4|l|}, l \neq 0 \end{array} \right\} r_b \rightarrow 0$$

$$(1 - r_b/R)^{-1}, r_b \rightarrow R$$

$$\left[\frac{I'_l(\mu_{ls})}{\mu_{ls} I'_l(\mu_{lp})} \right]^4 \left| 1 - 2 \left[\frac{\mu_{lp} I'_l(\mu_{lp})}{\mu_{ls} I'_l(\mu_{ls})} \right]^2 \right|^3 \times$$

$$\times |1 - \mu_{ls} r_b / \mu_{lp} R|^{-1}, r_b \rightarrow R \mu_{lp} / \mu_{ls}, p < s, s \geq 2.$$

В условиях сильной связи пучка с плазмой, противоположных (7), собственные колебания пучка практически не проявляются, и справедливы результаты работы [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Карбушев Н. И., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 7, 1012 (1981).
2. Карбушев Н. И. Кр. сообщ. по физике, ФИАН СССР, № 10, 8 (1984).
3. Карбушев Н. И. Тезисы докл. 5 Всесоюзного симп. по сильноточной электронике. Томск, 1984, ч. 1, с. 243.
4. Карбушев Н. И. Физика плазмы, 11, 1391 (1985).
5. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. Изд. Сов. радио, М., 1973, с. 400.
6. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. Изд. Сов. радио, М., 1970, с. 584.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ՍԵՓԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱՐՏԱՀԱՅՏՈՒՄԸ ՎԵՐԻՆ ՀԻՐՐԻԴ ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ՀԵՏ ՓՈԽԱԶԳԵԼՈՒ ՀԵՏԵՎԱՆՔՈՎ

Ն. Ի. ԿԱՌԱՐՈՒՇԵՎ, Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Հետազոտված է էլեկտրոնային փնջի սեփական տատանումների ազդեցությունը անկայունության զարգացման ընթացքի վրա բացասական դիսպերսիա ունեցող վերին հիբրիդ պլազմային ալիքի հետ փոխազդելու հետևանքով: Գտնված են կապի և դեպրեսիայի գործակիցները: Ցույց է տրված բացասական զանգվածի տիպի անկայունության զարգացման հնարավորությունը: Գտնված են փնջի սեփական տատանումների էական արտահայտման պայմանները: Որոշված են վերջավոր երկարություն ունեցող ալիքատարում անկայունության զարգացման սահմանային հոսանքները:

ON THE INFLUENCE OF PROPER OSCILLATIONS OF AN ELECTRON BEAM AT ITS INTERACTION WITH UPPER HYBRID PLASMA WAVE

N. I. KARBUSHEV, E. V. ROSTOMYAN

The influence of proper oscillations of an electron beam on the development of instability due to the interaction with upper hybrid plasma wave with negative dispersion is investigated. The coupling and depression coefficients are calculated, and the possibility of the development of negative mass type instability is shown. The conditions are found, under which the proper oscillations of the beam are essential. The threshold currents for the development of instability in a finite length waveguide are determined.

НАРУШЕННОЕ ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ p -ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВА. С. АСЛАНЯН, Н. Н. БАДАЛЯН, А. Г. ГРИГОРЯН, А. А. ПЕТРОСЯН,
Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 апреля 1987 г.)

Обсуждаются условия возбуждения поверхностной электромагнитной волны на границе металл-неоднородный диэлектрик. Показано, что наличие неоднородности приводит к смещению резонансной кривой возбуждения поверхностной электромагнитной волны.

1. В последнее время широко обсуждается распространение нелинейных поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) вдоль границы раздела двух сред, для одной из которых диэлектрическая проницаемость зависит от интенсивности [1—3].

Особенностью указанной нелинейной задачи является то, что первоначально однородная изотропная среда превращается в слоисто-неоднородную, что приводит не только к изменению резонансных условий возбуждения поверхностных электромагнитных волн [2], но и к сильной деформации структуры поля в нелинейной среде [3, 4]. Очевидно, что аналогичные явления возможны и в линейной оптике поверхностных электромагнитных волн при условии, что одна из граничащих сред является пространственно-неоднородной.

В работах [5—8] рассматривался вопрос возбуждения ПЭВ в среде с неоднородностью, связанной с наличием свободных зарядов в металлах и полупроводниках. Однако основное внимание там уделялось дисперсионным характеристикам, а волновые характеристики, в частности амплитудный профиль ПЭВ, в неоднородной среде практически не обсуждались.

В настоящей работе исследуется структура поля в пространственно неоднородной среде с линейным законом изменения диэлектрической проницаемости и приводятся результаты теоретического анализа условий возбуждения p -поляризованных поверхностных плазмонов в схеме Кретчмана [9].

2. Рассмотрим возбуждение p -поляризованных поверхностных плазмонов на границе металл (с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = -\epsilon_r + i\epsilon_i$) — неоднородная среда (с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_0 = a + bz$) (см. рис. 1). Призма с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 служит в качестве элемента, преобразующего объемное излучение в поверхностное. Координатная система выбрана следующим образом: область $z > 0$ занимает пространственно-неоднородный диэлектрик, $0 > z > -d$ — металл, а $z < -d$ — призма.

Для нахождения коэффициента отражения системы, изображенной на рис. 1, с учетом возбуждения p -поляризованных поверхностных плазмонов необходимо выяснить структуру поля поверхностной волны в неоднородном диэлектрике. В случае p -поляризованных волн удобнее решать волновое уравнение для магнитной компоненты поля, имеющее вид [10]

$$\frac{d^2 H}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \frac{d\epsilon_0}{dz} \frac{dH}{dz} - \left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 \right] H = 0. \quad (1)$$

Здесь $H = H_y$, а $H_x = H_z = 0$.

Предположим, что изменение свойств второй среды происходит медленно, т.е. параметр неоднородности b является малой величиной, $b \ll a$. Это позволяет для решения поставленной задачи применить теорию возмущений [4]. В результате для магнитной компоненты поверхностной волны находим*

$$H_0(z) = C [1 + \beta_1 z + \beta_2 z^2] \exp\{-k_0 z\}, \quad (2)$$

где

$$\beta_1 = \frac{b}{2a} \left(1 + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{a}{2k_0^2} \right), \quad \beta_2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{b}{4k_0},$$

$$k_0^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} a.$$

С помощью уравнений Максвелла

$$E_x = \frac{c}{\omega \epsilon} \frac{\partial H}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{c}{\omega \epsilon} \frac{\partial H}{\partial x}$$

найдем x - и z -компоненты электрического поля.

Полное выражение для x -компоненты, например, имеет вид

$$E_{0x} = \frac{c}{\omega \epsilon_0(z)} \frac{iC}{(z)} \{ (\beta_1 - k_0) + (2\beta_2 - k_0 \beta_1) z - k_0 \beta_2 z^2 \} \exp\{-k_0 z\}. \quad (3)$$

Неизвестная амплитуда C определяется из граничных условий.

Для нахождения коэффициента отражения R от такой трехслойной системы воспользуемся граничными условиями на поверхностях раздела $z = -d$ и $z = 0$:

$$H_2^+ e^{ik_{2z}d} + H_2^- e^{-ik_{2z}d} = H_1^+ e^{ik_{1z}d} + H_1^- e^{-ik_{1z}d}, \quad z = -d,$$

$$H_2^+ e^{ik_{2z}d} - H_2^- e^{-ik_{2z}d} = \frac{u_2}{u_1} (H_1^+ e^{ik_{1z}d} - H_1^- e^{-ik_{1z}d}),$$

* Более подробный вывод этого выражения приводится в [11].

$$H_1^+ + H_1^- = H_0^+, \quad z=0.$$

$$H_1^+ - H_1^- = \frac{u_1}{u_0} H_0^+,$$

Здесь

$$u_1 = \frac{\epsilon_1}{k_{1z}}, \quad u_2 = \frac{\epsilon_2}{k_{2z}}, \quad u_0 = \frac{a}{k_{0z} - i\beta_1}.$$

Для коэффициента отражения получаем

$$R = |r_{210}|^2 = \left| \frac{r_{21} + r_{10} e^{2ik_{1z}d}}{1 + r_{21}r_{10} e^{2ik_{1z}d}} \right|^2,$$

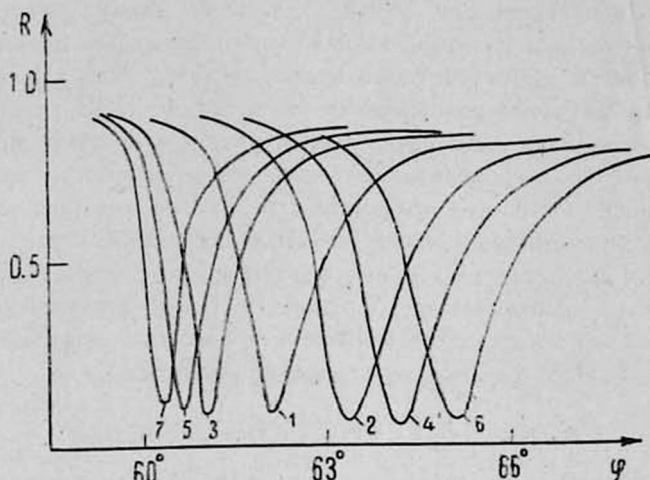


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от угла падения возбуждающего излучения ($a=2,44$, $\epsilon_r=50,5$, $\lambda=1,06$) при разных значениях b : 1—0; 2— $-0,2$; 3— $(-0,2)$; 4— $0,3$; 5— $(-0,3)$; 6— $0,4$; 7— $(-0,7)$.

где $r_{ij} = (u_i - u_j)/(u_i + u_j)$ — обычный френелевский коэффициент отражения.

Аналогично можно найти выражение для эффективности преобразования

$$\eta = \frac{\epsilon_2}{a_1} \frac{|H_1^+|^2}{|H_0^+|^2} = \left| \frac{t_{21} t_{10} e^{ik_{1z}d}}{1 + r_{21}r_{10} e^{2ik_{1z}d}} \right|^2,$$

где

$$t_{ij} = (\epsilon_i \epsilon_j)^{1/2} \frac{2u_i}{u_i + u_j}.$$

В случае возбуждения ПЭВ методом Кретчмана $k_{1z} = ia_1$, $k_{0z} = ia_2$, а k_{2z} , a_1 , a_2 — вещественные величины:

$$k_{2z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2} \sin \varphi,$$

$$a_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2 \sin^2 \varphi - \epsilon_1},$$

$$x_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2 \sin^2 \varphi - \alpha}.$$

При возбуждении поверхностных плазмонов R и η имеют резонансный знаменатель, и как следствие, в зависимости R (или η) от φ появляется провал (или пик). На рис. 2 приведены рассчитанные кривые зависимости коэффициента отражения от угла падения φ возбуждающего излучения при различных величинах и знаках параметра неоднородности. Как показывают вычисления, сильная деформация структуры поля приводит к смещению и уширению резонансных кривых возбуждения ПЭВ в схеме Кретчмана. Нетрудно показать, что это является следствием изменения как вещественной, так и мнимой частей волнового вектора поверхностной электромагнитной волны из-за неоднородности (см., например, [11]).

Наличие неоднородности изменяет также длину распространения ПЭВ вдоль границы раздела, однако, как показывают несложные расчеты, это является эффектом более малого порядка. Как уже отмечалось во введении, в случае возбуждения нелинейных ПЭВ первоначально пространственно однородная среда превращается в неоднородную. Такая индуцированная неоднородность приводит к возможности возбуждения s -поляризованных ПЭВ, что невозможно в рамках линейной оптики. Из приведенного в настоящей работе анализа следует, что неоднородность одной из сред деформирует условия возбуждения и структуру ПЭВ так же, как и «индуцированная» неоднородность. Следовательно, можно ожидать, что наличие неоднородности может привести к существованию s -поляризованных ПЭВ уже в рамках линейной оптики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агранович В. М., Бабиченко В. С., Черняк В. Я. Письма в ЖЭТФ, 32, 532 (1980).
2. Chen Y. J., Carter G. M. Sol. St. Comm., 45, 277 (1983).
3. Leung K. M. Phys. Rev., B32, 5093 (1985).
4. Agranovitch V. M., Chernyak V. Ya. Sol. St. Comm., 44, 1309 (1982).
5. Guidotti D., Rice S. Q., Lemberg H. L. Sol. St. Comm., 15, 113 (1974).
6. Conwell E. M., Koo C. C. Sol. St. Comm., 18, 1123 (1976).
7. Cunningham S. L., Maradudin Q. O., Wallis R. F. Phys. Rev., B10, 3342 (1974).
8. Conwell E. M. Phys. Rev., B11, 1508 (1975).
9. Krefschman E. Z. Phys., 241, 313 (1971).
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Изд. Наука, М., 1982.
11. Асланян А. С. и др. Опт. и спектр., 63, 1080 (1987).

ՇԵՐՏԱՎՈՐ-ԱՆՆԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻՅ ԽԱՆՏԱՎԱՍ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ
ԱՆԴՐԱԴՐԱՋՈՒՄԸ P -ՔԵՎԵՌԱՑՄԱՄԲ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ
ՊԱՋՄՈՆՆԵՐԻ ԳՐԳՈՄԱՆ ՂԵՊՔՈՒՄ

Լ. Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ն. Ն. ԲԱԴՊԱՅԱՆ, Ա. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ,
Ա. Հ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻԳԱՐՅԱՆ

Քննարկված են մետաղ-անհամասեռ դիէլեկտրիկ միջավայր բաժանման սահմանում մակերևութային էլեկտրամագնիսական ալիքների գրգռման պայմանները, ճուլց է տրված, որ անհամասեռության առկայությունը բերում է մակերևութային ալիքի գրգռման ուղղանկյուն ալիքի տեղաշարժին:

THE ATTENUATED TOTAL INTERNAL REFLECTION FROM LAMINARLY INHOMOGENEOUS MEDIUM AT THE EXCITATION OF P-POLARIZED SURFACE PLASMONS

L. S. ASILANYAN, N. N. BADALYAN, A. G. GRIGORYAN,
A. A. PETROSYAN, Yu. S. CHILINGARYAN

Conditions of the excitation of a surface electromagnetic wave on the boundary between a metal and an inhomogeneous dielectric are discussed. The presence of inhomogeneity is shown to lead to the displacement of the resonance curve of surface-electromagnetic wave excitation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 269—274 (1988)

УДК 548.35;530.145

О ВАКАНСИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ ДЕФЕКТОНА В 2D-КВАНТОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

М. Э. АРУТЮНЯН, Г. А. ВАРДАНИЯ

Ереванский государственный университет

А. С. СААКЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 10 октября 1987 г.)

На основе уравнения Лифшица построена теория неупругого рассеяния вакансиона на дефектоне (примесь He^3 в твердом He^4 , перевернутый спин в спин-поляризованном твердом He^3) в квантовых кристаллах. С помощью этой теории исследована температурная зависимость коэффициента диффузии дефектонов в двумерных квантовых кристаллах. Рассмотрен случай термоактивированных вакансий.

1. Введение

Известно, что сильная ангармоничность квантовых кристаллов обуславливает их уникальные свойства, в частности, возможность принципиально нового вида движения в них атомных частиц и дефектов—квантовую диффузию [1,2].

Наличие в квантовых кристаллах делокализованных вакансий-вакансионов—обуславливает существование весьма своеобразного канала диффузии, механизмом которого служит неупругое рассеяние вакансиона на дефектоне (вакансионная диффузия) [2, 3]. Ширина энергетической зоны вакансиона значительно превосходит ширину энергетической зоны других дефектонов (например, для примесона He^3 в твердом He^4 $\Delta_p \sim 10^{-4}$ К, в то время как для вакансиона $\Delta_v \sim 1$ К). Вследствие этого за время взаимодействия дефектон успевает переместиться лишь на расстояние порядка решетки. Таким образом, рассеяние вакансиона на дефек-

THE ATTENUATED TOTAL INTERNAL REFLECTION FROM LAMINARLY INHOMOGENEOUS MEDIUM AT THE EXCITATION OF P-POLARIZED SURFACE PLASMONS

L. S. ASLANYAN, N. N. BADALYAN, A. G. GRIGORYAN,
A. A. PETROSYAN, Yu. S. CHILINGARYAN

Conditions of the excitation of a surface electromagnetic wave on the boundary between a metal and an inhomogeneous dielectric are discussed. The presence of inhomogeneity is shown to lead to the displacement of the resonance curve of surface-electromagnetic wave excitation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 269—274 (1988)

УДК 548.35;530.145

О ВАКАНСИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ ДЕФЕКТОНА В 2D-КВАНТОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

М. З. АРУТЮНЯН, Г. А. ВАРДАНЫН

Ереванский государственный университет

А. С. СААКЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 10 октября 1987 г.)

На основе уравнения Лифшица построена теория неупругого рассеяния вакансиона на дефектоне (примесь He^3 в твердом He^4 , перевернутый спин в спин-поляризованном твердом He^3) в квантовых кристаллах. С помощью этой теории исследована температурная зависимость коэффициента диффузии дефектонов в двумерных квантовых кристаллах. Рассмотрен случай термоактивированных вакансий.

1. Введение

Известно, что сильная ангармоничность квантовых кристаллов обуславливает их уникальные свойства, в частности, возможность принципиально нового вида движения в них атомных частиц и дефектов—квантовую диффузию [1,2].

Наличие в квантовых кристаллах делокализованных вакансий-вакансионов—обуславливает существование весьма своеобразного канала диффузии, механизмом которого служит неупругое рассеяние вакансиона на дефектоне (вакансионная диффузия) [2, 3]. Ширина энергетической зоны вакансиона значительно превосходит ширину энергетической зоны других дефектонов (например, для примесона He^3 в твердом He^4 $\Delta_p \sim 10^{-4}$ К, в то время как для вакансиона $\Delta_v \sim 1$ К). Вследствие этого за время взаимодействия дефектон успевает переместиться лишь на расстояние порядка решетки. Таким образом, рассеяние вакансиона на дефек-

тоне является неупругим, в процессе его происходит туннельный обмен местами между вакансионом и дефектоном, как только они оказываются ближайшими соседями. Индуцируемая вакансиями диффузия определяется вероятностью неупругого рассеяния, а коэффициент диффузии (КД) $D \sim a^2 \nu$, где a — постоянная решетки, ν — частота актов неупругого рассеяния, причем $\nu \sim N_v \sigma v$, N_v — число вакансий в единице объема, v — их скорость, σ — сечение неупругого процесса.

Тот факт, что коэффициент диффузии прямо пропорционален числу вакансий N_v , говорит о том, что с экспериментальной точки зрения наиболее перспективными объектами для исследования вакансионной диффузии являются двумерные (2D) квантовые кристаллы, образующиеся при адсорбции изотопов гелия на графитовой подложке. Экспериментально показано, что в области температур $T \sim 1\text{ К}$ и плотности покрытия $x \approx 0,58$ в системе адатомов происходит фазовый переход в состояние 2D-квантового кристалла [4], причем эта фаза простирается вплоть до плотности покрытия $x \approx 0,98$. Таким образом, концентрация вакансий в 2D-квантовых кристаллах чрезвычайно высока ($x \lesssim 10^{-1}$).

В дальнейшем под дефектоном мы будем подразумевать либо примесь He^3 в 2D-квантокристаллическом He^4 , либо перевернутый спин в спин-поляризованном 2D-твердом He^3 .

С другой стороны из вышеприведенных оценок следует, что КД, индуцируемой вакансиями, содержит сечение рассеяния. Таким образом, возникает необходимость построения теории вакансион-дефектного рассеяния. Эта задача рассматривалась в работе [3], где построена теория рассеяния для модели Хаббарда с почти наполовину заполненной зоной.

В настоящей работе эта задача решена с помощью метода И. М. Лифшица [5]. Важной чертой этого подхода является учет решеточного характера движения квазичастиц, обладающего рядом специфических особенностей, которые находят свое отражение в поведении как кинетических коэффициентов, так и термодинамических величин. В частности, этот метод позволяет объяснить ряд результатов как ЯМР, так и тепловых измерений в 2D-квантовых кристаллах [6].

2. Вакансион-дефектное рассеяние в квантовых кристаллах

При построении уравнения Лифшица следует учесть, что вакансион свободно движется в решеточном пространстве кристалла, пока он не оказывается в ближайшем соседстве с дефектоном, затем происходит их обмен местами и вакансион продолжает свободное движение. Член, соответствующий свободному движению вакансиона, выберем в виде $\sum_a A_{R_l, R_v+a} \times \varphi(R_l, R_v+a)$, где a — векторы ближайших соседей дефектона, R_l , R_v — радиус-векторы соответственно дефектона и вакансиона. В дальнейшем для простоты будем считать, что дефектон находится в начале координат: $R_l=0$; A_{R_l, R_v} — вероятность туннельного движения вакансиона, для простоты считаем $A_{R_l, R_v}=t$ для ближайших соседей и $A_{R_l, R_v}=0$ — в остальных случаях.

Таким образом,

$$\hat{H}\varphi(0, \mathbf{R}_v) = -t \sum_a \varphi(0, \mathbf{R}_v + \mathbf{a}) (1 - \delta_{0, \mathbf{R}_v + \mathbf{a}}) (1 - \delta_{0, \mathbf{R}_v}) - \\ - t \sum_a \varphi(0, \mathbf{R}_v) \delta_{0, \mathbf{R}_v + \mathbf{a}}, \quad (1)$$

где первый член соответствует свободному движению вакансии; множители в скобках введены для учета того факта, что вакансия не может быть ближайшим соседом дефектона (первая скобка) и что вакансия и дефектон не могут одновременно находиться в одном узле решетки (вторая скобка). Второй член соответствует тому, что вакансия и дефектон являются ближайшими соседями.

Раскрывая скобки и комбинируя члены в правой части уравнения (1), уравнение Лифшица можем представить в виде

$$t \sum_a \varphi(0, \mathbf{R}_v + \mathbf{a}) - z\varphi(0, \mathbf{R}_v) = t \sum_a [\varphi(0, \mathbf{R}_v) - \varphi(0, \mathbf{R}_v + \mathbf{a})] \delta_{0, \mathbf{R}_v + \mathbf{a}}. \quad (2)$$

Учитывая, что ядро уравнения (2) вырождено, при его решении можно применить стандартные методы теории интегральных уравнений, в результате чего для волновой функции $\varphi(0, \mathbf{R}_v)$ получаем:

$$\varphi(0, \mathbf{R}_v) - t\varphi(-\mathbf{a}) \int \frac{e^{i\chi\mathbf{R}}}{\varepsilon(\chi) - z} d^d\chi = t\varphi(0) \int \frac{i\chi(\mathbf{R}_v - \mathbf{a})}{\varepsilon(\chi) - z} d^d\chi, \quad (3)$$

где $\varphi(-\mathbf{a})$ и $\varphi(0)$ определяются следующими выражениями:

$$\varphi(-\mathbf{a}) = \int \frac{e^{i\chi\mathbf{a}} d^d\chi}{\varepsilon(\chi) - z} / \int \frac{A_\chi d^d\chi}{\varepsilon(\chi) - z}, \quad (4)$$

$$\varphi(0) = \int \frac{d^d\chi}{\varepsilon(\chi) - z} / \int \frac{A_\chi d^d\chi}{\varepsilon(\chi) - z}.$$

В выражениях (2) и (4) $z = \varepsilon + i0$, ε — энергия рассеяния, $A_\chi = \sum \exp(i\chi\mathbf{a})$, d — размерность задачи; в дальнейшем подробно будет рассмотрен случай $d=2$.

В частности, в случае простой квадратной решетки, когда $A_\chi = 2(\cos a\chi_x + \cos a\chi_y)$, простой расчет приведет к следующему выражению для $\varphi(-\mathbf{a}) - \varphi(0)$ (ниже будет показано, что в амплитуду рассеяния входит именно эта комбинация величин $\varphi(-\mathbf{a})$ и $\varphi(0)$):

$$\varphi(-\mathbf{a}) - \varphi(0) = \frac{i}{2\pi} \left| 1 + \frac{K\left(\sqrt{1 - \frac{a^2}{4}}\right) - iK\left(\frac{a}{2}\right)}{1 - i\alpha K\left(\sqrt{1 - \frac{a^2}{4}}\right) + \alpha K\left(\frac{a}{2}\right)} \right|, \quad (5)$$

где $K(x)$ — полный эллиптический интеграл I рода, ε_0 — потенциал активации вакансии.

При вычислении КД нас будет интересовать область низких температур $T \ll \Delta_r$, когда возбуждены вакансионные состояния вблизи дна энергетической зоны, $\varepsilon \approx \varepsilon_0$, $\alpha \ll 1$, а спектр вакансионных квадратичен, $\varepsilon(k) = \varepsilon_0 + \Delta_r(\alpha k)^2$. Тогда, применяя известные соотношения для эллиптических интегралов

$$K\left(\sqrt{1-\frac{a^2}{4}}\right) \approx \ln\left(\frac{2}{a}\right), \quad K\left(\frac{a}{2}\right) \approx \frac{\pi}{2}$$

при асимптотическом стремлении аргументов к единице и нулю, получим

$$\varphi(-a) - \varphi(0) \approx -\frac{i}{2\pi} \ln \frac{a - \varepsilon_0}{\Delta_v}. \quad (6)$$

Проведя в (3) интегрирование по χ , окончательно будем иметь

$$\varphi(0, R_v) = \frac{1}{8} i t [\varphi(-a) - \varphi(0)] I_0(aR'), \quad R' = \frac{R_v}{a}, \quad (7)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Перейдя в (7) к асимптотикам, получим для амплитуды рассеяния

$$f(\varepsilon) = e^{-i\pi/4} \frac{\sqrt{a} \Delta_v^{1/4}}{4(2\pi)^{3/2} \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_0}} \ln \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\Delta_v}, \quad (8)$$

для сечения рассеяния

$$\sigma(\varepsilon) = 2\pi |f(\varepsilon)|^2 = \frac{a \Delta_v^{1/2}}{(8\pi)^2 \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_0}} \ln^2 \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{t} \quad (9)$$

или, перейдя к квазимпульсу и учитывая, что для простой квадратной решетки $\Delta_v = tZ$, $Z=4$, z — число ближайших соседей.

$$\sigma(k) = \frac{1}{(2\pi)^2 k} \ln^2(2ak). \quad (9a)$$

Отметим, что для квазиклассических вакансионных ($ak \gg 1$) из выражений (5) и (7) следует, что $\sigma(k) \sim k^{-1}$, что совпадает с результатом работы [3], однако с ростом длины волны вакансионного растет фактор $|\varphi(-a) - \varphi(0)|^2$, описывающий туннельный обмен местами вакансионного и дефектного из-за роста перекрытия соответствующих волновых функций.

3. Коэффициент диффузии

1.1

Среднюю скорость дефектона рассчитаем по известной формуле [2, 3]

$$u = \sum_a a \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \sigma(k) v(k) [n(\varepsilon) - n(\varepsilon + Fa)], \quad (10)$$

где $v(k) = \hbar^{-1} \nabla \varepsilon(k)$ — скорость вакансионного, $n(\varepsilon)$ — равновесная функция распределения вакансионных, F — бесконечно малая сила, действующая на дефектон.

Рассмотрим сначала случай термически активированных вакансий, когда вакансионные подчиняются бoльцмановской статистике. Тогда

$$n(\varepsilon) - n(\varepsilon + Fa) \approx \frac{Fa}{T} e^{-\varepsilon/T}, \quad \frac{Fa}{T} \ll 1. \quad (11)$$

Подставляя разложение (11) в (10) и интегрируя по k , получим

$$u = \frac{1}{2^5 \pi^2 t} e^{-\varepsilon_0/T} \ln^2 \frac{T}{t} \sum_a a(Fa). \quad (12)$$

Введем тензор подвижности дефектона μ_{ik} с помощью следующего соотношения

$$u_{ik} = \sum \mu_{ik} F_k. \quad (13)$$

Сравнивая (13) с (12), а также учитывая, что для простой квадратной решетки

$$\sum_i a_i a_k = 4a^2 \delta_{ik}, \quad (14)$$

получим

$$\mu_{ik} = \frac{a^2}{8\pi\hbar} e^{-\epsilon_0/T} \ln \frac{T}{t} \delta_{ik}. \quad (15)$$

Исходя из соотношения Эйнштейна $D_{ik} = T\mu_{ik}$, для КД находим

$$D_{ik} = \frac{a^2}{8\pi\hbar} T \ln^2 \frac{T}{t} e^{-\epsilon_0/T} \delta_{ik}. \quad (16)$$

Как видим, температурная зависимость КД имеет термоактивационный характер.

Для сравнения приведем выражение для КД в трехмерном случае*:

$$D_{ik} = \frac{4.5}{\hbar} \sum \left[\frac{a^3}{(2\pi)^2 K_{1/2}^2 \Gamma(\chi_i)} \right] T^2 e^{-\epsilon_0/T} \delta_{ik}, \quad (17)$$

где K_i — гауссова кривизна изоэнергетической поверхности $\epsilon(k) = \epsilon$ в точках касания с опорными плоскостями [6].

Таким образом, и в трехмерном случае температурная зависимость имеет термоактивационный характер, в то время как температурная зависимость предэкспоненциального множителя зависит от размерности решеточного пространства и определяется видом амплитуды вакансион-дефектонного рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев А. Ф., Лифшиц И. М. ЖЭТФ, 56, 2057 (1969).
2. Андреев А. Ф. УФН, 118, 249 (1976).
3. Пирадашвили И. Н. ЖЭТФ, 84, 184 (1983).
4. Richards M. G. et al. Phys. Rev. Lett., 34, 1545 (1975).
5. Варданян Г. А. УФН, 144, 113 (1984).
6. Варданян Г. А., Саакян А. С. ЖЭТФ, 88, 1079 (1985).

2D-ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԴԵՖԵԿՏՈՆԻ ՎԱԿԱՆՍԻՈՆԱՅԻՆ ՇԱՐԺՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Մ. Զ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ս. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Լիֆշիցի հավասարման միջոցով կառուցվել է ղեֆեկտոնի վրա վականսիոնի ոչ առանձնական ջրման տեսությունը (He^3 -ի խառնուրդը պինդ He^4 -ի մեջ, շրջված սպին՝ պինդ սպինային բևեռացված He^3 -ի մեջ) քվանտային բյուրեղներում: Այդ տեսության միջոցով հետազոտվել է ղեֆեկտոնների ղեֆուզիայի զործակցի ջերմաստիճանային կախումը քվանտային երկչափ բյուրեղներում: Դիտարկված է թերմաակտիվացված վականսիոնների դեպքը:

*Зависимость $D \sim T^2 e^{-\epsilon_0/T}$ впервые получена в работе [3].

ON THE VACANCION MOBILITY OF DEFECTONS IN 2D QUANTUM CRYSTALS

M. Z. HARUTYUNYAN, G. A. VARDANYAN, A. S. SAHAKYAN

The theory of inelastic scattering of a vacancy on a defecton (He^3 impurity in solid He^4 , an inverted spin in spin-polarized solid He^3) in quantum crystals is constructed on the basis of Lifshits equations. This theory was used for the investigation of temperature dependence of defecton diffusion coefficient. The case of thermally activated vacancies is considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 274—279 (1988)

УДК 534.512

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ФУРЬЕ-АНАЛИЗА МЁССБАУЭРОВСКИХ СПЕКТРОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

А. Р. МКРТЧЯН, А. З. АЦАГОРЦЯН, Г. Н. НАДЖАРЯН, Н. М. ГАСПАРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 ноября 1987 г.)

Методом численного моделирования экспериментальных спектров гамма-резонансного поглощения исследована временная зависимость средне-квадратичного смещения (СКС) мёссбауэровских ядер (МЯ) для двух типов диффузионного движения — неограниченной и ограниченной диффузии. На основе анализа временной зависимости относительной ошибки СКС определены оптимальные условия проведения соответствующего эксперимента и вычислены величины тех интервалов времени, в которых временные корреляционные функции движения МЯ могут быть определены с заранее заданной (в рассматриваемом случае — $\pm 10\%$) точностью.

Исследование молекулярной подвижности несомненно представляет актуальную проблему, лежащую в основе понимания физики различных процессов, протекающих в твердых телах, биомолекулах, жидкостях [1—4] и т. д. Возможность решения этой проблемы методом гамма-резонансной спектроскопии (ГРС) связана с тем обстоятельством, что форма линии спектра поглощения γ -квантов зависит от временной корреляционной функции (ВКФ) координаты мёссбауэровских ядер (МЯ) [1]. ВКФ, в принципе, содержит всю информацию о характере движения МЯ (амплитуда колебаний, времена корреляции, коэффициент диффузии и т. д.). Впервые на возможность непосредственного определения ВКФ из экспериментального спектра, без априорных предположений о характере движения, указали авторы работы [2], однако ими не была исследована зависимость погрешности полученной таким образом ВКФ от условий проведения соответствующего эксперимента. Экспериментальные ошибки, обусловленные конечным временем экспозиции (T_{sp}), ограниченным диапа-

ON THE VACANCION MOBILITY OF DEFECTONS IN 2D QUANTUM CRYSTALS

M. Z. HARUTYUNYAN, G. A. VARDANYAN, A. S. SAHAKYAN

The theory of inelastic scattering of a vacancy on a defecton (He^3 impurity in solid He^4 , an inverted spin in spin-polarized solid He^3) in quantum crystals is constructed on the basis of Lifshits equations. This theory was used for the investigation of temperature dependence of defecton diffusion coefficient. The case of thermally activated vacancies is considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 274—279 (1988)

УДК 534.512

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ФУРЬЕ-АНАЛИЗА МЁССБАУЭРОВСКИХ СПЕКТРОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

А. Р. МКРТЧЯН, А. З. АЦАГОРЦЯН, Г. Н. НАДЖАРЯН, Н. М. ГАСПАРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 ноября 1987 г.)

Методом численного моделирования экспериментальных спектров гамма-резонансного поглощения исследована временная зависимость средне-квадратичного смещения (СКС) мёссбауэровских ядер (МЯ) для двух типов диффузионного движения — неограниченной и ограниченной диффузии. На основе анализа временной зависимости относительной ошибки СКС определены оптимальные условия проведения соответствующего эксперимента и вычислены величины тех интервалов времени, в которых временные корреляционные функции движения МЯ могут быть определены с заранее заданной (в рассматриваемом случае — $\pm 10\%$) точностью.

Исследование молекулярной подвижности несомненно представляет актуальную проблему, лежащую в основе понимания физики различных процессов, протекающих в твердых телах, биомолекулах, жидкостях [1—4] и т. д. Возможность решения этой проблемы методом гамма-резонансной спектроскопии (ГРС) связана с тем обстоятельством, что форма линии спектра поглощения γ -квантов зависит от временной корреляционной функции (ВКФ) координаты мёссбауэровских ядер (МЯ) [1]. ВКФ, в принципе, содержит всю информацию о характере движения МЯ (амплитуда колебаний, времена корреляции, коэффициент диффузии и т. д.). Впервые на возможность непосредственного определения ВКФ из экспериментального спектра, без априорных предположений о характере движения, указали авторы работы [2], однако ими не была исследована зависимость погрешности полученной таким образом ВКФ от условий проведения соответствующего эксперимента. Экспериментальные ошибки, обусловленные конечным временем экспозиции (T_{sp}), ограниченным диапа-

зоном скоростей $[-v_m, v_m]$ вибратора ГР-спектрометра, где v_m — максимальная скорость вибратора, и ограниченным числом каналов анализатора (N_h) в совокупности приводят, как показано ниже, к резкому увеличению погрешности ВКФ в области малых и больших времен.

В настоящей работе сделана попытка на примере модельной задачи выявить зависимость величины суммарной ошибки ВКФ от статистических и систематических ошибок, которые с неизбежностью присутствуют в реальном эксперименте и определяются указанными выше параметрами. При этом, очевидно, наибольший интерес представляет исследование временной разрешающей способности данного метода, т. е. нахождение того интервала времени, в котором ВКФ можно определить из экспериментального спектра с заранее заданной точностью.

1. Как известно, истинную форму линии поглощения $W_a(\omega)$ для одиночной линии в случае гауссова стационарного случайного процесса можно представить в виде [5]

$$W_a(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \exp \left\{ -i(\omega - \omega_0)t - \frac{\Gamma_a t}{2} - \frac{1}{\lambda_0^2} [\theta(0) - \theta(t)] \right\} dt, \quad (1)$$

где λ_0 — длина волны γ -квантов, Γ_a — естественная ширина линии МЯ в поглотителе, $\theta(t) = \langle x(t)x(0) \rangle$ — ВКФ координаты, ω_0 — частота резонансного перехода МЯ.

Для „тонкого поглотителя“, т. е. при $\beta_a = \sigma_0 n_a \ll 1$, где σ_0 — резонансное сечение поглощения, n_a — концентрация МЯ, нетрудно показать, что

$$\tilde{W}_a(t) = \frac{1}{\beta_a} [\tilde{\gamma}(t)/\tilde{K}_s(-t)], \quad (2)$$

где $\tilde{\gamma}$, $\tilde{W}_a$ и $\tilde{K}_s$ — фурье-образы соответственно экспериментального спектра, контура линии поглощения и контура линии испускания источника. Используя формулы (1) и (2), для величины среднеквадратичного смещения (СКС) МЯ в момент времени $t = \langle [\Delta x(t)]^2 \rangle = 2[\theta(0) - \theta(t)]$ — в случае лоренцовой формы линии испускания источника получаем выражение

$$\langle [\Delta x(t)]^2 \rangle = -\lambda_0^2 [2 \ln(\tilde{\gamma}(t)/\tilde{\gamma}(0)) + (\Gamma_s + \Gamma_a)t]. \quad (3)$$

Таким образом, зная параметры источника и поглотителя (Γ_s , Γ_a), из экспериментального спектра можно непосредственно определить временную зависимость СКС МЯ. Для случая, когда эти параметры неизвестны, можно получить относительное изменение СКС. Для этого достаточно иметь спектры, соответствующие двум разным внешним условиям (например разным температурам). Тогда

$$\langle [\Delta x(t)]^2 \rangle_{T_2} - \langle [\Delta x(t)]^2 \rangle_{T_1} = 2\lambda_0^2 \ln [\tilde{\gamma}_{T_1}(t)/\tilde{\gamma}_{T_2}(t)]. \quad (4)$$

Если экспериментальный спектр не является одиночной линией, а имеет более сложную форму, тогда в подынтегральном выражении в (1) множитель $\exp(-i\omega_0 t - \Gamma_a t/2)$ следует заменить на сумму $\sum_j A_j \exp \times \times (-i\omega_{0j} t - \Gamma_j t/2)$, где Γ_j , ω_{0j} — полуширина и центр тяжести j -компоненты спектра, A_j — весовой множитель.

Поставленная задача решалась методом численного моделирования мессбауэровских спектров поглощения на ЭВМ ЕС 1045 для двух типов движения МЯ: а) неограниченной диффузии, описываемой ВКФ $\theta(t) = 2Dt$, где D — коэффициент диффузии [5], б) ограниченной диффузии, описываемой ВКФ $\theta(t) = \theta(0) \exp(-t/\tau_c)$, где $\theta(0) = kT/m\Omega^2$, $\tau_c = \gamma/m\Omega^2$ [4,5], m , Ω и γ — масса, частота и коэффициент трения броуновского осциллятора с большим затуханием ($\gamma/m \gg \Omega$), T — температура, k — постоянная Больцмана.

С помощью этих ВКФ вычислялись «входные» спектры поглощения γ -квантов. Экспериментальные спектры поглощения моделировались наложением на полученные входные спектры соответствующих статистических ошибок с помощью генератора случайных чисел. Дальнейшая обработка экспериментальных спектров по формуле (3) позволяла определить ВКФ, которые мы в дальнейшем будем называть экспериментальными ВКФ. Для каждой реализации полученного указанным способом экспериментального спектра вычислялась соответствующая экспериментальная ВКФ, ошибка которой определялась усреднением по различным (обычно по 15–20) реализациям.

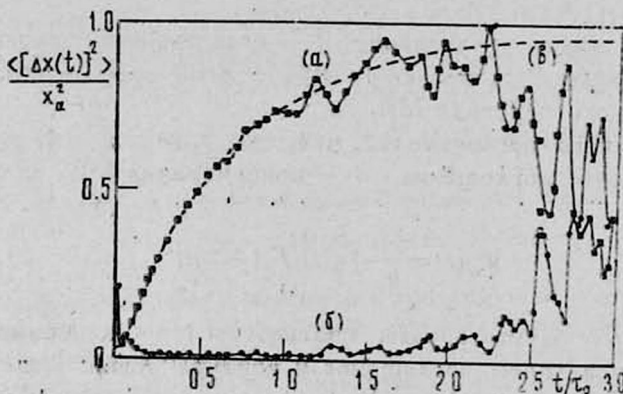


Рис. 1. Зависимость от времени СКС (а) и его относительной ошибки (б) для случая ограниченной диффузии МЯ. Пунктиром обозначена теоретическая зависимость СКС от времени, x_a — амплитуда колебаний; численные значения параметров рассматриваемой модели приведены в работе [4].

2. На рис. 1 в качестве примера представлены зависимости СКС, а также величины относительной ошибки СКС от времени для случая ограниченной диффузии. Анализ последней дает возможность определить величину временного интервала достоверного (с заранее заданной точностью) определения экспериментальных ВКФ. Систематические ошибки, проявляющиеся на графиках временной зависимости СКС (рис. 1а) в виде осцилляций с периодом π/v_m и с амплитудой, обратно пропорциональной v_m , возникают, как известно, из-за ограниченного диапазона скоростей вибратора и конечного «шага эксперимента» $h = 2v_m/N_k$. Для выяснения роли систематических ошибок были вычислены экспериментальные ВКФ в отсутствие статистических ошибок, т. е. при бесконечном времени эксперимента. Оказалось, что t_{min} (левая граница искомого временного диапазона, для которого относительная ошибка ВКФ не превышает $\pm$

10%) обратно пропорционально v_m (при условии, что $h \lesssim 0,2 \Gamma_{\text{exp}}$). В то же время правая граница искомого диапазона (t_{max}), возрастая с увеличением v_m и N_k , выходит на насыщение.

Естественно, что наличие статистических ошибок эксперимента, абсолютную величину которых в ГРС можно представить в виде $\Delta t \approx \sqrt{2N_k/\bar{N}T_{sp}}$, где $\bar{N}$ — среднее число γ -квантов, попадающих на единицу времени, резко ограничивает величину интервала $\Delta t = t_{\text{max}} - t_{\text{min}}$. На рис. 2 показано, как с уменьшением T_{sp} временная разрешающая способность метода ухудшается. Из этого рисунка также видно, что для заданной интенсивности потока γ -квантов ($\bar{N} \approx 10^7$ квант/ч) экспозиция с $T_{sp} \lesssim 5$ ч нецелесообразна, поскольку в этом случае Δt прак-

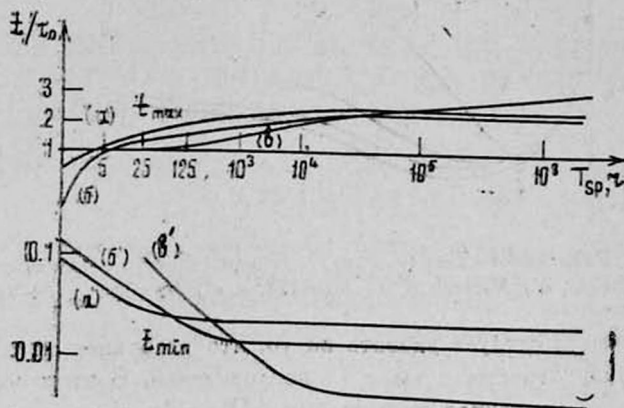


Рис. 2. Зависимость t_{max} (а, б, с), t_{min} (а', б', с') от времени экспозиции T_{sp} : а, а') $N_k=125$, $V_m=2,5$ мм/с; б, б') $N_k=256$, $V_m=4,5$ мм/с; с, с') $N_k=512$, $V_m=14,0$ мм/с.

тически стремится к нулю. За разумное же время экспозиции, например $T_{sp}=25$ ч, рассматриваемый метод позволяет «наблюдать» процессы, характерные времена которых находятся в интервале $(0,05-1)\tau_0$. В случае ^{57}Fe это — времена порядка $7 \cdot 10^{-9} - 1,4 \cdot 10^{-7}$ с, а в случае Zn $\Delta t \approx 5 \cdot 10^{-7} - 10^{-5}$ с. Таким образом, используя набор МЯ, которые имеют существенно отличающиеся друг от друга времена возбужденных состояний, можно «охватить» чрезвычайно широкий временной интервал исследований.

На рис. 3 показана зависимость t_{min} , t_{max} от v_m и N_k (при $T_{sp}=25$ ч). Из рисунка следует, что увеличение v_m до определенного значения приводит к лучшему «разрешению» левого края исследуемого временного диапазона, что связано, в соответствии со сказанным выше, с уменьшением систематических ошибок. При дальнейшем увеличении v_m начинают доминировать ошибки, обусловленные увеличением «шага эксперимента». Правая же граница искомого временного интервала (t_{max}) с увеличением v_m сдвигается влево из-за увеличивающегося вклада низкочастотных гармоник статистических шумов. При этом имеется некоторая область для оптимального выбора параметров v_m и N_k , которая справа ограничивается необходимостью соблюдения условия $h \lesssim 0,5 \Gamma_{\text{exp}}$, а слева — малым диапа-

зоном скоростей, в соответствии со сказанным выше. Поскольку в указанной области наблюдается слабая зависимость величины Δt от v_m и N_k , для получения оптимальной величины Δt достаточно выбрать $10 \lesssim v_m/\Gamma_{\text{exp}} \lesssim 50$, $N_k \gtrsim 125$. Следует отметить, что зависимость величины Δt от экспериментальных параметров (v_m , N_k , T_{sp}) не зависит от выбранной модели движения МЯ.

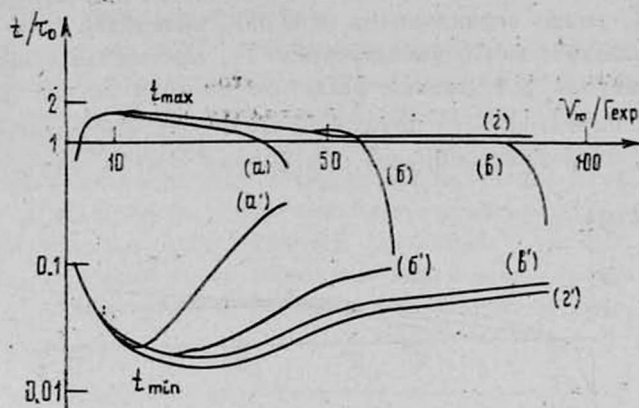


Рис. 3 Зависимость $t_{\max}$ (a, б, в, г), $t_{\min}$ (a', б', в', г') от v_m/Γ_{exp} при $T_{sp}=25^\circ\text{C}$: a, a') $N_k=64$; б, б') $N_k=128$; в, в') $N_k=256$; г, г') $N_k=512$.

В заключение следует указать на то, что указанная методика не применима в случае «толстых» ($\beta_a \gtrsim 1$) поглотителей. В этом случае для получения истинного спектра поглощения (1) необходимо решить обратную задачу мёссбауэровской спектроскопии, т. е. найти $W_a(\omega)$ из экспериментального спектра $\eta(\nu)$ [6]. Нахождение $W_a(\omega)$ в этом случае представляет собой некорректную математическую задачу, устойчивое приближенное решение которой можно найти при использовании метода регуляризации Тихонова [7]. В этом случае при вычислении экспериментальных ВКФ следует учесть также ошибки, возникающие при численном решении обратной задачи. В литературе отсутствуют данные, позволяющие определить величину этих ошибок в зависимости от входных ошибок эксперимента, поэтому данный вопрос требует отдельного рассмотрения. Для практического использования рассматриваемого здесь метода при исследовании динамики МЯ очевидно необходимо решать модельные задачи, где анализировались бы более сложные движения МЯ (например, случай, когда МЯ участвует одновременно в процессах типа непрерывной и ограниченной или скачкообразной диффузии).

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Singwi K. S., Sjölander A. Phys. Rev., 120, 1093 (1960).
- 2 Bonbury D. Stet al. Phys. Rev. Lett., 6, 34 (1963).
- 3 Гольдманский В. И., Крупянский Ю. Ф., Фролов Е. Н. Молек. биол., 17, 532 (1983).
- 4 Шайтан К. В., Рубин А. Б. Биофизика, 25, 796 (1980).
- 5 Хир К. Статистическая механика. Изд. Мир, М., 1978, с. 516.
- 6 Габриелян Р. Г., Мартиросян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 282 (1984).
- 7 Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. Изд. Наука, М., 1979.

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՐ ԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄԵԱՄԻՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՄԱՐ
ՄՅՈՍԲԱՈՒԵՐՅԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՖՈՒՐՅԵ-ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅԱՆ
ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՆ ՀԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Բ. ՄԿՐՏՅԱՆ, Ա. Զ. ՀԱՅԱԳՈՐԾՅԱՆ, Գ. Ն. ՆԱԶԱՐՅԱՆ, Ն. Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Էքսպերիմենտալ դամա-ռեզոնանսային կլանման սպեկտրների թվային մոդելավորման միջոցով ուսումնասիրված է մյուսբաուերյան միջուկների միջին բառակուսային շեղման ժամանակային կախումը տարրեր տիպի դիֆուզիոն շարժումների առկայության դեպքում: Միջին բառակուսային շեղման հարաբերական սխալի ժամանակային կախման վերլուծության հիման վրա որոշված են համապատասխան փորձի իրազդեցման համար անհրաժեշտ պարամետրների ամենաբարենպաստ արժեքների տիրույթները և տրված են այն ժամանակահատվածների մեծությունները, որտեղ մյուսբաուերյան միջուկների շարժման կորելյացիոն ֆունկցիաներն հնարավոր է որոշել նախորդ տրված (տվյալ դեպքում $\pm 10\%$) ճշտությամբ:

FOURIER EXPANSION OF MÖSSBAUER SPECTRA AND
POSSIBILITY OF ITS APPLICATION IN THE STUDY
OF MOLECULAR DYNAMICS

A. R. MKRTCHYAN, A. Z. ATSAGORTSYAN, T. N. NADZHARYAN,
N. M. GASPARYAN

Numerical modelling of experimental spectra of gamma resonance absorption was used for the investigation of time dependence of mean square displacement of Mössbauer nuclei for their limited and unlimited diffusion. Based on the analysis of time dependence of the relative error of mean square displacement, optimal conditions for the corresponding experiment were obtained and time intervals were calculated, within which the time correlation functions of the motion of Mössbauer nuclei may be determined with given (in this case $\pm 10\%$) accuracy.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 279—282 (1988)

УДК: 538.22

РЕЛАКСАЦИЯ ВНУТРИДУБЛЕТНЫХ ПЕРЕХОДОВ
 Cr^{3+} В ИЗУМРУДЕ

М. О. МАНВЕЛЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 июля 1987 г.)

Экспериментально исследована спин-решеточная релаксация внутридублетных переходов 1—2 и 3—4 ионов Cr^{3+} в изумруде. Из температурной зависимости скорости релаксации определены концентрационно-зависящие механизмы релаксации для этих переходов.

Известно, что в разбавленных парамагнитных кристаллах, в которых взаимодействиями между отдельными магнитными центрами (МЦ) можно пренебречь, основным механизмом спин-решеточной релаксации (СРР) при низких температурах является прямой процесс Ван-Флека с непосред-

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՐ ԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄԵԱՍԻՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՄԱՐ
ՄՅՈՍԲԱՈՒԵՐՅԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՖՈՒՐՅԵ-ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅԱՆ
ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՆ ՀԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Բ. ՄԿՐՏՅԱՆ, Ա. Զ. ՀԱՅԱԳՈՐԾՅԱՆ, Գ. Ն. ՆԱԶԱՐՅԱՆ, Ն. Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Էքսպերիմենտալ դամա-ռեզոնանսային կլանման սպեկտրների թվային մոդելավորման միջոցով ուսումնասիրված է մյուսբաուերյան միջուկների միջին բառակուսային շեղման ժամանակային կախումը տարրեր տիպի դիֆուզիոն շարժումների առկայության դեպքում: Միջին բառակուսային շեղման հարաբերական սխալի ժամանակային կախման վերլուծության հիման վրա որոշված են համապատասխան փորձի իրագործման համար անհրաժեշտ պարամետրների ամենաբարենպաստ արժեքների տիրույթները և տրված են այն ժամանակահատվածների մեծությունները, որտեղ մյուսբաուերյան միջուկների շարժման կորելյացիոն ֆունկցիաներն հնարավոր է որոշել նախորդ տրված (տվյալ դեպքում $\pm 10\%$) ճշտությամբ:

FOURIER EXPANSION OF MÖSSBAUER SPECTRA AND
POSSIBILITY OF ITS APPLICATION IN THE STUDY
OF MOLECULAR DYNAMICS

A. R. MKRTCHYAN, A. Z. ATSAGORTSYAN, T. N. NADZHARYAN,
N. M. GASPARYAN

Numerical modelling of experimental spectra of gamma resonance absorption was used for the investigation of time dependence of mean square displacement of Mössbauer nuclei for their limited and unlimited diffusion. Based on the analysis of time dependence of the relative error of mean square displacement, optimal conditions for the corresponding experiment were obtained and time intervals were calculated, within which the time correlation functions of the motion of Mössbauer nuclei may be determined with given (in this case $\pm 10\%$) accuracy.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 279—282 (1988)

УДК: 538.22

РЕЛАКСАЦИЯ ВНУТРИДУБЛЕТНЫХ ПЕРЕХОДОВ
 Cr^{3+} В ИЗУМРУДЕ

М. О. МАНВЕЛЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 июля 1987 г.)

Экспериментально исследована спин-решеточная релаксация внутридублетных переходов 1—2 и 3—4 ионов Cr^{3+} в изумруде. Из температурной зависимости скорости релаксации определены концентрационно-зависящие механизмы релаксации для этих переходов.

Известно, что в разбавленных парамагнитных кристаллах, в которых взаимодействиями между отдельными магнитными центрами (МЦ) можно пренебречь, основным механизмом спин-решеточной релаксации (СРР) при низких температурах является прямой процесс Ван-Флека с непосред-

ственной передачей энергии спин-системы в решетку со слабой температурной зависимостью ($W \sim \text{cth} \hbar \nu / 2kT$). В релаксации внутридублетных переходов в зависимости от температуры решетки большую роль могут играть двухфононные переходы через другие уровни энергии [1—3] с зависимостью $W \sim [\exp(\Delta/kT) - 1]^{-1}$.

В восстановлении равновесной населенности уровней энергии в концентрированных кристаллах существенными становятся взаимодействия между МЦ. По современным представлениям температурная зависимость концентрационно-зависящего механизма (КЗМ) релаксации определяется механизмом взаимодействия между МЦ с зависимостью $W \sim T^n$. Для мультипольных взаимодействий с энергией $E \sim r^{-m}$ (r — расстояние между МЦ) $n = 3(1 - 1/m)$. А при обменных взаимодействиях $4 > n > 0$ и зависимости от концентрации примеси и отношения kT/J (J — обменный интеграл) [4]. Последнее при $kT/J > 10^{-2}$ можно представить зависимостью $W \sim \exp(-2J/kT)$.

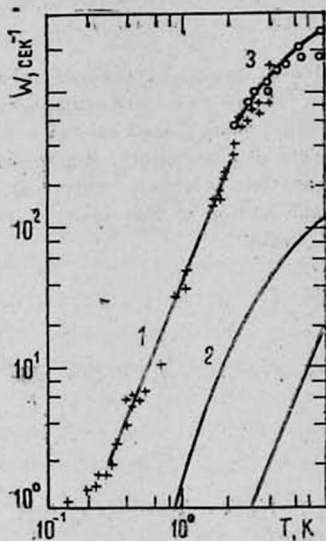


Рис. 1.

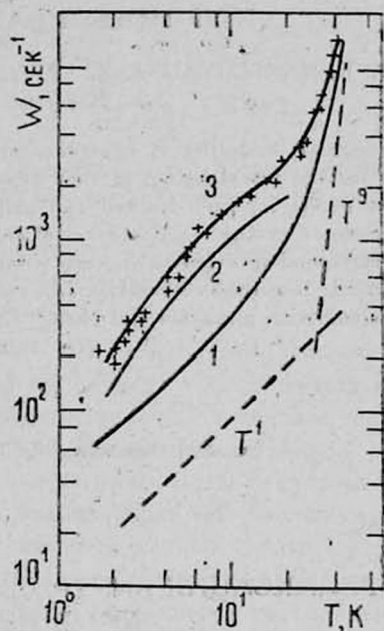


Рис. 2.

Рис. 1. Скорость релаксации перехода 1—2 Cr^{3+} в изумруде: 1) $\nu = 9,2$ ГГц, $\theta = 90^\circ$; 2) расчетная кривая; 3) $\nu = 35$ ГГц, $\theta = 65^\circ$.

Рис. 2. Скорость релаксации перехода 3—4 при $\nu = 22,2$ ГГц и $\theta = 0$: 1) $C \approx 0,03\%$; 2) разностная кривая, 3) $C \approx 0,8\%$.

В настоящей работе обсуждаются результаты измерений температурных зависимостей скорости СРР внутридублетных переходов 1—2, и 3—4 иона Cr^{3+} в концентрированном образце изумруда ($C \approx 0,8\%$, $N \geq 4,7 \times 10^{19}$ спин/см³), проведенных методом импульсного насыщения на разных частотах и ориентациях (θ) оптической оси кристалла по отношению к внешнему магнитному полю. Использование сильноконцентрированных образцов позволяет уменьшить вклад прямых процессов релаксации и определить КЗМ с большой достоверностью.

На рис. 1 приведены температурные зависимости скорости СРР перехода 1—2. Кривая 1 представляет результаты измерения на частоте $\nu = 9,2 \text{ ГГц}$ ($\theta = 90^\circ$). При $0,2 \text{ К} \leq T \leq 2,5 \text{ К}$ она описывается зависимостью $W \sim T^{2,4}$, что, согласно вышесказанному, можно приписать и обменным [4], и электрическим квадруполь-квадрупольным [5] взаимодействиям. В данном случае приписать ее обменным взаимодействиям не представляется возможным: минимальные расстояния $r = 4,6$ и $5,3 \text{ \AA}$ между ионами Cr^{3+} в изумруде с соответствующими величинами обменных интегралов $J_{11} = 67,8 \text{ ГГц}$ и $J_{22} = 5,85 \text{ ГГц}$ [6], согласно [4], при наших условиях привели бы к $W \sim T^n$, где $1,8 > n \geq 1,2$ и $n \leq 1,2$ соответственно для J_{11} и J_{22} . Значит, действительно, зависимость $W \sim T^{2,4}$ обусловлена квадрупольными взаимодействиями между ионами Cr^{3+} , что было предположено в [7] косвенно: разложением полной скорости релаксации относительно слабо концентрированного образца ($C \approx 0,2\%$) минус ван-Флековскую, рассчитанную (кривая 2) из кинетических уравнений по известным компонентам тензора спин-фононной связи [8].

При $T > 3 \text{ К}$ скорость релаксации не описывается зависимостью $T^{2,4}$, что отчетливо следует из кривой 3 ($\nu = 35 \text{ ГГц}$, $\theta = 65^\circ$) и связано со сдвигом фононного спектра с высокой плотностью на более высокие частоты, т. е. возбуждением более высоких уровней энергии, чем у слабых по своей природе квадрупольных взаимодействий. Однозначное определение нового КЗМ релаксации затруднено узостью измеренного температурного интервала.

Релаксация перехода 3—4 (рис. 2) измерялась на частоте $\nu = 22,2 \text{ ГГц}$, при $\theta = 0^\circ$. СРР разбавленного образца ($C \approx 0,03\%$ Cr^{3+}) [9] при $T \leq 12 \text{ К}$ осуществляется через лежащие ниже на расстоянии $\Delta \approx 2|D|$ уровни энергии дублета, где $D = -26,8 \text{ ГГц}$ [10] — параметр начального расщепления уровней энергии Cr^{3+} в изумруде. Разностная концентрационно-зависимая часть релаксации (кривая 2) полностью обусловлена обменными взаимодействиями и описывается зависимостью $W \sim \exp(-2J_{11}/kT)$. Последнюю можно представить зависимостью $W \sim T^n$, где величина n изменяется от $n < 1,8$ при $T = 2 \text{ К}$ до $n \geq 0,5$ при $T \approx 12 \text{ К}$, что находится в хорошем согласии с [4] для данной концентрации в исследуемом интервале температур. Так как энергия начального расщепления и обменных взаимодействий ионов Cr^{3+} (J_{11}), через уровни которых осуществляется релаксация, намного больше, чем энергия квадруполь-квадрупольных взаимодействий, то последний КЗМ в релаксации перехода 3—4 существенной роли не играет. При $T > 12 \text{ К}$ доминируют комбинационные процессы с характерной зависимостью T^9 .

Общую температурную зависимость скорости СРР перехода 3—4 можно представить выражением

$$W_{3-4} = A_1 \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} + B_1 \exp\left(-\frac{2J_{11}}{kT}\right) + C_1 T^9,$$

где для упрощения записи квазиорбаховских процессов принято $\Delta \approx (\nu_1 + \nu_2)/2$, ν_1 , ν_2 — частоты соответствующих междублетных переходов.

Аналогичным образом, для перехода 1—2 можно предположить, что при $T > 2,5 \text{ К}$ концентрационно-зависимая релаксация осуществляется обменно-связанными парами Cr^{3+} — J_{11} . Тогда

$$W_{1-2} = A_2 \coth \frac{h\nu}{2kT} + B_2 \left[\exp \left(\frac{\Delta}{kT} \right) - 1 \right]^{-1} + C_2 T^{2.4} + D_2 \exp \left(-\frac{2J_{11}}{kT} \right) + E_2 T^9.$$

На основании вышесказанного следует, что концентрационно-зависимая релаксация ионов Cr^{3+} в изумруде осуществляется через уровни энергий взаимодействующих ионов по мере заселения последних. Однозначное определение конкретного КЗМ из температурной зависимости скорости СРР возможно лишь при знании энергии взаимодействия между ионами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Finn C. B. P. Orbach R., Wolf W. P. Proc. Phys. Soc., 77, 261 (1961).
2. Аминов Л. К. ЖЭТФ, 42, 783 (1962).
3. Маненков А. А., Прохоров А. М. ЖЭТФ, 42, 1371 (1962).
4. Шульга В. М., Маслов К. В. ФТТ, 28, 2161 (1986).
5. Peskovatskii S. A. Phys. Stat. Sol., 44, 543 (1971).
6. Edgar A., Hutton D. R. J. Phys., 11, 5051 (1978).
7. Манвелян М. О. и др. ФТТ, 27, 2205 (1985).
8. Бадалян В. Г., Мартirosyan P. M., Манвелян М. О. ФТТ, 20, 3599 (1978).
9. Мартirosyan P. M. и др. ФТТ, 22, 961 (1980).
10. Geusic J. E., Peter M., Schulz—du Bois O. Bell Syst. Tech. J., 38, 291 (1959).

Cr^{3+} ԻՈՆՆԵՐԻ ՆԵՐԿՐԿՆԱԿ ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԻ ՌԵԼԱՔՍԱՑԻԱՆ ՉՄՐՈՒՆՏՈՒՄ

Մ. Ն. ՄԱՆՎԵԼՅԱՆ, Ռ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

9,2, 22,2 և 35,2Գ հաճախություններում ուսումնասիրվել է Cr^{3+} իոնների ներկրկնակի $1 \leftrightarrow 2$ և $3 \leftrightarrow 4$ անցումների սպին-ջանցային ուղադարձի ժամանակի կոնցենտրացիայից կախված մեխանիզմները (ԿԿՄ) զմրուխտում: Պարզվել է, որ $1 \leftrightarrow 2$ անցումի համար 0,2—2,5K ջերմաստիճանի տիրույթում ուղադարձի ԿԿՄ պայմանավորված է Cr^{3+} իոնների միջև էլեկտրական կվադրուպոլ-կվադրուպոլային փոխազդեցություններով՝ ուղադարձի արագության $T^{2.4}$ բնորոշ կախվածությամբ: Բարձր հաճախության ֆոնոնների զրգման հետ ($T > 2,5K$) զերիշխում է Cr^{3+} իոնների փոխանակային զուգընթաց պայմանավորված ուղադարձի մեխանիզմը՝ $\exp(-\Delta/kT)$ կախվածությամբ, երբ $T = 2,5-12K$: Իսկ $3 \leftrightarrow 4$ անցման ուղադարձի կոնցենտրացիայից կախված մասը պայմանավորված է միայն փոխանակային փոխազդեցություններով:

RELAXATION OF INTER-DOUBLET TRANSITIONS OF Cr^{3+} IONS IN EMERALD

M. O. MANVELYAN, R. M. MARTIROSYAN

The concentration dependent mechanisms (CDM) of spin-lattice relaxation for $1 \leftrightarrow 2$ and $3 \leftrightarrow 4$ inter-doublet transitions of Cr^{3+} ions in emerald have been studied experimentally at frequencies 9.2 GHz; 22.2 GHz and 35 GHz. In the temperature range from 0.2K to 2.5K the relaxation CDM for the $1 \leftrightarrow 2$ transition is shown to be due to quadrupole-quadrupole interactions between Cr^{3+} ions, the temperature dependence being $T^{2.4}$. At the excitation of high-frequency phonons (with $T > 2.5K$), the relaxation mechanism via Cr^{3+} ion exchange pairs becomes predominant and the temperature dependence in the ($2.5K < T < 12K$) range is $W \sim \exp(-\Delta/kT)$. The CDM of relaxation for the $3 \leftrightarrow 4$ transition is due only to exchange interactions.

УДК 534.222.2:537.2

ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ НА УСТОЙЧИВОСТЬ
И ФОКУСИРОВАНИЕ ПУЧКОВ НЕЛИНЕЙНЫХ
УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН

А. В. ШЕКОЯН

Институт механики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.)

Исследовано влияние дислокаций на устойчивость и фокусирование пучков ультразвуковых волн. Получены и исследованы условия устойчивости пучков ультразвуковых волн. Выведены выражения для фокусных расстояний и максимально суженных точек пучка. Показана возможность самофокусировки и выявлена роль дислокационной нелинейности. Сделаны оценки, иллюстрирующие влияние количества дислокаций на нелинейные коэффициенты и поглощение и на фокусные расстояния.

Распространение нелинейных упругих пучков в идеальных кристаллах изучено в работах [1—3]. В реальных кристаллах всегда имеются несовершенства, например, дислокации, существенно влияющие на свойства кристаллов и на распространение ультразвуковых (УЗ) волн.

Основная модель, с помощью которой описывают влияние дислокаций на УЗ волну, описана в работе [4], в которой дана линейная теория распространения одномерных плоских волн. В книге [5] теория, описанная в статье [4], развита для продольной одномерной нелинейной волны, где учитываются упругая и связанная с дислокациями нелинейности.

Целью настоящей работы является изучение распространения, фокусирования и устойчивости нелинейных УЗ пучков с учетом их взаимодействия с дислокациями.

Пусть в полубесконечной однородной анизотропной среде, принадлежащей к гексагональной или тетрагональной кристаллическим сингониям, вдоль оси шестого или четвертого порядка распространяется нелинейная упругая волна. В среде имеется дислокационная сеть, удовлетворяющая всем условиям, описанным в работах [4, 5]. Плоскость $x_3 = 0$ совпадает с границей среды, причем на границе $u_1 = u_2 = 0$, а в ее ограниченной области $u_3 \neq 0$, где u_1 и u_2 — поперечные смещения, а u_3 — продольное смещение. При этом всюду имеет место условие $|u_{1,2}| \ll |u_3|$. Тогда малые эффекты диссипации, дисперсии, нелинейность и дислокационное смещение в основных порядках не будут давать вклада в уравнения для поперечных смещений u_1 и u_2 , а будут фигурировать только в уравнении для продольного смещения u_3 .

Обобщая одномерную модель, описанную в [4, 5], на трехмерную и упрощая уравнения движения среды так, как в работах [1—3], получим следующую систему уравнений:

$$\rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = (c_{13} + c_{44}) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1 \partial x_3} + c_{44} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2}, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = (c_{13} + c_{44}) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2 \partial x_3} + c_{44} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2}, \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}_3}{\partial t^2} \right) = (c_{13} + c_{44}) \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) + c_{44} \Delta_{\perp} u_3 + \\ + c_{33} \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2} + (3c_{33} + C_{333}) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2} \frac{\partial u_3}{\partial x_3}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_3}{\partial x_3} = N \xi, \quad (4)$$

$$A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi}{\partial t} + p \xi + q \xi^3 = d c_{33} \frac{\partial u_3}{\partial x_3}, \quad (5)$$

где

$$p = \pi^2 G b^2 l^{-2}, \quad q = -\frac{3}{8} \pi^4 G b^2 l^{-4}, \quad A = \pi \rho b^2, \quad N = \frac{2}{\pi} \Omega \Lambda b,$$

$$d = \frac{4}{\pi} b R, \quad \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2},$$

c_{ij} и C_{ijk} — тензоры модулей линейной и нелинейной упругости, $\tilde{u}_3$ — продольное смещение, обусловленное движением дислокаций, b — величина вектора Бюргерса, ξ — смещение дислокаций с длиной l , Ω и R — безразмерные ориентационные множители, Λ — полная длина подвижной дислокационной линии в единичном кубе, ρ — плотность вещества, x_1, x_2 — поперечные, а x_3 — продольная, направленная вдоль оси симметрии, лагранжевы координаты, B — константа торможения, G — модуль сдвига.

При выводе уравнения (4) использована синусоидальная зависимость дислокационного смещения от координаты вдоль линии дислокации [5] и выполнено интегрирование. Так как коэффициент, связывающий u_3 и ξ , мал, в правой части уравнения (5) учтены только наивысшие по порядку члены.

Дислокационные смещения, соответствующие смещениям u_1 и u_2 , являются величинами более высокого порядка, чем смещения u_1 и u_2 , поэтому в уравнениях (1) и (2) они не учтены.

В уравнении (3) учтены упругая и геометрическая нелинейности. В нелинейном коэффициенте уравнения (3) член $3c_{33}$ обусловлен геометрической нелинейностью, а C_{333} — упругой. В уравнении (5) последний член в левой части обусловлен дислокационной нелинейностью. Как видим, нелинейность в уравнении (3) — второго порядка, а в уравнении (5) — третьего. В [5] указано, что в определенных условиях дислокационная нелинейность проявляется при меньших напряжениях, чем упругая и геометрическая нелинейности, поэтому дислокационная нелинейность в уравнении (5) сохранена.

Наличие дисперсии и диссипации дает возможность искать решение системы уравнений (1)–(5) в виде квазимонохроматической волны

$$(u_i, \tilde{u}_i, \xi_i) = \frac{1}{2} \{ (u_{0i}, \tilde{u}_{0i}, \xi_{0i}) \exp[i(kx_3 - \omega t)] + (u_{0i}', \tilde{u}_{0i}', \xi_{0i}') \times \\ \times \exp[2i(kx_3 - \omega t)] + (u_{0i}'', \tilde{u}_{0i}'', \xi_{0i}'') + k. c. \}, \quad (6)$$

где $\omega = \omega_1 + i\alpha$ — комплексная частота, α — коэффициент поглощения, k — волновое число, $u_{0i}, \tilde{u}_{0i}, \xi_{0i}$ — медленно меняющиеся амплитуды первой гармоники, штрихованные величины — второй гармоники, а дважды штрихованные — свободные члены.

Подставляя решение (6) в систему уравнений (1)–(5), аналогично тому, как это сделано в работах [1–3], получим систему уравнений для амплитуд. В уравнении для ξ_0 опущен нелинейный член, так как при исключении величины ξ_0^* он дает член высокого порядка малости. По той же причине опущен нелинейный член в уравнении для ξ_0' . В распространение пучка УЗ волны вклад свободных членов, характеризующих течения, мал. Последовательно исключая все функции в системе уравнений для амплитуд, получим уравнение модуляции для величины u_{03} , а также дисперсионное соотношение и коэффициент поглощения. Они имеют следующий вид:

$$(A_1 + iA_2) \Delta_{\perp} u_{03} + 2ik \frac{\partial u_{03}}{\partial x_3} = (C_1 + iC_2) |u_{03}|^2 u_{03}, \quad (7)$$

$$\omega_1 = kv = kv_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} Ndc_{33} (p - \omega_0^2 A) [(p - \omega_0^2 A)^2 + \omega_0^2 B]^{-1} \right\}, \quad (8)$$

$$\alpha = -\frac{1}{2} \omega_0^2 Ndc_{33} B [(p - \omega_0^2 A)^2 + \omega_0^2 B]^{-1}, \quad \omega_0^2 = k^2 c_{33} \rho^{-1} = k^2 v_0^2. \quad (9)$$

Выражения (8) и (9) совпадают с аналогичными соотношениями, полученными в работах [4, 5].

Условие устойчивости модулированной УЗ волны имеет вид [1–3] $\text{Im } k_3^1 \geq 0$ ($x_3 > 0$), где k_3^1 — волновое число модулирующей УЗ волны. Из анализа выражения для k_3^1 следует, что если

$$2A_2 k_{\perp}^2 + 3a_1^2 C_2 > 0,$$

то при $k_{\perp}^2 (A_1^2 + A_2^2) + a_1^2 (3A_2 C_2 + 2A_1 C_1) > 0$ имеет место устойчивость, а при обратном знаке последнего неравенства — неустойчивость. Если же $2A_2 k_{\perp}^2 + 3a_1^2 C_2 > 0$, то имеет место неустойчивость.

Выражения для коэффициентов уравнения (7), в которых содержатся все физические параметры, имеют следующий вид:

$$A_1 = c_{33}^{-1} [c_{44} - (c_{13} + c_{44})^2 (c_{44} - v^2 \rho)^{-1}], \quad (10)$$

$$A_2 = 2\alpha \omega_1 \rho (c_{13} + c_{44})^2 c_{33}^{-1} (k^2 c_{44} - \omega_1^2 \rho)^{-2}, \quad (11)$$

$$C_1 = -\frac{1}{16} k^6 T_1^2 c_{33}^{-2} \omega_1^{-4} \rho^{-1} N^{-1} d^{-1} [(T_2^2 - 2\omega_1^2 B^2) (\omega_1^2 A - 3\omega_1^2 D) - \\ - 3\omega_1^2 B^2 T_2]^{-1} (\omega_1^4 A^2 + B^2)^{-1} \exp(2\alpha t) - \frac{3}{8} \rho N q d^3 c_{33}^2 \times \\ \times k^2 \omega_1^2 (T_2^2 + 6\omega_1^2 B^2 T_2^2 + \omega_1^4 B^4)^{-1} = C_1' + C_2', \quad (12)$$

$$C_2 = \frac{1}{16} k^6 T_1^2 B p^{-1} N^{-1} d^{-1} c_{33}^{-2} \omega_1^3 (\omega_1^4 A^2 + B^2)^{-1} [T_2^2 - 2\omega_1^2 B^2] + \\ + 3T_2 (\omega_1^2 A + 3\alpha B) \exp(2\alpha t) - \frac{3}{4} q k^2 d^3 c_{33}^2 p N \omega_1^2 T_2 B (T_2^2 + \omega_1^2 B^2)^{-1} \times \\ \times (T_2^2 + 6\omega_1^2 B^2 T_2^2 + \omega_1^4 B^4)^{-1} = C_2 + C_2^*, \quad (13)$$

где $T_1 = 3c_{33} + C_{333}$, $T_2 = p - \omega_1^2 A$. Штрихованные величины для нелинейных коэффициентов C_1 и C_2 обусловлены упругой и геометрической нелинейностями, а дважды штрихованные — дислокационной нелинейностью.

Из анализа выражений (10) — (13) следует, что $A_2 > 0$, так как $C_{33} > C_{44}$, а дисперсия мала. Если выполняются неравенства $p \gg \omega_1^2 A$ и $p \gg \omega_1 B$, то $C_2 > 0$ и тогда волна неустойчива. При выполнении неравенств $p \ll \omega_1^2 A$ и $B \ll \omega_1 A$ имеем $C_2 < 0$. В последнем случае только конкретный расчет может дать ответ, когда волна устойчива и когда нет.

Оценки коэффициентов C_1 и C_2 для кристалла рутила (TiO_2) при различных количествах дислокаций и для частот $\omega \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$, 10^8 с^{-1} и 10^9 с^{-1} показывают, что, в основном, $C_1^* \gg C_1$, хотя в случае $l = 5 \times 10^{-5} \text{ м}$ при большом количестве дислокаций $|C_2^*| > |C_1|$. Для коэффициента нелинейного поглощения в рассмотренном случае выполняется неравенство $|C_2^*| > |C_2|$. Таким образом, в большинстве случаев роль дислокационной нелинейности мала.

В некоторых случаях, например, при $\omega = 10^8 \text{ с}^{-1}$, имеем $|C_2| \gg |C_1|$, т. е. нелинейное поглощение существенно. Все необходимые данные брались из книг [5, 6].

В рамках теории, описанной в [1—3], для безразмерной ширины аксиально-симметричного пучка с гауссовым профилем и квазисферическим фронтом получено уравнение в виде

$$\frac{d^2 f}{dx^2} = M f^{-3}, \quad (14)$$

где

$$M = 4A_1^2 R_g^{-2} - R_n^{-2}, \quad R_g = \frac{1}{2} r_0^2 k, \quad R_n^{-2} = -C_1 A_1 a_0^2 k^{-2} r_0^{-2} + \frac{1}{4} C_2^* a_0^4 k^{-2}. \quad (15)$$

Уравнение (14) интегрируется при граничных условиях

$$f(0) = 1, \quad f'(0) = A_1 R^{-1} - \frac{1}{2} C_2 a_0^2 k^{-1},$$

где R — исходный радиус фронта волны.

Так как нужно найти условия фокусирования, то должно быть $f' \leq 0$. Когда $M < 0$, $f' \neq 0$ [1], существует фокальная точка, в которой $f = 0$.

$$x_{\text{ф}} = [(-M)^{1/2} - f'(0)]^{-1}, \quad (16)$$

Когда $M > 0$ и может выполняться уравнение $f' = 0$, функция $f(x_3)$ имеет минимум, который называется фокальным пятном. Оно образуется на расстоянии

$$x_{\text{фп}} = -f'(0)[M + f'^2(0)]^{-1}$$

и имеет размер

$$f_{\text{фп}}^2 = M[M + f'^2(0)]^{-1}.$$

Когда $R \rightarrow \infty$, т. е. исходный фронт волны плоский, то $f'(0) < 0$, и если $C_2 > 0$, то можно наблюдать самофокусирование. Когда $M = 0$, уравнение (14) легко интегрируется и для f получается выражение

$$f = f'(0)x_3 + 1.$$

Если $f'(0) > 0$, то пучок рефокусируется, а при $f'(0) < 0$ пучок фокусируется.

Из сделанных выше оценок следует, что для частоты 10^7 с^{-1} $C_2 > 0$, а это означает, что можно наблюдать самофокусирование.

Оценки показывают, что для экспериментально достижимых значений амплитуд и плотностей дислокаций можно наблюдать фокусирование. Например, при $r_0 = 10^{-2} \text{ м}$, $N = 2 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$, $\alpha = 8 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $\omega = 10^8 \text{ с}^{-1}$ имеем: $x_{\text{фп}} \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $f_{\text{фп}}^2 \approx 0,2$, а при $\omega = 10^8 \text{ с}^{-1}$, $N = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, $\alpha = 6 \times 10^{-8} \text{ м}$ — $x_{\text{фп}} \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}$.

Автор выражает благодарность А. Г. Багдоеву и А. А. Дургаряну за неоднократные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bagdov A. G., Shekoyan A. V. Phys. Stat. Sol. (a), 89, 499 (1985).
2. Багдоев А. Г., Шекоян А. В. Изв. АН АрмССР, Механика, 34, 3 (1981).
3. Шекоян А. В. Изв. АН АрмССР, Механика, 35, 27 (1982).
4. Granato A., Lüchke K. J. Appl. Phys., 27, 583 (1956).
5. Труэлл Р., Эдвардс Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. Изд. Мир, М., 1972.
6. Акустические кристаллы. Под ред. М. П. Шаскольской. Изд. Наука, М., 1982.

ԴԻՍԼՈԿԱՅԻԱՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՉ ԳԵՄԱՅԻՆ ՈՒՍՏՐԱՉԱՅՆԱՅԻՆ ՓՆՋԵՐԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՀՈԿՈՒՍԱՑՄԱՆ ՎՐԱ

Ա. Վ. ՇԵԿՈՅԱՆ

Ստացված է հետադառնված են ոչ գծային ալիքի կայունության պայմանները: Ստացված են առաձգական ալիքի ֆոկուսացման պայմանը, ֆոկուսային հեռավորությունը և ալիքային փնչի ամենաշատ նեղացման հեռավորությունը, դրանց վրա դիսլոկացիաների քանակության ազդեցությունը: Նշված է ինքնաֆոկուսացման հնարավորությունը:

THE INFLUENCE OF DISLOCATIONS ON THE STABILITY AND FOCUSING OF NONLINEAR ULTRASONIC WAVE BEAMS

A. V. SHEKOYAN

Conditions of the stability of ultrasonic wave beams have been obtained and investigated. Expressions for focal distances and maximum reduced points of the beam

were derived. The possibility of self-focusing was discussed and the role of dislocational nonlinearity was shown. Some estimates illustrating the influence of dislocation quantity on nonlinear coefficients, absorption and focal distances are given:

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 288—292 (1988)

PERSONALIA

ВЫДАЮЩИЙСЯ ФИЗИК И ОРГАНИЗАТОР НАУКИ

(К 80-летию со дня рождения А. И. Алиханяна)

А. Ц. АМАТУНИ, Э. М. ЛАЗИЕВ, С. Г. МАТИНЯН

24 июня исполнилось восемьдесят лет со дня рождения выдающегося советского физика, талантливого исследователя атомного ядра и элементарных частиц, большого организатора науки, члена-корреспондента АН СССР, действительного члена АН Арм.ССР, заслуженного деятеля науки республики, лауреата Ленинской и Государственных премий СССР Артема Исаковича Алиханяна.

Воспитанник физического факультета Ленинградского университета и легендарных «физтеховских» семинаров А. Ф. Иоффе, А. И. Алиханян до конца жизни сохранил юношескую влюбленность в физику, ставшую делом всей его жизни.

Блестящая когорта советских физиков на рубеже двадцатых-тридцатых годов заложила основы ядерной физики, которая спустя два десятилетия стала одним из важнейших факторов в истории человечества. К этой когорте, наряду с И. В. Курчатовым, А. И. Алихановым, А. П. Александровым, Л. А. Арцимовичем, мы с полным правом причисляем и А. И. Алиханяна.

В эти годы на штурм загадочного атомного ядра устремились физики во всем мире. Это было время великих проблем, великих открытий и заблуждений. Гениальный Нильс Бор высказывал сомнения относительно справедливости закона сохранения энергии и импульса в процессах с участием элементарных частиц. А. И. Алиханову, А. И. Алиханяну и Л. А. Арцимовичу удалось доказать справедливость этого закона, выполнив классический эксперимент по аннигиляции электронов и позитронов.

Следующим большим успехом стал полученный А. И. Алиханяном с сотрудниками искусственный радиоактивный элемент (кремний). Этот эксперимент был выполнен сразу после открытия супругами Жюлио-Кю-



were derived. The possibility of self-focusing was discussed and the role of dislocational nonlinearity was shown. Some estimates illustrating the influence of dislocation quantity on nonlinear coefficients, absorption and focal distances are given:

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 288—292 (1988)

PERSONALIA

ВЫДАЮЩИЙСЯ ФИЗИК И ОРГАНИЗАТОР НАУКИ

(К 80-летию со дня рождения А. И. Алиханяна)

А. Ц. АМАТУНИ, Э. М. ЛАЗИЕВ, С. Г. МАТИНЯН

24 июня исполнилось восемьдесят лет со дня рождения выдающегося советского физика, талантливого исследователя атомного ядра и элементарных частиц, большого организатора науки, члена-корреспондента АН СССР, действительного члена АН Арм.ССР, заслуженного деятеля науки республики, лауреата Ленинской и Государственных премий СССР Артема Исаковича Алиханяна.

Воспитанник физического факультета Ленинградского университета и легендарных «физтеховских» семинаров А. Ф. Иоффе, А. И. Алиханян до конца жизни сохранил юношескую влюбленность в физику, ставшую делом всей его жизни.

Блестящая когорта советских физиков на рубеже двадцатых-тридцатых годов заложила основы ядерной физики, которая спустя два десятилетия стала одним из важнейших факторов в истории человечества. К этой когорте, наряду с И. В. Курчатовым, А. И. Алихановым, А. П. Александровым, Л. А. Арцимовичем, мы с полным правом причисляем и А. И. Алиханяна.

В эти годы на штурм загадочного атомного ядра устремились физики во всем мире. Это было время великих проблем, великих открытий и заблуждений. Гениальный Нильс Бор высказывал сомнения относительно справедливости закона сохранения энергии и импульса в процессах с участием элементарных частиц. А. И. Алиханову, А. И. Алиханяну и Л. А. Арцимовичу удалось доказать справедливость этого закона, выполнив классический эксперимент по аннигиляции электронов и позитронов.

Следующим большим успехом стал полученный А. И. Алиханяном с сотрудниками искусственный радиоактивный элемент (кремний). Этот эксперимент был выполнен сразу после открытия супругами Жюлио-Кю-



ри явления искусственной радиоактивности, положив тем самым начало исследованиям по искусственной радиоактивности в нашей стране.

Блестящая эрудиция, прекрасно развитое чувство нового, тонкое понимание самых сложных и деликатных физических процессов, большая трудоспособность и преданность науке обусловили то обстоятельство, что А. И. Алиханян всегда оказывался на наиболее передовых и интересных направлениях развития ядерной физики.

В решение многих животрепещущих проблем этой отрасли науки внес заметный вклад А. И. Алиханян. Это и эксперименты по доказательству реальности нейтрино, и рассеяние электронов высоких энергий на ядрах, и физика космических лучей. В 1940 г. А. И. Алиханяну вместе с братом А. И. Алихановым за работы в области искусственной радиоактивности была присуждена Государственная премия СССР.

Наступил 1941 год. Начавшаяся война прервала мирную жизнь страны. А. И. Алиханян был прикомандирован к ВМФ для выполнения заданий командования. Однако и в эти трудные для всей страны дни научная деятельность не прекращалась. В 1942 г. при активной поддержке П. Д. Капицы начался новый этап в жизни братьев А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна. В Армении, на горе Арагац, на высоте 3250 м над уровнем моря они начали систематические исследования космических лучей.

На берегу озера Сев Лич в палатках начала работать исследовательская станция, которая стала зародышем Ереванского физического института. В 1943 г. был создан институт, директором которого стал А. И. Алиханян. Небольшая группа преданных науке сотрудников из Москвы, Еревана, Тбилиси начала исследования, благодаря которым институт стал одним из признанных мировых центров по физике космических лучей. Станция на горе Арагац вскоре становится первой в СССР станцией, работающей круглогодично. В 1948 г. за работы по исследованию космических лучей А. И. Алиханяну и А. И. Алиханову вновь была присуждена Государственная премия СССР.

После войны, на рубеже сороковых и пятидесятих годов, во многих физических центрах начали создаваться ускорители заряженных частиц. А. И. Алиханян, с его чувством нового, глубокой эрудицией ученого и смелостью организатора науки, поставил вопрос о сооружении в Ереване крупнейшего в СССР и одного из крупнейших в мире электронного синхротрона на энергию 6 миллиардов электрон-вольт. Собрав вокруг себя группу молодых специалистов, заразив их своим энтузиазмом, при активной поддержке руководства страны и республики, А. И. Алиханян приступил к реализации этой сложнейшей по тем временам, да и сегодня, задачи. Несомненно, что именно выдающиеся личные качества А. И. Алиханяна позволили в ноябре 1967 г., к 50-летию Великого Октября, ввести в строй уникальную установку.

Созданный А. И. Алиханяном воспитанный им коллектив доказал, что ему по плечу сложные научно-технические и организационные задачи. Большой вклад в создание ускорителя внесли научно-исследовательские, проектные и промышленные организации всей страны. Высокий уровень организации работ и хорошее качество их исполнения показали союзные и республиканские строительные и монтажные организации.

Сразу же после запуска ускорителя на его пучках была развернута широкая программа исследований в области физики элементарных частиц и ядерной физики. Душой и сердцем этой программы был А. И. Алиханян.

Обеспечение физического эксперимента необходимой методикой всегда было в центре внимания выдающегося экспериментатора А. И. Алиханяна. Им вместе с сотрудниками разработаны и внедрены в практику физического эксперимента принципиально новые устройства. За одну из таких разработок—широкоазорные трековые искровые камеры—А. И. Алиханяну вместе с группой ученых Еревана, Москвы и Тбилиси в 1970 г. была присуждена Ленинская премия. Этот физический прибор во всем мире стал неотъемлемой частью многих физических установок, изучающих элементарные частицы.

Советскими учеными В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком еще в сороковых годах было показано, что если заряженная частица при своем движении пересекает границу раздела двух сред, то возникает электромагнитное излучение, которое было названо переходным. В конце пятидесятых годов в Ереванском физическом институте Г. М. Гарибяном было показано, что по интенсивности этого излучения в рентгеновской области спектра можно определить энергию заряженной частицы. А. И. Алиханян со свойственной ему проникающей способностью понял, что указанное свойство этого нового вида излучения открывает широкие возможности для создания приборов, с помощью которых можно опознавать частицы в той области энергий, где другие методы уже непригодны. Он явился инициатором и руководителем выполненных на Ереванском ускорителе работ, направленных на создание таких приборов—детекторов рентгеновского излучения. Благодаря научному предвидению А. И. Алиханяна, его активной популяризации этого нового метода, усилиям ученых Ереванского физического института экспериментальная физика получила еще один новый инструмент для познания мира элементарных частиц и тонких свойств материи, который в последнее время, уже после кончины А. И. Алиханяна, получил широкое распространение во всем мире в физике высоких энергий, в экспериментах на ускорителях и накопителях заряженных частиц и в исследованиях космических лучей с помощью искусственных спутников Земли и на высотах гор.

Этот метод лежит, в частности, в основе большой установки «Пион» на горе Арагац, созданной в конце жизни А. И. Алиханяна в Ереванском физическом институте по его инициативе. На установке «Пион» в последующие годы получены ценные результаты по взаимодействию частиц сверхускорительных энергий с атомными ядрами.

Здесь уместно отметить, что начатые в ЕРФИ при жизни А. И. Алиханяна работы в области детекторов рентгеновского переходного излучения успешно были продолжены, и в настоящее время приблизительно треть всех работ, выполненных в различных лабораториях мира, принадлежит ученым Ереванского физического института.

В середине пятидесятых годов М. Л. Тер-Микаеляном в Советском Союзе и Юбералем в США теоретически было предсказано, что тормозное излучение электронов в монокристаллах должно иметь целый ряд ин-

тересных особенностей, отличающих его излучения, генерированного в аморфных телах.

При активной поддержке А. И. Алиханяна на Харьковском, а позже на Ереванском ускорителях были поставлены соответствующие эксперименты. Надо сказать, что свойство поляризации тормозного излучения в монокристаллах оказалось чрезвычайно полезным для исследований процессов фотообразования новых частиц. На использовании этого свойства базируется целое направление экспериментальных исследований, активно проводимых в различных лабораториях мира, в том числе и в ЕрФИ под руководством Г. А. Вартапетяна. Созданный в развитие этих работ экспериментальный задел оказался чрезвычайно плодотворным и при обнаружении и исследовании свойств нового типа излучения—излучения электронов при каналировании в монокристаллах. Это явление было теоретически предсказано в конце семидесятых годов советским физиком М. А. Кумаховым, и ереванские ученые оказались в числе первых, кто его экспериментально обнаружил и исследовал.

Прекрасно сознавая, что наука стала производительной силой в обществе, А. И. Алиханян уделял много внимания прикладным задачам. Так, например, именно по его инициативе и активной поддержке в Ереванском физическом институте развернулись и набрали силу исследования в области биофизики и позже—радиационного материаловедения и кристаллофизики с использованием синхротронного излучения, возникающего при движении электронов высоких энергий в магнитном поле кольцевого ускорителя.

Работы А. И. Алиханяна и руководимого им института получили широкое международное признание, созданный им Ереванский физический институт превратился в крупный научный центр, хорошо известный во всем мире исследованиями в области физики элементарных частиц и ядерной физики.

Ереванский физический институт, во главе которого в течение тридцати лет стоял выдающийся физик А. И. Алиханян, явился по существу базой возникновения многих физических центров нашей республики.

А. И. Алиханян был большим поклонником человеческих талантов, прежде всего в области физической науки. Он живо интересовался успехами молодых ученых, активно выискивал способных молодых людей и способствовал их научному росту. Можно без преувеличения сказать, что практически все среднее и старшее поколение ученых ЕрФИ в той или иной мере ощутило на себе его влияние и поддержку.

А. И. Алиханян был чрезвычайно коммуникабельным и всесторонне развитым человеком. Его живо интересовали судьбы людей и он всегда старался помочь тем, кто попал в беду. Он был большим поклонником живописи и хорошим другом многих художников и деятелей искусств.

Сейчас, когда прошло более десяти лет со дня его смерти, когда немолимый бег времени уже во многом произвел свой строгий отбор ценностей, надо признать, что физики Советской Армении имели в лице А. И. Алиханяна талантливого организатора науки, во многом предопределившего ее последующее развитие.

В настоящее время в ЕрФИ успешно развиваются направления исследований, заложенные А. И. Алиханяном. На горе Арагац совместно

с учеными физического института АН СССР идет успешное сооружение уникального комплекса «АНИ», который призван быть всесоюзной базой по исследованию процессов взаимодействия частиц с атомными ядрами при сверхвысоких энергиях, пока недостижимых на сооружаемых и проектируемых гигантских ускорителях нового поколения.

Разработана и осуществляется широкая программа работ по техническому перевооружению Ереванского ускорителя и созданию новых экспериментальных установок, нацеленная на расширение возможностей исследований в соответствии с возросшими требованиями современной физики, которая позволит заметно расширить наши представления об атомном ядре, в частности, выяснить роль кварковых степеней свободы в структуре ядра. Одновременно развились направления исследований по новым методам ускорения заряженных частиц, результаты которых, несомненно, окажут свое влияние на создание нового поколения ускорителей.

Бурное развитие получила теория элементарных частиц, которой А. И. Алиханян придавал большое значение и многое сделал для ее становления и укрепления в ЕрФИ. Существенно расширена и продолжает расширяться производственная база института, которая должна отвечать потребностям современного развития фундаментальных наук и задачам внедрения их достижений в народное хозяйство.

Коллектив Ереванского физического института достойно продолжает и развивает те высокие традиции, которые были заложены его создателем.

Артем Исаакович Алиханян до конца своих дней преданно служил науке. Отмечая восьмидесятилетие со дня его рождения, мы отдаем дань глубокого уважения его делам и памяти.

ПАМЯТИ ЮРИЯ ГАСПАРОВИЧА ШАХНАЗАРЯНА

Жестокая смерть вырвала из наших рядов Юрия Гаспаровича Шахназаряна. Ушел из жизни высококвалифицированный физик-теоретик, человек безукоризненной честности, высокой принципиальности и скромности.



Вся научная деятельность Ю. Г. Шахназаряна была неразрывно связана с Ереванским физическим институтом, где он начал работать с 1960 г. после окончания физико-математического факультета ЕрГУ.

Он внес большой вклад в исследование электромагнитных процессов взаимодействия элементарных частиц. Процессы рассеяния и аннигиляции поляризованных электронов и позитронов больших энергий, образование частиц высших спинов при аннигиляции лептонных пар, рождение промежуточного векторного бозона составили основу кандидатской диссертации, защищенной им в 1969 г.

Дальнейшая научная деятельность Ю. Г. Шахназаряна была связана с исследованием процессов фотообразования частиц с различными спинами, электромагнитного механизма образования адронов с большими поперечными импульсами, поляризационных эффектов в e^+e^- -аннигиляции.

В последние годы он выполнил важные работы по изучению образования струй адронов в e^+e^- -аннигиляции, исследованию возможности идентификации кварковых и глюонных струй. Интенсивная работа и полученные здесь результаты сделали его одним из видных специалистов в области феноменологии e^+e^- -аннигиляции в адроны.

Незадолго до внезапной кончины он практически завершил работу над докторской диссертацией.

Многие годы Ю. Г. Шахназарян выполнял обязанности ответственного секретаря редакции нашего журнала, где его высокая организованность, безупречная аккуратность, большая работоспособность, развитое чувство ответственности и принципиальность играли большую роль в деле упрочения научного авторитета журнала, его бесперебойной, четкой работы.

Память о Ю. Г. Шахназаряне навсегда останется в памяти всех, кто знал его и работал с ним.

Г. М. ГАРИБЯН

С. Г. МАТИНЯН

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

М. А. Азисян, Ян Ши, А. С. Арутюнян. Угловое распределение квази-черенковского (параметрического) излучения с учетом мозанчности кристалла	241
Р. О. Авакян, А. С. Багдасарян, Г. А. Вартапетян, Ю. А. Гарибян, В. С. Еганов, И. А. Керопян, Г. О. Марукян, А. А. Оганесян, Ж. В. Петросян. Исследование энергетической и угловой зависимости поляризации протонов в реакции фоторождения π^0 -мезонов на водороде на линейно-поляризованном пучке фотонов в резонансной области	244
М. Дж. Амарян, Р. А. Демирчян, К. Е. Езян, М. С. Огаджанян, С. Р. Степанян, Ю. Г. Шарабян. О вкладе квазицейтронного механизма в процесс фотообразования кумулятивных протонов	251
В. М. Арутюнян, И. Г. Арутюнян, С. П. Ишханян, Т. А. Папазян, Л. С. Петросян. Индуцированное изменение поляризации ультракороткого импульса света в парах натрия	256
Н. И. Карбушев, Э. В. Ростомян. О проявлении собственных колебаний электронного пучка при взаимодействии с верхнегибридной плазменной волной	260
Л. С. Асланян, Н. Н. Бадалян, А. Г. Григорян, А. А. Петросян, Ю. С. Чилингарян. Нарушенное полное внутреннее отражение от слоисто-неоднородной среды при возбуждении р-поляризованных поверхностных плазмонов	265
М. Э. Арутюнян, Г. А. Варданян, А. С. Саакян. О вакансионной подвижности дефектона в 2D-квантовых кристаллах	269
А. Р. Мкртчян, А. Э. Ацагорцян, Г. Н. Наджарян, Н. М. Гаспарян. Исследование возможности применения метода Фурье-анализа мессбауэровских спектров для изучения молекулярной динамики	274
М. О. Манвелян, Р. М. Мартиросян. Релаксация внутридублетных переходов ионов Cr^{3+} в изумруде	279
А. В. Шекоян. Влияние дислокации на устойчивость и фокусирование пучков нелинейных ультразвуковых волн	283
PERSONALIA	
Выдающийся физик и организатор науки (К 80-летию со дня рождения А. И. Алиханяна)	288
Памяти Юрия Гаспаровича Шахназаряна	293

Մ. Ա. Աղիկյան, Յան Շի, Ա. Ս. Հաբուրյունյան. Քվադրիկերենկովյան (պարսեմտրիկ) ճառագայթման անկյունային բաշխումը բյուրեղի մոդալիտիվային հաշվառմամբ	241
Ռ. Հ. Ավագյան, Ա. Ս. Բաղդասարյան, Հ. Հ. Վարդապետյան, Յու. Ա. Դարբիյան, Վ. Ս. Եզանով, Ի. Ա. Քերարյան, Հ. Հ. Մարուխյան, Ա. Ա. Հովհաննիսյան, Ժ. Վ. Պետրոսյան. Ռեզոնանսային արույթում գծային բեռնացված ֆոտոնների փնջով ջրածնի վրա Մ ⁰ -մեզոնների ֆոտոծնման ռեակցիայի պրոտոնների բեռնացման էներգետիկ և անկյունային կախվածության հետազոտումը	244
Մ. Զ. Յանարյան, Ռ. Ա. Դեմիրճյան, Կ. Շ. Եղյան, Յու. Գ. Շարաբյան, Ս. Գ. Սանֆանյան. Մ. Ս. Օհանջանյան. Կոմպլյատիվ պրոտոնների ֆոտոառաջացման ժամանակ քվադրիկյուրոնային մեխանիզմի ներդրման մասին	251
Վ. Մ. Հաբուրյունյան, Ի. Գ. Հաբուրյունյան, Ս. Պ. Իշխանյան, Թ. Ա. Փալիպայան, Լ. Ս. Պետրոսյան. Լույսի գերհարճ իմպուլսների բեռնացման ինդուցիված փոփոխությունը նատրիումի զուրյիններում	256
Ն. Ի. Կառույն, Է. Վ. Ռոստոմյան. Էլեկտրոնային փնջի սեփական տատանումների արտահայտումը վերին հիբրիդ պլազմային ալիքի հետ փոխազդելու հետևանքով	260
Լ. Ս. Ասլանյան, Ն. Ն. Բաղդասարյան, Ա. Գ. Գրիգորյան, Ա. Հ. Պետրոսյան, Յու. Ս. Զինգարյան. Շերտավոր-անհամասեռ միջավայրից խախտված լրիվ ներքին անդրադարձումը p-բեռնացմամբ մակերևութային պլազմոնների զրգոման դեպքում	265
Մ. Զ. Հաբուրյունյան, Գ. Ա. Վարդանյան, Ա. Ս. Սահակյան. ՉD-քվանտային բյուրեղներում դեֆեկտների վականսիոնային շարժունակության մասին	269
Ա. Ռ. Մկրտչյան, Ա. Զ. Հացագործյան, Գ. Ն. Նաչարյան, Ն. Մ. Գասպարյան. Մոլեկուլյար դինամիկայի ուսումնասիրության համար մյուսրառեւրյան սպեկտրների ֆուրիե-վերլուծության օգտագործման հնարավորության հետազոտությունը	274
Մ. Հ. Մանվելյան, Ռ. Մ. Մարտիրոսյան. Cr ³⁺ իոնների ներկրկնակ անցումների ռելաքսացիան զմրուիտում	279
Ա. Ի. Ալիխանյանի (ծննդյան 80-ամյակի առթիվ) Հուլիսյան ֆիզիկոս և աշխատանքի կայունության և ֆոլուտացման վրա	283
կազմակերպիչ	288
Ա. Վ. Շեկոյան. Դիսկոնցիաների ազդեցությունը ոչ գծային ուլտրաձայնային փնջերի Յու. Գ. Շահնազարյանի հիշատակին	294