ՅՍՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

1986

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

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

8. 8. Ամատունի, վ. Մ. Հաrությունյան (պատասխանատու խըմթադրի անդակալ), Գ. Մ. Ղարիթյան (պատասխանատու խմբադիր), Թ. Մ. Մարսիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրաչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Տու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), է. Գ. Շաոյան (պատասխանատու խմբադրի տեղակալ), Գ. Ս. Սանակյան, 2. Հ. Վարդապիայան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

Издательство АН Армянской ССР

C

УДК 539.172.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТЫХ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ НИКЕЛЯ

А. А. АРАКЕЛЯН, А. Р. БАЛАБЕКЯН, А. С. ДАНАГУЛЯН, А. Г. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 ноября 1984 г.)

Методом наведенной активности получены новые данные по простым реакциям типов (γ , N), (γ , 2N), (γ , π) и (γ , $xN\pi$) при максимальной энергии тормозного спектра 4,5 ГэВ на изотопах ⁵⁸, 60, 61, 62, 64*Ni*. Установлено, что в реакциях типа (γ , N) большую роль играет изоспиновая зависимость ядерных сил, а в реакциях типа (γ , 2N) доминирует процесс поглощения фотонов нейтрон-протонной парой в ядре.

Введение

Исследованиям простых реакций в области энергий фотонов от 0,2 до 1 ГэВ посвящен ряд работ [1—4]. Выше порога образования л-мезона фотон взаимодействует с нуклоном ядра. Рожденный л-мезон либо вылетает из ядра, либо поглощается в нем. Во втором случае из ядра вылетают нуклоны. Выходы простых реакций типов (γ , N), (γ , 2N), (γ , π) и (γ , $xN\pi$) зависят от структуры ядра, особенно от оболочечных эффектов. В работах [1, 2] с помощью систематизации экспериментальных данных получена массовая зависимость средних значений сечений (γ , N)- и (γ , π)-реакций. В области энергий 2—5 ГэВ выходы таких реакций в пределах статистических ошибок почти не растут, и поэтому нельзя надеяться получить большую информацию о структурных особенностях ядра-мишени и о механизме реакций.

Тем не менее, имея непрерывный спектр фотонов с максимальной энергией $E_{\gamma max} = 4.5 \ \Gamma \Rightarrow B$ и заведомо зная область энергий, в которой простые реакции протекают с большой вероятностью, можно получить некоторые данные о механизме и особенностях реакций, связанных со структурой ядер-мишеней, изготовленных из разных изотопов одного элемента. При $E_{\gamma max} = 4.5 \ \Gamma \Rightarrow B$ ранее нами были получены экспериментальные дан ные по (γ , N)- и (γ , 2N)-реакциям на изотопах ⁵⁶, ⁵⁴ Ni [5].

В настоящей работе при максимальной энергии тормозного спектра 4,5 ГэВ на изотопах ^{53, 60, 61, 62, 64} Ni исследованы реакции типов (γ , N), (γ , 2N), (γ , π) и (γ , $xN\pi$).

Результаты эксперимента

Эксперимент выполнен на Ереванском электронном ускорителе [5]. Мишени были сделаны в виде металлических дисков с диаметром 2 см и в виде порошков, упакованных в полиэтиленовые мешочки с размерами 2×2 см². Толщина мишеней не превышала $2 \cdot 10^{-2}$ р. д. На основе использования значений выходов мониторных реакций [5] были определены выходы простых реакций, которые приведены в таблице. При определении выходов учитывался изотопный состав мишеней. Ошибки, приведенные в таблице, имеют статистический характер.

Ранние измерения [6] на Ереванском электронном ускорителе показали, что фон от пучковых нейтронов незначителен. Вклад взаимодействий вторичных частиц с основным изотопом мишени маловажен для простых реакций типов (γ , N) и (γ , 2N), в то время как для (γ , π)-реакций они играют важную роль. В настоящей работе вклад этих реакций не измерялся. Примесь меди в изотопах никеля составляет меньше 0,005% и практически не дает вклада в образование остаточных ядер ^{60, 6} Си в реакциях (γ , π^{-}).

Обсуждение экспериментальных результатов

1. Реакции типа (у, N).

В таблице приведены измеренные в настоящей работе и в работе [5] выходы трех (γ , p)- и одной (γ , n)-реакций на разных изотопах никеля. Из приведенных данных видно, что выходы (γ , p)-реакций сильно меняются при переходе от мишени ¹⁰Ni к ⁶²Ni. Вместе с тем отношение выходов (γ , p)- и (γ , n)-реакций на ¹⁰Ni составляет ~ 2,7, тогда как, согласно имеющимся литературным данным, в исследуемой области ядер-мишеней выходы (γ , n)-реакций превосходят значения выходов (γ , p)-процессов

Таблица

№ №	Мишень	Ядра-остатан	Тип реакция	о _{д эксп.} (мбя)	Семака
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19	58 Ni 58 Ni 61 Ni 62 Ni 58 Ni 58 Ni 60 Ni 62 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 62 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 62 Ni 64 Ni 64 Ni 62 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 64 Ni 65 Ni 66 Ni 67	57Ni 57Co 60Co 61Co 55Ni 58Co 58Co 58Co 60Co 62mCo 59Fe 61Cu 61Cu 61Cu 61Cu 61Cu 61Cu 61Cu 61Cu	$ \begin{array}{c} (7, n) \\ (7, p) \\ (7, p) \\ (7, p) \\ (7, 2n) \\ (7, np) \\ (7, nn) \\ (7$	$\begin{array}{c} 17.2\pm1\\ 46.5\pm1\\ 12.8\pm1\\ 9.1\pm0.3\\ 0.52\pm0.05\\ 8.2\pm0.4\\ 9.3\pm0.7\\ 6.4\pm0.2\\ 0.83\pm0.04\\ 0.33\pm0.02\\ 0.13\pm0.02\\ 0.28\pm0.02\\ 0.12\pm0.02\\ 0.12\pm0.02\\ 0.04\pm0.004\\ 0.03\pm0.01\\ 0.04\pm0.004\\ 0.04\pm0.001\\ 0.00\pm0.005\\ 0.05\pm0.005\\ \end{array}$	[5] macr. pa6. hacr. pa6. [5] macr. pa6. [5] hacr. pa6. [5] hacr. pa6. [5] hacr. pa6. """ """ """"""""""""""""""""""""""""

Значения выходов (γ , N) и (γ , 2N); (γ , π) и (γ , $xN\pi$). реакций на изотопах никезя

[3, 7—9]. На рисунке приведена зависимость значений выходов (у, N)реакций от массового числа мишеней, полученных при максимальных энергиях тормозного спектра в области от 0,8 до 7 ГъВ. Сравнение выходов этих реакций, измеренных в различных областях энергий первичных фо-

114

тонов, вполне допустимо, так как их значения почти не меняются при изменении E_{\max} от 1 до 7 ГъВ [8, 9]. Как следует из рисунка, выходы (γ , n)реакций растут примерно линейно с увеличением массовых чисел мишеней A_t . Значение выхода реакции ⁵⁸Ni (γ , n) ⁵⁷Ni не подчиняется общей закономерности.

На рисунке видно также, что значения выходов (ү, р)-реакций уменьшаются с ростом массового числа мишени и для среднетяжелых ядер находятся в области 8—9 мбн. Полученные нами значения выходов реакций

Зависимость значений выходов (у, N)реакций от массового числа миглени: • и X — литературные данные соответственно по (у, n)- и (у, р)- реакциям; \triangle и \Box — данные настоящей работы соответственно по (у, р)- и (у, п)-реакциям.



(γ , p) для изотопов ^{\$1}Ni и ^{\$2}Ni — такого же порядка (см. таблицу), а в случае ^{\$8}Ni значение выхода (γ , p)-реакции составило 46,5 мбн. Аномальные значения выходов (γ , p)- и (γ , n)-реакций на ^{\$8}Ni можно связать с зависимостью ядерных сил от оператора изоспина.

Рассмотрим результаты исследований (γ , N)-реакций в области гигантского резонанса, так как из расчетов^{*}, выполненных в настоящей работе для ⁵⁸Ni, следует, что, как и ожидалось, основной вклад (примерно 80% суммарных значений выходов) в процессы (γ , n) и (γ , p) дают фотоны, энергии которых лежат в области гигантского резонанса. Правила отбора по изоспину для электромагнитных переходов приводят к тому, что отношения интегральных сечений (γ , xp)- и (γ , xn)-реакций обратно пропорциональны изоспину ядра-мишени (обычно в основном состоянии $T = T_a$) [10]:

$$\frac{\sigma(\gamma, xp)}{\sigma(\gamma, xn)} \approx \frac{T^{-1} - \frac{3}{2} A_t^{-2/3}}{1 + \frac{3}{2} A_t^{-2/3}}$$

Поэтому с ростом изоспина мишени (область тяжелых ядер) интегральное сечение фотонейтронных реакций увеличивается (то, что наблю-

^{*} Давные о сечениях (γ , N)-реакций от порога до 30 МаВ взяты из работ [11, 12], от 30 до 200 МаВ взяты в виде $\sigma_k(E_{\gamma}) \sim E_{\gamma}^{-3/2}$, а от 200 МаВ до 1 ГаВ — из работы [1]. Энергетическое распределение тормозных фотонов бралось в виде Шиффа.

дается на рисунке). Данные работ [11, 12] подтверждают изоспиновую зависимость: отношение интегральных сечений (γ , p)- и (γ , n)-реакций на изотопе ⁵⁵Ni равно 2, а на ⁶⁰Ni — 1/2. Расчеты, выполненные в рамках частично-дырочной модели с использованием формализма изоспина, показали, что фотопротонная компонента ($\sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, np)$) для ядра ⁵⁵Ni составляет ~ 75% от полного сечения фоторасщепления ($\sigma(\gamma, p) +$ $+ \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n)$) [13]. Экспериментальное значение соответствующей величины, по данным работ [10, 11], равно ~ 65%, а по данным выходов настоящей работы — (75,5±2,8)%.

2. Реакции типа (у, 2N).

В таблице приведены также данные по реакциям (γ , 2N) на разных изотопах никеля. Сравнение между собой значений выходов этих реакций показывает, что выходы (γ , np)-реакций почти на порядок превышают значения выходов (γ , 2n)- и (γ , 2p)-реакций, за исключением реакции ⁶⁴Ni (γ , np) ^{62m}Co, где не учтен канал с образованием ^{62 g} Co. Такая тенденция наблюдается для подобных реакций и на других ядрах [8, 14—19].

Преобладание процессов типа (γ , np) над процессами (γ , 2p) и (γ , 2n), по-видимому, можно объяснить тем, что до порога рождения π -мезонов доминирует π -обменный механизм, в котором фотон поглощается нейтронпротонной парой — квазидейтроном [20].

3. Реакции типов (ү, л) и (ү, хNл).

В таблице приведены экспериментальные данные по (γ , π)- и (γ , $xN\pi$)-реажциям. Как следует из таблицы, во всех реакциях нечетночетные остаточные ядра "Си и "Со образуются с большими выходами, чем ядра "Си и "Со (более чем в три раза). Такую большую разницу значений нельзя объяснить вкладом вторичных реакций, так как этот вклад был бы примерно одинаковым для всех реакций, как, например, вклад реакции (p, n) в значения выходов реакций (γ , π^-) на ядрах "Ni и "Ni. Разница значений выходов, по-видимому, связана со структурными особенностями возбужденных уровней остаточных ядер.

В заключение авторы выражают благодарность С. С. Данагуляну за помощь при измерениях и Г. А. Вартапетяну за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Martins G. B. et al. J. Inorg. Nucl. Chem., 45, 1115 (1981).

2. De Almeida E. S. et al. J. Inorg. Nucl. Chem., 43, 2589 (1981).

- 3. Balow B. et al. Z. Phys., A282, 261 (1977).
- 4. Andersson G. et al. Z. Phys., A285, 335 (1978).
- 5. Арустамян Г. А. и др. ЯФ, 32, 1165 (1980).

6. Данагулян А. С., Демехина Н. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 321 (1973).

- 7. Martins G. B. Private Communication, Brazil, 1974.
- 8. Вартапетян Г. А. и др. ЯФ, 17, 685 (1973).
- Аракелян А. А. н ар. ЯФ, 35, 518 (1982).
- 9. Andersson G. et al. Nucl. Phys., A197, 44 (1972).

 Ишханов Б. С., Капигонов И. М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М., 1979, с. 89.

Fallio ros S., Gaulard B. Nucl. Phys., A147, 593 (1970).

11. Ишханов Б. С., Капитанов И. М. ЯФ, 11, 485 (1970).

12. Fultz S. C. et al. Phys. Rev., C10, 608 (1974).

13. Ishkhanov B. S. et al. Phys. Lett., 22, 301 (1966).

14. Danagulyan A. S. et al. Nucl. Phys., A285, 482 (1977).

15. Lindgren K. Z. Phys., A276, 359 (1976).

16. Kumbartzki G. J., Kim U. Nucl. Phys., A176, 23 (1971).

17. Bulow B. et al. Z. Phys., A285, 323 (1978).

18. Bachschi N. M. et al. Nucl. Phys., A264, 493 (1976).

19. Johnsson B. et al. Nucl. Phys., A278, 365 (1977).

20. Gari M., Hebach H. Phys. Reports, 72, 1 (1981).

ՊԱՐՉ ՖՈՏՈՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆԻԿԵԼԻ ԻՉՈՏՈՊՆԵՐՈՒՄ

U. U. UAUSDISHL, U. A. PULUSDISUL, U. U. AULUAANISUL, U. 2. MANAUSDASUL

Աշխատանջում բերված են տվյալներ(γ , N). (γ , 2N), (γ , π) k (γ , $xN\pi$) պարզ ռեակցիաների վերաբերյալ, որոնց ստացված են^{58,60,61,62,64}Nt իզոտոպները 4,5 ԳէՎ մաջսիմալ էներգիա ունեցող արդելակման γ -փնջով ճառաղայքելիս։ Հաստատաված է, որ(γ , N) տիպի ռեակցիաների համար մեծ դեր է խաղում միջուկային ուժերի իզոսպինային կախվածունյունը, իսկ (γ , 2N) տիպի ռեակցիաներում դերակշռում է ֆոտոնների կլանման պրոցեսը միջուկում նեյտրոն-պրոտոնային ղույգի կողմից։

INVESTIGATION OF SIMPLE PHOTONUCLEAR REACTIONS ON NICKEL ISOTOPES

A. A. ARAKELYAN, A. R. BALABEKYAN, A. S. DANAGULYAN, A. H. KHUDAVERDYAN

New results on simple reactions (γ, N) ; $(\gamma, 2N)$; (γ, π) and $(\gamma, xN\pi)$ in 58, 60, 61, 62, 64 Ni nuclei at maximum bremsstrahlung energy of 4.5 GeV are presented. It was established that for (γ, N) -type reactions the isospin dependence was of great importance, while in $(\gamma, 2N)$ -type reactions the process of photoabsorption by a neutron-proton pair in the nuclei was predominant.

УДК 539.172.3

РАСЩЕПЛЕНИЕ ФОТОНА В ПОЛЯХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОСЕЙ И ПЛОСКОСТЕЙ

С. М. ДАРБИНЯН, К. А. ИСПИРЯН, М. К. ИСПИРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в гредакцию 6 января 1985 г.)

Исследован нелинейный кваитовоэлектродинамический процесс расщепления фотона на два фотона в сильных полях кристаллических осей и плоскостей и вычислены соответствующие коэффициенты поглощения в случае, когда пучок фотонов падает на кристалл параллельно ссям или плоскостям. Полученные результаты, применимые при относительно малых энергиях фотонов, показывают, что коэффициенты поглощения растут с энергией фотона как $\sim \omega^5$, а при больших значениях ω могут превосходить соответствующие коэффициенты для аморфных сред.

1. Введение

В настоящее время из четырех нелинейных эффектов квантовой электродинамики (КЭД), а именно, рассеяния света светом, дельбрюковского рассеяния, расщепления и слияния фотонов в кулоновском поле ядер (см., например, [1]), экспериментально исследовано только дельбрюковское рассеяние [2]. Есть утверждения о том, что наблюден также процесс расщепления фотона на два фотона (уZ -> Zуу) при малых [3] и больших энергиях [2]. Однако число событий, зарегистрированных в [3] и [2] по реакции уZ - Zyy, оказалось соответственно в 6 и 200 раз больше, чем предсказывает теория ([4] и [5]). Если результаты по дельбрюковскому рассеянию, полученные в эксперименте [2], находятся в согласни с результатами расчетов КЭД с учетом кулоновских поправок [6], то события того же эксперимента [2], приписываемые процессу расщепления, оказались обусловленными другим процессом [7]. Правда, никто не сомневается в точности предсказаний КЭД, тем не менее поиск новых возможностей по их проверке, несомненно, представляет интерес. Недавно было указано [8], что увеличение сечений дельбрюковского рассеяния и расщепления фотонов, обусловленное интерференционными явлениями в кристаллах при определенных условиях, может облегчить задачу экспериментального исследования этих эффектов.

С другой сторонь, в последние десятилетия интенсивно развивается теория КЭД процессов, происходящих в сильных электромагнитных полях (см., например, [9]). Характерной особенностью таких процессов является то, что их вероятность сильно растет с увеличением инвариантного параметра $\mathbf{x} = (e/m^3) \sqrt{(F_{\mu\nu}k^{\nu})^2}$ и достигает больших значений при х~1 ($F_{\mu\nu}$, — тензор электромагнитного поля, k^* — 4-импульс первичной частицы).

В случае, когда первичной частицей является фотон, $\varkappa = (e/m^3) [(\mathbf{k} \times \mathbf{H} +$ $+\omega E)^2 - (kE)^2 l^{1/2};$ если H=0 и $E \perp k$, то $x=\omega E/mE_0$, где k - волновой вектор фотона с энергией «, а E =m²/e=1,32.10¹⁶ B/см - критическое поле. Это позволит экспериментально исследовать такие процессы при высоких энергиях, когда, например, $\omega/m \gg 1$, несмотря на отсутствие в лабораторных условиях полей Е порядка Е. В самом деле, как показывают результаты теоретических работ [10-17], вероятность образования пары фотоном, пролетающим параллельно кристаллическим осям или плоскостям, сильно растет с ω и при ω ≈ 100 ГэВ превосходит вероятность. обусловленную известным бете-гайтлеровским процессом образования пары. Так что наблюдение в ближайшем будущем образования е + е - пары фотоном с $\omega \gtrsim 100 \ \Gamma_{9}B$ в полях кристаллических осей и плоскостей будет средством экспериментального исследования КЭД процессов в сильных однородных внешних полях. Конечно, излучение каналированных частиц при больших значениях ω/Е, также намного превосходящее соответствующее бете-гайтлеровское излучение по интенсивности, можно интерпретировать (см., например, [18, 19]) как синхротронное излучение в сильных полях кристаллических осей или плоскостей. Однако такая интерпретация нуждается в уточнении, поскольку на длине зоны формирования m/eE каналированная частица, в отличие от прямолинейно движущегося фотона в случае образования пар, испытывает сильное воздействие со стороны неоднородного внешнего поля (об этом свидетельствует также произвольный параметр L, введенный в [18, 19] классически, но который испольвуется в КЭД расчетах).

Из нелинейных эффектов КЭД теоретически исследовано. [20—24] только расщепление фотонов в интенсивном внешнем поле^{*}. Используя результаты работ [23, 24], в настоящей работе мы показываем, что также, как в случае образования пар [10—15], вероятность расщепления фотона в полях кристаллических осей и плоскостей растет с энергией фотона довольно сильно и может превышать вероятность процесса на изолированных ядрах, открывая тем самым новые возможности для обнаружения интересного нелинейного эффекта КЭД.

2. Вычисления

Для неполяризованного пучка фотонов, распространяющегося перпендикулярно внешнему однородному полю, полный (W_{1+11}) и дифференциальный по энергии одного из фотонов ($dW_{1+11}/d\xi$ ($\xi = \omega'/\omega$)) ко эффициенты поглощения, обусловленные расщеплением, определяются выражениями [23]

$$W_{\gamma \to \gamma\gamma}(\omega) = \frac{361}{10 \cdot 315^2} \frac{\alpha^3}{\pi^2} \left(\frac{\omega}{m}\right)^5 \left(\frac{E}{E_0}\right)^6 m, \qquad (1)$$

* С экспериментальной точки зрения было бы лучше иметь дело с дельбрюковским рассеянием в сильном внешнем поле. Как утверждается в [23, 124], дельбрюковское рассеяние можно исследовать с помощью процесса расщепления, если принять, что один из вторичных фотонов является виртуальным.

$dW_{\tau \rightarrow \tau\tau}(\omega,\xi)/d\xi = 30 W_{\tau \rightarrow \tau\tau}(\omega)\xi^2(1-\xi)^2,$

где *m* — масса электрона, α = 1/137. Отметим, что выражения (1) и (2) получены при $\varkappa = \omega E / mE_0 \ll 1$ без учета возникновения массы у фотонов из-за их поглощения в процессе образования е - е+-пар.

Пусть теперь фотонный пучок проходит через монокристалл параллельно кристаллическим осям (или плоскостям). В этом случае каждый фотон пучка до взаимодействия все время движется на определенном расстоянии р от оси (или у от середины между соседними плоскостями) и испытывает действие постоянного перпендикулярного электрического поля E (р) осн (или E (у) плоскости). Следовательно, для нахождения интересующих нас коэффициентов поглощения для пучка фотонов необходимо выражения (1) и (2) усреднить по р (или у).

Из большого числа модельных потенциалов, удовлетворительно описывающих потенциалы, вычисленные в приближении Мольера, и часто используемых при рассмотрении вопросов излучения каналированных частиц и образования пар в монокристаллах, мы воспользуемся следующими:

для случая осн [15]

$$U^{\rm ocb}(x) = U_0^{\rm ocb} \left[\ln \left(1 + \frac{1}{x + \eta} \right) - \ln \left(1 + \frac{1}{x_0 + \eta} \right) \right], \tag{3}$$

для случая плоскости [14]

$$U^{n_{A}}(v) = U_{0}^{n_{A}} v^{2}.$$
 (4)

этих выражениях $x = p^2/a_s^2$, $x_0^{-1} = \pi a_s^2 nd$, $\eta = 2 u_1^2/a_s^2$, $v = y/(d_o/2)$, B п — илотность атомов кристалла, d и dp — расстояния между атомами на оси и между плоскостями, и1 - амплитуда тепловых колебаний. Значения входящих в (3) и (4) параметров для осей [111] и плоскостей (110) различных кристаллов приведены в таблице [14, 15]).

Таблица

(2)

Кристалл	U ₆ ^[111] (sB)	U ₀ ⁽¹¹⁰⁾ (sB)	d ^[111] (Å)	d ⁽¹¹⁰⁾ (Å)	as (Å)	<i>x</i> 0	Ţ	В ^[111] . (ГэВ ⁻⁵ .см ⁻¹)	B ⁽¹¹⁰⁾ (ГэВ ⁻⁵ ·см ⁻¹)	w[111] (['aB)	ω ⁽¹¹⁰⁾ (ΓaB)
С	29	26	3.09	1.26	0.326	5.5	0,025	5,31.10-19	8,9.10-23	126	817
SI	54	30	4.7	1,92	0,3	15	0,15	7,3.10-20	1,68.10-23	185	1079
Ge	91	54	4,9	2	0,3	16	0,13	2,77.10-16	4,48.10-22	99	625
W	417	160	2.74	2,24	0,215	49	0,115	1,1,10-13	1,54.10-19	14,3	220

Вычислив с помощью (3) и (4) поля ($\mathbf{E} = - \operatorname{grad} U$) и подставив их в (1) и (2), для пучка падающих фотонов усредним вероятности по поперечным координатам, т. е. найдем интегралы $nd \int d^2 \rho W_{\gamma+\gamma\gamma}(\rho)$ в случае оси и $d_p^{-1} \int dy W_{1\to11}(y)$ в случае плоскости. В первом случае интегрирование можно провести до бесконечности, так так для потенциала (3) основной вклад в интеграл дает область $x \sim \eta$, а во второч случае интеграл берется в пределах от $-d_p/2$ до $d_p/2$. После инте-

120

грирования для вероятностей расщепления фотонов на единице длины (для коэффициентов поглощения фотонов, обусловленного их расщеплением в полях кристаллических осей и плоскостей) получим следующие выражения:

$$\overline{W}_{\gamma-\gamma\gamma}^{\text{ocb}}(\omega) = \frac{32 \cdot 361}{5 \cdot 315^2} \frac{a^3}{\pi} \frac{nd}{m^2} \left(\frac{U_0^{\text{ocb}}}{m}\right)^6 \frac{1}{m^4 a_s^4} I\left(\frac{\omega}{m}\right)^5 m = B^{\text{ocb}} \omega^5, \quad (5)$$

$$d \overline{W}_{T+TT}^{\text{och}}(\omega, \xi)/d\xi = 30 \overline{W}_{T+TT}^{\text{och}}(\omega) \xi^2 (1-\xi)^2 = 30 B^{\text{och}} \omega^5 \xi^2 (1-\xi)^2; \quad (6)$$

$$\overline{W}_{7^{+}TT}^{na}(\omega) = \frac{2^{11} \cdot 361}{5 \cdot 7 \cdot 315^2} \frac{\alpha^3}{\pi^2} \left(\frac{U_0^{na}}{m}\right)^6 \frac{1}{m^6 d_p^6} \left(\frac{\omega}{m}\right)^5 m = B^{na} \omega^5, \quad (7)$$

$$d \overline{W}_{\uparrow \uparrow \uparrow \uparrow}^{na}(\omega, \xi)/d\xi = 30 \overline{W}_{\uparrow \uparrow \uparrow \uparrow}^{na}(\omega) \xi^{2} (1-\xi)^{2} = 30 B^{na} \omega^{5} \xi^{2} (1-\xi)^{2}, \qquad (8)$$

$$I = \frac{1}{20 \eta^2} - \frac{3}{2 \eta} - 63 - 252 \eta (1+\eta) + \frac{1}{20 (1+\eta)^2} + \frac{3}{2 (1+\eta)} - 21 (1+8 \eta + 18 \eta^2 + 12 \eta^3) \ln \frac{\eta}{1+\eta}, \qquad (9)$$

а значения констант Вось и В пл приведены в таблице.

где

3. Обсуждение

Проанализируем области применимости и следствия полученных результатов. Отметим, что хотя мы предполагали строгую параллельность пучка фотонов осям или плоскостям, тем не менее, по аналогии с работами [11, 12, 16], формулы (5)—(8) применимы, если $\max\left(\frac{m}{\omega}, \theta_{\theta}\right) < U_0/m$, где θ_0 — угол расходимости пучка, так как зоны формирования всех процессов во внешних полях выражаются формулой m/eE и требуется, чтобы изменение поля на длине этой зоны было малым.

Особенно следует обсудить более подробно условие $\varkappa = \omega E/mE_0 \ll 1$ и вытекающие из него области применимости полученных формул. Обозначим через E_{max} максимальное значение поля E кристаллической осн или плоскости. Для использованных модельных потенциалов (3) и (4) поле достигает значения E_{max} при $\rho = u_1$ и $y = d_p/2$, т. е. вблизи осей и плоскостей. Кроме точки $\rho_{E=E\max}$ (или $y_{E=E\max}$) во всей области ρ (или y) x < 1 и ясно, что полученные формулы применимы при энергиях фотонов $\omega \lesssim \omega_{rp}$, где ω_{rp} — граничная энергия, при которой $x = \omega_{rp} E_{max}/mE_0 = 1$.

Как видно из (5)—(8), в области $\omega \leq \omega_{rp}$ коэффициенты поглощения в полях кристаллических осей и плоскостей зависят от ω довольно сильно ($\sim \omega^5$), и можно надеяться, что, как и коэффициент поглощения фотонов в кристаллах из-за образования e^+e^- -пар [10—17], $\overline{W}_{T^+TT}^{ocb}$, п с ростом ω может стать больше коэффициента поглощения в аморфных средах, определяемого при больших ω выражением [5]

$$W_{\gamma \to \gamma\gamma}^{\rm IM} = n\sigma_{\gamma \to \gamma\gamma} = \frac{nZ^{3}\alpha}{\pi} \ln (183 Z^{-1/3}) \cdot 10^{-29} \, \rm cm^{-1}, \qquad (10)$$

где n и Z — плотность и заряд ядер.

Однако, как показывают численные расчеты, при $\omega \lesssim \omega_{rp} \overline{W}_{T+TT}^{ocb, n}$ все еще меньше коэффициента W_{T+TT}^{am} , который не зависит от ω . Ясно, что рост \overline{W}_{1+11} должен продолжаться, и если предположить, что при •> ω_{rp} в некоторой области рост \overline{W}_{1+11} все еще дается выражениями (5)-(8), то, например, $\overline{W}_{1+11}^{ocb}$ будет порядка W_{1-11}^{an} при 264 и 48,77 ГэВ для кристаллов алмаза и вольфрама, т. е. при энергиях, всего в 2—3 раза превышающих ω_{rp} .

Точное вычисление $\overline{W}_{T-TT}^{occ. **}$ при энергиях $\omega > \omega_{rp}$, когда в опре деленных областях ρ и у значения \varkappa больше единицы, представляет собой очень трудоемкую задачу, которую можно решить только на ЭВМ. Это связано с тем, что, согласно [23, 24], коэффициенты поглощения фотоноз в однородных полях при $\varkappa > 1$ даются очень сложными выражениями, которые упрощаются только при условии $\varkappa \gg 1$: $W_{T+TT}(\varkappa \gg 1) \sim \sim \chi^{2/3}/\omega \sim \omega^{-1/3}$.

Однако можно привести некоторые простые аргументы, указывающие на то, что при энергиях ω>ω_{гр} сильный рост Wocь, па продолжается еще в некоторой области и, следовательно, есть все основания ожидать, что, как и в случае образования пар, Тось. ил будет больше $W_{1 \to 11}^{a_{M}}$. В самом деле, если $\omega > \omega_{rp}$, то при некоторых значениях $\rho_{x=1}$ и ух-1 будем иметь х=1. Тогда х <1 для всей области р > рх-1 (или $y > y_{x=1}$) и x > 1 в некоторой области $\rho < \rho_{x=1}$ (или $y < y_{x=1}$). Следовательно, интегралы $nd \int d^2 \rho W_{T+TT}(\rho)$ или $d_{\rho}^{-1} \int dy W_{T+TT}(y)$ можно разбить на три части, соответствующие x «1, x~1 и x»1. Когда о становится больша Фгр, кроме первой части начинают давать вклад также вторая и третья части, и рост W, тот идет за счет увеличения радиального объема. При очень больших энергиях, когда • » • , рост W_{т→тт} сильно замедляется, поскольку, как уже отмечалось, W(x~1) и W(x > 1) при заданном значении поля слабее зависят от w. Кроме того, графики функций $W(x \ll 1) \pi^2 \omega / a^3 m^2$ и $W(x \gg 1) \pi^2 \omega / a^3 m^2$ от x пересекаются при 2 = 3,654, что свидетельствует о том, что как и в случае образования пар [16], формула (1) для W (2 « 1) должна иметь удовлетворительную для нас точность (20-30%) до значений и ~ 2-3.

Таким образом, можно с уверенностью сказать, что, как и в случае образования пар [16, 17], рост \overline{W}_{T+TT} будет продолжаться еще при $\omega > \omega_{rp}$ и \overline{W}_{T+TT} будет больше W_{T+TT}^{am} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Costantini V., De Tollis B., Pistoni C. Nuovo Cim., 2A, 733 (1971).

2. Jarlskog G. et al. Phys. Rev., D8, 3813 (1973).

3. Adler A. W., Cohen S. Phys. Rev., 146, 1001 (1966).

- 4. Shima Y. Phys. Rev., 142, 944 (1966).
- 5. Baier V. N. et al. Phys. Lett., 49B, 385 (1974).
- 6. Chang H., Wu T. T. Phys. Rev., 182, 1873 (1969).
- 7. Джилкибаев Р. М. к пр. ЯФ, 19, 699 (1974).
- 8. Дарбинян С.М., Испирян К. А. Тезисы докладов XIV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Изд. МГУ, М., 1984, с. 56.

- 9. Ригус В. И., Никишов А. И. Труды ФИАН, Изд. Наука, М., 1979, т. III.
- Калашникоз Н. П., Ковалев Г. В., Стриханов М. И. Труды Х Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Изд. МГУ, М., 1981, ч. 1, с. 21.
- 11. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В. ЖЭТФ, 85, 232 (1983).
- 12. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В. ЯФ, 36, 697 (1982).
- 13. Kimball J. C. et al. Phys. Rev. Lett., 50, 950 (1983).
- 14. Воробьев С. А., Ласуков В. В. ЖЭТФ, 86, 94 (1984).
- 15. Frolov M. M., Mikhaljov V. L. Preprint IHEP 84-24 OP, Serpukhov, 1984.
- 16. Bater V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M. Preprint INP 84-43, Novosibirsk, 1984.
- 17. Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. Преприят ИЯФ СО АН СССР, 84—104, Новосибирск, 1984.
- 18. Kimball J. C., Cue N. Phys. Rev. Lett., 52, 1747 (1984).
- 19. Cue N. et al. Phys. Rev. Lett., 53, 972 (1984),
- 20. Adler S. L. et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1061 (1970).
- 21. Bialynicka-Birula Z., Bialynicka-Birula I. Phys. Rev., D2, 2341 (1970).
- 22. Adler S. L. Ann. Phys., 67, 593 (1971).
- 23. Папаняя В. О., Ритус В. И. ЖЭТФ, 61, 2231 (1971).
- 24. Папанян В. О., Ритус В. И. ЖЭТФ, 65, 1756 (1973).

ՅՈՏՈՆԻ ՏՐՈՀՈՒՄԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԱՌԱՆՑՔՆԵՐԻ ԵՎ ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Ս. Մ. ԴԱՐԲԻՆՅԱՆ, Կ. Ա. ԻՍԳԻՐՑԱՆ, Մ. Կ. ԻՍԳԻՐՅԱՆ

Հնտաղոտված է ցվանտային էլնկտրադինամիկայի ոչ գծային երևույթ՝ ֆոտոնի տրոհումը նրկու ֆոտոնի բյուրեղների առանցջների և հարթությունների ուժեղ դաշտերում։ Հաշվված են համապատասխան կլանման գործակիցները այն դեպքի համար, երբ ֆոտոնների փունչը ընկնում է բյուրեղի վրա ղուգահեռ նրա առանցջներին կամ հարքություններին։ Ստացված արդյունջները, որ կիրառելի են ֆոտոնների համեմատարար փոջր էներգիաների համար, ցույց են տալիս, որ կլանման գործակիցները անում են ֆոտոնների էներգիայի հետ որպես ~ 0.5 , իսկ 0-ի մեծ արժեջների դեպքում կարող են ավելի մեծ լինել, ջան ամորֆ միչավայրերի համապատասխան գործակիցները.

PHOTON SPLITTING IN THE FIELDS OF CRYSTALLOGRAPHIC AXES AND PLANES

S. M. DARBINYAN, K. A. ISPIRYAN, M. K. ISPIRYAN

The nonlinear quantum-electrodynamical process of photon splitting into two photons in strong fields of crystallographic axes and planes is investigated. Correspending absorption coefficients are calculated for the case when the photon beam passes through a crystall, parallel to its axes and planes. The obtained results, which are applicable for relatively low photon energies, show that the absorption coefficients grow as $\sim \omega^5$ when the photon energy ω increases and can exceed the corresponding coefficients for amorphous media at high values of ω . УДК 535.371:373

....

РОЛЬ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ В РЕЗОНАНСНОМ ПЕРЕНОСЕ ЭНЕРГИИ. КЛАССИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

А. С. АГАБЕКЯН, А. Г. ГРИГОРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 25 октября 1984 г.)

Исследовано влияние скорости формирования начальных условий на резонансный перенос энергии между двумя классическими осцилляторами. Проведено исследование различных предельных случаев в классической модели безызлучательного переноса энергии. Показана полная тождественность результатов классического и квантовомеханического рассмотрений.

В последние годы в связи с применениями в активных лазерных материалах, сенсибилизированной люминесценции и биологических системах [1]. значительно возрос интерес к исследованию безызлучательного переноса энергии (БПЭ) электронного возбуждения между ионами. Особенно результативными при рассмотрении переноса энергии оказались уравнения для матрицы плотности процесса с введенными в них временами релаксации [2].

Поскольку матричный элемент кулоновского взаимодействия V между ионами, ответственный за перенос энергии, растет с уменьшением ионионных расстояний, ясно, что по мере увеличения концентрации активных ионов в среде механизм переноса энергии будет определяться предельным случаем сильного ион-ионного взаимодействия. В рамках рассмотренных в [2] уравнений для матрицы плотности это соответствует критерию когерентного переноса энергии

$$\gg |\Gamma + i\Delta|,$$
 (1)

S. 1824

где Г — сумма однородных ширин линий донора и акцептора, Δ — расстройка резонанса между ними.

В традиционной постановке задач, в которых исследуется кинетика резонансного переноса энергии, предполагается, что при t = 0 донор возбужден на рабочий уровень, откуда идет перенос энергии, а акцептор не возбужден. При этом не исследуется зависимость характера процесса от скорости формирования начальных условий, т. е. от скорости возбуждения 'донора. В работе [3] методом матрицы плотности с помощью введения третьего уровня в доноре была исследована роль скорости формирования начальных условий когерентности процесса переноса энергии. При t = 0возбужден третий уровень, откуда со временем жизни т происходит релаксация на рабочий второй уровень донора, а затем в результате резонансного взаимодействия с акцептором возбуждение может передаваться акцептору. Результаты рассмотрения показали, что когерентность процесса нарушается (осцилляции возбуждения исчезают) при медленном (по сравнению с V^{-1}) возбуждении рабочего уровня донора. Процесс переноса остается когерентным только при очень быстром формировании начальных условий для переноса ($\tau^{-1} \gg V$).

При классическом рассмотрении БПЭ [4] обычно используется модель двух связанных гармонических осцилляторов. Полученные для этой модели результаты, как правило, совпадают с результатами квантовомеханических вычислений, поскольку уравнения для матрицы плотности, описывающие перенос энергии в квантовой механике, формально можно свести к уравнениям для двух связанных классических осцилляторов. Правила соответствия при этом таковы, что течению энергии в классике от одного осциллятора к другому в квантовой механике соответствует поток вероятности возбуждения от одного атома к другому.

Целью настоящей работы является исследование влияния скорости формирования начальных условий на резонансный БПЭ между двумя классическими осцилляторами в случае, когда взаимодействие между осцилляторами сильнее остальных характеристических констант системы. Сравнение полученных здесь результатов с выводами работы [3], где исследован квантовомеханический аналог рассматриваемой здесь задачи, благодаря большей наглядности классических представлений, позволяет детально интерпретировать физическую сущность происходящих процессов.

Известно, что матрице плотности в классическом пределе соответствует ансамбль классических состояний. Это означает, что для получения соответствия между классическим и квантовым результатами рассматриваемую нами классически задачу о переносе энергии необходимо сначала решить для одной пары осцилляторов, а затем полученные результаты просуммировать по ансамблю пар осцилляторов. При этом время, в течение которого формируются начальные условия, определяется тем, что различные пары осцилляторов включаются в процесс переноса энергии по мере того, как в них возбуждается донор. Нормированная функция распределения возбужденных пар осцилляторов в ансамбле в зависимости от времени имеет вид

$$f(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}, \qquad (2)$$

что в методе матрицы плотности [3] соответствует релаксации со временем т возбуждения с третьего уровня на второй рабочий уровень донора. Время т можно назвать временем формирования начальных условий для переноса энергии.

Система уравнений для *i*-ой пары связанных взаимодействием осцилляторов, один из которых (донор) возбужден в момент времени $t = t_i$, имеет вид

$$\ddot{x} + 2\gamma_1 \dot{x} + \omega_1^2 x = k^2 y,$$

$$\ddot{y} + 2\gamma_2 \dot{y} + \omega_2^2 y = k^2 x$$
(3)

125

с начальными условиями при $t = t_t$:

$$y(t_i) = \dot{y}(t_i) = \dot{x}(t_i) = 0, \ x(t_i) = \frac{\sqrt{2}}{\omega_c},$$

где х и у, γ_1 и γ_2 , ω_1 и ω_2 — соответственно амплитуды, декременты затухания и собственные частоты колебаний донора и акцептора, ω_c — среднеквадратичная частота $\left(\omega_c^2 = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{2}\right)$, k — величина, характеризующая взаимодействие двух осцилляторов (механический аналог кулоновского взаимодействия V).

Решение системы уравнений (3) для амплитуд колебаний в приближении сильной связи, когда

$$k^{2} \gg |\omega_{1}^{2} - \omega_{2}^{2}|, \ \frac{k^{2}}{2\omega_{c}} \gg \gamma_{1}, \gamma_{2}, \ \omega_{1,2}^{2} \gg k^{2},$$
 (4)

имеет следующий вид:

$$\mathbf{x} = \frac{\sqrt{2}}{\omega_c} \exp\left[-\gamma \left(t - t_i\right)\right] \cos \frac{k^2 \left(t - t_i\right)}{2 \omega_c} \cos \omega_c \left(t - t_i\right),$$

$$\mathbf{y} = \frac{\sqrt{2}}{\omega_c} \exp\left[-\gamma \left(t - t_i\right)\right] \sin \frac{k^2 \left(t - t_i\right)}{2 \omega_c} \sin \omega_c \left(t - t_i\right),$$
(5)

где

$$\gamma = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2}$$

Условия (4) означают, что взаимодействие между осцилляторами. больше, чем расстройка резонанса и ширина линий осцилляторов, и соответствуют условию (1) при квантовомеханическом рассмотрении згдачи. Соответственно временная зависимость энергии осцилляторов в *i*-ой паре есть

$$E_{x}^{i}(t-t_{l}) = \exp[-2\gamma(t-t_{l})]\cos^{2}\frac{k^{2}(t-t_{l})}{2\omega_{c}},$$

$$E_{y}^{l}(t-t_{l}) = \exp[-2\gamma(t-t_{l})]\sin^{2}\frac{k^{2}(t-t_{l})}{2\omega_{c}}.$$
(6)

Энергия возбуждения осциллирует между донором и акцептором, затухая при этом за время $(2 \gamma)^{-1}$. Суммируя полученный результат по всему ансамблю пар осцилляторов с функцией распределения (2), имеем

$$E_{x_i, y} = \int_{0}^{t} E_{x_i, y}^{t} (t - t_i) f(t_i) dt_i.$$
 (7)

Как и в работе [3], рассмотрим два предсльных случая.

$$I. \quad \tau^{-1} \gg \frac{k^2}{2\omega_c} \gg \gamma.$$

126

Тогда

$$E_{x} = \frac{1}{2} \exp\left(-2\gamma t\right) \left[1 + \cos\frac{k^{2}t}{\omega_{c}}\right] - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

$$E_{y} = \frac{1}{2} \exp\left(-2\gamma t\right) \left[1 - \cos\frac{k^{2}t}{\omega_{c}}\right].$$
(8)

Донор быстро (за время т) возбуждается, затем начинаются осцилляции энергии и медленное затухание обоих осцилляторов.

$$II. \frac{k^2}{2\omega_c} \gg \tau^{-1} \gg \tau.$$

Выражения для энергии имеют вид

$$E_x = E_y = \frac{1}{2} \exp\left(-2\gamma t\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right]$$
(9)

Оба осциллятора возбуждаются одновременно (за время т) и медленно затухают.

С учетом указанного выше правила соответствия полученные в классической модели формулы для энергий полностью совпадают с результатами квантовомеханического рассмотрения задачи [3].

Таким образом, хотя осцилляции возбуждения в произвольной паре взаимодействующих осцилляторов существуют всегда (что является результатом мгновенного включения взаимодействия в паре), суммарный результат процесса переноса в ансамбле существенно зависит от скорости. формирования начальных условий. В первом предельном случае, когда время т мало, все пары осцилляторов включаются одновременно, и даже после суммирования по ансамблю процесс переноса энергии остается когерентным. В обратном предельном случае больших т пары в ансамбле включаются в разные моменты времени, задаваемые функцией распределения (2), и при суммировании по ансамблю осцилляции усредняются. Процесс переноса энергии становится некогерентным.

Известно [4], что когерентность процесса может нарушаться в одной паре осцилляторов при достаточно малых по сравнению с взаимодействием временах «продольной» релаксация γ_1^{-1} и γ_2^{-1} . При этом продольная релаксация нарушает осцилляции, одновременно изменяя энергию колебаний. Поскольку считается, что осциллятор обладает только одним временем затухания у-1 (продольная релаксация), в классической модели БПЭ поперечная релаксация (сбой фазы колебаний без изменения энергии осциллятора) не учитывается [4]. Можно, однако, ввести некий аналог поперечной релаксации также в классическую модель переноса энергии. Возьмем ансамбль осцилляторов, колеблющихся во времени с относительным сдвигом фаз, который в начальный момент времени равен нулю, но зависит от времени случайно, таким образом, что колебания осцилляторов расходятся по фазе за время т, без изменения энергии колебаний. Если даже подробно не вдаваться в возможный механизм сбоя фаз оспилляторов (например, аднабатические столкновения, взаимодействие с решеткой), ясно, что суммарные по ансамблю процессы переноса становятся некогерентны-- ми, когда $\overline{\tau_1}^{-1} \ll k^2/2\omega_c$. Это время τ_i , часто определяющее при излучении ширину линии, можно назвать временем поперечной релаксации.

Полученный в работе [3] и здесь механизм нарушения когерентности процесса БПЭ из-за медленного формирования начальных условий и введенный нами выше механизм поперечной релаксации для ансамбля осцилляторов при всем кажущемся различии имеют одинаковую природу: сдвинутое случайно по фазе протекание процесса переноса в разных парах осцилляторов из ансамбля. При этом если в первом случае когерентность процесса даже не формируется из-за включения пар в процесс переноса с медленной функцией распределения (2), то во втором случае когерентность процесса нарушается из-за расхождения в фазах процесса переноса в разных парах из ансамбля.

Таким образом, результаты, полученные при классическом рассмотрении влияния начальных условий на резонансный БПЭ, полностью адекватны выводам квантовомеханического решения задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жариков Е. В. н др. Квантовая электроника, 10, 140 (1983).

2. Агабекян А. С., Меликян А. О. Оптика и спектроскопия, 32, 288 (1972).

3. Agabekyan A. S. Phys. Stat. Sol. (b), 118, 51 (1983).

4. Агранович В. М., Галанин М. Д. Перенос энергин электронного возбуждения в конденсированных средах. Изд. Наука, М., 1979.

ՍԿՉԲՆԱԿԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԻ ԴԵՐԸ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՑԻՆ ՓՈԽԱՆՑՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ. ԴԱՍԱԿԱՆ ՄՈՏԵՑՈՒՄ

Ա. Ս . ԱՂԱԲԵԿՅԱՆ, Ա. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Հետաղոտված է սկզբնական պայմանների ձևավորման արագության դերը երկու դասական օոցիլյատորների միջև էներգիայի ռեղոնանսային փոխանցման պրոցեսում։ Դիտարկված են ղանաղան սահմանային դեպքեր։ Յույց է տրված էներգիայի ոչ ճառագայթային փոխանցման բվանտային և դառական մոդելների համար ստացված արդյունըների նույնությունը։

CLASSICAL TREATMENT OF RESONANT ENERGY TRANSFER. THE ROLE OF INITIAL CONDITIONS

A. S. AGABEKYAN, A. G. GRIGORYAN

The role of the preparation rate of initial conditions in the process of energy transfer between two classical harmonic oscillators is investigated. Different limiting cases of this classical treatment of the problem of nonradiative energy transfer are discussed. Complete identity of the results of classical and quantum-mechanical treatment is shown.

УДК 621.315.592

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ЭКРАНИРОВАНИЕ. ПОЛЯ ЗАРЯЖЕННОГО ЦЕНТРА В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ

А. Л. ВАРТАНЯН, А. А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 мая 1985 г.)

Выведено выражение для функции диэлектрической проницаемостиразмерно-квантованной полупроводниковой пленки, находящейся между средами с различными диэлектрическими постоянными, и рассчитано экранированное поле заряженного примесного центра в пленке. В условиях сильного вырождения электронного газа найдено асимптотическое поведение экранированного поля в области $r \gg k_F^{-1}(k_F - фермиевское волновое$ число) и обнаружены фриделевские осцилляции, амплитуда которых убывает с увсличением толщины пленки.

Экранирующее действие газа свободных носителей можно описать введением функции дивлектрической проницаемости (ФДП), исследованию которой для пространственно-ограниченных систем посвящено большое число теоретических работ (см., например, [1—3]). Вычисление ФДП размерно-квантованной (РК) полупроводниковой пленки, граничащей с обеих сторон с дивлектрическими средами, проведено в [4], где, однако, пренебрегается эффектами локального поля и не найдена обратная ФДП, с помощью которой решаются задачи экранирования в пространственнонеоднородных системах.

В настоящей работе проведено исследование ФДП и обратной ФДП РК пленки с учетом ее двумерной трансляционной инвариантности, а также рассчитано экранированное поле заряженного центра в областях, где отличие ФДП пленки от ФДП двумерного электронного газа (ЭГ), связанное с пространственной неоднородностью среды в направлении квантования, становится существенным.

Пусть пленка с диэлектрической постоянной ε_L , занимающая область $0 \leq z \leq L$, находится между однородными средами с диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2 . Обозначим через $\psi_{ks}(\mathbf{r}, z)$ и ε_{ks} собственные функции и спектр энергии невозмущенного гамильтониана носителей заряда в среде с двумерной трансляционной симметрией (k — двумерный волновой вектор, s = n, l; n — зонный индекс, l — дискретное квантовсе число). Введем самосогласованный потенциал V, включающий в себя как приложенный «внешний» потенциал V_{ex}, так и потенциал, индуцированный перераспределением заряда в системе.

Определим ФДП пленки с помощью соотношения

 $V_{ex}(\mathbf{q}+\mathbf{g}, w, z) = \varepsilon (\mathbf{q}+\mathbf{g}, \mathbf{q}+\mathbf{g}', w, z, z') V (\mathbf{q}+\mathbf{g}', w, z'), \quad (1)$

тде $V_{ex}(q, \omega, z)$ и $V(q, \omega, z)$ — двумерные фурье-образы V_{ex} и V соответственно, ω — частота внешнего возмущения, q принимает значения в первой зоне Бриллюэна, g — вектор обратной решетки. В (1) и далее по повторяющимся векторам g', g", \cdots проводится суммирование, а по повторяющимся координатам z', z'', \cdots интегрирование по толщине пленки.

В предположении, что в процессе экранирования внешнего воздействия участвуют свободные носители заряда пленки, получаем

$$\varepsilon(\mathbf{q}+\mathbf{g},\mathbf{q}+\mathbf{g}',\omega,z,z') = \delta_{\mathbf{g}g'}\delta(z-z') - G_L(\mathbf{q}+\mathbf{g},z,z'') \times \\ \times \chi^0_{\omega}(\mathbf{q}+\mathbf{g},\mathbf{q}+\mathbf{g}',z'',z''), \qquad (2)$$

где

$$\mathcal{L}^{0}_{\omega}(q+g, q+g', z, z') =$$

$$= -\frac{1}{S}\sum_{\mathbf{k},s,s'}\frac{[f_{\mathbf{k},s}-f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},s'}]\eta(\mathbf{q}+\mathbf{g},z)\eta^*(\mathbf{q}+\mathbf{g}',z')}{\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},s'}-\varepsilon_{\mathbf{k},s}-\hbar\omega-i\hbar\alpha},$$
(3)

$$\eta(\mathbf{q} + \mathbf{g}, z) = \int_{S} \psi_{\mathbf{k}, s}(\mathbf{r}, z) \exp[-i(\mathbf{q} + \mathbf{g})\mathbf{r}] \psi_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, s'}(\mathbf{r}, z) d\mathbf{r}, \qquad (4)$$

 $f_{k,s} \equiv f(\varepsilon_{k,s}) - \phi$ ункция Ферми-Дирака, S – площадь пленки, $G_l(\mathbf{q}, z, z')$ – двумерный фурье-образ потенциала кулоновского взаимодействия двух электронов, один из которых находится в точке (0, 0, z) пленки,

$$G_{1}(q, z, z') = \frac{4\pi e^{2}}{q(\varepsilon_{1}+\varepsilon_{2})} \frac{e^{q(L-z)} + \delta_{2} e^{-q(L-z)}}{e^{qL} - \delta_{1} \delta_{2} e^{-qL}} e^{qz'} \quad (z' < 0),$$

$$G_{L}(q, z, z') = \frac{2\pi e^{2}}{q \varepsilon_{L}} [e^{-q||z-z'|} + (e^{qL} - \delta_{1} \delta_{2} e^{-qL})^{-1} \times (5)]$$

$$\times (2 \,\delta_1 \delta_2 \, e^{-qL} \operatorname{ch} q \, (z - z') + \delta_3 \, e^{-q \, (L - z - z')} + \delta_1 \, e^{q \, (L - z - z')})] \, (0 \leqslant z' \leqslant L),$$

$$G_3(q, z, z') = G_1(q, \, L - z, \, L - z') \underset{\epsilon_1 \to \epsilon_1}{\epsilon_2 \to \epsilon_3}, \, \delta_l = \frac{\epsilon_L - \epsilon_l}{\epsilon_L + \epsilon_l} \quad (z' > L).$$

Заметим, что (5) совпадает с выражениями, полученными в [5. 6] в случае $\varepsilon_i = \varepsilon_i$ и в [7] при $\varepsilon_L > \varepsilon_i$, ε_i . Нетрудно показать, что в приближении эффективной массы (2) переходит в выражения для ФДП трехмерного и двумерного ЭГ.

Для обратной ФДП, удовлетворяющей условию

$$\varepsilon^{-1} (\mathbf{q}+\mathbf{g}, \mathbf{q}+\mathbf{g}'', \omega, z, z'') \varepsilon (\mathbf{q}+\mathbf{g}'', \mathbf{q}+\mathbf{g}', \omega, z'', z') = \delta_{gz'} \delta (z-z'),$$

можно записать выражение

$$\varepsilon^{-1}$$
 (q+g, q+g', ω , z, z') = $\delta_{gg'} \delta(z-z') + G_{I}(q+g, z, z'') \chi_{\mu}(q+g, q+g', z'', z'')$

Х удовлетворяет следующему интегральному уравнению

$\chi_{m}(q+g, q+g', z, z') = \chi_{m}^{0}(q+g, q+g', z, z') +$

 $+ \chi_{\infty}^{0}(\mathbf{q}+\mathbf{g}, \mathbf{q}+\mathbf{g}'', z, z'') G_{L}(\mathbf{q}+\mathbf{g}'', z'', z''') \chi_{\infty}(\mathbf{q}+\mathbf{g}'', \mathbf{q}+\mathbf{g}', z''', z').$ (6)

Перейдем-к вычислению экранированного поля точечного заряда в полупроводниковой пленке. ЭГ в пленке конечной толщины квазидвумерный, а потенциал точечного заряда имеет трехмерный характер и неоднороден по *г.* Следовательно, использование ФДП двумерного ЭГ при расчете экранированного поля некорректно [8]. Отклонение от двумерности может оказаться несущественным только на больших по сравнению с толщиной пленки расстояниях.

В квантовом пределе, в пренебрежении эффектами локального поля, выражение (6) представляет собой уравнение Фредгольма второго рода с вырожденным ядром [9] и имеет решение

$$\chi_{\omega}(\mathbf{q}, z, z') = \chi_{\omega}^{0}(\mathbf{q}, z, z') + \frac{\chi_{\omega}^{0}(\mathbf{q}, z, z'') G_{L}(\mathbf{q}, z'', z''') \chi_{\omega}^{0}(\mathbf{q}, z''', z')}{1 - G_{L}(\mathbf{q}, z'', z''') \chi_{\omega}^{0}(\mathbf{q}, z''', z'')}$$

После несложных вычислений для двумерного фурье-образа экранированного поля точечного заряда в пленке получаем выражение

$$V'(q, w, z, z') = V'_{ex}(q, z, z') - \frac{4\pi^2 Q}{\epsilon_1 s_L} \frac{\chi^{2D}_w(q) f_L(q, z) f_l(q, z')}{1 + \frac{2\pi q}{s_L} \chi^{2D}_w(q) A(qL)},$$
(7)

где Q — заряд центра, $V_{ex}^{i} = e^{-2} QG_{i}(q, z', z), \chi_{u}^{2D}$ — поляризуемость двумерного ЭГ [10],

$$f_{L}(q, z) = \left[1 + \left(\frac{qL}{2\pi}\right)^{2}\right]^{-1} \left[\frac{qL}{\pi^{2}}\sin^{2}\frac{\pi}{L}z + \frac{2}{qL}\left(1 - e^{-\frac{qL}{2}}\operatorname{ch}q\left(z - \frac{L}{2}\right)\right) + \frac{\operatorname{sh}\frac{qL}{2}2\delta_{1}\delta_{2}e^{-qL}\operatorname{ch}q\left(z - \frac{L}{2}\right) + \delta_{1}e^{-q\left(z - \frac{L}{2}\right)} + \delta_{2}e^{-q\left(z - \frac{L}{2}\right)} + \delta_{2}e^{-q\left(z - \frac{L}{2}\right)} + \delta_{2}e^{-q\left(z - \frac{L}{2}\right)} - \frac{e^{qL}}{2}e^{-qL} - \delta_{1}\delta_{2}e^{-qL}}\right],$$

$$f_{1}(q, z) = \frac{2\epsilon_{1}}{(\epsilon_{1}+\epsilon_{2})\left[1+\left(\frac{qL}{2\pi}\right)^{2}\right]} \frac{\frac{\mathrm{sh}\frac{qL}{2}}{qL}}{\frac{qL}{2}} \frac{1+\delta_{2}e^{-qL}}{e^{qL}-\delta_{1}\delta_{2}e^{-qL}} e^{q\left(z+\frac{L}{2}\right)},$$

$$f_{2}(q, z) = f_{1}(q, L-z)_{\epsilon_{1},z,\epsilon_{1}},$$

$$A(x) = \left[1+\left(\frac{x}{2\pi}\right)^{2}\right]^{-1} \left\{\frac{3x}{4\pi^{2}} + \frac{2}{x}\left[1-\frac{e^{-\frac{x}{2}}}{1+\left(\frac{x}{2\pi}\right)^{2}}\frac{\mathrm{sh}\frac{x}{2}}{\frac{x}{2}}\right] + \frac{4\operatorname{sh}^{2}\frac{x}{2}}{x^{2}\left[1+\left(\frac{x}{2\pi}\right)^{2}\right]} \frac{\delta_{1}+\delta_{2}+2\delta_{1}\delta_{2}e^{-x}}{e^{x}-\delta_{1}\delta_{2}e^{-x}}\right\}.$$

131

Потенциал в (r, z)-пространстве определяется интегралом

$$V^{i}(\mathbf{r}, \omega, z, z') = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\infty} V^{i}(q, \omega, z, z') f_{0}(qr) q dq, \qquad (8)$$

где V'(q, w, z, z') дается выражением (7), Jo (x) — функция Бесселя.

Определение экранированного поля при конечных температурах в любой точке пространства возможно лишь путем численного интегрирования (8). Однако при низких температурах, когда ЭГ в пленке сильно вырожден, при $q = 2 k_F$ в первой производной двумерной поляризуемости χ_{e}^{2D} появляется сингулярность типа $(q-2k_F)^{-1/2}$, что дает возможность определить асимптотику экранированного поля. Этой сингулярностью обусловлено появление фриделевских осцилляций экранированного потенциала в области $r \gg k_F^{-1}$ [11]. Интегрируя выражение (8) по частям и сохраняя наиболее сингулярные члены, получаем

$$V^{l}(r, z, z') \simeq -\frac{2Q}{\varepsilon_{l} a_{0}} \frac{f_{L}(2k_{F}, z)f_{l}(2k_{F}, z')}{[1 + (a_{0}k_{F})^{-1}A(2k_{F}L)]^{2}} \frac{\sin(2k_{F}r)}{(2k_{F}r)^{2}}, \quad (9)$$

где a. — боровский раднус в пленке.

Как видим, экранированный потенциал включает в себя конечный размер РК полупроводниковой среды в направлении оси z, причем его влияние тем существеннее, чем больше величина $2k_FL$, которая в квантовом пределе может меняться в интервале от 0 до 10. Заметим, что при



График зависимости $I = V^i / V^{2D}$ от толщивы пленки: V^{2D} — эффективное поле в двумерном ЭГ; поверхностная плотнесть электронов $n_s = 10^{10}$ см⁻², $m = 0.067 m_0$, $\varepsilon_L = 13.1$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 11.6$.

L = 0 (9) переходит в известное выражение для экранированного потенциала точечного заряда в двумерном $\Im \Gamma$ [10].

На графике представлена зависимость приведенной амплитуды осцилляций $I = V^{I}/V^{2D}$ от толщины пленки Ga As, находящейся между одинаковыми средами $Al_{1-x}Ga_xAs$. Кривая (a) соответствует случаю, когда точечный заряд находится вне пленки, а создаваемое им поле рассчитано на поверхности пленки z = 0; кривая (б) соответствует случаю, когда точечный заряд находится в пленке на расстоянии 50 Å от границы пленки z = 0, а создаваемое им поле рассчитано в плоскости нахождения заряда. В обоих случаях с увеличением толщины пленки амплитуда осцилляций уменьшается, что, по-видимому, можно объяснить возрастанием возможностей пространственного расположения электронов в пленке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dahl D. A., Sham L. J. Phys. Rev., B16, 651 (1977).

2. Wu C. H., Hanke W. Sol. St. Commun., 23, 829 (1977).

3. Kelly M. J., Hanke W. Phys. Rev., B23, 112 (1981).

4. Lee J., Spector H. N. J. Appl. Phys., 54, 6987 (1983).

5. Габович А. М., Розенбаум В. М. ФТП, 18, 498 (1984).

6. Рытова Н. С. Вестник МГУ, 3, 30 (1967).

7. Келдыш Л. В. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).

8. Mori S., Ando T. J. Phys. Soc. Jap., 48, 865 (1980).

9. Петровский И. Г. Лекцин по теории интегральных уравнений. Изд. Наука, М., 1965.

10. Stern F. Phys. Rev. Lett., 18 546 (1967).

62

11. Харрисон У. Теория твердого тела. Изд. Мир, М., 1972.

ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԹԱՓԱՆՑԵԼԻՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ԿԵՆՏՐՈՆԻ ԴԱՇՏԻ ԷԿՐԱՆԱՎՈՐՈՒՄԸ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՈՒՄ

Ա. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Տարրեր դիէլեկտրիկ հաստատուններով միջավայրերի միջև գտնվող ջվանտացված կիսահաղորդչային Բաղանքի համար դուրս է բերված դիէլեկտրիկ Բափանցելիության ֆունկցիայի արտահայտունյունը և հաշվարկված է լիցջավորված խառնուրդային կենտրոնի էկրանավորված գաշտը Բաղանքում։ էլեկտրոնային գաղի ուժեղ այլասերման պայմաններում որոշված է էկրանավորված դաշտի վարջը $r\gg k_F^{-1}$ (k_F -ը Ֆերմիի ալիջային Բիվն է) տիրույքում և հայտնաբերված են ֆրիդելյան օսցիլյացիաներ, որոնց ամպլիտուդը նվաղում է Բաղանքի հաստությունը մեծացնելիս։

THE PERMITTIVITY AND SCREENING OF CHARGED CENTERS FIELD IN A THIN FILM

A. L. VARTANYAN, A. A. KIRAKOSYAN

For a size-quantized semiconductor film placed between media with different dielectric constants an expression for permittivity function is derived and the screened field of charged impurity center in the film is calculated. The asymptotic behaviour of the screened field in the region $r \gg k_F^{-1}(k_F)$ is the Fermi wave number) is determined for highly degenerate electron gas, and the Friedel-type oscillations of amplitudes decreasing with the increase in the film thickness are found.

УДК 621.382.27

ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЙ ДИОД С ВАРИЗОННОЙ ОБЛАСТЬЮ УМНОЖЕНИЯ

В. М. АРУТЮНЯН, Л. Н. ГРИГОРЯН, С. Г. ПЕТРОСЯН

Ереванский государственный университет-

(Поступила в редакцию 27 сентября 1984 г.)

Теоретически исследованы статические и динамические характеристики лавинно-пролетных диодов с варизонной областью умножения. Вычислена зависимость малосигнального импеданса диода от градиента ширины запрешенной зоны.

Плавное пространственное изменение параметров варизонного полупроводника, как известно [1—3], позволяет управлять процессом ударной ионизации и коэффициентом усиления тока в различных лавинных гетероструктурах. В сочетании с легированием изменение состава полупроводника может привести к заданному оптимальному распределению параметров лавинных структур. В частности, имеется возможность для полного разделения областей умножения и дрейфа в лавинно-пролетных диодах (ЛПД). Именно эта концепция лежит в основе работы гетеропереходного ЛПД, предложенного впервые в [4]. Однако практическая реализуемость преимуществ гетеропереходных ЛПД довольно проблематична в связи с тем, что не всегда возможен выбор гетеропереходной пары с заданными ионизационными свойствами, одновременно удовлетворяющей условиям идеальности гетероперехода.

Наличие граничных состояний в области сильного поля приводит к возникновению большого избыточного тока насыщения, разрушающего работу $\Lambda\Pi A$. Для устранения этого эффекта требуется, по крайней мере, уменьшить несоответствие постоянных решеток до 10^{-3} A[4]. В значительной степени эту трудность можно обойти, используя плавный переход по составу от области умножения к области дрейфа в $\Lambda\Pi A$. Здесь мы рассматриваем влияние такой варизонности на статические и динамические характеристики $\Lambda\Pi A$.

Пусть имеется структура типа диода Рида с варизонной областью умножения (рис. 1), в которой ширина запрещенной зоны в области — $W \leqslant x \leqslant 0$ плавно меняется по линейному закону: $E_g(x) == E_g(0) + |\nabla E_g| x$. Знак и величина градиента ширины запрещенной зоны, как будет видно из дальнейших расчетов, существенно влияют на работу ЛПД. Для конкретности в работе рассматривается наиболее интересный случай, когда направления градиентов электрического поля и ширины запрещенной зоны совпадают, так что в области максимального поля (граница раздела $p_{вар}$ - n^+) $E_g(x)$ минимальна. При незначительной концентрации акцеп-

134

торов в p_{sap} -области для $\Lambda \Pi A$ фактически имеем p^+ -*i*- n^+ -структуру, часть запорного слоя которой является варизонной. Известно, что как статическая вольт-амперная характеристика лавинного диода, так и его высокочастотные свойства значительно изменяются при изменении размеров области интенсивной ударной ионизации и переходе от узкого слоя умножения, локализованного в плоскости максимального поля или минимальных коэффициентов ударной ионизации, к умножению, равномерно распределенному по всему запорному слою.

В предлагаемых структурах локализация ударной ионизации может иметь место не только за счет неоднородности поля, но и за счет неоднородности ширины запрещенной зоны. На рис. 1 показано распределение ширины запрещенной зоны и электрического поля в структурах типа



Рис. 1. Пространственное распределение в ЛПД: ширины запрещенной зоны (a), напряженности электрического поля ($6 - p^+$ -*i*-*i*-*i*вар- n^+ , $s - p^+$ -*i*- $p_{\text{вар}}$ - n^+) в коэффициента ударной нонизации (*i*).

 $p^+-i-i_{Bap}-n^+$ и $p^+-i-p_{Bap}-n^+$ при обратных смещениях, близких к пробойному, когда *i*- или p_{Bap} -области полностью обеднены свободными носителями. При однородном легировании p_{Bap} -области поле в этой области увеличивается по закону



Рис. 2. Изменение с праднентом ширины запрещенной зоны напряженности пробоя E_0 (1, 2) (левая шкала) и толщины слоя умножения x_A (1', 2') (правая шкала) для структур $p^{+}-i - i_{BBP} - n^+$ (1, 1') и $p^{+}-i - p_{BBP} - n^+$ (2, 2'); L = 4 мкм, W = 1 мкм, $N = 10^{16}$ см⁻³.

 $E(x) = E_0 - eNx/\epsilon\epsilon_0$, где N — концентрация акцепторов, а E_0 — напряженность поля в *i*-слое, величина которой определяется из условия пробоя

$$\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x, E(x)) dx = 1.$$
 (1)

В локальном приближении [1] коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок (для простоты расчетов они полагаются равными) можно представить в виде

$$\alpha(x, E(x)) = \alpha_0 \exp\left(-\gamma \frac{E_{\mathcal{E}}(0) + |\nabla E_{\mathcal{E}}| x}{E_0 + \frac{eN}{\epsilon\epsilon_0} x}\right), \qquad (2)$$

где у — коэффициент, определяемый эффективными массами и длиной свободного пробега электронов и дырок, которые слабо меняются с изменением состава.

После подстановки (2) в (1) получается следующее уравнение для определения напряженности поля пробоя:

$$a_{0}'L \exp\left(-\frac{1}{E_{0}}\right) + a_{0}'A \frac{E_{0}}{N'} \exp\left(\frac{v}{N'}\right) \left\{ \operatorname{Ei}\left(-A\right) - \operatorname{Ei}\left(-\frac{A}{1+\frac{N'}{E_{0}}}\right) + \frac{1}{A} \exp\left(-A\right) + \frac{1+\frac{N'}{E_{0}}}{A} \exp\left(-\frac{A}{1+\frac{N'}{E_{0}}}\right) \right\} = 1,$$
(3)

где $A = (N' + vE_0)/N'E_0$, $N' = eNW/\gamma \varepsilon_0 E_g(0)$, E_0 — безразмерное поле, $v = |\nabla E_g| W/E_g(0)$ — относительное изменение ширины запрещенной зоны, L — отношение длины пролетного пространства к длине варизонной области, a'_0 — безразмерный коэффициент, а Ei(x) = $\int_{0}^{x} t^{-1}e^t dt$.

Приведенное уравнение решается численно при различных значениях градиента ширины запрещенной зовы и легирования $p_{\rm sap}$ -области. При $N \to 0$ из (3) получается соответствующее уравнение для $p^+-i-i_{\rm sap}-n^+$ -диода.

Толщина слоя умножения определяется из общепринятого для АПД условия [4, 5]

$$\int_{-W}^{-x_A} \alpha(x, E(x)) \, dx = 0.95. \tag{4}$$

Это уравнение для p^+ -*i*-*i*_{вар}- n^+ -диода решается аналитически при малых $|\nabla E_{g}|$, когда выполняется условие $z'_0 L \exp\left(-\frac{1}{E_0}\right) > 0,05$, а слой умножения охватывает всю варизонную область и часть *i*-области, причем

$$x_{A} = L - \frac{0.05}{a'_{0}} \exp\left(\frac{1}{E_{0}}\right).$$
(5)

При больших $|\nabla E_g|$ толщина слоя умножения уменьшается и становится меньше W. В этом случае x_A изменяется с ростом $|\nabla E_g|$ по закону

$$x_{A} = \frac{E_{0}}{v} \ln \left(e^{v/E_{0}} - \frac{0.95}{a_{0}} \frac{v}{E_{0}} e^{1/E_{0}} \right).$$
(6)

Зависимости $E_0(|\nabla E_g|)$ и $x_A(|\nabla E_g|)$ представлены на рис. 2. Кривые 1, 1' относятся к структуре p^+ -*i*-*i*_{вар}- n^+ , а 2, 2' — к структуре p^+ -*i*- $p_{вар}$ - n^+ . Из этих графиков следует, что даже при отсутствии легирования варизонного слоя возможны пространственная локализация ударной ионизации и полное разделение запорного слоя на области дрейфа и умножения. С увеличением $|\nabla E_g|$ уменьшается средняя ширина запрещенной зоны в слое умножения, и поэтому поле пробоя также уменьшается. При наличии же в варизонном слое ионизированных акцепторов локализация процесса ударной ионизации является более сильной и обусловлена как неоднородностью поля, так и E_g . При расчете этих кривых для параметров γ , α_v , E_g (0) нами использовались численные значения, характерные для твердых растворов $Ga_x Al_{1-x} As$ [6].

Зная распределение внешнего поля по структуре, можно оценить также КПД ЛПД по известной формуле

$$\eta = \frac{1}{\pi} \left(1 - \frac{U_A}{U_0} \right),$$

где U₀ и U_A — падения напряжения на всем запорном слое и на слое умножения. Для η легко получить выражение

$$\eta = \frac{1}{\pi} \frac{L + 1 - x_A + \frac{N'}{2E_0} (1 - x_A)^2}{L + 1 + \frac{N'}{2E_0}}$$

С увеличением $|\nabla E_g|$ КПД диода возрастает. Так, например, при $|\nabla E_g| = 5 \cdot 10^3 \text{ вB/см} \eta$ достигает 17% для $p^{+}-i-i_{sap}-n^+$ и 27% для $p^{+}-i-p_{sap}-n^+$.

Эная статические характеристики, можно перейти к анализу динамических свойств рассматриваемых структур. В линейном приближении, когда все переменные составляющие малы по сравнению с постоянными составляющими, задачу можно решить до конца аналитически. Система уравнений, описывающих динамические процессы в ЛПД, включает в себя уравнение непрерывности для электронов и дырок, уравнение Пуассона и уравнение для полного тока. Эта система решается аналогично тому, как это делается для обычных диодов Рида [7, 8]. Не приводя это громоздкое решение, выпишем окончательное выражение для малосигнального импеданса диода $Y(\omega) = G(\omega) + iB(\omega)$:

$$Y(\omega) = \omega C \frac{y'(1 - \cos \omega \tau)}{1 - \cos \omega \tau + 2y(y - \sin \omega \tau)} +$$

$$+ i\omega C \frac{g(y) - \sin \omega \tau}{1 - \cos \omega \tau + 2y(y - \sin \omega \tau)},$$
$$y' = \frac{\omega \tau}{2} \left(1 - \frac{\omega^2 \tau^2}{R} \frac{L + x_A}{L + 1} \right), \quad y = \frac{\omega \tau}{2} \left(1 - \frac{\omega^2 \tau^2}{R} \right),$$

137

 $\tau = (W - x_A)/v_s$ и $\tau = (L + x_A)/v_s$ — соответственно времена дрейфа через слой умножения и пролетное пространство,

$$R = \frac{2 \int_0^0 z^2 (L + x_A)}{\gamma E_{\varepsilon}(0) z \varepsilon_0 \tau_A (L + 1)} \int_{-1}^{\infty} \left(\frac{\partial a}{\partial E}\right)_{E_0} dx,$$

 $C = \epsilon \epsilon_0 / (L + x_A)$ есть емкость области дрейфа, $\int_0^0 - постояявая составляющая полного тока.$

Величина R, по сути дела, характеризует индуктивность лавины и зависит от градиента запрещенной зоны. При услозии $a_0 L \exp\left(-\frac{1}{E_*}\right) > 0,05$ имеем

$$R = \frac{2 z_0 \int_0^0 \tau^2 (L + x_A)}{\gamma E_{\mathcal{E}}(0) z z_0 \tau_A(L+1)} \left[\int_{-1}^0 \frac{1 + vx}{(E_0 - N'x)^2} \times \exp\left(-\frac{1 + vx}{E_0 - N'x}\right) dx + \frac{x_A}{E_0^2} \exp\left(-\frac{1}{E_0}\right) \right],$$

а при обратном соотношении $\alpha_0 L \exp\left(-\frac{1}{E_0}\right) < 0.05 -$

$$R = \frac{2 \alpha_0 \int_0^0 \tau^2 (L + x_A)}{\gamma E_g(0) \varepsilon \varepsilon_0 \tau_A (L + 1)} \int_{-1}^{-x_A} \frac{1 + \upsilon x}{(E_0 - N' x)^2} \exp\left(-\frac{1 + \upsilon x}{E_0 - N' x}\right) dx.$$

Приведенные формулы в пределе $N \rightarrow 0$ непосредственно применимы для расчета импеданса и $p^+-i-i_{ssp}-n^+$ -диода. На рис. 3 и 4 представлены в безразмерных единицах зависимости $G(\omega)$ и $B(\omega)$ для обеих типов-





Рис. 3. Зависимость активной $G(\omega)$ (1, 2, 3) и реактивной $B(\omega)$ (1', 2', 3') частей импеданев p^+ -*i*-*i*_{Bap}- $n^+ \lambda \Pi A$ от частоты: $J_0^0 = 50 \text{ A/cm}^2$; 1, 1'-v = 0.5; 2, 2'-v = 0.6; 3, 3'-v = 0.7,



структур. При $\omega \tau \to 0$ активная часть проводимости положительна, а полная реактивность диода носит индуктивный характер. С увеличением частоты активная проводимость становится отрицательной при $\omega > \omega_{rp}$, причем граничная частота

$$\omega_{\rm rp} = \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{R(L+1)}{L+x_A}}$$

возрастает с ростом $|\nabla E_g|$. В промежутке между ω_{rp} и $\omega_i = 2\pi/\tau G(\omega)$ достигает максимального отрицательного значения. Из графиков видно, что величина $G(\omega)$ в максимуме с ростом $|\nabla E_g|$ существенно возрастает. Величина активной проводимости зависит и от плотности постоянного тока \int_0^0 . Создание варизонности в слое умножения позволяет значительно снизить плотность этого тока при сохранении максимального значения $G(\omega)$ (рис. 4, кривые 2 и 4). Из рисунков следует также, что реактивная проводимость слабо зависит от $|\nabla E_g|$ и при частотах $\omega > \omega_{rp}$ практически определяется емкостью запорного слоя.

Таким образом, создание варизонного слоя улучшает согласование постоянных решеток и позволяет даже в отсутствие неоднородного легирования полностью разделить области лавинного умножения и дрейфа, что приводит к увеличению величины динамического отрицательного сопротивления и эффективности ЛПД с одновременным уменьшением постоянной составляющей общего тока через прибор и ослаблением роли тепловых эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Арутюнян В. М., Петросян С. Г. ФТП, 14, 2001 (1980).
- Capasso F. et al. Contrib. Papers 9-th Int. Symp. "Gallium Arsenide and Related" Compounds", Oiso, Japan, 1981. Bristol, London, 1982, p. 473-478.
- 3. Баранов А. И. н др. ФТП, 17, 753 (1983).
- Gulshaw B., Gibbin R., Blakey P. Int. J. Electr., 37, 577 (1974); 39, 121 (1975); 40, 521 (1976).
- 5. Classen M., Kapper P., Harth W. Int. J. Electr., 44, 145 (1973).
- 6. Дмитриев А. П., Михайлова М. П., Яссиевич И. Н. ФТП, 17, 46 (1983).
- 7. Тагер А.С., Вальд-Перлов В. М. ЛПД и их применение в технике СВЧ. Изд. Советское радио, М., 1968.
- 8. Пикус Г. Е. Основые теории полупроводиковых приборов. Физматгиз, М., 1965.

ՎԱՐԻՉՈՆԱՑԻՆ ԲԱՉՄԱՑՄԱՆ ՏԻՐՈՒՑԹՈՎ ՀԵՂԵՂԱ-ԹՌԻՉՔԱՑԻՆ ԴԻՈԴ

4. U. LUCAPPSAPISUL, L. L. APPAAPSUL, U. A. ADSCAUSUL

Տեսականորեն Հետաղոտված են վարիդոնային բաղմացման տիրույթով Հեղեղա-թռիչբային դիոդների ստատիկ և դինամիկ բնութադրերը։ Հաշվված է սարբի թույլ աղդանշանային իմպեգանսի կախվածությունը արգելված դոտու գրադիենտից։

AN IMPATT DIODE WITH GRADED-GAP AVALANCHE ZONE

V. M. HARUTYUNYAN, L. N. GRIGORYAN, S. G. PETROSYAN

Static and dynamic characteristics of IMPATT diodes with graded-gap avalanchezone are theoretically investigated. The dependence of small-signal impedance of the device on the gradient of band gap has been calculated. УДК 539.124.6

АНИЗОТРОПИЯ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ В α-Li IO,

А. Г. ЗАХАРЯНЦ, А. Г. МАЛОЯН, А. Л. ТЕР-МИНАСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 ноября 1984 г.)

Описан автоматический спектрометр для изучения углового распределения аннигиляционных фотонов, работающий в широком температурном интервале. Получены кривые для монокристалла α -Li IO₃ при различных его ориентациях, а также для поликристаллического образца. Обнаружен эффекг анизотропии — зависимости полуширины кривых от кристаллографической ориентации образцов. Полученные результаты объясняются анизотропией волновой функции валентных электронов комплекса IO_3^- .

Исследование углового распределения квантов двухфотонной аннигиляции позитронов в кристаллах дает полезную информацию об импульсном распределении валентных электронов. Эти измерения проводят на спектрометрах, выделяющих пару аннигиляционных квантов, возникающих при попадании позитронов в исследуемые образцы.

Спектрометр углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ), работающий в ИФИ АН АрмССР, описан в [1]. Однако в последнее время он подвергся существенной модернизации, и поэтому нам представляется целесообразным кратко остановиться на внесенных изменениях, а затем привести результаты измерений анизотропии спектров УРАФ, полученных от монокристаллов йодата лития.

1. Спектрометр УРАФ.

Спектрометр УРАФ измеряет число совпадений в единицу времени как функцию малого угла вокруг направления 180°. В качестве детекторов гамма-излучения в модернизированном варианте применяются блоки БЛ-6931-20, что позволило увеличить светосилу прибора в 14 раз, а разрешающую способность довести до 0,8 и 0,55 мрад в зависимости от высоты приемных коллимационных щелей.

Коренной перестройке подверглась система источник-образец, что дало возможность проводить измерения как в области высоких (до 1000° C) температур, так и температур жидкого азота. Высокотемпературный или низкотемпературный режимы работы осуществляются путем установки в донной части системы источник-образец нагревательной печи или сосуда Дьюара. Предусмотрено автоматическое поддержание стабильности температуры с точностью $\pm 0,2^{\circ}$. С высокой точностью регулируется как расстояние источник-образец, так и в целом их положение относительно оси, проходящей через центры коллимационных щелей детекторов. Поскольку образец и источник позитронов находятся в замкнутом объеме, в целях подавления фона случайных и паразитных совпадений возникла необходимость установки дополнительных коллиматоров вблизи системы источникобразец.

Самое существенное улучшение работы спектрометра УРАФ достигнуто за счет полной автоматизации процесса измерений. Обычно измерения спектров УРАФ требуют длительной экспозиции из-за малого счета по каналам дискриминации. Кроме того, важна воспроизводимость результатов измерений при многократном повторении суммирующихся серий. Автоматизация позволяет существенно уменьшить сроки измерений, так как они становятся круглосуточными.

Система автоматики осуществляет перевод точки измерения, т. е. изменение положения подвижного детектора, запись информации с пересчетного прибора Ф-5007, сброс на нуль и его последующий пуск. Блок-схема системы автоматики показана на рис. 1. Транскриптор Ф-5033 по оконча-



Рис. 1. Блок-схема системы автоматики.

нии времени измерений на каждом из дискретных значений углов, опре-деляющих положение подвижного детектора относительно направления: 180°, формирует электрический импульс. Этот импульс подается на «стоп» пересчетного устройства Ф-5007 и на базу транзистора Т₁, работа:ощего в ключевом режиме. На управляющий электрод тиристора T₂ через ключ. подается положительный перепад напряжения, вследствие чего последний. отпираясь, замыкает цепь обмотки реле Р. Конденсатор С. предназначен для устранения паразитных явлений, связанных с переходным процессом в обмотке реле Р. Это реле, срабатывая, замыкает нормально замкнутые. контакты К, и К. В результате замыкания контакта К, включается цепь питания моторов М, которые, вращая зубчатый диск, переводят точку измерения. На диске закреплены небольшие постоянные магниты, которые, проходя мимо геркона Г, при вращении диска размыкают его контакты. В начале движения диска магниты уходят от геркона и контакты его размыкаются, что приводит к приравниванию потенциалов на двух электродах тиристора Т и тиристор запирается. Однако цепь обмотки реле Р, остается замкнутой через контакты геркона Г. При движении диска следующий магнит подходит к геркону, размыкая его контакты и тем самым разрывая цепь питания реле P_1 . Контакты K_1 размыкаются, останавливая моторы, а контакты K_2 и K_3 замыкаются, давая сигналы «сброс» и «старт» пересчетному прибору.

В результате этих операций дается начало очередной точке измерений, а информация с пересчетного прибора Ф-5007 посредством транскриптора и печатающей машинки ЭУМ-23Д записывается на бумажную ленту. Таким образом спектрометр отрабатывает всю последовательность измеряемых точек сверху вниз с заданным на Ф-5033 временем экспозиции.

Система автоматики позволяет многократно повторять весь измеряемый спектр путем блокировки контактов геркона Γ и тиристора, связанного со специальным реле, которое меняет направление движения моторов. Это позволяет безостановочно переводить подвижный рельс из самого нижнего положения в верхнее исходное положение и автоматически начать новую серию измерений. В зависимости от числа магнитов на зубчатом диске можно получать любые значения шага измерений.

Многосуточные измерения показали, что система автоматики работает стабильно и надежно, полностью обеспечивая воспроизводимость измерений. Это обстоятельство вместе с высокой разрешающей способностью спектрометра позволяет изучать детали структуры спектров УРАФ исследуемых образцов.

2. Ориентационные измерения спектров УРАФ монокристаллов α-Li IO₃.

В последние годы появились работы по исследованию зависимости аннигиляционных характеристик от кристаллографической ориентации кристаллов. В частности, в ряде работ было показано, что кривые УРАФ в ионных кристаллах [2—5] и в полупроводниках [6] проявляют небольшую, но четкую анизотропию, зависящую от ориентации кристалла по отношению к оси, выделенной геометрией спектрометра. Оказалось, что в ионных кристаллах типа NaCl импульсное распределение вдоль направления [110] шире, чем в направлении [100], в то время как направление [111] занимает промежуточное положение. Было показано [7], что этот эффект не связан с анизотропией позитронной волновой функции, поскольку последняя более сжата вдоль [100], чем вдоль [110], что должно было бы обусловить зависимость полуширин кривых УРАФ от ориентации кристалла, противоположную экспериментальным результатам. Герлах и Гейнрих [3] предположили, что наблюдаемый эффект необходимо приписать анизотропии волновых функций внешних электронов анионов.

Мы исследовали зависимость полуширии кривых УРАФ от ориентации в монокристаллах α -LiIO₃. Образцы в виде плоско-параллельных пластии с размерами 15×15×2 мм³ с содержанием неконтролируемых примесей не более 0.01% вырезались в различных плоскостях относительно оси роста кристалла. Измерения спектров УРАФ проводились при комнатной температуре. В околовершинных точках набиралось до 20 000 событий. Все измерения проводились при разрешающей способности спектрометра УРАФ 0,55 мрад, шаг измерений составлял 0,6 мрад, а диапазон измеряемых углов — ± 16,2 мрад. Для образца, вырезанного в плоскости, перпендикулярной к оси роста монокристалла, полуширина кривой УРАФ оказалась равной $11,40\pm0,6$ мрад. Два других образца были вырезаны в плоскостях, параллельных оси роста: один из них — в плоскости, параллельной одной из боковых граней, другой — в перпендикулярной плоскости. Полуширины кривых УРАФ для этих образцов в пределах погрешности измерений не отличались друг от друга и составляли 10,90±0,06 мрад. Для поликристаллического образца (спрессованный в таблетку порошок) полуширина кривой УРАФ оказалась равной 11,10±0,06 мрад. Все кривые имели близкую форму, но различались по полуширине. Вид спектра УРАФ для образца, вырезанного перпендикулярно к оси роста кристалла, после вычитания фона и введения поправки на положение подвижного детектора приведен на рис. 2.

Рыс. 2. Экспериментальный спектр УРАФ в *cz-Li IO*₃: по оси ординат число совпадений в единицу времени N; но оси абсцисс — вертикальные углы θ .



Ориентационные измерения спектров УРАФ в α -Li IO, показали, что кривые шире для среза, перпендикулярного к оси роста монокристалла, а кривая для поликристаллического образца, как и ожидалось, имеет промежуточное значение полуширины. Наблюдаемое различие полуширин кривых УРАФ, на наш взгляд, должно быть обусловлено аннигиляцией на группе электронов комплекса IC_3^- , имеющих анизотропную волновую функцию, вытянутую вдоль оси роста кристалла.

Как известно [8], в ионных кристаллах типа щелочно-галоидных, термализованные позитроны аннигилируют, как правило, с внешними электронами анионов. В монокристаллах α -Li IO, имеются квазимолекулярные комплексы IO_3^- и разумно допустить, что позитроны аннигилируют с внешними электронами этого комплекса. Нами выполнен расчет структуры электронных состояний комплекса. Нами выполнен расчет структуры в виде линейной комбинации атомных орбиталей МО ЛКАО. Этим методом в приближении Маликена—Вольсберга—Гельмгольца [9] мы рассчитали энергетические уровни валентных электронов комплекса IO_3^- , приняв за основу вклады атомных орбиталей 2*s*- и 2*p*-электронов кислорода и 5*s*- и 5*p*-электронов йода.

Не вдаваясь в детали расчета, приведем основные результаты. Были определены уровни энергии 16 состояний для ионов IO_3^- и соответствующие им волновые функции. Основное состояние IO_3^- получается при размещении 26 валентных электронов на 13 самых нижних уровнях, которые. можно отнести к трем группам, достаточно отдаленным друг от друга по энергии: первая состоит из трех нижних уровней со средней энергией $E_1 \simeq$

143

 \simeq — 35 вВ; вторая, наиболее многочисленная, состоит из девяти близлежащих уровней с энергией $E_z \simeq$ — 16,4 вВ; в третьей группе имеется один уровень с энергией $E_z \simeq$ — 9,66 вВ.

Электроны, расположенные на уровне E_1 , могут быть ответственны за наблюдаемую анизотропию кривых УРАФ в α -LiIO₂. Действительно, электроны этой группы имеют наименьшую кинетическую энергию и, следовательно, большую вероятность аннигиляции. В соответствующую молекулярную орбиталь дают подавляющий вклад 5s- и 5p-атомные орбитали йода с вероятностью соответственно 60 и 40% нахождения электронов на них. Именно электронные состояния 5p, имеющие гантелевидную, вытянутую вдоль оси роста кристалла форму, на наш взгляд, главным образом и ответственны за наблюдаемый эффект анизотропии кривых УРАФ в α -LiIO₃, составляющий 4,5%.

Авторы признательны А. К. Петросяну за помощь при выполнении расчета структуры электронных состояний комплекса IO₃.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Еганян И. Л. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 66 (1976).
- 2. Rozenfeld B., Swiatkowski W., Weselowski J. Acta Phys. Pol., 29, 429 (1966).
- 3. Herlach D., Hainrich F. Helv. Phys. Acta., 42, 601 (1969).
- 4. Arefev K. P., Vorobev S. A. Kristall und Technik, 7, 841 (1972).
- 5. Ramasamy P., Nagarajan T. Physica, C+B81, 305 (1976).
- 6. Арсфьев К. П. н др. Изв. вузов, Физика, 7, 153 (1978).
- 7. Nieminen R. J. Phys., C8, 2077 (1975).
- Ed. Hautojarot P. Positrons in Solids. Topics in Current Physics, 12, Springer-Verlag, Heidelberg, 1978.
- 9. Wolfsberg M., Helmholz L. J. J. Chem. Phys., 20, 837 (1952).

ԱՆԻՀԻԼՅԱՑԻՈՆ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԲԱՇԽՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊԻԱՆ a-LilO,-ում

U. 9. QUPUPBULS, U. 2. VULASUL, U. L. SEP-VELUBUL

նկարագրված է ջերմաստիճանային լայն տիրույթում աշխատող անիքիլյացիոն ֆոտոններիանկյունային բաշխվածության ուսումնասիրման ավտոմատ սպեկտրոմետրը a-LtIO3 միաթյու-րեղի տարրեր օրիննտացիաների և բազմաթյուրեղային նմուշի քամար ստացված են կորեր։ Նկատվել է անկղոտրոպության էֆեկտ՝ կորերի կիսալայնության կախվածությունը նմուշի թյուբեղագիտական առանցջներից։ Ստացված արդյունջները բացատրված են 103 կոմպլերսի վալենտային էլեկտրոնների ֆունկցիաների անկպոտրոպիայով։

THE ANISOTROPY OF ANGULAR DISTRIBUTION ON ANNIHILATION PHOTONS IN a-LiIO,

A. G. ZAKHARYANTS, A. G. MALOYAN, A. L. TER-MINASYAN

An automatic spectrometer for measuring the angular distribution of annihilation photons in wide temperature range is described. The curves were plotted for different orientations of α -LiIO₃ single crystals as well as for a polycrystalline sample. The anisotropy effect, the dependence of the half maximum of curves on the crystal orientation, was found. The obtained results are explained as due to the anisotropy of the wave function of valence electrons of the IO_3^- complex. УДК 621.315.592

О ПРИРОДЕ ЦЕНТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ 1,0 »В В ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ GaAs

Е. Ю. БРАЙЛОВСКИЙ

Институт ядерных исследований АН УССР

Н. Е. ГРИГОРЯН

Ереванский физический институт

н. х. памбухчян

Ереванский политехнический институт-

(Поступила в редакцию 25 декабря 1984 г.)

Приведены результаты исследований поведения характеристической полосы поглощения 1,0 эВ в облученных кристаллах Ga As при изменении состава в системе Ga $As_{1-x}P_x$. Установлено, что энергия оптического перехода 1,0 эВ остается неизменной, в то время как интенсивность полосы при увеличении содержания атомов фосфора резко падает и при x > 0,1 полоса перестает наблюдаться. Учитывая эти результаты, высокую термическую стабильность, а также литературные данные по позитронной аннигиляции, делается вывод о том, что центры, ответственные за полосу поглощения при $h_Y = 1,0$ зВ, являются дивакансиями типа V_{0a}^2 либо $V_{0a} + V_{As}$.

Образование радиационных дефектов в GaAs приводит к возникновению сильного дополнительного поглощения за краем основной полосы поглощения, интенсивность которого определяется типом и энергией бомбардирующих частиц, дозой облучения и не зависит от свойств исходного кристалла. В работе [1] были проведены исследования с целью определения природы и характера этого поглощения. Зависимость коэффициента поглощения от энергии квантов записывалась в виде

$$a(hv) = \sum A_i \exp{(B_i hv)},$$

где величина *B_t* в различных спектральных интервалах меняется от 2 до 30 эВ⁻¹. Зависимость такого вида связывается обычно с особенностями распределения локализованных состояний в запрещенной зоне облученного кристалла [1].

В облученных кристаллах GaAs, кроме монотонного поглощения в области 0,1 $\leq hv \leq E_g$, наблюдается интенсивная полоса поглощения при hv = 1,0 вВ [2], появление которой не зависит от типа проводимости, природы и содержания примесей в исходных образцах. Наиболее отчетлино эта полоса поглощения наблюдается после облучения GaAs влектронами. Однако, несмотря на широкие исследования радиационных дефектов в кристаллах GaAs, даже для самой характерной полосы поглощения при hv = 1,0 эВ в этом материале нельзя считать установленной природу центров, ответственных за нее. Имеются существенные расхождения в экспериментальных данных по ее температурной стабильности. Поэтому рассмотрение поведения полосы 1,0 зВ при переходе от чистых образцов GaAs к твердым растворам GaAs_{1-x} P_x должно дать дополнительные сведения для установления ее природы.

В настоящей работе приведены результаты исследования околокраевого поглощения в кристаллах $Ga As_{1-x} P_x$ (x = 0 - 0.28), облученных электронами с энергией 7,5 и 50 МэВ. Кристаллы $Ga As_{1-x} P_x$ с x = 0 - 0.05были выращены методом зонной плавки. Концентрация свободных носителей в них составляла $\sim 10^{16}$ см⁻³. Составы твердых растворов с x == 0,1; 0,18 и 0,28 были получены эпитаксией на подложке и имели толщину 250-500 мкм. При изготовлении образцов подложка сошлифовывалась. Соотношения компонентов в твердых растворах определялись исходя из положения края поглощения при 80 К в необлученных образцах по зависимости ширины запрещенной зоны от состава [3] и данных работы [4] по краю поглощения в твердых растворах $Ga As_{1-x} P_x$.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения для $GaAs_{1-x}P_x$ при облучении различными дозами электронов с энергией 50 МэВ. Облучение приводит к возникновению сильного дополнительного поглощения за длинноволновым краем основной полосы



Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента поглощения при 80 К для облученных образцов $GaAs_{1-x}P_x$: сплошные криаме — x = 0.05, 1 — до облучения, 2 — $D = 2.8 \cdot 10^{17} \text{ гл/см}^2$ (E = 7.5 МэВ), 3 — $D = 3.3 \cdot 10^{17} \text{ гл/см}^2$ (E = 50 МэВ); штрихпунктир — x = 0, 4 — до облучения, 5 — $D = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ гл/см}^2$, 6 — $D = 2.5 \cdot 10^{17}$ гл/см^2 (E = 50 МэВ); пунктир — x = 0.17 — $D = 3.7 \cdot 10^{17} \text{ гл/см}^2$ (E = 50 МаВ).

поглощения. Как следует из рис. 1, на фоне дополнительного поглощения в околокраевой области для облученных кристаллов Ga As и твердых растворов с x = 0.02-0.1 наблюдается полоса поглощения при hv = 1.0 вВ. Для всех кристаллов, где наблюдается полоса 1.0 вВ, ее интенсивность при облучении линейно увеличивается с ростом потока электронов.

На рис. 2 приведена зависимость интенсивности α_n полосы 1,0 эВ от содержания фосфора в твердом растворе $GaAs_{1-x}P_x$ при облучении электронами с энергией 50 МаВ. Видно, что с увеличением содержания фосфора интенсивность полосы резко уменьшается от ~ 0,4 см⁻¹ для чистого GaAs до ~ 0,01 при содержании фосфора 10%. При этом, как хорошо видно из спектральных зависимостей, приведенных на рис. 1, энергетическое положение полосы поглощения 1,0 аВ в твердых растворах остается неизменным.

На рис. З приведены кривые изохронного отжига центров поглощения 1,0 вВ для твердых растворов различного состава. Видно, что как в чистом GaAs, так и в GaAs_{1-x} P_x при x = 0,02—0,1, центры поглощения, ответственные за полосу, стабильны до 300° С и отжиг их происходит при температуре 300—500° С.





Рис. 2. Зависимость интенсивности полосы hv = 1,0 вВ при 80 К от состава (x) в твердом растворс Ga As_{1-x}P_x Рис. 3. Изохронный отжиг центров поглощения $\dot{h}^{\gamma} = 1,0$ вВ в GaAs_{1-x} P_x: 1 — x = 0; 2 — x = 0,02; 3 — x = 0,05.

Обсудим результаты, полученные при изучении полосы поглощения 1,0 вВ в твердых растворах $GaAs_{1-x}P_x$. В результате сопоставления данных по аннигиляции позитронов в облученном GaAs с данными по оптическому поглощению [5] в работе [2] делается предположение о том, что полоса поглощения 1,0 вВ обусловлена наличием вакансий в одной из подрешеток арсенида галлия. В кристаллах GaAs возможны два типа вакансий: V_{Ga} и V_{As} . Электронные состояния V_{Ga} формируются четырьмя ближайшими атомами As, а состояния V_{As} формируются четырьмя ближайшими атомами Ga. При переходе от чистого GaAs к твердым растворам $GaAs_{1-x}P_x$ часть атомов As замещается атомами P. Вследствие этого структура вакансий в подрешетке атомов пятой группы не изменяется, в то время как вакансии галлия (V_{Ga}) формируются атомами эмышьяка и фосфора одновременно.

Тот факт, что при изменении состава в результате перехода от GaAs к твердым растворам $GaAs_{1-x} P_x$ (при этом изменяется ширина запрещенной зоны) энергия оптического перехода 1,0 эВ и резонансный характер полосы не меняются, позволяет сделать заключение о том, что эта полоса обусловлена внутрицентровыми переходами между локализованными состояниями. Это заключение согласуется с выводами работ [2, 5], в которых проанализированы форма и температурная зависимость полосы 1,0 вВ. В случае, если за полосу 1,0 вВ были бы ответственны вакансии в подрешетке влементов пятой группы, полоса 1,0 вВ должна была бы наблюдаться и в твердых растворах $GaAs_{1-x}P_x$. Нами же показано, что с добавлением атомов фосфора в твердых растворах $GaAs_{1-x}P_x$ интенсивность полосы 1,0 вВ резко падает и при x > 0,1 полоса перестает наблюдаться совсем. Такое поведение полосы в твердых растворах $GaAs_{1-x}P_x$ позволяет сделать вывод о том, что центры, ответственные за полосу 1.0 »В, формируются вакансиями галлия.

Тот факт, что полоса 1,0 эВ перестает наблюдаться в твердых растворах $GaAs_{1-x}P_{x}$, может быть обусловлен либо отсутствием перехода 1,0 эВ в центрах, сформированных одновременно атомами As и P, либо расщеплением полосы 1,0 эВ в твердых растворах на ряд слабых полос, которые не выделяются на фоне дополнительного поглощения.

В работах [6, 7] центры E_s в кристаллах Ga As и Ga As_{1-x} P_x были идентифицированы как вакансии галлия. Отжиг этих электрически активных центров протекает при температурах до 300° С. В нашем же случае центры, ответственные за полосу 1,0 эВ, при температурах отжига вакансий галлия стабильны и начинают отжигаться при температурах существенно выше 300° С (в интервале температур 300—500° С). Отсюда следует, что дефекты вакансионного типа, ответственные за полосу 1,0 эВ, должны быть более сложными, чем изолированные вакансии галлия. Учитывая также, что этот дефект вакансионного типа — собственный, не связан с наличием примеси [2] и должен включать в себя еще вакансию типа V_{Ga} либо V_{As} , можно сделать вывод о том, что центры, ответственные за полосу поглощения при hv = 1,0 эВ, являются либо дивакансиями галлия V_{Ga}^2 , либо смешанной дивакансией $V_{Oa} + V_{As}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Coates R., Mitchell E. W. Adv. Phys., 24, 593 (1975).

2. Брудный В. Н., Кривов М. А. Изв. вузов, Физика, 1, 64 (1980).

3. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. Изд. Мир, М., 1973.

4. Пихтин А. Н. ФТП, 11, 425 (1977).

5. Брудный В. Н. и др. Изв. вузов, Физика, 10, 118 (1974).

6. Брайловский Е. Ю., Марчук Н. Д., Памбухчян Н. Х. ФТП, 8, 1601 (1980).

7. Lang D. V., Logan R. A., Kimerling L. C. Phys. Rev., 15, 4874 (1977).

ፈԱՌԱԴԱՑԹՎԱԾ GaAs ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ 1,0 էՎ ԿԼԱՆՄԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ԲՆՈՒՅԹԸ

b. SAP. PPUSLAJUAP, L. D. APPAARSUL, L. W. OUUPAPhysul

2bmաղոտված է 1,0 է կլանման շերտի բնույթը ճառագայթված GaAs բյուրեղներում կաթված GaAs_{1-x}P_x համակարգի բաղադրության փոփոխումից։ Ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ օպտիկական անցման էներգիան (1,0 է վ) մնում է անփոփոխ այն ժամանակ, երբ այդ շերտի ինահնսիվությունը կտրուկ նվաղում է ֆոսֆորի ատոմների թվի մեծացման հետ, և ծրբ x>0,1, շերտը չի դիտվում։ Ստացված արդյունջների և գրականությունից հայտնի տվյալների հիման վոտ արված է ենթադրություն, որ 1,0 է կլանման շերտը պայմանավորված է դիվականսիա տիպի կենտրոններով՝ կամ V₀₀, կամ V₀₀ + V_{As}.

ON THE NATURE OF ABSORPTION CENTERS IN IRRADIATED GaAs CRYSTALS

E. Yu. BRAJLOVSKIJ, N. E. GRIGORYAN, N. H. PAMBUKHCHYAN

The results of an investigation of the behaviour of 1.0 eV characteristic absorption band in irradiated GaAs crystals at the change in the composition of $GaAs_{1-x}P_x$ system are presented. It is found that 1.0 eV energy of optical transition remains invariable, whereas the intensity of absorption band falls sharply with the increase in the content of phosphorus atoms and disappears when x > 0.1. Taking into account these results, high thermal stability as well as the available literature data on positron anaikilation, the conclusion is made that the centers responsible for the absorption band at $h_{Y} = 1.0$ eV should be V_{Ga}^2 or $V_{Ga} + V_{As}$ type divacancies.

. .

the start county is first the second starting

The second second

a state work to state the

The later and the first

the second se

the second second second and second second second

УДК 621.396.07

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УРОВНЯ ОТРАЖЕННЫХ ОТ ЗЕМЛИ СИГНАЛОВ НА АНТЕННЫХ ПОЛИГОНАХ

Э. Д. ГАЗАЗЯН, Э. С. ТАГВОРЯН ВНИИ ованофизических измерений

(Поступила в редакцию 25 октября 1984 г.)

Предлагаются две методики определения уровня отраженных сигналов на автенных полигонах, основанные на измерении исхажений в равномерном амплитудном распределении в области приемной антенны и сканировании приемной антенной существенно отражающих участков полигона.

В настоящей работе предлагается методика определения уровня отраженных от земли сигналов на антенном полигоне, созданном, в основном, с использованием природного рельефа. Отражение от земли, обусловленное диаграммной структурой поля излучения антенны, может быть как геометрооптическим, так и диффузным, обусловленным шероховатостью поверхности. При описании истинной картины следует синтезировать оба эффекта.

Предлагается следующая модель [1]. Если аппроксимировать профиль полнгона кусочно-гладкими поверхностями, то для каждой из аппроксимируемых плоскостей можно определить зоны существенного отражения, т. е. первую зону Френеля, хотя бы частично помещающуюся в данном ашпроксимированном участке. Приписывая соответствующие свойства шероховатости каждому участку, можно определить индикатрисы рассеяния ог всех эффективно отражающих участков полигона в направлении приемной антенны. При этом существенными будут те участки, для которых направление максимумов индикатрис рассеяния не очень сильно отличается от направления геометрического отражения.

В отсутствии каких-либо отражений сигнал, попадающий на приемную антенну, будет характеризоваться равномерным амплитудно-фазовым распределением. Предлагаемая методика позволяет установить количественную связь между величинами отклонений от равномерности амплитудно-фазового распределения поля и амплитудой суммарной отраженной волны, попадающей на антенну.

В работе обсуждается также другой способ определения уровня отраженных сигналов на полигоне, заключающийся в последовательных измерениях сигналов при различных углах поворота приемной (передающей) антенны в направлении соответствующих участков полигона (в качестве таковых могут быть выбраны вышеуказанные существенно отражающие участки полигона). В результате измерений получается система (N + 1)линейных алгебраических уравнений для (N + 1) неизвестных (N - число участков), с помощью которой определяется отношение прямого и отраженного сигналов в положении, когда обе антенны направлены по прямой линии.

Методика расчета и проведения измерений отраженных (рассеянных) полей на антенном полигоне с неровностями рельефа. Теория рассеяния электромагнитных волн со статистически распределенными неровностями на отражающей поверхности разработана достаточно хорошо [2—4]. В частности, развита методика исследования рассеяния от поверхности с крупномасштабными неровностями (приближение Кирхгофа), т. е. для больших углов падения и коротких волн:

$$\ll \frac{l^2}{\lambda^2} \sqrt{b},$$
 (1)

где l и ξ — соответственно характерная длина и высота неровностей поверхности, λ — длина падающей волны.

Отношение падающей (по линии AB, см. рис. 1) и рассеянной полигоком мощностей задается выражением

$$\frac{P_{\text{pac.}}}{P_{\text{mag.}}} = R^2 \sum_{j=1, \, \delta_j \, i1, \, 17} F_1(\vartheta_j) F_2(\vartheta_j) f_j^{(r, \, b)}, \qquad (2)^{*}$$

где R — расстояние между пунктами A и B, $F_i(\vartheta')$ и $F_i(\vartheta')$ — диаграммы направленности по мощности соответствечно передающей и приемной антени, J_j^r — индикатриса рассеяния *j*-го эффективно отражающего участка для горизонтально (г) и вертикально (в) поляризованных волн, которая определяется по формуле (40), § 20 из [2], ϑ'_j и ϑ'_j — углы между падающим и отраженным лучами и воображаемой линией, соединяющей центры антенн. Существенно отражающими участками на данном полигоне являются участки 1, 5, 11, 17 (нумерация участков ведется от приемной антенны, установленной в пункте B, рис. 1).



Рис. 1. Продольный разрез полигона. ГЭПИ-2 государственного эталонногоцентра по антенным измеревиям, аппроксимированного 18-ью кусочноплоскими участками.

Результаты расчетов, проведенных по формуле (2), показывают, что предельные значения уровней отраженных на приемную антенну сигналов очень малы (от — 55дБ до — 84дБ). Измерение таких слабых сигналов само по себе проблематично. Если в области воображаемого раскрыва приемной антенны перемещать квазиизотропный зонд (открытый конец волновода), то ожидаемые отклонения от равномерного распределения будут описываться формулой (2), если в ней вместо диаграммы приемной антенны (ГЭПИ-2А) подставить диаграмму зонда ($F_x(\vartheta) = 1$). Тогда величины отклонений регистрируемых сигналов от равномерности существенно увеличиваются и составляют от 18 до 30% в зависимости от поляризации и состояния почвы.

На рис. 2 приведены результаты измерений, проведенных с помощью вонда на длине волны $\lambda = 10$ см (открытый конец прямоугольного волновода 72×34 мм²). Как видим, отклонения от равномерности оказываются меньше, чем предсказывает расчет. Это связано с тем, что оценки, сделанные по формуле (2), на самом деле завышены. При выводе этой формулы не были учтены, в частности, трехмерность реального полигона, конечность расстояния между антеннами и рассеивающим участком, эффекты деполя-



Рис. 2. Распределение амплитуд поля в двух горизонтальных сечениях, расположенных на расстоянии 1 м, в области раскрыва антенны ГЭПИ-2 на частоте 2,940 ГГц для горизонтальной (а) и вертикальной (б) поляризаций поля излучения.

ризации. Учет этих факторов привел бы к уменьшению значения отраженных сигналов. Удостоверившись, таким образом, в удовлетворительном согласии результатов измерений с помощью зонда с предсказаниями на основе формулы (2), следует затем восстановить в ней днаграмму испытываемой антенны. Полученные значения будут оценками величин регистрируемых антенной отраженных сигналов и позволяют утверждать, что уровень отраженных (рассеянных) на антенну сигналов во всяком случае не превышает значений от — 84 дБ до — 55 дБ в зависимости от поляризации и состояния почвы (сухая или влажная), причем уровень — 55 дБ достигается при влажной почве и горизонтально поляризованной волне.

В диапазоне длин волн $\lambda = 3$ см (измерительный зонд — открытый конец прямоугольного волновода 28×10 мм²) величины отклонений от неравномерности уже становятся ненаблюдаемыми, что также соответствует оценкам, полученным по формуле (2) (ниже — 85 дБ).

Так как каждый раз измеряется отношение мощности отраженного сигнала к принимаемому для положения антенны в главном направлении, полученные оценки являются, по сути дела, оценками погрешности определения коэффициента усиления в главном направлении. Уровню диаграммы направленности, скажем, — 30 дБ в диапазоне длин волн 10 см будут соответствовать значения отраженных сигналов в интервале от — 54 дБ до — 25 дБ, что приводит к погрешностям определения диаграммы направленности на этих уровнях 0,1—0,3%.

Методика измерений уровня фона отраженного сигнала путем сканирования лучом приемной (передающей) антенны. Эдесь описывается методика измерения уровня фона отражений от земли, заключающаяся в последовательных измерениях сигналов на выходе приемной антенны при различных углах поворота передающей антенны в вертикальной плоскости. Как и раньше, уровень фона будем характеризовать отношением сигналов на выходе приемной антенны, обусловленных рассеянными и прямыми падающими полями.

Если мысленно разбить поверхность на N участков, то в случае, когда обе антенны установлены вдоль общей горизонтальной оси, для величины измеряемого сигнала, в соответствии с (2), будем иметь

$$\alpha S_0 = F_1(\vartheta_{00}) + \dots + F_2(\vartheta_j) F_1(\vartheta_{0j}) x_j + \dots + F_2(\vartheta_N) F_1(\vartheta_{0N}) x_N, \quad (3)$$

где S_0 — измеряемый сигнал, F_1 и F_2 — диаграммы направленности по интенсивности соответственно приемной и передающей антенн, ϑ_j , ϑ_{0j} углы, определяющие направление в сторону *j*-го участка полигона, x_j величины, характеризующие эффективные значения коэффициента рассеяния от *j*-го участка, α — произвольный коэффициент пропорциональности.

Второе измерение проводится, когда антенна повернута вниз на угол $\vartheta_{01}^{}$, соответствующий направлению на первый участок. При этом на выходе приемной антенны измеряется сигнал S_1 , соответствующий значению ее диаграммы направленности под углом $\vartheta_1^{}$. Последующие измерения проводят аналогично, направляя передающую антенну на остальные участки. В результате получаем систему (N + 1)линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных α_1 , x_1 , ..., x_N :

$$\alpha S_{i} = F_{1}(\vartheta_{i0}) + \sum_{j=1}^{N} F_{2}(\vartheta_{j}) F_{1}(\vartheta_{ij}) x_{j}, \ i = 0, 1, \cdots, N,$$
(4)

причем $F_1(\vartheta'_{jj}) = 1$. В обозначениях углов первый индекс (*i*) показывает, куда направлен главный максимум лепестка, а второй индекс (*j*) — в каких направлениях расположены остальные площадки.

Решая систему линейных уравнений (4), определяем величину отраженного сигнала

$$\delta = \sum_{j=1}^{N} F_2(\vartheta_j^*) F_1(\vartheta_{ij}) x_j = \alpha S_0 - 1.$$
 (5)

Указанная система уравнений (4) неустойчива и, вообще говоря, для получения достоверных решений ее следует регуляризовать. Однако и здесь уместно использовать то обстоятельство, что существенный вклад в рассеяние на приемную антенну дают всего лишь несколько участков полигона. Тогда система уравнений сильно упрощается. Если, например, предположить, что основной вклад в отраженный сигнал при отклонении антенны вниз дает участок, облучаемый главным лепестком, и пренебречь вкладом остальных участков, то система из (N + 1) уравнений сводится к системе двух уравнений для определения α и

$$\delta = \alpha S_0 - 1 = \frac{F_{01}(\vartheta') [S_1 - F_{01}(\vartheta')]}{S_0 - S_1 F_{01}}$$
(6)

По этой методике был измерен уровень фона отражений от земли на полнгоне. В качестве приемной антенны служила зеркальная антенна диаметром 1 м, а в качестве передающей — рупорная антенна П6—23А, способная вращаться по углу места. Антенны были разнесены на расстояние 270 м, а максимальный перепад высот между ними составлял 27 м. В таблице приведены данные измерений на частоте 3 ГГц в случае горизонтальной поляризации падающего поля. Как следует из таблицы, учет вкладов второй плоскости (S_z) заметно не изменяет результат, однако увеличивает погрешность определения величины δ . Так, в первом случае (когда N = 1) при погрешности измерения ± 0.5 дБ максимальная ошибка в определении δ составляет 0,8 дБ, а во втором случае (N = 2) — 2 дБ. Эти результаты соответствуют наихудшему случаю горизонтальной поляризации поля и влажной почвы ($\varepsilon = 10$).

Таблица

N/j	S, (AB)	9 _{0j}	α	(AL) 6	Погрешность определения (дБ)		
1	-11,5	19°	1,001848	-30,8	0,8		
2	-15,5	24°	1,001857	-30,9	2		

Результаты измерений подтверждают наше предположение о том, чте в случае малого числа существенно отражающих участков описанная методика позволяет получить практически удовлетворительные оценки при определении уровня фона отраженного сигнала без привлечения громоздкого метода регуляризации системы линейных уравнений.

ЛИТЕРАТУРА

- Гавазян Э. Д., Тазворян Э. С. Межведомственное Всесоюзное совещание по распространению ультракоротких волн и электромагнитной совместимости. СО АН СССР, Улан-Удэ, 1983.
- 2. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. Изд. Наука, М., 1972.
- 3. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволи вдоль земной поверхности. Изд. АН СССР, М., 1961.
- 4. Исакович М. И. ЖЭТФ, 23, 305 (1952).

ԳԵՏՆԻՑ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁԱԾ ԱԶԴԱՆՇԱՆԻ ՄԱԿԱՐԴԱԿԻ ՈՐՈՇՈՒԾԸ ԱՆՏԵՆԱՅԻՆ ՓՈՐՁԱԴԱՇՏՈՒՄ

t. A. AUQUESUL, t. U. PUAAAASUL

Առաջարկված են անտենային փորձադաշտերում անդրադարձած ազդանշանների որոշման երկու եղանակներ, շրոնք կայանում են, համապատասխանաբար, ընդունող անտենայի բացվածցում հավասարաչափ ամպլիտուդային բաշխման աղավաղումների և ընդունող անտենայի ճոճման միջոցով փորձադաշտի էական անդրադարձնող հատվածների անդրադարձումների չափումների վրա։

DETERMINATION OF THE LEVELS OF GROUND REFLECTED SIGNALS AT ANTENNA RANGES

E. D. GAZAZYAN, E. S. TAGVORYAN

Two techniques are proposed for the determination of the levels of ground reflected signals at antenna ranges, which are based on the measurement of distortions in homogeneous amplitude distribution of radiation field within the receiving antenna region and the scanning the reflecting parts of the range by the receiving antenna. УДК 550.388.2

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ НИЖНЕГО F-СЛОЯ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт раднофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 4 декабря 1984 г.)

Изучено электродинамическое состояние реальной области, промежуточной между F_1 и F_2 -слоями ионосферы, где диффузионными процессами можно пренебречь и отношение ларморовской частоты вращения ионов (электронов) к частоте соударений ионов (электронов) с нейтралами много больше 1. С учетом силы тяжести заряженных частиц и движения нейтрального газа в рассматриваемой области рассчитаны электростатический потенциал и ионосферные неоднородности.

Известно, что структура и свойства ионосферы сильно меняются с высотой и горизонтальная часть системы ионосферных токов течет главным образом в Е-области, где проводимости Педерсена и Холла имеют свои максимальные значения [1].

Однако достижения в области возбуждения и просачивания электрических полей, которые в настоящее время рассматриваются в качестве одной из основных причин возникновения и дрейфа неоднородностей в верхних слоях атмосферы, не очень большие.

В настоящей работе между поверхностями z = 0 и z = a в магнитном поле, перпендикулярном к границам раздела (см. рисунок), рассматривает-



ся слой слабононизированного газа типа ионосферы, расположенного выше уровня Е. На таких высотах вклад, вносимый электронами и ионами в полный ток вдоль силовых линий магнитного поля Земли, который существенно постоянен, не везде одинаков. В нижних торцах магнитной силовой трубки, где их отношение определяется подвижностью, токи, направленные вдоль магнитного поля, переносятся главным образом электронами. На высоких уровнях гравитация и градиент давления также играют роль, и это отношение может быть совершенно другим [2]. Но в рассматриваемой нами реальной области, промежуточной между F_1 - и F_2 -слоями ноносферы, где $\lambda_{I,e} \gg 1$, диффузионными процессами можно пренебречь; $\lambda_{I,e} = \frac{eH}{m_{I,e}} \frac{1}{c} \frac{1}{\tilde{I}_{I,e,n}}$ отношение ларморовской частоты вращения ионов (электронов) к частоте соударений ионов (электронов) с нейтралами.

Будем считать, что слабононизированный газ состоит из электронов, положительных ионов одного сорта и нейтральных молекул с возмущающей горизонтальной постоянной скоростью W. Тогда уравнения движения для ионов и электронов, линеаризованные относительно возмущений фивических величин, с учетом электрического поля, возникающего за счет разделения зарядов, в отсутствии скорости нейтралов будут иметь следующий вид:

$$e\left\{-\nabla \Psi + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_{l}\mathbf{H}]\right\} = \gamma_{in}\left(\mathbf{v}_{l} - \mathbf{W}\right) + \frac{n_{l}}{2N_{0l}}\left(m_{l} + m_{e}\right)\mathbf{g},$$

$$-e\left\{-\nabla \Psi + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_{e}\mathbf{H}]\right\} = \gamma_{en}\left(\mathbf{v}_{e} - \mathbf{W}\right) + \frac{n_{e}}{2N_{0e}}\left(m_{l} + m_{e}\right)\mathbf{g}.$$
(1)

Здесь m_l и m_e — массы соответственно иона и электрона, v_l и v_e — их скорости, n_l и n_e — возмущения равновесных концентраций N_{0l} и N_{0e} соответствующих частиц, ψ — потенциал электрического поля, g — ускорение силы тяжести, γ_{in} и γ_{en} — частоты соударений соответственно ионов и электронов с нейтралами, W — скорость нейтральных частиц.

Процессы, протекающие в ионосфере (ионизация, рекомбинация и т. д.), тесно связаны с волновым и корпускулярным излучениями Солнца, весьма разнообразны и сильно меняются с высотой из-за широкого химического состава ионосферы и агентов ионизации. В рассматриваемой области высот, где преобладают атомарные ионы, уравнения непрерывности заряженных частиц записываются в виде [3]

$$div N_{0l} \mathbf{v}_{l} = J - \beta N_{e},$$

$$div N_{0e} \mathbf{v}_{e} = J - \beta N_{e},$$
 (2)

где J — функция ионообразования Чепмена, β — формальный (так как в этой области реакция прилипания отсутствует) коэффициент прилипания электронов к нейтральным атомам, линейно зависящий от концентрации нейтральных частиц, $\beta = a_r N_n$.

Для слабононизированной плазмы процессы фотононизации и рекомбинации нейтральных частиц не играют определяющей роли, и относительные изменения незначительны. Следовательно, для рассматриваемых процессов возмущениями плотности нейтральных частиц можно пренебречь. Тогда правая часть (2) будет иметь вид

$$J - \beta N_e = -a_r N_n n_e$$

Следует заметить, что во всех космических явлениях хорошо выполняется условие квазинейтральности, и в уравнениях движения для электронов и ионов можно положить $n_i \approx n_e$. Однако в этом случае div E не. обязательно равна нулю, поскольку даже малейшее разделение зарядов в квазинейтральной плазме, обусловленное различием сил трения между заряженными компонентами плазмы и нейтральным газом, а также фотохимическими и другими факторами, может возбудить большие электрические поля.

Подставляя в (2) скорости ∇_i и ∇_e , найденные из (1), получаем уравнения, составляющие вместе с уравнением Пуассона — $\nabla \psi = 4 \pi e (n_l - n_e)$ замкнутую систему для определения потенциала ψ , n_i и n_e . Если считать, что сила тяжести и температура всех сортов частиц не зависят от высоты z, то частоты столкновений $\gamma_{i,e,n}$ (пропорциональные плотности нейтральных молекул $N_n = N_n^{(0)} e^{-z/H_n}$) и невозмущенная плотность заряженных частиц $N_{0l,e}$ будут иметь вид

$$\gamma_{l,en} = \gamma_{l,e0} e^{-2/H_n}, \ N_{0l,e} = N_0 e^{2/H_m}.$$
(3)

Здесь $H_n = kT_n/m_n g$ — высота однородной атмосферы, T_n и m_n — температура и масса нейтральных частиц, $\gamma_{l, e0}$ и N_0 — соответственно частоты столкновений и концентрация заряженных частиц на высоте z = 0, H_m — постоянная аппроксимации экспонентой комцентрации заряженных частиц.

Учитывая лишь вертикальные изменения регулярных ионосферных параметров, можно разложить потенциал электрического поля ψ , скорость нейтралов W и возмущения плотности n_t , n_e в интегралы Фурье по хоординатам x, y и рассмотреть отдельные составляющие:

$$\begin{split} \psi &= \psi_k(z) \, e^{i \, (k_1 x + k_2 y)}, \ \mathbf{W} = \mathbf{W}_k(z) \, e^{i \, (k_1 x + k_2 y)}, \\ n_i &= n_k^{(l)}(z) \, e^{i \, (k_1 x + k_2 y)}, \ n_e = n_k^{(e)}(z) \, e^{i \, (k_1 x + k_2 y)}. \end{split}$$

Если считать, что скорость нейтралов W не зависит от Z и составляющая $W_z = 0$, то используя уравнение непрерывности для несжимаемой жидкости div W = 0, можно члены фурье-разложения W_x и W_y разбитьна пары и решать задачу для каждой пары в отдельности.

В качестве такой пары выберем

$$W_x = \frac{W_0}{k_1} \sin k_1 x \sin k_2 y, \quad W_y = \frac{W_0}{k_2} \cos k_1 x \cos k_2 y. \quad (4)$$

Другие пары членов разложения можно привести к виду (4) соответствующей заменой переменных [3]. Тогда электрический потенциал ψ и возмущения концентраций n_i , n_i можно представить в виде

$$\psi = f_1 \sin k_1 x \cos k_2 y, \ n_i = f_2 \sin k_1 x \cos k_2 y,$$
$$n_e = f_3 \sin k_1 x \cos k_2 y.$$

Произведя замену $f_1 = u(t)/t$, $f_3 = N_0 e^{z/H_m} u_1(t)/t$, где $t = e^{-2\xi}$, $\xi = z/H_n$, и используя (1) и (2), можно легко исключить u(t) и получить уравнение

$$a_{1111}^{m} + a u_{111}^{*} - \frac{(3 + H_n/H_m)}{2} a \left(u_1 \frac{1}{t} \right)_t^{1} = 0, \qquad (5)$$

где

$$a = \frac{a_r N_n^{(0)} H_n \gamma_{i0} \gamma_{e0} (\lambda_{i0} + \lambda_{e0})}{g m_i (\lambda_{i0} \gamma_{i0} + \lambda_{e0} \gamma_{e0})} \cdot$$

157

Уравнение (5) имеет простой вид, и нетрудно найти его решение

$$u_1 = c_1 + c_2 e^{-at} + \frac{2}{(1 + H_n/H_m)} \frac{c_3}{a} t, \qquad (6)$$

с₁, с₂, с₃ — произвольные постоянные, которые необходимо определить из граничных условий.

Теперь, используя (1), (2) и уравнение Пуассона, можно найти и потенциал электрического поля (f₁), и объемный заряд (f₂—f₃) [4]:

$$f_{1} = \frac{H}{c} \frac{1}{k_{0}^{2}} \frac{\lambda_{i0} \lambda_{e0}}{(\lambda_{i0}^{2} - \lambda_{e0}^{2})} \left\{ \left[-\frac{7}{4} \frac{1}{H_{a}} \frac{gm_{i} (w_{e} + w_{i})}{\tau_{i0} \tau_{e0}} t^{-2} + \frac{1}{4 \kappa_{e}} \frac{1}{k_{0}^{2}} \frac{1}{(\lambda_{i0}^{2} - \lambda_{e0}^{2})} t^{-1} \right] u_{1} + \frac{1}{H_{a}} \frac{1}{\tau_{i0}} \frac{1}{\tau_{e0}} \times \\ \times gm_{i} (w_{e} + w_{i}) t^{-1} u_{1i}^{'} \right\} + \frac{H}{c} \frac{W_{0}}{k_{1} k_{2}}, \qquad (7)$$

$$f_{2} - f_{3} = \frac{1}{4 \kappa_{e}} \frac{H}{c} \frac{\lambda_{i0} \lambda_{e0}}{(\lambda_{i0}^{2} - \lambda_{e0}^{2})} \left\{ \frac{7}{H_{a}} \left(-\frac{1}{4} + \frac{4}{H_{a}^{2}} \frac{1}{k_{0}^{2}} \right) \times \right. \\ \times \frac{gm_{i} (w_{e} + w_{i})}{\tau_{i0} \tau_{e0}} t^{-2} u_{1} + \left(1 - 4/H_{a}^{2} \frac{1}{k_{0}^{2}} \right) \times \\ \times \frac{gm_{i} (w_{e} + w_{i})}{\tau_{i0} \tau_{e0}} t^{-2} u_{1} + \left(1 - \frac{4}{H_{a}^{2}} \frac{1}{k_{0}^{2}} \right) \times \\ \times gm_{i} (w_{e} + w_{i}) \left(1 - \frac{25}{H_{a}^{2}} \frac{1}{k_{0}^{2}} \right) t^{-1} u_{1i} + \\ \left. + \left(\frac{2}{H_{a}} \right)^{2} \frac{1}{k_{0}^{2}} a_{e} N_{a}^{0} \left(\lambda_{i0} + \lambda_{e0} \right) u_{1i} + \\ + \left(\frac{2}{H_{a}} \right)^{2} \frac{1}{k_{0}^{2}} \left[\frac{11}{4} \frac{1}{H_{a}} \frac{1}{\tau_{i0}} \frac{1}{\tau_{e0}} gm_{i} (w_{e} + w_{i}) - \\ - a_{e} N_{a}^{(0)} \left(\lambda_{i0} + \lambda_{e0} \right) t \right] u_{1ii} - \left(\frac{2}{H_{a}} \right)^{2} \frac{1}{k_{0}^{2}} \frac{1}{\tau_{i0}} \frac{1}{\tau_{e0}} \times \\ \times \frac{g}{H_{a}} m_{i} (w_{e} + w_{i}) tu_{iiti}^{m} \right\} + \frac{1}{4 \kappa_{e}} \frac{H}{c} \frac{W_{0}}{k_{1} k_{0}^{2}} k_{0}^{2}. \qquad (8)$$

Из выражений (7) и (8) следует, что электродинамическое состояние системы определяется фотохимическими условиями, скоростью нейтралов и другими физическими параметрами ионосферной плазмы. При этом в зависимости от их количественных соотношений будет превалировать тот или иной фактор.

Проведенные расчеты показывают, что используя условие квазинейтральности ионосферной плазмы, систему квазигидродинамических уравнений (для нижнего F-слоя ионосферы, где амбиполярной диффузией можно пренебречь) можно свести к одному уравнению и с учетом численных значений физических параметров решить его с удовлетворительной точностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Block L. P., Falthammar C. G. J. Geophys. Res., 73, 4807 (1968).

2. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. Изд. Наука, М., 1974.

3. Акасофу С. И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Изд. Мир. М., 1974.

 Бразинский С. И. Вопросы теории плазмы. Сб. под ред. М. А. Леонтовича. Госатомиздат, М., 1963, ч. I, с. 183.

ԵՐԿՐԻ ԻՈՆՈԼՈՐՏԻ ՍՏՈՐԻՆ F-ՇԵՐՏԻ ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՎԻՃԱԿԸ

361. U. 40.040.630.6

Աշխատանքում ուսումնասիրված է Երկրի իոնոլորտի ստորին F-շերտի էլեկտրադինամիկական վիճակը։ Ի նկատի առնելով լիցքավորված մասնիկների վրա ազդող ծանրուԲյան ուժը, ոտացիոնար դեպքում հաշվված են չեզոք գազի շարժումով պայմանավորված էլեկտրաստատիկ գաշտր և իոնոլորտային անհամասեռուԲյունները։

ELECTRODYNAMIC STATE OF THE LOWER F-LAYER OF EARTH IONOSPHERE

Yu. S. VARDANYAN

The electrodynamic state of the area, intermediate between the F_{1} - and F_{2} -layers of ionosphere, where the processes of diffusion can be neglected and the ratio of Larmor frequency of ions (electrons) rotation to the frequency of ions (electrons) collisions with neutrals much exceeds the unity, was studied. The electrostatic potential and ionospheric inhomogeneities in the area in question were calculated with due regard for charged particles gravity and the motion of the neutral gas.

краткие сообщения

УДК 535.33;621.373

ДВУХФОТОННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В. М. АРУТЮНЯН, И. Г. АРУТЮНЯН, С. П. ИШХАНЯН, Т. А. ПАПАЗЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 сентября 1985 г.)

В парах натрия в условнях двухфотонного резонанса на переходах $3S_{1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ и $3S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ экспериментально исследовано изменение плоскости поляризации пробного импульса под воздействием мощного поляризованного пикосекундного импульса. Найдено, что в условиях точного резонанса в явлении изменения плоскости поляризации проявляется нестационарность взаимодействия пикосекундных импульсов со средой. Увеличение расстройки резонанса приводит к квазистационарному режиму взаимодействия.

Под воздействием мощного поляризованного светового излучения изотропная среда приобретает свойство изменять поляризацию проходящего излучения. В работах [1, 2] проведены соответственно теоретические и экспериментальные исследования особенностей вынужденного двухфотонного резонансного изменения поляризации пробного излучения в поле циркулярно-поляризованной волны, обусловленных применением импульсов ультракороткой длительности.

В настоящей работе приведены некоторые результаты экспериментального исследования индуцированного двухфотонного изменения поляризации при взаимодействии пикосекундных импульсов линейной поляризации в парах атомарного натрия. В кювете с резонансной средой параллельно направляются два импульса линейной поляризации с длинами волн 1,064 и 0,6117 мкм, обеспечивающих двухфотонное взаимодействие с переходом $3S_{1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ атома натрия. Первый из них (с длительностью 30—40 пс) выступает в качестве мощной волны, а второй (излучение пикосекундного перестраиваемого РОС-лазера) — пробной. Исследования проведены при разных значениях угла в между плоскостями поляризации импульсов при входе в среду. Максимальное значение величины угла вращения, определяемое из отношения энергий взаимно-перпендикулярных компонент поляризации, было достигнуто при $\theta = 45^\circ$, тогда как в случаях $\theta = 0$ н $\theta = 90^\circ$ поворот поляризации пробного импульса не наблюдался.

На рис. 1² приведена зависимость величины угла вращения от энергии мощного импульса для значений $\theta = 45^{\circ}$ и $\theta = 25^{\circ}$ в условиях точного двухфотонного резонанса. При значении расстройки двухфотонного резонанса ~ 11 см⁻¹ зависимость угла вращения от энергии возбуждающего

160

импульса становится линейной (рис. 16), как это имеет место в случае квазистационарного взаимодействия импульсов с резонансной средой [3]. Отклонение же от линейной зависимости при точном двухфотонном резонансе обусловлено нестационарностью взаимодействия ультракоротких им-



Рис. 1. Зависимость величины угла вращения от энергии лиисйно-поляризованного мощного импульса на длине волны 1,064 мкм при точном двухфотонном резонансе (*a*) и при расстройке $\approx 11 \text{ см}^{-1}$ (*b*). Плотность атомов: 5,5 · 10¹⁴ см⁻³ (*a*) и 1,2 · 10¹⁵ см⁻³ (*b*); длина взаимодействия — 10 см.

пульсов (УКИ) со средой. Изменение вида зависимости угла вращения от энергии аналогично случаю циркулярной поляризации мощного импульса. Таким образом, можно заключить, что замена циркулярной поляризации мощного импульса на линейную не приводит к качественным изменениям в явлении вынужденного изменения поляризации УКИ.

Результаты, полученные в настоящей работе и в [1, 2], наглядно показывают, что импульсы пикосекундной длительности позволяют проследить нестационарность взаимодействия УКИ в явлении индуцированного изменения поляризации, а также реализовать квазистационарный режим взаимодействия при больших значениях расстроек резонансов. Необходимые в этом случае мощности легко обеспечиваются применением импульсов пикосекундной длительности. Именно этот режим целесообразно применять в спектроскопических исследованиях, так как в этом случае явление индуцированного изменения поляризации подчиняется сравнительно простым линейным законам (зависимости угла вращения от мощности вы-

Рис. 2. Зависимость величины угла вращения от внергии цирхулярно-поляризованного мощного импульса на длиневолны 0,532 мкм при точном двухфотонном резонансе. Плотность атомов — 1,1.10¹⁶ см⁻³, длина взаимодействия— 18 см.



нуждающего поля, плотности резонансной среды, длины взаимодействия) и очень удобно для количественных расчетов.

Высокая мощность пикосекундных импульсов предоставляет некоторую свободу в выборе разных схем однофотонного и двухфотонного резонансов, тем самым значительно расширяя область возможного применения эффекта индуцированного изменения поляризации.

Для наглядной демонстрации такой возможности нами реализована схема двухфотонного взаимодействия на переходе $3S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ атома натрия. При этом в качестве мощной волны использовалась вторая гармоника излучения на длине волны 1,064 мкм. На рис. 2 представлена зависимость угла вращения от энергии мощного импульса циркулярной поляризации на длине волны 0,532 мкм. Точный двухфотонный резонанс обеспечивается настройкой пробного импульса на длину 0,5686 мкм. Как видио из приведенных значений длин волн, расстройка от промежуточного уровня 3 $P_{1/2; 3/2}$ составляет ~ 627 см⁻¹, что свидетельствует о реальной возможности выбора подходящих схем двухфотонного взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

- Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж., Петросян Л. С. Сб. «Резонансное взаимодействие электромагнитного излучения с веществом». НИИ ФКС ЕГУ, Ереван, 1985, с. 55.
- Арутюнян В. М. и др. Сб. «Резонансное взанмодействие электромагнитного излучения с веществом». НИИ ФКС ЕГУ, Ереван, 1985, с. 93.
- 3. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 68, 44 (1975).

ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԵՐԿՖՈՏՈՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ

վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ի. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Պ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ, Թ. Ա. ՓԱՓԱՉՅԱՆ

նրկֆոտոն ռնղոնանսի պայմաններում նատրիումի դոլորշիներում $3S_{1/2} \rightarrow 4S_{1/2} + 3S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ անցումների վրա փորձնականորեն ուսումնասիրված է փորձնական ազդանշանի բևհռացման հարթության փոփոխությունը հղոր պիկովայրկյանային բևհռացված ճառագայթման ազդեցության տակ։ Հայտնաբերված է, որ ճշգրիտ ռեղոնանսի պայմաններում բևեռացման հարթության փոփոխության երևույթում ի հայտ է գալիս պիկովայրկյանային իմպուլսների միջավայրի հետ փոխազդեցության ու ստացիոնարություն։ Ռեղոնանսի ապալարբի մեծացումը բերում է փոխազդեցության բվազիստացիոնար ռեժիմի։

TWO-PHOTON CHANGE OF PICOSECOND PULSE POLARIZATION

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

The change of probing pulse polarization place under the action of linearly polarized high-power picosecond radiation was experimentally investigated at $3S_{1/2}$ - $4S_{1/2}$ and $3S_{1/2}$ - $6S_{1/2}$ transitions in conditions of two-photon resonance in sodium vapours. It was shown that at the exact two-photon resonance the nonstationary interaction of picosecond pulses with medium manifested in the effect of polarization plane change, and the increase in resonance detuning resulted in quasi-stationary regime of interaction.

1. - 100 mar

УДК 537.226.33

ПЬЕЗООПТИЧЕСКИЕ СВОИСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА, ЛЕГИРОВАННЫХ «-АЛАНИНОМ (АТГС)

Г. Т. ГАЛСТЯН

Вычислительный центр АН АрмССР (Поступила в редакцию 25 ноября 1984 г.)

Изложены результаты исследования пьезооптических свойств монокристаллов триглицинсульфата, легированных «алавином (АТГС). Показано, что легирование «аланином приводит к заметному искажению кристаллической решетки ТГС, а возникающая при этом деформация носит ярко выраженный анизотропный характер.

В настоящей работе нами сделана попытка выяснить характер влияния легирования α-аланином на пьезооптические свойства монокристаллов триглицинсульфата (ТГС). Исследование проводилось традиционным поляризационно-оптическим методом в условиях одноосного сжатия при комнатной температуре. Для измерений использовались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов, ориентированных длинной стороной вдоль направлений [100], [001] и [101]. Для сравнительной оценки характера влияния примеси на исследуемые свойства нами одновременно подвергались измерению образцы из чистого ТГС и АТГС с двумя различными степенями легирования α-аланином: 0,01 и 0,03 вес. %. Процентное содержание лиганда устанавливалось после выращивания кристалла методом бумажной хроматографии с точностью ± 10%.

Расчет пьезооптических коэффициентов производился по формуле [1-3]

$$\pi_{lk} = \frac{\lambda}{l_l P_k},$$

где π_{lk} — пьезооптический коэффициент, соответствующий распространению света вдоль *i*-го направления и действию механического поля вдоль *k*-го направления, λ — длина света, l_i — длина образца вдоль направления распространения света, P_n — действующая компонента механического поля. Погрешность при расчете пьезооптических коэффициентов оценивалась по величине относительной ошибки и не превышала $\pm 10\%$. В таблице приведены значения всех измеренных пьезооптических коэффициентов и соответствующих им полуволновых давлений (P_{ij}^{en}) для образцов единичных размеров.

Данные таблицы показывают, что в результате легирования, как правило, происходит уменьшение пьезооптических коэффициентов и увеличение соответствующих полуволновых давлений. Обнаруженный эффект

Таблица

1.1			<i>π_{ij},</i> 10 ⁻¹¹ м ² ·H ⁻¹						$P_{ij}^{\text{eg*}}$; 9.81.10 ⁴ H·w ⁻²						
1	Кристалаы	π12	# 13	=31	7 32	π52	# 55	P ₁₂	$\begin{array}{c c} P_{1j}, & j, \\ \hline P_{12}^{e_{\pi}} & P_{13}^{e_{\pi}} & P \\ \hline 0.48 & 0.65 \\ 1,14 & 1 \\ 1,1 & 1,41 \\ 1,1 \end{array}$	P ^{eA} ₃₁	P ^{e1} ₃₂	P 52	P.55		
	TTC ATTC, 0,01% ATTC, 0,03%	1,56 1,23 1,1	1,2 1,12 0,87	0,49 0,96 1,18	1,18 0,82 0,69	1,81 1,46 1,05	2,1 1,96 1,54	0,48 1,14 1,1	0,65 1 1,41	2 1,2 1,06	1,3 1,8 1,86	0,41 0,87 1,2	0, 32 0,47 0,73		

Индексы іј здесь указывают, что измеренное полуволновое давление соответствует коэффициенту т_{іј}, а механическое поле на самом деле действует в k-направления.

усиливается при увеличении концентрации примеси. Исключение составляет лишь пьезооптический коэффициент π₃₁, для которого наблюдается обратная картина. Коэффициент π₃₁, который имеет значение 0,49 для ТГС, растет до 1,18 для АТГС с концентрацией α-аланина 0,03 вес.%. Поичем такой эффект наблюдался при неоднократных повторениях опыта.



Зависимость P_{ij}^{ca} от концентрации С (вес. %) а-аланина для монокристаллов АТГС.

Для наглядности на рисунке представлены зависимости P_{ij}^{es} от концентрации примеси. Видно, что значения F_{ij}^{es} монотонно возрастают с увеличением концентрации аланина во всех случаях, за исключением P_{s1}^{es} , соответствующего пьезооптическому козффициенту π_{s1} .

Как было показано нами ранее [4—7], уменьшение «особых» свойств (в том числе и π_{ij}) при легировании связано с возникновением в исходной матрице ТГС внутреннего поля механических напряжений (сжатия) и соответствующим повышением степени «жесткости» кристалла. Наличие сжатия и количественная оценка величины этого поля для сегнетоактивного направления (~ 1,5 кбар, C = 0,05 вес.%) установлены в [6, 7]. В связи с этим закономерности изменения величин π_{s1} и P_{s1}^{ea} дают основание предположить, что возникающее при легировании поле внутренних деформаций в направлении [100] должно качественно отличаться от поля деформации в других направлениях, т. е. матрица АТГС положительно деформирована (растянута) в направлении [100].

На основании изложенного можно заключить, что при легировании происходит существенное искажение кристаллической решетки ТГС, причем возникающая деформация имеет ярко выраженный анизотропный характер (решетка АТГС растянута вдоль направления [100] и сжата по остальным направлениям).

ЛИТЕРАТУРА

1. Василсвская А. С. Кандидатская диссертация, Институт кристаллографии, М., 1967.

2. Сонин А. С., Василевская А. С. Электрооптические кристаллы. Атомиздат, М., 1971.

3. Рез И. С. Докторская диссертация, М., 1969.

4. Галстян Г. Т., Филимонов А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 305 (1978).

5. Галстян Г. Т., Ломоза Л. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 384 (1978).

6. Галстян Г. Т. Изз. АН АрмССР, Физика, 11, 472 (1976).

7. Новик В. К. и др. Кристаллография, 28, 1165 (1983).

а-ԱԼԱՆԻՆՈՎ ՏՐԻԳԼԻՑԻՆՍՈՒԼՖԱՏԻ (АТГС) ՄՈՆՈԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՊՅԵԶՈՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ. Տ. ԳԱԼՍՏՅԱՆ

Բերված են α-ալանին պարունակող տրիգլիցինսուլֆատի պլեզոօպաիկական հատկությունների ուսումնասիրության արդյունըները սենյակային ջերմաստիճանում։ Ցույց է տրված, որ տեղի ունի տրիգլիցինսուլֆատի (TFC) թյուրեղային ցանցի զգալի ազավազում կախված խառնուրդի ավելացումից և որ առաջացող դեֆորմացիան ունի անիզոտրոպ բնույթ։

PIEZOOPTICAL PROPERTIES OF TRIGLYCINE SULPHATE SINGLE CRYSTALS DOPED WITH *a*-ALANINE (ATGS)

G. T. GALSTYAN

The results of an investigation of piezooptical properties of triglycine sulphate single crystals doped with α -alanine (ATGS) are reported. It is shown that the doping with α -alanine leads to considerable distorion of the crystal grating of TGS and that the arising deformation has nonisotropic character.

ISSN 0002-3035

СОДЕРЖАНИЕ

А. А. Аракелян, А. Р. Балабекян, А. С. Данагулян, А. Г. Худавер- лян. Исследование простых фотоядерных реакций на изото-	
пах викеля	113
С. М. Дарбинян, К. А. Испирян, М. К. Испирян. Расщепление фото-	
на в полях кристаллических осей и плоскостей	118
А. С. Агабекян, А. Г. Григорян. Роль начальных условий в резо-	
нансном переносе энергии. Классическое рассмотрение	124
А. Л. Вартанян, А. А. Киракосян. Диэлектрическая проницаемость	
и экрахирование поля заряженного центра в тонкой пленке .	129
В. М. Аритюнян, Л. Н. Григорян, С. Г. Петросян. Лавивно-пролет-	
ный диод с варизонной областью умножения	134
А. Г. Захарянц, А. Г. Малоян, А. Л. Тер-Минасян. Анизотропия	
углового распределения аннигиляционных фотонов в a-LilO,	140
Е. Ю. Брайловский, Н. Е. Григорян, Н. Х. Памбухчян. О природе	
центров поглощения 1,0 »В в облученных кристаллах Ga As .	145
Э. Д. Газазян, Э. С. Тазворян. Определение уровня отраженных от	
земли сигналов на антенных полигонах	150
Ю. С. Варданян. Электродинамическое состояние нижнего Е-слоя	
ионосферы земли	155

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

B. M.	Арутюнян, И.	I'. Арутюн	ян, С. П. И	шханян	4, T.	A. Mana	азян.	
	пульсов	, , ,				• •	HM-	160
Г. Т.	Галстян. Пьезо сульфата, леги	оптические рованных од	свойства мо -аланином (нокрист	галлов) .	тригли	Щнн	163

Том 21 Выпуск 3 1986

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

U. U. Unufbijus, U. A. fujupbijus, U. U. Yusugnijus, U. 2. wnigudbrajus. 9 upg	
ֆոտոմիջուկային ռեակցիաների ուսումնասիրությունը նիկելի իզոտոպներում .	113
U. U. Yurphajua, 4. U. bunghrjua, U. 4. bunghrjua. Samaale mpasaule pjauphableph	
unuuggubph u Supprivinitutoph quignation	118
u. u. uqupbijus, u. 4. 4rharjus. uqqpuuqus quijuussen qene çespanuje as-	
զոնանսային փոխանցման պրոցնսում. Դասական մոտնցում	124
Ա. Լ. Վարդանյան, Ա. Ա. Կիրակոսյան. Դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը և լիցքավորված	
կենտրոնի դաշտի էկրանավորումը բարակ թաղանթում	129
4. U. Zurnipjnilijuli, 1. U. Arhanrjuli, U. A. Aburnujuli. Huphanbujhi punidugidub	
տիրույթով հեղեղա-թոիշբային դիոդ	134
U. 9. gufurjung, U. 2. Vujajun, U. I. Shr-Vhamajun Uhhshijughab Samabbanh mb-	
կյունային բաշխվածության անիզոտրոպիան α-Lilo3-nud .	140
b. Sni. Prujinduhh, b. b. Arhanryme, b. w. Amufnihyjme. Zunuquifidus GaAs pini-	Const P
րեղներում 1,0 էՎ կլանման կենտրոնների բնույթը	145
t. 7. 9mgmgimb, t. U. Pmgdarjub. 9bmbhg whapmanupamd manubambh dubmanubh	
որոշումը անտենային փորձադաշտերում	150
An II Amounts we belock balance wanth Fahren the balances Smither to the	155
an ar in indian abilt turnfatur anthe t fatal if anthe tinden binden flyand	155

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

4.	v.	J. Հաrությունյան, Ի. Գ. Հաrությունյան, Ս. Պ. Իշխանյան, Թ. Ա. Փափազյան. Պիկո_											
9. S.		վայրկյանային իմ	պուլսների	p khnwg	Smb bp	4\$1	nnti din	hu hunich	lurph	1.		1	160
	S.	Գալսայան. α-ալա	րիգլիցինսուլֆատի			(ATTC)) aupublichten minde			ystano	- 100		
		տիկական հատկո	Finithhpp	1. 1		500			125	•	•		163

my sing 120 Sunderbridge 96 Are of the 1. Turus RALTHEFO and a This is the second state of the