ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1985

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

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4, 183—190 (1985)

УДК 539.12

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ СЕЧЕНИЯ ТРЕХСТРУЙНОГО СОБЫТИЯ В e^+e^--АННИГИЛЯЦИИ

Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 18 июня 1984 г.)

В первом порядке КХД вычислено дифференциальное по переменным T (импульсу наиболее энергичного партона) и $x_\perp$ (поперечному относительно оси T импульсу каждого из двух остальных партонов) сечение трехструйного процесса $e^+e^- \to q\bar{q}g$. Найдено также проинтегрированное по всем T в области допустимых для трехструйного события значений $2/3 \leqslant T \leqslant T_0$ распределение по поперечному импульсу. С целью выяснения возможности идентификации кварк-антикварковых и глюонных струй исследован вклад трех областей, различающихся относительной величиной импульса глюона, в полученные распределения.

Одним из параметров, с помощью которых можно описывать наблюдаемые в e^+e^--аннигиляции трехструйные события, обусловленные процессом

$$e^+ + e^- \to q + \bar{q} + g,$$

является поперечный импульс [1]. Будучи линейной суммой поперечных относительно выделенной оси импульсов отдельных частиц, образующих струи, этот параметр, как и величина T [2, 3], менее других чувствителен к механизму фрагментации образующихся в реакции (1) партонов и позволяет сравнивать результаты эксперимента с предсказаниями КХД для исходного процесса (1). Он имеет наглядный физический смысл — это есть поперечный относительно оси T — импульса наиболее энергичной струи — импульс каждой из двух остальных струй в реакции (1). Поперечный импульс является важной характеристикой трехструйного события, позволяющей отличать эти события от двухструйных, для которых он обращается в нуль. Эта величина вместе с T могут использоваться в качестве независимых переменных для описания процесса (1). Квадрат ее отличается лишь постоянным множителем от параметра S [4]. Дифференциальное по переменным T и S сечение процесса (1) содержится в работе [3]*.

Если интересоваться истинно трехструйными событиями, то из допустимого кинематикой процесса (1) фазового объема необходимо исключить области, соответствующие испусканию мягких глюонов и глюонов, вылетающих в направлениях импульсов кварка или антикварка. В обоих

---

* Отметим, что последние два члена приведенного в указанной работе выражения (2.8) некорректны.

случаях мы по существу имеем дело с двухструйными событиями. На языке переменной T для исключения последних вводится параметр обрезания $T_0 < 1$ и в качестве допустимой области изменения T для трехструйного события рассматривается область $2/3 \leqslant T \leqslant T_0$ [1].

В настоящей работе для истинно трехструйных событий будет получено распределение по поперечному импульсу при фиксированном значении T, а также распределение, проинтегрированное по всем допустимым значениям T, и найден вклад отдельных кинематических областей [5], различающихся относительной величиной импульса глюона, в указанные распределения.

Будем исходить из проинтегрированного по углам дифференциального сечения процесса (1), которое при энергиях, когда массу кварков можно не учитывать, имеет вид [6, 7]

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{8\alpha^2\alpha_s}{3s} \sum_a Q_a^2 \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}, \tag{2}$$

где суммирование проводится по всем ароматам, Q_a — заряд кварка аромата a в единицах e, α_s — бегущая константа связи в КХД, s — квадрат полной энергии реакции, $\mathbf{x}_i = 2\mathbf{p}_i/\sqrt{s}$ — безразмерный импульс i-партона ($i = 1, 2, 3$ соответственно для q, $\bar{q}$, g).

Введем индексы $i \neq j \neq k$, каждый из которых принимает значения 1, 2, 3, и положим $x_i \geqslant x_j \geqslant x_k$, т. е. мы считаем, что x_i является безразмерным импульсом наиболее энергичного партона среди образованных в реакции (1) кварка, антикварка и глюона ($x_i = T$), а x_k — импульсом наименее энергичного партона. Определим теперь поперечный относительно оси $\mathbf{x}_i = \mathbf{T}$ импульс (рис. 1)

$$x_\perp = x_j \sin\theta_{ij} = x_k \sin\theta_{ik}. \tag{3}$$

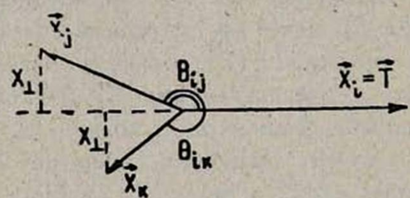


Рис. 1. Кинематика трехструйного события.

Используя законы сохранения энергии и импульса

$$x_i + x_j + x_k = 2, \quad \mathbf{x}_i + \mathbf{x}_j + \mathbf{x}_k = 0, \tag{4}$$

получаем

$$(x_\perp^i)^2 = 4\frac{(1-x_i)(1-x_j)(1-x_k)}{x_i^2}, \tag{5}$$

откуда при фиксированном значении $x_i = T$ находим пределы изменения $x_\perp^2$:

$$4\frac{(1-T)^2(2T-1)}{T^2} \leqslant x_\perp^2 \leqslant 1 - T. \tag{6}$$

На рис. 2 изображен фазовый объем в переменных T и $x_\perp$. Абсолютные пределы изменения этих переменных соответствуют точкам пересечения кривых $x_\perp = 2(1-T)(2T-1)^{1/2}/T$ и $x_\perp = (1-T)^{1/2}$: $x_\perp = 0$ при

$T=1$, $x_\perp=1/\sqrt{3}$ при $T=2/3$. При фиксированном значении $x_\perp$ $T_{\max}=1-x_\perp^2$ и соответствует кинематической конфигурации, когда $x_j=x_k$, а $T_{\min}$ является корнем уравнения $T_{\min}^2 x_\perp^2=4(1-T_{\min})^2\times$ $\times(2T_{\min}-1)$ и реализуется в случае $x_l=x_j=T_{\min}$.

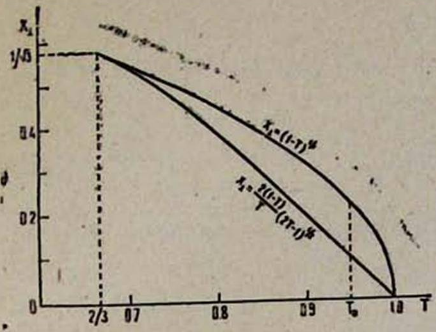


Рис. 2. Фазовый объем процесса (1) в переменных T и $x_\perp$.

Для перехода в сечении (2) от переменных x_1 и x_2, характеризующих кварк и антикварк, к переменным T и $x_\perp$ разобьем фазовый объем на области:

$$\text{I) } x_1\geqslant x_2\geqslant x_3,\ \text{II) } x_1\geqslant x_3\geqslant x_2,\ \text{III) } x_3\geqslant x_1\geqslant x_2, \tag{7}$$

т. е. мы проводим дифференциацию партонов по энергиям. Здесь не выписаны области, получающиеся из приведенных с помощью замен $x_1\rightleftarrows x$ так как в силу симметрии исходного сечения (2) относительно этих замен они дают такой же вклад в сечение, как и указанные области (7).

Используя (4) и (5), выразим x_j и x_k через новые независимые переменные $x_l=T$ и $x_\perp$:

$$x_j=1-\frac{T}{2}(1-y)\equiv x_+,\ x_k=1-\frac{T}{2}(1+y)\equiv x_-,\ y\equiv\left(1-\frac{x_\perp^2}{1-T}\right)^{1/2} \tag{8}$$

Замечая также, что

$$dx_1dx_2=dx_ldx_j=\frac{Tx_\perp}{2(1-T)y}dT\,dx_\perp,$$

и нормируя получающееся из (2) выражение на полное сечение e^+e^--аннигиляции в адроны, которое в первом приближении по константе α_s имеет вид

$$\sigma_{tot}\equiv\sigma(e^+e^-\to\text{адроны})=\frac{4\pi\alpha^2}{s}\left(1+\frac{\alpha_s}{\pi}\right)\sum_a Q_a^2, \tag{9}$$

интересующее нас дифференциальное сечение для каждой из областей $n=\text{I, II, III}$ запишем так

$$\frac{1}{\sigma_{tot}}\frac{d\sigma_n}{dT\,dx_\perp}=\frac{2}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}\left(1+\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^{-1}\frac{Tx_\perp}{(1-T)y}F_n, \tag{10}$$

где $F_n=(x_1^2+x_2^2)/(1-x_1)(1-x_2)$ — функция, которая различает эти области. В силу топологической неразличимости кварковой и антикварковой струй в правой части выражения (10) добавлен множитель 2, учитывающий также вклад областей, о которых речь шла выше.

В области I, где глюонная струя является наименее энергичной, необходимо положить $i = 1$, $j = 2$, $k = 3$. Тогда

$$F_{\mathrm{I}} = \frac{T^2 + x_+^2}{(1 - T)(1 - x_+)}\,. \tag{11}$$

В области II, в которой глюонная струя является промежуточной по энергии ($i = 1$, $j = 3$, $k = 2$), имеем

$$F_{\mathrm{II}} = \frac{T^2 + x_-^2}{(1 - T)(1 - x_-)}\,. \tag{12}$$

И, наконец, в области III, где глюонная струя наиболее энергичная ($i=3$, $j = 1$, $k = 2$), получаем

$$F_{\mathrm{III}} = \frac{x_+^2 + x_-^2}{(1 - x_+)(1 - x_-)}\,. \tag{13}$$

Если не интересоваться происхождением струй, т. е. тем, образовалась ли та или иная струя в реакции (1) в результате фрагментации кварка (антикварка) или глюона, то суммарное распределение по T и $x_\perp$ будет иметь вид

$$\frac{1}{\sigma_{\mathrm{tot}}}\frac{d\sigma}{dT dx_\perp} = \frac{2}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}\left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right)^{-1}\frac{Tx_\perp}{(1 - T)y}\left[\frac{T^2 + x_+^2}{(1 - T)(1 - x_+)} + \right.$$
$$\left. + \frac{T^2 + x_-^2}{(1 - T)(1 - x_-)} + \frac{x_+^2 + x_-^2}{(1 - x_+)(1 - x_-)}\right]. \tag{14}$$

Интегрирование последнего выражения по поперечному импульсу в пределах (6) приводит к результату работы [3] для $d\sigma/dT$.

Заметим, что следующим образом определенная величина

$$\left(1 + \frac{\pi}{\alpha_s}\right)\frac{1}{\sigma_{\mathrm{tot}}}\frac{d\sigma_n}{dT\,dx_\perp} = \frac{2}{3}\frac{Tx_\perp}{(1 - T)y}F_n,$$

где F_n задается одним из выражений (11)—(13), а также соответствующее суммарное распределение являются функциями только безразмерных переменных T и $x_\perp$ и должны иметь одинаковую зависимость от этих переменных независимо от энергии реакции. Только параметр обрезания T_0, вводимый для исключения двухструйных событий (см. ниже), может зависеть от энергии, и то, по всей видимости, слабо.

Для получения количественных представлений о вкладе каждой из областей (7) в суммарное распределение на рис. 3 изображена зависимость величины

$$\left(1 + \frac{\pi}{\alpha_s}\right)\frac{1}{\sigma_{\mathrm{tot}}}\frac{d\sigma_n}{dx_\perp\,dy} = \frac{4}{3}\frac{T(1 - T)}{x_\perp}F_n \quad (n = \mathrm{I, II, III}) \tag{15}$$

от поперечного импульса, а также суммарное распределение при некоторых значениях параметра T. В таблице приводятся пределы изменения поперечного импульса (округленные до тысячных долей) при каждом из рассмотренных значений T. С ростом T в интервале $2/3 \leqslant T \leqslant T_0$ область допустимых значений $x_\perp$ растет (рис. 2). Для параметра обрезания T_0 здесь и далее мы берем значение $T_0 = 0{,}95$.

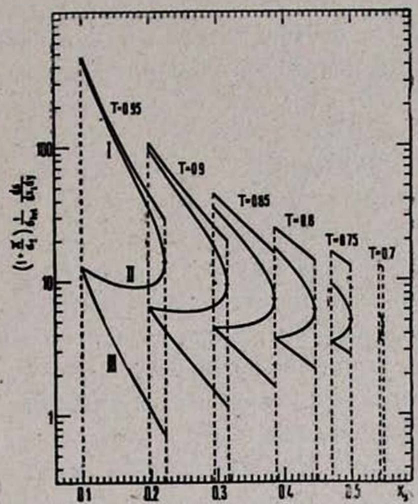


Рис. 3. Дважды дифференциальное сечение процесса (1) как функция поперечного импульса при некоторых значениях параметра T (верхние кривые). Вклады отдельных областей (7) изображаются соответствующими участками кривых между пунктирными прямыми (для значения $T = 0{,}95$ они отмечены значками I, II и III).

Поясним смысл изображенных на рис. 3 кривых на примере $T = 0{,}95$. В области I сечение (15) падает с ростом поперечного импульса от минимального при данном T значения $x_\perp$ до максимального (эти значения указаны вертикальными пунктирными прямыми). В области II с ростом по-

Таблица

T	$x_{\perp}$ экстр.	Относительный вклад отдельных областей в суммарное распределение (в %)		
		n = I	n = II	n = III
0,70	0,542	43,46	28,27	28,27
	0,548	35,79	35,79	28,42
0,75	0,471	58,06	20,97	20,97
	0,500	39,27	39,27	21,46
0,80	0,387	70,58	14,71	14,71
	0,447	42,37	42,37	15,26
0,85	0,295	80,58	9,71	9,71
	0,387	45,01	45,01	9,98
0,90	0,199	88,40	5,80	5,80
	0,316	47,15	47,15	5,70
0,95	0,100	94,68	2.66	2,66
	0,224	48,80	48,80	2,40

перечного импульса сечение сначала убывает, а затем растет (при $T \leqslant 0{,}80$ наблюдается только рост). И наконец, в области III с ростом $x_\perp$ сечение падает. При значении $x_\perp = x_{\perp\,\min}(T)$ сечения в областях II и III численно равны. Это связано с тем, что при данном T минимальное значение поперечного импульса реализуется в случае $x_i = x_j = T$, когда, согласно (8), $x_+ = T$ и выражения (12) и (13) совпадают. Равенство сечений в областях I и II при значении $x_\perp = x_{\perp\,\max}(T)$ следует из того, что при условии $x_j = x_k$, которое имеет место в этом случае, $x_+ = x_-$ и $F_{\text{I}} = F_{\text{II}}$. Это понятно и физически — на границах областей должен иметь место переход из одной области в другую.

Рассмотрим теперь вклад отдельных областей в суммарное распределение, которое изображается верхней кривой при соответствующем значении T. В таблице для минимального и максимального при данном T значений поперечного импульса приведена относительная доля (в процентах) сечения (15) для отдельных областей в суммарное сечение. Заметим, что с изменением поперечного импульса относительные вклады рассматриваемых областей плавно меняются в указанных в таблице пределах. Прежде всего надо отметить, что относительный вклад области III практически не меняется с изменением поперечного импульса при всех значениях T (непостоянство составляет доли процента), что не так для двух других областей. Это проявляется в том, что на рис. 3 суммарное распределение при каждом T в точности повторяет поведение с $x_\perp$ сечения (15) в области III.

При небольших значениях T, например $T = 0{,}7$, нет заметного преобладания вклада какой-либо из областей. Поэтому кривая суммарного распределения в этом случае лежит значительно выше ее составляющих. С ростом T относительный вклад области III уменьшается, а области I увеличивается при всех допустимых значениях $x_\perp$, тогда как вклад области II вблизи нижнего предела изменения $x_\perp$ убывает, а вблизи верхнего предела возрастает. В результате при больших T вблизи верхнего предела изменения $x_\perp$ основной вклад в суммарное распределение дают области I и II, а вблизи нижнего предела изменения $x_\perp$ — область I. Так, можно утверждать, что при $T = 0{,}90$ в 94 случаях из 100 струя с максимальным импульсом является кварк-антикварковой при всех допустимых значениях $x_\perp$, а на нижнем пределе изменения $x_\perp$ в 88 случаях из 100 струя с минимальным импульсом является глюонной. При $T = 0{,}95$ соответствующие цифры более благоприятны с точки зрения идентификации кварк-антикварковых и глюонных струй: более чем в 97% случаев струя с максимальным импульсом является кварк-антикварковой и почти в 95% случаев струя с минимальным импульсом является глюонной (на нижнем пределе изменения $x_\perp$).

Если на эксперименте интересоваться событиями с определенным значением поперечного импульса $x_\perp$ независимо от величины T, что позволит иметь бо́льшую статистику, то сечение при такой постановке опыта можно получить из (14) интегрированием по T:

$$\frac{d\sigma}{dx_\perp} = \int\limits_{T_{\min}}^{T_0} dT \frac{d\sigma}{dT\,dx_\perp}, \quad \frac{2(1-T_0)}{T_0}(2T_0 - 1)^{1/2} \leqslant x_\perp \leqslant (1-T_0)^{1/2},$$

$$\frac{d\sigma}{dx_\perp} = \int\limits_{T_{\min}}^{1-x_\perp^2} dT \frac{d\sigma}{dT\,dx_\perp}, \quad (1-T_0)^{1/2} \leqslant x_\perp \leqslant 1/\sqrt{3}, \qquad (16)$$

где $T_{\min}$ является корнем уравнения третьей степени, выписанного выше.

При значении $T_0 = 0{,}95$, которое мы используем для параметра обрезания, областью определения первого интеграла является область $0{,}100 \leqslant x_\perp \leqslant 0{,}224$. Необходимо иметь в виду, что при значениях $x_\perp$ в указанной области, как следует из рис. 2, могут быть события с $T > T_0 = 0{,}95$, которые однако не следует учитывать, если мы хотим ограничиться трехструйными событиями и параметр обрезания T_0 выбран правильно.

На рис. 4 приведена зависимость величины $(1 + \pi/\alpha_s)\, \sigma_{\text{tot}}^{-1}\, d\sigma/dx_\perp$ от поперечного импульса (верхняя кривая), а также вклад в указанное распределение отдельных областей (7). Изломы на кривых соответствуют

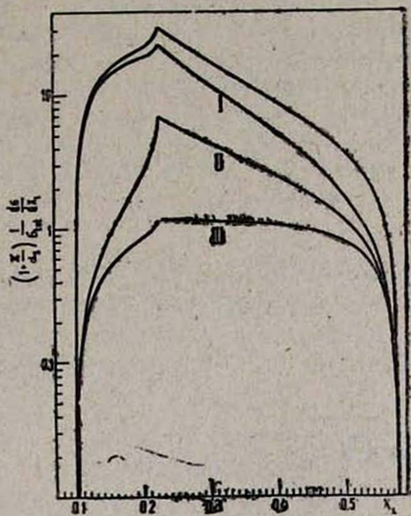


Рис. 4. Распределение по поперечному импульсу сечения процесса (1) (верхняя кривая) и вклад в указанное распределение отдельных областей (7) (соответствующие кривые отмечены значками I, II и III).

точке $x_\perp = (1 - T_0)^{1/2} = 0{,}224$ сшивки интегралов (16) (левые ветви описываются первым интегралом, а правые — вторым). При небольших значениях поперечного импульса ($x_\perp \lesssim 0{,}16$) основной вклад в рассматриваемую зависимость вносит область I (свыше 90%), а вклад областей II и III мал и примерно одинаков. С ростом $x_\perp$ относительный вклад области I уменьшается, а областей II и III растет. Вблизи верхнего предела изменения $x_\perp$ вклады всех областей сравниваются.

Выбором параметра T_0 определяется нижний предел изменения $x_\perp$ и, следовательно, расположение левых ветвей кривых распределения, изображенных на рис. 4. С ростом T_0 область допустимых $x_\perp$ будет начинаться с меньших значений, а изломы на кривых будут смещаться влево. Трудно ожидать, что экспериментальные данные позволят обнаружить излом на кривой распределения по поперечному импульсу (верхняя кривая на рис. 4). Скорее всего будет наблюдаться плавный переход между ее левой и правой ветвями. Тем не менее по расположению участка, где будет начинаться спад кривой (левая ветвь), можно судить о величине T_0.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hoyer P. et al.* Nucl. Phys., B161, 349 (1979).
2. *Farhi E.* Phys. Rev. Lett., 39, 1587 (1977).
3. *De Rujula A., Ellis J., Floratos E. G., Gaillard M. K.* Nucl. Phys., B138, 387 (1978).
4. *Georgi H., Machacek M.* Phys. Rev. Lett., 39, 1237 (1977).

5. *Шахназарян Ю. Г.* ЯФ, 35, 438 (1982).
6. *Ellis J., Gaillard M. K., Ross G. G.* Nucl. Phys., B111, 253 (1976); Erratum, B130, 516 (1977).
7. *De Grand T. A., Ng Y. J., Tye S.—H. H.* Phys. Rev., D16, 3251 (1977).

$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ԽՌԱՓՈՒՆՋ ՊՐՈՑԵՍԻ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԸՍՏ ԼԱՅՆԱԿԻ ԻՄՊՈՒԼՍԻ

ՅՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Քվանտային քրոմոդինամիկայի առաջին մոտավորությամբ հաշվված է $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ եռափունջ պրոցեսի դիֆերենցիալ կտրվածքը կախված T (առավել մեծ էներգիա ունեցող պարտոնի իմպուլս) և $x_\perp$ (մյուս երկու պարտոնների $\overline{T}$ առանցքի նկատմամբ լայնակի իմպուլս) փոփոխականներից։ Ստացված է նաև T փոփոխականի հնարավոր $2/3 \leqslant T < T_0$ արժեքների տիրույթում ինտեգրված բաշխումը ըստ լայնակի իմպուլսի։ Փորձում քվարկ-անտիքվարկային և գլյուոնային փնջերը միմյանցից տարբերելու հնարավորությունը պարզելու նպատակով հետազոտությունները կատարվել են գլյուոնի իմպուլսի հարաբերական մեծությամբ տարբերվող երեք տիրույթներում։

TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTION OF THREE-JET EVENT CROSS-SECTION IN e^+e^--ANNIHILATION

Yu. G. SHAKHNAZARYAN

For a three-jet process $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$, the cross-section differential in variables T (the thrust, the momentum of the most energetic parton) and $x_\perp$ (the momentum of each remaining parton transverse with respect to the T axis) was calculated in the first order of QCD. The transverse momentum distribution integrated over all the T in the permitted range of three-jet values, $2/3 < T < T_0$, was also obtained. To decide on the possibility of identifying quark-antiquark and gluon jets, the contribution to the obtained distributions of three regions, differing by the relative value of gluon momentum, was investigated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4, 191—199(1985)

УДК 538.56;539.12

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЗИТРОНАМИ И ЭЛЕКТРОНАМИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛАХ ТИПА АЛМАЗА

А. Р. АВАКЯН, ЯН ШИ

Ереванский физический институт

Н. К. ЖЕВАГО

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова

(Поступила в редакцию 20 августа 1983 г.)

В приближении усредненного потенциала атомных плоскостей вычислены спектры излучения электронами и позитронами больших энергий в кристаллах алмаза и кремния без учета эффектов деканалирования. Сравнение результатов расчета для позитронов с аналогичным расчетом с использованием параболического потенциала показывает, что параболический потенциал является достаточно хорошим приближением для плоскостей (110) алмаза. С другой стороны, превышение теоретических значений интенсивности излучения над экспериментальными данными указывает на существенную роль эффектов деканалирования. В случае электронов расчет хорошо согласуется с соответствующими экспериментальными результатами.

В ряде работ [1—4] была развита теория излучения при плоскостном каналировании релятивистских частиц в кристаллах, основанная на различных моделях для непрерывных потенциалов плоскостей. Приближение параболического потенциала [2], которое оказалось удовлетворительной аппроксимацией плоскостных потенциалов в случае позитронов, совершенно непригодно в случае электронов. А для потенциала некоторых кристаллографических плоскостей (например (111)) простое аналитическое представление вообще отсутствует. Для других моделей, отличных от параболы, практически невозможно получить достаточно простые аналитические выражения для спектрально-угловой плотности интенсивности излучения с учетом недипольного характера излучения. В таких случаях единственным методом остается численное интегрирование уравнений движения частиц в непрерывном потенциале плоскостей. Этот метод используется и в настоящей работе для расчета спектров излучения частицами с энергией порядка 10^9—10^{10} эВ и сравнения этих спектров с результатами соответствующих экспериментов.

В качестве потенциала изолированного атома нами используется приближение Мольера. Усреднение по координатам в кристаллографической плоскости и тепловым колебаниям атомов относительно плоскости, как известно [5], приводит в этом случае к следующему выражению для эффективного потенциала одной плоскости:

$$U_1(x)=\xi\sum_{i=1}^{3}\gamma_i\exp(\tau_i)\{\exp(-\beta_i x/a_T)\,\mathrm{erfc}(x_i^-)+$$
$$+\exp(\beta_i x/a_T)\,\mathrm{erfc}(x_i^+)\},$$
$$x_i^{\mp}=(\beta_i u/a_T\pm x/u)/\sqrt{2},\ \xi=\pi nZe^2a_T,$$
$$\gamma_i=\alpha_i/\beta_i,\ \tau_i=(\beta_i u/a_T)^2/2,$$
$$\alpha_i=\{0{,}1;\ 0{,}55;\ 0{,}35\},\ \beta_i=\{6;\ 0{,}1;\ 3\},$$

$a_T=0{,}4685\,Z^{-1/3}\cdot10^{-8}$ см — радиус Томаса—Ферми, u^2 — среднее квадратичное отклонение атома кристаллической плоскости, n — плотность атомов в плоскости, $\mathrm{erfc}\,(x)$ — дополнительная функция ошибок.

Как известно (см., например, [6]), движение частицы в направлении, перпендикулярном к кристаллографическим плоскостям, с точностью порядка $(U_0/E)^2$ (U_0 — глубина потенциальной ямы, E — энергия частицы) описывается уравнением

$$\frac{E}{c^2}\ddot{x}=-\frac{dU(x)}{dx},$$

где $U(x)$ — потенциальная энергия частицы, которая определяется суммарным потенциалом плоскостей рассматриваемого семейства. При этом продольная скорость $\dot{z}$ ультрарелятивистской частицы определяется из уравнения

$$\dot{z}\approx c\left[1-\frac{1}{2}\left(\gamma^{-2}+\left(\frac{v_x}{c}\right)^2\right)\right],\ \gamma=\frac{E}{m_0c^2},\qquad(3)$$

которое является следствием закона сохранения продольного импульса.

Согласно (2) поперечная энергия ε является интегралом движения в усредненном потенциале плоскостей:

$$\varepsilon=\frac{E}{2}\left(\frac{v_x}{c}\right)^2+U(x).\qquad(4)$$

Ее значение определяется углом θ_0 и координатой x_0 влета частицы в кристалл: $\varepsilon=E\theta_0^2/2+U(x_0)$.

Поскольку потенциал является периодической функцией с пространственным периодом d, равным расстоянию между соседними плоскостями, то выполняются равенства

$$\mathbf{v}(t+T)=\mathbf{v}(t),\ x(t+T)=x(t)+\langle v_x\rangle T,$$
$$z(t+T)=z(t)+\langle v_z\rangle T,\qquad(5)$$

где

$$\langle v_z\rangle=T^{-1}\int_0^T v_z(t)\,dt\approx c\,(1-\gamma^{-2}/2-w(T)/2T)$$

—средняя по периоду продольная скорость частицы $\left(w(t)=\int_0^t(v_x/c)^2\,dt\right)$.

Для каналированных частиц средняя поперечная скорость $< v_x > = 0$, для надбарьерных частиц $< v_x > = d/T$. Период T столкновений частицы с плоскостями определяется формулами:

$$T = 4(E/2)^{1/2} \int_0^{x_m} (\varepsilon - U(x))^{-1/2} dx \qquad (6)$$

— для каналированных частиц и

$$T = 2(E/2)^{1/2} \int_0^{d/2} (\varepsilon - U(x))^{-1/2} dx \qquad (7)$$

— для надбарьерных частиц. Здесь $x = x_m$ — точка поворота в поперечном движении, $x = 0$ соответствует минимуму потенциала $U(x)$.

Спектральное распределение энергии излучения частицы за все время взаимодействия с кристаллографическими плоскостями определяется хорошо известной формулой классической электродинамики

$$\frac{1}{\hbar} \frac{dW}{d\omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2} \omega^2 \int |\mathbf{n} \times \mathbf{J}|^2 d\Omega, \qquad (8)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$, ω — частота излучения, $\mathbf{n} = \{\theta \sin\varphi, \theta \cos\varphi, \cos\theta\}$ — единичный вектор в направлении излучения, полярный угол θ отсчитывается от оси z, азимутальный угол φ—от плоскости (yz), $d\Omega = \sin\theta d\theta\, d\varphi$,

$$\mathbf{J} = c^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{v}(t) \exp[i\omega(t - \mathbf{n}\cdot\mathbf{r}(t)/c)]\, dt.$$

В случае, когда частица при движении в кристалле успевает совершить большое число колебаний $N = l/T$ (где l — толщина кристалла), подынтегральная функция в (8) содержит ряд резких интерференционных максимумов и в пределе $N \to \infty$ может быть представлена в виде суммы соответствующих δ-функций. Тогда спектральное распределение энергии излучения, отнесенное к длине l пути частицы, можно представить в виде разложения по гармоникам:

$$\frac{1}{l\hbar} \frac{dW}{d\omega} = \frac{\alpha\omega}{2\pi c} \sum_{k=1}^{\infty} |\mathbf{n} \times \mathbf{j}|^2 \delta\left(1 - \frac{\mathbf{n} \cdot < \mathbf{v} >}{c} - \frac{2\pi k}{\omega T}\right) d\Omega, \qquad (9)$$

$$\mathbf{j} = (Tc)^{-1} \int_0^T \mathbf{v}(t) \exp[i\omega(t - \mathbf{n}\cdot\mathbf{r}(t)/c)]\, dt. \qquad (10)$$

Интегрируя (9) по полярному углу и переходя далее в (10) от интегрирования по времени к интегрированию по поперечной координате x, получаем спектральное распределение в виде, более удобном для дальнейших расчетов:

$$\frac{1}{l\hbar} \frac{dW}{d\omega} = \frac{4\alpha\omega}{\pi c} \sum_{k=k_0}^{\infty} \int_0^{\pi/2} \frac{F(\theta_k^+)\theta_k^+ + F(\theta_k^-)\theta_k^- \eta(\theta_k^-)}{\theta_k^+ - \theta_k^-} d\varphi. \qquad (11)$$

Здесь

$$F(\theta_k) = (j_z\, \theta_k \sin \varphi - j_x)^2 + j_z^2\, \theta_k^2 \cos^2 \varphi, \tag{12}$$

$\eta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда, а величины $\theta_k^{\pm}$, j_x и j_z для каналированных частиц определяются формулами

$$\theta_k^{\pm} = \pm [4\pi k/\omega T - \gamma^{-2} - w(T)/T]^{1/2},$$

$$j_x = 4(cT)^{-1} \int\limits_0^{x_m} \cos(A_k(x) + \delta_k) \cos(B_k(x) + \delta_k)\, dx,$$

$$j_z = 4\, T^{-1} \int\limits_0^{x_m} \sin(A_k(x) + \delta_k) \sin(B_k(x) + \delta_k)\, v_x^{-1}\, dx, \tag{13}$$

$$v_x = c\,(2/E)^{1/2} [\varepsilon - U(x)]^{1/2},$$

$$\delta_k = \begin{cases} 0 \text{ — при нечетных значениях } k \\ \pi/2 \text{ — при четных значениях } k. \end{cases}$$

Для надбарьерных частиц соответствующие значения этих величин следующие:

$$\theta_k^{\pm} = \frac{d \sin \varphi}{cT} \pm \left[\frac{d^2 \sin^2 \varphi}{c^2 T^2} + \frac{4\pi k}{\omega T} - \gamma^{-2} - \frac{w(T)}{T} \right]^{1/2},$$

$$j_x = 2(cT)^{-1} \int\limits_0^{d/2} \cos(A_k(x) - C_k(x))\, dx, \tag{14}$$

$$j_z = 2\, T^{-1} \int\limits_0^{d/2} \cos(A_k(x) - C_k(x))\, v_x^{-1}\, dx.$$

В формуле (11) суммирование начинается со значения k_0, при котором выражение, стоящее под знаком корня в (13) или (14), принимает положительное значение. Функции $A_k(x)$, $B_k(x)$ и $C_k(x)$, входящие в (13) и (14), определяются формулами

$$A_k(x) = 2\pi k t(x)/T + \omega [w(t(x)) - t(x)\, w(T)/T]/2,$$

$$B_k(x) = \omega x c^{-1} \theta_k \sin \varphi,$$

$$C_k(x) = \omega c^{-1} (x - t(x)\, d/T)\, \theta_k \sin \varphi, \tag{15}$$

$$t(x) = c^{-1}\, (E/2)^{1/2} \int\limits_{x_0}^{x} [\varepsilon - U(x)]^{-1/2}\, dx.$$

С помощью формул (11)—(13) были рассчитаны спектральные распределения энергии излучения позитронами (рис. 1, 2) и электронами (рис. 3). Спектры усреднялись по точкам влета частиц в кристалл, которые считались распределенными равномерно в интервале $0 < x_0 < d$. При этом отклонение потенциала плоскости от среднего значения (1) и связанные с этим эффекты деканалирования не учитывались.

На рис. 1 представлены спектры в случае позитронов, влетающих под нулевым углом к плоскости (110) алмаза толщиной 80 мкм. Наряду с ре-

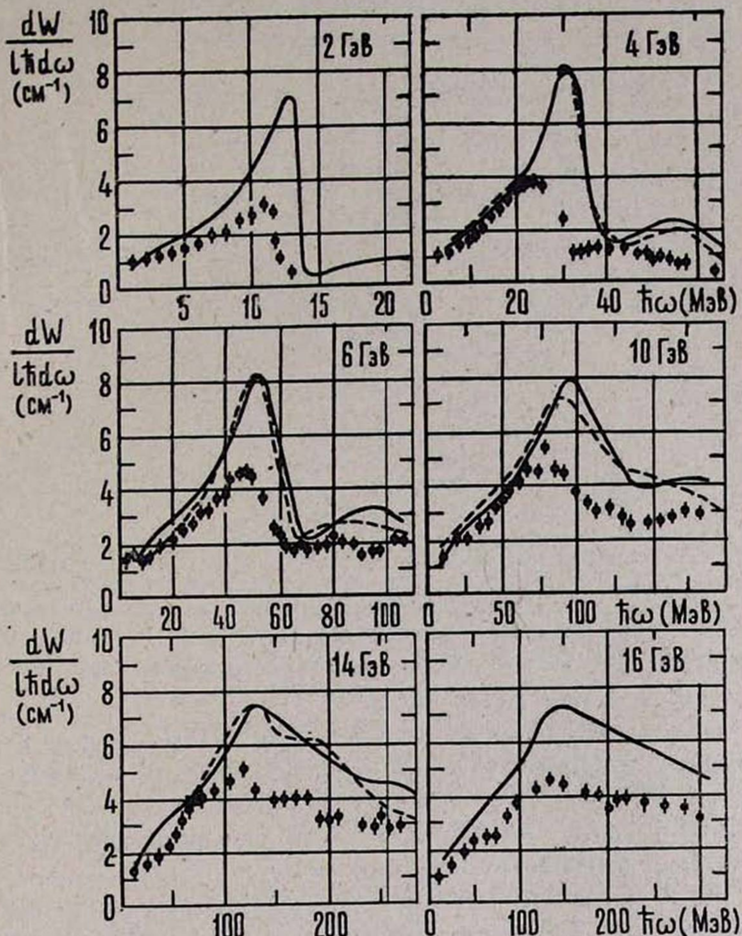


Рис. 1. Частотный спектр энергии излучения позитронами на единице пути, каналированными в плоскостях (110) кристалла алмаза (U_0 = 24,6 эВ) толщиной 80 мкм. Энергии позитронов указаны на графиках. Сплошные кривые — расчет настоящей работы, точки — эксперимент [7], штриховые кривые — расчет в приближении параболического потенциала [2] без учета эффектов деканалирования.

зультатами наших численных расчетов (сплошные кривые) приведены также результаты соответствующих аналитических расчетов [2], основанных на приближенной модели межплоскостного потенциала* в виде параболы (штриховые кривые), и результаты эксперимента (точки), проведенного Авакяном и др. в СЛАКе [7].

---

* Аналогичные расчеты без учета эффектов деканалирования проводились также авторами работ [3] и [4].

Как видно из сравнения представленных теоретических результатов, в случае алмаза параболический потенциал является достаточно хорошим приближением к реальному межплоскостному потенциалу.

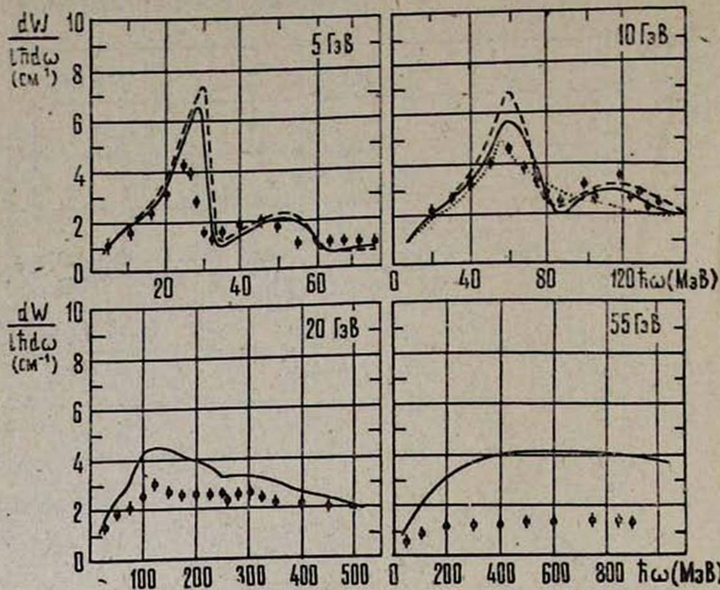


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для кристалла кремния (U_0 = 24,9 эВ) толщиной 100 мкм. Экспериментальные точки взяты из [8], штриховые кривые — расчет [8], точечная кривая — расчет в приближении параболического потенциала [9].

Превышение рассчитанных нами значений интенсивности излучения над экспериментальными указывает на заметную роль эффектов деканалирования в указанных экспериментах. К такому же выводу пришли авторы работы [2], где был проведен также дополнительный расчет спектров с учетом деканалирования позитронов.

На рис. 2 сплошными кривыми представлены результаты наших расчетов спектральной плотности энергии излучения на единице пути позитронами различных энергий, входящими под нулевым углом к плоскостям (110) кристалла кремния толщиной 100 мкм. Штриховыми кривыми представлены результаты аналогичных (основанных на усредненном потенциале плоскостей) численных расчетов, проведенных независимо в работе [8]. При этом в отличие от настоящей работы усредненный потенциал плоскости в [8] вычислялся не на основе модели Мольера, а на основе модели Дойла—Тернера для потенциала атома. Имеющееся различие между результатами сравниваемых расчетов в данном случае указывает на чувствительность спектров излучения каналированных частиц к выбору модели потенциала изолированных атомов плоскости. Оно остается несмотря на проведенное усреднение потенциала атомов по координатам в плоскости.

Точками на рис. 2 показаны результаты соответствующих экспериментов, выполненных недавно в ЦЕРНе [8]. Заметное превышение вычисленных значений интенсивности излучения над экспериментальными в основном обусловлено значительной начальной угловой расходимостью позитронного пучка в эксперименте [8], которая не учитывалась в расчетах. В особенности этот эффект заметен при энергии позитронов 55 ГэВ, когда критический угол для плоскостного каналирования был наименьшим.

На рис. 3 представлены результаты расчета спектров излучения электронами (сплошные кривые) и результаты соответствующих экспериментов, выполненных в Ереванском физическом институте [10] и в ЦЕРНе

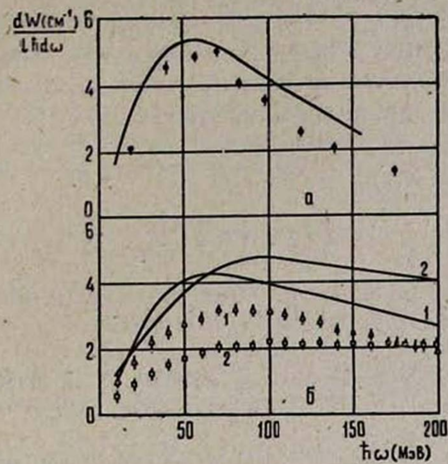


Рис. 3. *а*) Частотный спектр излучения электронами, каналированными в плоскостях (110) кристалла алмаза толщиной 100 мкм. Энергия электронов — 4,7 ГэВ, угол падения на плоскости $\theta_0 = 0$. Сплошная кривая — расчет, точки — соответствующие экспериментальные результаты [10]. *б*) Частотный спектр изучения электронами, каналированными в плоскостях (110) кристалла кремния толщиной 10 мкм. Цифры 1 и 2 соответствуют энергиям электронов 7 и 10 ГэВ. Сплошные кривые — расчет для $\theta_0 = 0$, треугольники и квадратики — соответствующие экспериментальные результаты [8].

[8]. Поскольку плоскостной потенциал для электронов существенно отличается от гармонического, характерные частоты излучения отдельного каналированного электрона существенно зависят от значения его поперечной энергии и, следовательно, от точки его влета в кристалл. Такая зависимость приводит к сглаживанию максимума в спектре излучения после усреднения спектров по точкам влета частиц в кристалл. Видно, что рассчитанные спектры излучения электронов, движущихся в режиме плоскостного каналирования ($\theta_0 = 0$), действительно не имеют четко выделенного максимума, в отличие от рассмотренного выше случая позитронов. По характеру спектров наши расчеты согласуются с соответствующими экспериментальными результатами [10, 8].

Необходимо, однако, иметь в виду, что расчеты нами проводились без учета начальной угловой расходимости пучка электронов и эффектов деканалирования, которые практически всегда имеют место в экспериментах. Поскольку критический угол Линдхарда для плоскостного каналирования убывает с ростом энергии электронов, то влияние начальной угловой расходимости пучка должно сказываться заметнее при более высоких энергиях. Возможно, что этим объясняется недостаточно хорошее количественное согласие расчета с экспериментом при энергии электронов $E = 10$ ГэВ [8] (рис. 3б).

С другой стороны, достаточно хорошее согласие проведенного нами расчета с экспериментальными данными [10] (рис. 3а), по-видимому, объясняется наличием в этом эксперименте коллимации при регистрации фотонов, вышедших из кристалла. Угол коллимации был порядка угла Линдхарда, поэтому регистрировались в основном фотоны, испущенные каналированными электронами. Фотоны же, испущенные надбарьерными электронами (как влетевшими в кристалл под углами, бо́льшими критического, вследствие расходимости падающего пучка электронов, так и вышедшими из режима каналирования вследствие рассеяния), не попадали в регистрирующий прибор.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кумахов М. А.* Phys. Lett., 57, 17 (1976); ДАН СССР, 230, 1070 (1976).
2. *Базылев В. А., Жеваго Н. К.* ЖЭТФ, 73, 1097 (1977).
   Жеваго Н. К. ЖЭТФ, 75, 1389 (1978).
   Базылев В. А., Глебов В. И., Жеваго Н. К. ЖЭТФ, 78, 62 (1980).
   Базылев В. А. и др. ДАН СССР, сер. физ., 253, 1100 (1980); ЖЭТФ, 80, 608 (1981).
3. *Шульга Н. Ф., Генденштейн Л. Э., Мирошниченко И. И.* ЖЭТФ, 82, 50 (1982).
   Шульга Н. Ф., Трутень В. И., Фомин С. П. Письма в ЖЭТФ, 6, 1037 (1980).
4. *Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М.* ДАН СССР, 266, 605 (1982).
5. *Gemmell D. S.* Rev. Mod. Phys., 46, 129 (1974).
6. *Базылев В. А., Жеваго Н. К.* УФН, 137, 605 (1982).
7. *Авакян Р. О., Мерри Д. Д., Мирошниченко И. И., Фигут Т. Х.* ЖЭТФ, 82, 1825 (1982).
8. *Atkinson M. et al.* CERN—EP/82—03, 1982.
   Back J., Komarov F., Meyer Ph. CERN/PSCC/82—94, 1982.
9. *Filatova N. A. et al.* Fermi—Pub—81/34—EXP 7850.507—11; NIM, 194, 239 (1982).
10. *Авакян Р. О.* и др. ЯФ, 35, 387 (1982).

ՄԵԾ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ՊՈԶԻՏՐՈՆՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ ԱԼՄԱՍՏԻ ՏԻՊԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՀԱՐԹ ԿԼԱՆՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Հ. Ռ. ԱՎԱԳՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ, Ն. Կ. ԺԵՎԱԳՈ

Ալմաստի և սիլիցիումի բյուրեղներում ատոմական հարթությունների միջինացված պոտենցիալի մոտավորությամբ հաշվված են մեծ էներգիայի էլեկտրոնների և պոզիտրոնների ճառագայթման սպեկտրները առանց ապականալացման էֆեկտների հաշվի առման։ Պոզիտրոնների դեպքում հաշվարկների համեմատությունը պարաբոլական պոտենցիալով կատարված նմանատիպ հաշվարկի հետ ցույց է տալիս, որ պարաբոլական պոտենցիալը բավականաչափ լավ մոտավորություն է ալմաստի (110) հարթությունների համար։ Մյուս կողմից, ճառագայթման ինտենսիվության տեսական արժեքների գերազանցումը փորձնական տվյալների նկատմամբ մատնանշում է ապականալացման էֆեկտների որոշիչ դերը։ Էլեկտրոնների ճառագայթման տեսական հաշվարկները լավ համընկնում են համապատասխան փորձնական տվյալների հետ։

CALCULATION OF RADIATION SPECTRA OF HIGH ENERGY ELECTRONS AND POSITRONS AT PLANAR CHANNELING IN DIAMOND-LIKE CRYSTALS

H. R. AVAKYAN, C. YANG, N. K. ZHEVAGO

The radiation spectra from high energy electrons and positrons were calculated in the approximation of averaged potential of atomic planes in diamond and silicon crystals regardless of dechanneling effects. A comparison of calculations for positrons with parabolic potential calculations shows that the parabolic potential provides sufficiently good approximation for (110) planes of the diamond crystal. On the other hand, the excess of theoretical values of the radiation intensity over the experimental ones is an indication of the decisive role of dechanneling effects. In the case of electrons the calculations agree fairly well with appropriate experimental data.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4, 200—205 (1985)

УДК 530.145

О ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ СВОБОДНОЙ ЧАСТИЦЫ

В. А. ДЖРБАШЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 мая 1982 г.;

после переработки 24 ноября 1984 г.)

Найдена новая ортонормированная система функций, являющихся решениями уравнения Шредингера. В этих состояниях имеют определенное значение энергия и компоненты вдоль оси z импульса и момента количества движения. Наличие трех неортогональных друг к другу взаимоисключающих полных систем функций, удовлетворяющих уравнению Шредингера, указывает на то, что волновая функция свободной частицы не определяется лишь уравнением Шредингера. Известная, экспериментально проверенная волновая функция свободной частицы зависит от пяти параметров, которые определяются из приведенных пяти уравнений (одним из которых является уравнение Шредингера), следуемых из однородности и изотропности свободного пространства.

1. Введение

Уравнению Шредингера для стационарных состояний

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\left\{\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}r^2\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\left[\frac{1}{\sin\vartheta_r}\frac{\partial}{\partial\vartheta_r}\sin\vartheta_r\frac{\partial}{\partial\vartheta_r}+\frac{1}{\sin^2\vartheta_r}\frac{\partial^2}{\partial\varphi_r^2}\right]\right\}\psi=E\psi \quad (1)$$

удовлетворяет «плоская волна»

$$\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})=\frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}}e^{i\mathbf{pr}/\hbar}=\frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}}e^{ipr\,[\cos\vartheta_r\cos\vartheta_p+\sin\vartheta_r\sin\vartheta_p\cos(\varphi_r-\varphi_p)]/\hbar}, \quad (2)$$

которая представляет собой полную систему волновых функций, удовлетворяющих условию ортонормированности. $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$, согласно (2), описывает свободную частицу, которая имеет определенный импульс, в полном соответствии с первым законом Ньютона классической механики. Эти состояния наблюдаются во всех процессах, где участвуют свободные частицы (см. графики Фейнмана, где свободная частица обозначается своим импульсом), и являются следствием однородности свободного пространства. Корректное рассмотрение [1—3] показывает, что они являются следствием и его одновременной изотропности.

Из уравнения (1) видно, что оно может быть удовлетворено не только плоской волной (2), но и бесконечно большим числом функций вида

$$\psi = \int C(\vartheta_p, \varphi_p)\psi_p d\Omega_p, \tag{3}$$

где $C(\vartheta_p, \varphi_p)$ — произвольная функция от ϑ_p, φ_p. Однако из этих ψ полную ортонормированную систему составят те (равные ψ_{ELm}), для которых

$$C(\vartheta_p, \varphi_p) = (pM)^{1/2} i^{-L} Y_{Lm}(\vartheta_p \varphi_p). \tag{4}$$

Функции

$$\psi_{ELm}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\hbar}\sqrt{\frac{M}{r}}\, J_{L+1/2}(\sqrt{2ME}\, r/\hbar)\, Y_{Lm}(\vartheta_r \varphi_r), \tag{5}$$

согласно [4], описывают такие «стационарные состояния свободной частицы, в которых она обладает, наряду с энергией, определенными абсолютной величиной и проекцией момента». Такие состояния не имеют классического аналога и не обнаружены. Задача сторонников несостоятельной концепции — экспериментально найти свободную частицу в стационарных состояниях, описываемых волновыми функциями, удовлетворяющими уравнению (1), но отличными от (2), еще более усложнилась. Оказывается среди функций

$$\psi = \int_0^{2\pi} C(\varphi_p)\psi_p d\varphi_p, \tag{6}$$

удовлетворяющих, наряду с (3), уравнению (1), также есть такие (равные ψ_{Ep_zm}), которые составляют полную

$$\int dE\, dp_z \sum_m \psi^*_{Ep_zm}(\mathbf{r})\psi_{Ep_zm}(\mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \tag{7}$$

ортонормированную

$$\int \psi^*_{Ep_zm}(\mathbf{r})\psi_{E'p'_zm'}(\mathbf{r})\, d\mathbf{r} = \delta(E - E')\delta(p_z - p'_z)\delta_{mm'} \tag{8}$$

систему. Для них

$$C(\varphi_p) = M^{1/2} i^{-|m|}\Phi_m(\varphi_p), \quad \Phi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi}. \tag{9}$$

Функции

$$\psi_{Ep_zm}(\mathbf{r}) = \frac{(M/\hbar)^{1/2}}{2\pi\hbar} J_{|m|}(\sqrt{2ME - p_z^2}\, r \sin\vartheta_r/\hbar)\, e^{i(p_z r\cos\vartheta_r + \hbar m\varphi_r)/\hbar} \tag{10}$$

являются собственными функциями операторов энергии и проекций на ось z импульса и момента.

2. Теория волновой функции нерелятивистской свободной частицы

Известно, что сохранение импульса свободной частицы, т. е. обладание определенным не зависящим от t и $\mathbf{r}$ импульсом $\mathbf{p}$, квантовая механика интерпретирует как следствие однородности (трансляционной симметричности) свободного пространства [4]. Согласно этому следствию волновая функция свободных частиц ψ является собственной функцией оператора импульса $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$:

$$\hat{\mathbf{p}}\psi = \mathbf{p}\psi. \tag{11}$$

Отсюда следует, что $\psi \equiv \psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$. Коэффициент в функции $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$, приведенной в (2), подобран таким, чтобы имели место условия полноты и ортонормированности.

В обычно используемой декартовой системе координат (11) имеет вид

$$\hat{p}_x\psi = p_x\psi, \ \hat{p}_y\psi = p_y\psi, \ \hat{p}_z\psi = p_z\psi. \tag{11a}$$

Используя сферические компоненты вектора $\mathbf{p}$ вместо декартовых ($p_x = p\sin\vartheta_p\cos\varphi_p$, $p_y = p\sin\vartheta_p\sin\varphi_p$, $p_z = p\cos\vartheta_p$), волновую функцию $\psi(\mathbf{r})$ можно представить в виде, приведенном во второй части равенства (2).

Эта функция удовлетворяет трем независимым уравнениям, получающимся из (11а):

$$\hat{H}\psi = \frac{1}{2M}\left(\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2\right)\psi = \frac{p^2}{2M}\psi, \tag{11б}$$

которое представляет собой уравнение Шредингера и зависит от p ($p \geqslant 0$);

$$\left(\frac{1}{\sin\varphi_p}\hat{p}_p\,\frac{1}{\cos\varphi_p}\,\hat{p}_x\right)\psi = 0, \tag{11б′}$$

которое зависит от φ_p $\left(\frac{1}{\sin\varphi_p}\frac{\hat{p}_y\psi}{\psi} \geqslant 0\right)$;

$$\left[\frac{1}{\sin^2\vartheta_p}\left(\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2\right) - \frac{1}{\cos^2\vartheta_p}\hat{p}_z^2\right]\psi = 0, \tag{11б″}$$

которое зависит от ϑ_p $\left(\frac{1}{\cos\vartheta_p}\frac{\hat{p}_z\psi}{\psi} \geqslant 0\right)$.

Поскольку сферические компоненты p, φ_p, ϑ_p — независимые величины, уравнения (11б), (11б′) и (11б″) являются действительно независимыми. Таким образом, уравнение Шредингера (11б) (определяющее энергию) есть лишь одно из трех уравнений (остальные два (11б′) и (11б″) определяют направление движения свободной частицы), следуемых из однородности пространства.

Но известно [4], что свободное пространство одновременно с однородностью и изотропно (вращательно симметрично), следствием чего является сохранение момента количества движения.

Тот факт, что частица в пространстве при наличии центрально-симметричного поля (водородоподобный атом) обладает определенным, не зависящим от $\mathbf{r}$ и t, моментом, принято считать следствием изотропности такого пространства. Но поскольку наложение поля не увеличивает симметрию пространства, то свободное пространство не менее изотропно, чем пространство при наличии центрально-симметричного поля. В результате частица в свободном пространстве должна иметь определенный полный момент [1—3]. И действительно, наряду с (11б), (11б′), (11б″) волновая функция (2) свободной частицы (со спином $s=0$) удовлетворяет также уравнениям

$$\hat{\mathbf{J}}^2 \psi = 0, \tag{12}$$

$$\hat{J}_z \psi = 0, \tag{13}$$

где оператор полного момента количества движения

$$\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}}^r + \hat{\mathbf{L}}^p + \hat{\mathbf{s}}, \tag{14}$$

$$\hat{\mathbf{L}}^r = -i\hbar[\mathbf{r}\nabla_r], \ \hat{\mathbf{L}}^p = -i\hbar\,]\mathbf{p}\nabla_p].$$

Таким образом, волновая функция нерелятивистской бесспиновой свободной частицы наряду с уравнением Шредингера (11б) удовлетворяет еще четырем уравнениям (11б′), (11б″), (12) и (13).

В случае свободного электрона ($s = 1/2$), как известно, волновой функцией в нерелятивистском случае считается

$$\psi = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}}\, v_{s\mu}(\lambda)\, e^{i\mathbf{pr}/\hbar}, \tag{15}$$

($v_{s\mu}(\lambda)$ — спиновая функция), которая представляет собой нерелятивистский предел известной дираковской функции. Из пяти параметров, входящих в (15) (p, φ_p, ϑ_p, $s=1/2$, $s_z=\mu$), уравнением Шредингера (11б) определяется лишь p ($E=p^2/2M$, M — задана). φ_p и ϑ_p определяются из (11б′) и (11б″), а s и μ — из*

$$\hat{\mathbf{J}}^2 \psi = \hbar^2 s(s+1)\psi \tag{16}$$

и

$$\hat{J}_z \psi = \hbar\mu\psi. \tag{17}$$

Свободное пространство — наиболее симметричное пространство. В результате частица в таком пространстве имеет наибольшее число сохраняющихся величин: энергию $E=p^2/2M$, определяемую из уравнения Шредингера, φ_p, ϑ_p, $\mathbf{J}^2$, J_z (всего 5), и ее волновая функция удовлетворяет наибольшему числу (5) уравнений.

3. Обсуждение

Два других альтернативных (2) решения свободного уравнения Шредингера (11б) — известное (5) и найденное автором (10) — не удовлетворяют уравнениям (11б′) и (11б″), по своей структуре относятся к менее

---

* Выражение (15) удовлетворяет также соотношениям $\mathbf{s}^2\hat{\psi} = \hbar^2 s(s+1)\psi$ $\hat{s}_z\psi = \hbar\mu\psi$, которые не связаны с вращением, поскольку не содержат производных по углам. Первое из них относится лишь к внутренним свойствам частицы (как масса), второе, кроме того, не удовлетворяется уже при учете следующего нерелятивистского приближения в волновой функции.

симметричным пространствам (с меньшим числом сохраняющихся величин), где наложено внешнее поле, и не являются волновыми функциями свободной частицы.

Волновые функции типа (5), но с другой радиальной функцией [4], описывают состояния при несвободном финитном движении во вращательно симметричном пространстве (в пространстве кулоновского поля, где сохраняются E, $\mathbf{J}^2$, J_z, всего 3 величины).

Волновые функции типа (10), но с радиальной функцией [4], отличной от $J_{|m|}$, описывают состояния несвободной частицы в аксиально симметричном пространстве (в пространстве постоянного магнитного поля, где сохраняются E, p_z, J_z, всего 3 величины).

Таким образом, нерелятивистскую частицу в свободном (трансляционно и вращательно симметричном) пространстве описывает лишь волновая функция (15), которая наряду с уравнением Шредингера (откуда определяется лишь параметр p) удовлетворяет еще четырем уравнениям (с четырьмя независимыми параметрами ϑ_p, φ_p, s, μ). Измерение направления и величины импульсов свободных частиц является составной частью многих экспериментов.

Стационарные состояния частицы (в данном поле или в пространстве без поля) описываются единой полной ортонормированной системой волновых функций. Хорошей иллюстрацией этого положения является пример поддающегося точному решению уравнения Шредингера в случае кулоновского поля. При $E < 0$ волновые функции $\psi_{nlm} = R_{nl}(r)\, Y_{lm}(\vartheta\varphi)$ описывают все стационарные состояния водородоподобных атомов. Никакая другая функция, не совпадающая с одной, определенной из системы ψ_{nlm}, стационарного состояния не опишет (в нерелятивистском бесспиновом приближении). Это хорошо известно.

Волновая функция определенного стационарного состояния $\psi_{n_0 l_0 m_0}$ не может быть получена как разложение $\sum\limits_{nlm}' c_{nlm}\psi_{nlm}$ (где штрих означает, что в сумме член с $n = n_0$, $l = l_0$, $m = m_0$ отсутствует). Это связано с тем, что

$$\int \psi^*_{n_0 l_0 m_0} \sum_{nlm}' c_{nlm}\psi_{nlm}\, dV = 0,$$

а должен был равняться единице в силу условия, которому удовлетворяет ψ_{nlm}:

$$\int \psi^*_{nlm}\psi_{n'l'm'}\, dV = \delta_{nn'}\delta_{ll'}\delta_{mm'}.$$

Так же обстоит дело в случае свободной частицы. Волновые функции, которые описывают стационарные состояния свободной частицы, образуют единую полную ортонормированную систему $\psi_{\mathbf{p}}$ решений уравнения Шредингера для стационарных состояний. При вычислении вероятности или сечения любого элементарного акта, если все взаимодействия рассматриваются как возмущение, в качестве невозмущенной функции (т. е. волновой функции свободной частицы) используется плоская волна (или произведение плоских волн, если в процессе участвуют несколько частиц). Таким образом были успешно описаны все процессы (например, формулой

Клейна—Нишины — комптон-эффект и формулой Бете—Гайтлера — тормозное излучение).

Естественно, что использование альтернативных решений (5) или (10) вместо ψ_p в качестве невозмущенной волновой функции привело бы к другим формулам, не согласующимся с экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Джрбашян В. А.* Препринт ЕФИ-449 (56)-80, 1980.
2. *Джрбашян В. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 3 (1981).
3. *Джрбашян В. А.* ДАН АрмССР, 80, 123 (1985).
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика, ГИТТЛ, М.—Л., 1948; Изд. Наука, М., 1974.

ՈՉ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԱԶԱՏ ՄԱՍՆԻԿԻ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Վ. Հ. ՋՐԲԱՇՅԱՆ

Գտնված է Շրեդինգերի ազատ հավասարման լուծում հանդիսացող ալիքային ֆունկցիաների նոր, լրիվ օրթոնորմավորված սիստեմ։ Այդ վիճակներում որոշակի արժեք ունեն էներգիան և z առանցքի ուղղությամբ իմպուլսի և շարժման քանակի մոմենտի քաղադրիչները։ Շրեդինգերի հավասարմանը բավարարող ալիքային ֆունկցիաների երեք միմյանց ոչ օրթոգոնալ փոխադարձաբար բացառող լրիվ սիստեմների գոյությունը ցույց է տալիս, որ ազատ մասնիկի վիճակը չի որոշվում միայն Շրեդինգերի հավասարումով։ Հայտնի, բազմաթիվ փորձերով ստուգված ազատ մասնիկի ալիքային ֆունկցիան կախված է հինգ պարամետրից, որոնք որոշվում են ազատ տարածության համասեռությունից և իզոտրոպությունից հետևող բերված հինգ հավասարումից, որոնցից մեկը հանդիսանում է Շրեդինգերի հավասարումը։

ON THE WAVE FUNCTION OF NONRELATIVISTIC FREE RARTICLE

V. A. DJRBASHIAN

A new orthonormalized system of wave functions, the solutions of the Schrodinger free equation is found. In these states the energy and components along the z axis of momentum and angular momentum have definite values. The existence of three nonorthogonal to each other, mutually exclusive complete systems of wave functions satisfying the Schrodinger equation indicates to the fact that the state of a free particle is not determined by the Schrodinger equation only. The known experimentally checked wave function of the free particle depends on five parameters defined from the given five equations (one of which is the Schrodinger equation) that follow from homogeneity and isotropy of the free space.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4, 206—210 (1985)

УДК 539.182

КОГЕРЕНТНАЯ ДИФРАКЦИЯ АТОМА В РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

А. Ж. МУРАДЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 3 ноября 1983 г.)

Рассмотрено движение атома в поле когерентных встречных волн для произвольного значения расстройки резонанса. Получены результаты для времен взаимодействий, меньших времени спонтанного распада возбужденного состояния атома, т. е. при когерентном взаимодействии. Для амплитуды вероятности n-фотонной отдачи атома в поле получен аналитический результат в виде бесконечного ряда, который в случае больших расстроек или сверхсильных полей представляет собой разложение функций Бесселя целого порядка.

Лазерное излучение резонансным световым давлением действует на движение нейтрального атома. Это механическое воздействие можно использовать для разделения изотопов и очищения газов, охлаждения и захвата частиц в оптических «ловушках», исследования слабых ван-дер-ваальсовских сил взаимодействия между атомами и т. д. Сила светового давления обычно делится на «спонтанную» и «дипольную» части. Первая из этих сил обусловлена изменением импульса атома на величину $\hbar k$ при каждом акте взаимодействия, в результате которого вынужденное поглощение фотона с импульсом $\hbar k$ сопровождается сферически симметричным спонтанным излучением [1]. Величина этой силы пропорциональна естественной ширине перехода [2, 3] и даже при лазерных возбуждающих полях приводит к изменениям скорости атома, намного меньшим тепловых скоростей при комнатных температурах. «Дипольная» часть светового давления обусловлена вазимодействием между индуцированным дипольным моментом атома и градиентом амплитуды лазерного поля [4, 5] и, например, в случае стоячей волны лазерного излучения намного превосходит по величине «спонтанную» часть [6]. Увеличение силы в случае двух встречных волн обусловлено возможностью вынужденного переброса фотонов из одного лазерного пучка в другой, что является многофотонным аналогом эффекта Капицы—Дирака [7]. Перебрасывая n фотонов, атом получает импульс отдачи, равный $2n\hbar k$.

В поле мощных коротких световых импульсов ускорение атомов носит когерентный характер, так как спонтанные переходы не успевают сбить фазу когерентной многофотонной отдачи [8—11]. В пренебрежении изменением траектории движения атома квантовая задача когерентного взаимодействия атома со стоячей волной при точном резонансе рассмотрена в [12], а неточный резонанс рассмотрен в [13] в квазиклассическом приближении (при $n \gg 1$). Нами рассматривается квантовая картина взаимодействия в случае произвольного резонанса (для произвольного n). Для вероятности n-фотонной отдачи получен аналитический результат в виде бесконечного ряда.

В дипольном приближении гамильтониан атома имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{\hbar^2}{2M}\Delta - \hat{d}E(t, z). \qquad (1)$$

Здесь первое слагаемое — оператор собственной энергии свободного атома, второе слагаемое — оператор кинетической энергии атома с массой M, третье слагаемое описывает взаимодействие атома со стоячей волной, направленной вдоль оси z.

Волновую функцию атома будем искать в виде

$$\Psi = \{A(t, z)\psi_1 e^{-\frac{i}{\hbar}\nu_1 t} + B(t, z)\psi_2 e^{-\frac{i}{\hbar}\nu_2 t + i\varepsilon t}\} e^{\frac{i}{\hbar}\mathbf{p}_\perp \mathbf{r} - \frac{i}{\hbar}\frac{\mathbf{p}_\perp^2}{2M}t}, \qquad (2)$$

где $\psi_{1,2}$ — собственные функции оператора $\widehat{H}_0$ ($\widehat{H}_0\psi_{1,2} = \nu_{1,2}\psi_{1,2}$), $\varepsilon = \omega_0 - \omega$ — расстройка резонанса, $\mathbf{p}_\perp$ — перпендикулярная к оси z составляющая импульса, не меняющаяся при взаимодействии с плоской волной. Амплитуды $A(t, z)$ и $B(t, z)$ описывают поведение центра тяжести атома соответственно в основном и возбужденном состояниях.

Подставляя (2) во временное уравнение Шредингера, в резонансном приближении получаем

$$i\hbar\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = -d^*(E_1^* e^{-ikz} + E_2^* e^{ikz})B, \qquad (3)$$

$$\left(i\hbar\frac{\partial}{\partial t} - \hbar\varepsilon\right)B + \frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} = -d(E_1 e^{ikz} + E_2 e^{-ikz})A. \qquad (4)$$

Решение уравнений (4) ищется в виде

$$A(t, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n(t)\, e^{\frac{i}{\hbar}(p_z^0 + 2n\hbar k)z - \frac{i}{\hbar}\frac{(p_z^0 + 2n\hbar k)^2}{2M}t},$$

$$B(t, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_n(t)\, e^{\frac{i}{\hbar}(p_z^0 + (2n+1)\hbar k)z - \frac{i}{\hbar}\frac{(p_z^0 + (2n+1)\hbar k)^2}{2M}t}, \qquad (5)$$

где p_z^0 — импульс атома до взаимодействия, $2n\hbar k$ — импульс отдачи за счет вынужденного переброса n фотонов из одного светового пучка в другой. При условии

$$k\frac{p_z^0 + 2n\hbar k}{M}t \ll 2\pi \qquad (6)$$

для амплитуд f_n и g_n получаем уравнения

$$i\hbar\frac{\partial f_n}{\partial t} = -d^* E_1^* g_n - d^* E_2 g_{n-1}, \qquad (7)$$

$$\left(i\hbar\frac{\partial}{\partial t}-\hbar\varepsilon\right)g_n=-dE_1f_n-dE_2f_{n+1}.$$

Неравенство (6) означает, что путь, пройденный атомом в z-направлении за время взаимодействия, должен быть намного меньше длины волны $\lambda=2\pi/k$. При скорости атомов $v\approx 10^4$ см/с и $\lambda\approx 1$ мкм условие (6) удовлетворяется для времен $t\ll 10^{-8}$ с. Так как для атомов время спонтанных переходов $\tau_{сп}\sim 10^{-9}\div 10^{-8}$ с, то требованием когерентности взаимодействия удовлетворяется и условие (6) для атомов с тепловыми скоростями при не очень больших температурах. Если же использовать атомный пучок, направленный почти перпендикулярно к стоячей волне, то даже при существующих мощных лазерных полях условие (6) удовлетворяется раньше требования когерентности взаимодействия.

Из системы (7) для f_l получаем уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial}{\partial t}+i\varepsilon\right)f_l=-\frac{|d|^2}{\hbar^2}\left[(E_1^2+E_2^2)\,f_l+E_1E_2\,(f_{l+1}+f_{l-1})\right],\tag{8}$$

где $E_{1,2}$ предполагаются вещественными. Решение уравнения (8), соответствующее свободному движению атома в основном состоянии до взаимодействия ($f_{n0}=\delta_{n0}$ при $\xi_{1,2}=0$), в интегральной форме имеет вид

$$f_n(t)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi}\exp\left\{-in\varphi+\frac{i\varepsilon t}{2}\left(\sqrt{1+\xi_1+\xi_2+2\sqrt{\xi_1\xi_2}\cos\varphi}-1\right)\right\}d\varphi,\tag{9}$$

где $\xi_{1,2}=\dfrac{4|d|^2E_{1,2}^2}{\hbar^2\varepsilon^2}$ — безразмерные параметры интенсивностей встречных волн. Квадрат модуля амплитуды $f_n(t)$ определяет вероятность того, что за время взаимодействия t атом перебросит n фотонов (получит импульс отдачи $2n\hbar k$) и останется в основном состоянии.

Амплитуду вероятности можно представить и в виде сходящегося бесконечного ряда

$$f_n(t)=\delta_{n0}\,e^{\frac{i\varepsilon t}{2}\left(\sqrt{1+\xi_1+\xi_2}-1\right)}+e^{-\frac{i\varepsilon t}{2}}\sum_{l=1}^{\infty}{}'\left(\frac{b}{8a}\right)^{l}\times$$

$$\times\sqrt{\frac{\pi a}{2}}\,\frac{(-1)^l}{\left(\frac{l-n}{2}\right)!\left(\frac{l+n}{2}\right)!}H^{(1)}_{l-\frac{1}{2}}(a),\tag{10}$$

где

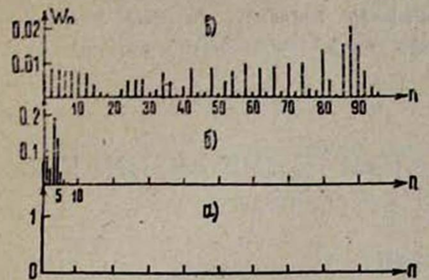
$$b=\frac{\varepsilon^2t^2}{2}\sqrt{\xi_1\xi_2},\quad a=\frac{\varepsilon t}{2}\sqrt{1+\xi_1+\xi_2},\quad H^{(1)}_{l-\frac{1}{2}}(a)=i^{-l}\sqrt{\frac{2}{\pi a}}\times$$

$$\times e^{ia}\sum_{s=0}^{l-1}\frac{(l+s-1)!}{s!\,(l-s-1)!}\,\frac{1}{(2ia)^s},$$

— функция Ганкеля 1-го рода, а штрих у знака суммы в (10) означает, что берутся только члены с одинаковыми четностями l и n.

Выражение для $g_n(t)$, определяющее вероятность n-фотонной отдачи с возбуждением атома, получается решением второго уравнения системы (7).

На рисунке приведена вычисленная согласно (10) вероятность n-фотонной отдачи $W_n \equiv |f_n(t)|^2$ в зависимости от числа переброшенных фотонов. С увеличением времени когерентного взаимодействия распределе-



Распределение вероятности n-фотонной отдачи атома в поле резонансной стоячей волны в зависимости от числа переброшенных фотонов при $\varepsilon = 2\cdot 10^{11}$ с$^{-1} \approx 1$ см$^{-1}$, $\xi_1 = \xi_2 = 0{,}1$: *а*) $t = 0$; *б*) $t = 10^{-9}$ с; *в*) $t = 10^{-8}$ с.

ние вероятности по числу вынужденно переброшенных фотонов сильно расплывается, причем примечательно, что максимум вероятности приходится почти на максимально возможное число переданных при данных условиях фотонов (на рис. *в* W_n максимально при $n = \pm 88$).

Если

$$a = \frac{\varepsilon t}{2}\sqrt{1 + \xi_1 + \xi_2} \gg 1, \tag{11}$$

то оставляя только первый член с $s = 0$ в разложении функций Ганкеля, для амплитуды $f_n(t)$ получаем выражение через функции Бесселя целого порядка. Условие (11) можно трактовать как условие больших расстроек (когда глубина потенциальных ям для движения атома мала и атом совершает надбарьерное движение [5]) или как условие сильных полей ($\xi \gg 1$), когда атом в продольном по полю направлении совершает квазиклассическое движение в режиме захвата [13].

В заключение выражаю благодарность В. М. Арутюняну за стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Эйнштейн А.* Собрание научных трудов. Изд. Наука, М., 1966, т. 3, с. 393.
2. *Мелик-Бархударов Т. К.* ЖЭТФ, 82, 1241 (1982).
3. *Казанцев А. П.* УФН, 124, 113 (1978).
4. *Аскарьян Г. А.* ЖЭТФ, 42, 1567 (1962).
5. *Cook R. J.* Comm. Atom. Mol. Phys., 10, 267 (1981).
6. *Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж.* ДАН АрмССР, 60, 275 (1975).
7. *Kapitza P. L., Dirac P. A. M.* Proc. Cambr. Phil. Soc., 29, 297 (1933).
8. *Казанцев А. П., Сурдутович Г. И.* Письма в ЖЭТФ, 21, 346 (1975).
9. *Гринчук В. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 34, 395 (1981).
10. *Bernhardt A. F., Shore B. W.* Phys. Rev., A23, 1290 (1981).
11. *Arimondo E., Bambini A., Stenholm S.* Opt. Commun., 37, 103 (1981).
12. *Cook R. J., Bernhardt A. F.* Phys. Rev., A18, 2533 (1978).
13. *Казанцев А. П., Сурдутович Г. И., Яковлев В. П.* Письма в ЖЭТФ, 31, 542 (1980).

ԱՏՈՄԻ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԿԱՆԳՈՒՆ ԱԼԻՔԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Քննարկված է լազերային ճառագայթման կանգուն ալիքի ազդեցությունը ռեզոնանսային ատոմի շարժման վրա փոխազդեցության այնպիսի ժամանակների համար, որոնք կարճ են ատոմի գրգռված վիճակի սպոնտան տրոհման ժամանակի համեմատ։ Հաշվված է ատոմի n-ֆոտոնային հետհարվածի հավանականությունը ռեզոնանսի կամայական ապալարքի համար։ Արդյունքը ստացված է անվերջ շարքի տեսքով։

COHERENT DIFFRACTION OF AN ATOM IN THE RESONANCE FIELD OF STANDING WAVES

A. Zh. MURADYAN

The motion of an atom in the field of coherent waves has been considered for interaction times less than the time of spontaneous decay of an excited atomic state. An analytical solution for the probability amplitude of n-photon recoil of the atom in the field is obtained in the form of infinite series, which is an integral order Bessel function in the case of large detuning or superstrong fields

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20. вып. 4, 211—216 (1985)

УДК 621.315.592

ОБ ОТКАЗЕ ОТ «АДИАБАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ» ПРИ РАСЧЕТЕ ШУМОВ S-ДИОДОВ

В. М. АРУТЮНЯН, Ф. В. ГАСПАРЯН, С. В. МЕЛКОНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 декабря 1983 г.)

Методом Ланжевена вычислена спектральная плотность шумов длинных $p_+ nn^+$ -диодных структур, база которых компенсирована однозарядными глубокими центрами. «Адиабатическое приближение» в расчетах не использовалось. Результаты расчета показывают, что на частотной зависимости спектральной плотности шума кроме обратной квадратичной зависимости ($S_V \sim \omega^{-2}$) возможно также появление области с зависимостью $S_V \sim \omega^{-4}$.

В наших предыдущих работах [1—3] проводились теоретические расчеты спектральной плотности шумов «длинных» p^+nn^+-структур из кремния, компенсированного глубокими однозарядными и двухзарядными акцепторными центрами. Вычисления проводились методом Ланжевена с использованием «адиабатического приближения» [4], предполагающего, что заряд глубоких центров не изменяется при флуктуациях концентрации электронов и дырок, т. е.

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \frac{\partial N_{2-}}{\partial t} = 0. \tag{1}$$

Здесь N_- и N_{2-} — концентрации однократно и двукратно отрицательно заряженных глубоких центров, t — время.

В настоящей работе вычисляется спектральная плотность шумов кремниевой p^+nn^+-структуры, базовая область которой компенсирована однозарядными рекомбинационными центрами, без использования «адиабатического приближения». Результаты настоящей работы позволяют более четко и ясно интерпретировать некоторые физические особенности генерационно-рекомбинационного (ГР) шума, а также некоторые особенности частотной зависимости полного шума вышеуказанных структур.

Основные уравнения, описывающие физические процессы и токопрохождение в одномерном случае и в дрейфовом приближении*, как обычно (см., например, [3, 5]), записываются в виде

$$j_n = eu_n nE - eh_n, \quad j_p = eu_p pE + eh_p, \tag{2}$$

* В исследуемых «длинных» структурах длина базы d обычно значительно больше диффузионной длины неосновных носителей тока, поэтому использование дрейфового приближения оправданно [6, 7].

$$\frac{\partial p}{\partial t} = R_p - \frac{1}{e}\frac{\partial j_p}{\partial x} - r_p, \tag{3}$$

$$R_p = \omega_{10}\, p_1 (N - N_-) - \omega_{10}\, p N_-, \tag{4}$$

$$\frac{\varepsilon}{4\pi e}\frac{\partial E}{\partial x} = p - n + N_g - N_- = 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \omega_{01}\, n\, (N - N_-) - \omega_{01}\, n_1\, N_- + \omega_{10}\, p_1\, (N - N_-) - \omega_{10}\, p N_- + r_1, \tag{6}$$

где h_n, h_p — источники диффузионного шума, r_p — источник ГР шума для дырок, r_1 описывает шум, обусловленный случайными изменениями концентрации N_-, $\omega_{10} = \langle v_p\, \sigma_p^- \rangle$, $\omega_{01} = \langle v_n\, \sigma_n^0 \rangle$ — коэффициенты захвата дырки и электрона на отрицательно заряженный акцепторный центр. Остальные обозначения обычные [3, 5].

В уравнения для токов (2) введем новую переменную

$$n_0 = \frac{j}{eu_n E} = n + \frac{p}{b} + \frac{h_p - h_n}{u_n E}\,. \tag{7}$$

Параметр n_0 обычно используется в теории двойной инжекции и характеризует уровень инжекции [5]. Определив концентрацию n из (7) и подставив ее выражение в уравнения (5) и (6), получим систему уравнений относительно концентрации дырок p. Линеаризуя и проведя фурье-анализ, из этих уравнений можно получить следующее выражение для переменной фурье-составляющей концентрации дырок

$$p_n = \left[\frac{i\omega}{K\,\omega_{01}} + M - \alpha\bar{n}_0 + 2\bar{p}\left(\frac{\alpha}{K} + \frac{1}{K^2}\right)\right]^{-1}\left[\frac{r_{1n}}{\omega_{01}} - \right.$$

$$\left. - \frac{h_{pn} - h_{nn}}{u_n \bar{E}}\left(\frac{i\omega}{\omega_{01}} + 2\bar{n}_0 + \alpha\bar{p} + \beta n_1\right) + n_{0n}\left(\frac{i\omega}{\omega_{01}} + \beta n_1 + 2\bar{n}_0 + \alpha\,\bar{p}\right)\right]. \tag{8}$$

Здесь

$$b = \frac{u_n}{u_p},\; K = \frac{b}{1+b},\; \theta = \frac{\omega_{01}}{\omega_{10}},\; M = \frac{n_1 + p_1/\theta}{K} + N_g\left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{b}\right) + \frac{N}{b},$$

$$\beta n_1 = N - N_g + n_1 + \frac{p_1}{\theta},\; \alpha = \frac{1}{\theta} - \frac{2+b}{b},\; \eta n_1^2 = \frac{p_1}{\theta}(N_g - N) + N_g n_1.$$

Как и в работе [4], рассмотрим шум в области токов

$$\frac{\eta n_1}{\beta} < \bar{n}_0 < \frac{M}{\alpha}, \tag{9}$$

которой соответствует область квадратичной зависимости тока j от напряжения V на участке статической ВАХ структуры до срыва. В области, ограниченной неравенством (9), выражение (8) упрощается и принимает вид

$$p_n = n_{0n}\frac{\beta n_1}{M}\frac{1 + i\omega\tau_n'}{1 + i\omega\tau_p'} - \frac{h_{pn} - h_{nn}}{u_n \bar{E}}\frac{\beta n_1}{M}\frac{1 + i\omega\tau_n'}{1 + i\omega\tau_p'} + \frac{r_{1n}}{\omega_{01} M}\frac{1}{1 + i\omega\,\tau_p'}, \tag{10}$$

где введены обозначения

$$\tau_n' = \frac{1}{\omega_{01}\beta n_1}, \quad \tau_p' = \frac{1}{\omega_{01} KM}.$$

Величины τ_n' и τ_p' имеют размерность времени и, как выяснится в дальнейшем, они приблизительно равны соответственно τ_n и τ_p. Для вышеуказанных структур обычно легко выполняется условие $KM/\beta n_1 > 1$, т. е. $\tau_p' < \tau_n'$.

Далее, используя уравнения (5), (6) и выражение (10), из (4) получим следующее выражение для переменной фурье-составляющей R_p:

$$R_{pn} = \frac{h_{pn} - h_{nn}}{u_n \bar{E}\, \tau_p} \frac{\beta n_1}{M} \frac{1 + i\omega\tau_n'}{1 + i\omega\tau_p'} - \frac{r_{1n}}{\omega_{01} M \tau_p (1 + i\omega\tau_p')} - \frac{n_{0n}}{\tau_p} \frac{\beta n_1}{M} \frac{1 + i\omega\tau_n'}{1 + i\omega\tau_p'}. \tag{11}$$

Для решения задачи нам необходимо найти переменную фурье-составляющую E_n напряженности электрического поля. Линеаризуя уравнение непрерывности (3) и воспользовавшись выражениями (10) и (11), можно получить дифференциальное уравнение для E_n. После этого, учитывая, что $\frac{dV_n}{dx} = E_n$ и на квадратичном участке ВАХ $E = \left(\frac{2\varepsilon jx}{e u_n u_p \tau_p \eta n_1}\right)^{1/2}$ [8], для V_n получим уравнение

$$\left[1 + \sqrt{\frac{j_a}{y}} \frac{i\omega(\tau_n' - \tau_p')}{1 + i\omega\tau_p'}\right] \frac{d^2 V_n}{dy^2} + \left[\frac{1}{2y} \frac{(1 + i\omega\tau_n')(1 + i\omega\tau_p)}{1 + i\omega\tau_p'} - \right.$$

$$\left. - \frac{\sqrt{j_a}}{2y\sqrt{y}} \frac{i\omega(\tau_n' - \tau_p')}{1 + i\omega\tau_p'}\right] \frac{dV_n}{dy} = \Psi. \tag{12}$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$y = \frac{x}{d}, \quad j_a = \frac{\beta\tau_p j}{2ebd\eta n_1},$$

$$\Psi = \frac{Md^2}{u_p \eta n_1^2} \left\{ \frac{1}{d} \frac{\partial h_{pn}}{\partial y} - \frac{K\tau_p'}{\tau_n'} \frac{(1 + i\omega\tau_p)(1 + i\omega\tau_n')}{1 + i\omega\tau_p'} \frac{h_{pn} - h_{nn}}{u_n \tau_p \bar{E}} - \right.$$

$$- \frac{K\tau_p'}{\tau_n' bd} \frac{1 + i\omega\tau_n'}{1 + i\omega\tau_p'} \frac{\partial}{\partial y} (h_{pn} - h_{nn}) + r_{pn} + \frac{K\tau_p'}{\tau_p} \frac{1 + i\omega\tau_p}{1 + i\omega\tau_p'} r_{1n} +$$

$$\left. + \frac{u_p}{d} \frac{K\tau_p'}{1 + i\omega\tau_p'} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{E}\, r_{1n}) \right\}.$$

Решая дифференциальное уравнение (12) с граничными условиями $V_n\Big|_{y=0} = \frac{\partial V_n}{\partial y}\Big|_{y=1} = 0$ [4], находим V_n. Далее, в соответствии с известной методикой расчета спектральной плотности шума (см., например, [3—5]) окончательно получаем выражение для полной спектральной плотности шума в виде

$$S_V(\omega) = 4k_Б T \frac{V_a}{I_a} + \frac{S_V^0}{1 + (\omega\tau_n')^2} \left(\frac{L_p}{d}\right)^2 \left[\frac{\tau_p}{\tau_n} \delta_1 + 2\sqrt{j_a} \left(1 - \frac{\delta_1 \tau_p}{b\tau_n} \frac{1 - (\omega\tau_n')^2}{1 + (\omega\tau_p')^2}\right)\right] +$$

$$+\frac{S_V^0 \sqrt{j_a}}{1+(\omega\tau_n')^2}\left[\frac{1}{5}-\frac{2}{5}\delta_0(1-\delta_0)+\frac{\delta_0\sqrt{j_a}}{1+(\omega\tau_p')^2}\left(1-2\delta_0+\frac{8}{5}\delta_0\sqrt{j_a}\right)\right]. \quad (13)$$

Здесь

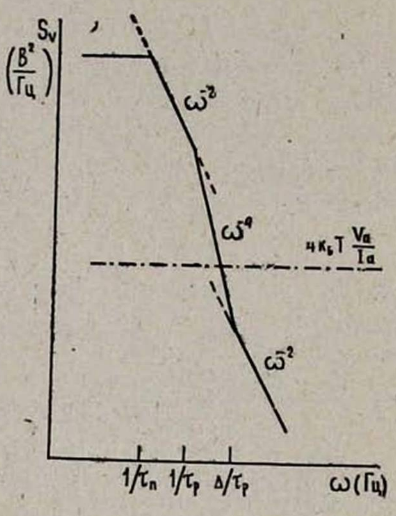
$$L_p=(D_p\tau_p)^{1/2},\ \delta_1=1-\frac{\beta n_1}{bM},\ \delta_0=\frac{N}{N_g},\ I_a=Sj,$$

$$V_a=\frac{2}{3}\,d\overline{E}(d),\ S_V^0=\frac{16\,Md^3}{S\tau_p\,\eta n_1^2\,u_p^2}.$$

При выводе (13) использовалось также условие $\tau_p'\approx\tau_p=\mathrm{const}$ [7].

Первые два слагаемых в правой части (13) описывают тепловой шум, а третье — ГР шум. Если сравнить выражение (13) с аналогичным выражением работы [1], то легко видеть, что отказ от «адиабатического приближения» приводит к появлению в выражении для $S_V(\omega)$ новых дополнительных частотных зависимостей — $[1+(\omega\tau_n')^2][1+(\omega\tau_p')^2]$.

Рассмотрим качественный ход зависимости $S_V(\omega)$ (см. рисунок). Заметим, что второе слагаемое теплового шума в формуле (13) обычно до-



Качественная зависимость спектральной плотности шума от частоты. Возможный уровень теплового шума $4K_Б\,T\,V_a/I_a$ показан штрих-пунктирной линией, уровень ГР шума—сплошной.

статочно мало по сравнению с $4\,k_Б T\,V_a/I_a$, так что без существенной ошибки тепловой шум в основном можно характеризовать членом $4k_Б\,T\,V_a/I_a$. Частотную зависимость ГР шума удобно представить в виде (приняв $\tau_n'=\tau_n$, $\tau_p'=\tau_p$)

$$S_V^{ГР}=\frac{A}{1+(\omega\tau_n)^2}+\frac{B}{[1+(\omega\tau_n)^2][1+(\omega\tau_p)^2]}. \quad (14)$$

При сравнении полученной зависимости $S_V^{ГР}(\omega)$ с аналогичной зависимостью в случае, когда задача решается с использованием «адиабатического приближения» [1], обнаруживаются следующие интересные особенности.

1) В зависимости $S_V(\omega)$ возможно появление области с более крутым спадом ($S_V\sim\omega^{-4}$), причем эта область, характеризуемая параметром $\Delta=\sqrt{|(B-A)/A|}$, зависит как от тока через структуру (от режи-

ма работы), так и от параметров полупроводника и глубоких компенсирующих центров. Отметим, что в диапазоне токов (9) может выполняться как условие $\Delta < 1$, так и условие $\Delta \geqslant 1$. В случае, когда $\Delta \lesssim 1$, область $S_V \sim \omega^{-4}$ отсутствует и, начиная с частоты $\omega = \tau_n^{-1}$, практически наблюдается монотонный спад $S_V^{\text{гр}}$. Если же $\Delta > 1$, то в промежутке $\tau_p^{-1} < \omega < \Delta\tau_p^{-1}$ возможно появление области с зависимостью $S_V \sim \omega^{-4}$. Чем больше Δ, тем шире область $S_V \sim \omega^{-4}$. С другой стороны, наличие или отсутствие этой области зависит также от уровня теплового шума.

В случае, когда уровень глубокого центра лежит близко к середине запрещенной зоны и $\tau_n \approx \tau_p$, в таком объекте возможна ситуация, когда первая область (зависимость $S_V \sim \omega^{-2}$) может отсутствовать.

2) При вычислении шума с использованием «адиабатического приближения» $S_V^{\text{гр}}|_{\omega \to \infty} \to \text{const}$ (см., например, формулу в [1]), что непонятно с физической точки зрения. Из выражения (13), как и следовало ожидать, $S_V^{\text{гр}}|_{\omega \to \infty} \to 0$.

3) С перемещением глубокого уровня к середине запрещенной зоны плотность шума увеличивается, поскольку, во-первых, уменьшаются статистические факторы Шокли—Рида (n_1 или p_1) и, во-вторых, увеличивается концентрация заряженных глубоких центров N_-.

Спектральная плотность шума по напряжению S_V изменяется с током в основном по закону 3/2 ($S_V \sim j^{1/2}$, j, $j^{3/2}$). Рассмотрим зависимость S_V от степени компенсации $\delta = (N - N_g)/N_g$. Она входит в формулу для S_V в основном через члены с j_a ($j_a \sim \delta^2$). Следовательно, $S_V \sim \delta^\nu$, где $1 \leqslant \nu \leqslant 3$. Таким образом, S_V растет с увеличением степени компенсации. Это следовало ожидать, так как с увеличением δ растет количество отрицательно заряженных центров N_- (перекомпенсация не имеет места) и соответственно растет темп рекомбинации, так как в процессе рекомбинации основную роль играют неосновные носители заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В., Мелконян С. В.* Тезисы докладов II республиканской конференции «Фотоэлектрические явления в полупроводниках», Одесса, 1982, с. 25.
2. *Арутюнян В. М.* и др. Материалы III Всесоюзной конференции «Флуктуационные явления в физических системах», Вильнюс, 1983, с. 194.
3. *Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В., Мелконян С. В.* Ученые записки ЕГУ, № 2, 56 (1983).
4. *Van Vliet K. M.* Sol. St. Electr., 13, 649 (1970).
5. *Арутюнян В. М.* Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1977.
6. *Стафеев В. И., Викулин И. М.* В кн. «Полупроводниковые приборы и их применение», Советское радио, М., 1974, вып. 28, с. 23.
7. *Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В.* Всб. «Диэлектрики и полупроводники». Изд. Наукова думка, Киев, 1975, вып. 8, с. 65.

Տ-ԴԻՈԴՆԵՐԻ ԱՂՄՈՒԿՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԻ ԺԱՄԱՆԱԿ «ԱԴԻԱԲԱՏ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԻՑ» ՀՐԱԺԱՐՎԵԼՈՒ ՄԱՍԻՆ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ֆ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ս. Վ. ՄԵԼՔՈՆՅԱՆ

Ըստ Լանժևենի մեթոդի հաշվարկված է երկար p^+nn^+-դիոդային կառուցվածքների աղմուկների սպեկտրալ խտությունը։ Ընդ որում դիոդների բազայի n տիրույթը փոխհատուցված է էներգետիկ խոր մակարդակներ ունեցող ակցեպտորային խառնուրդներով։ Հաշվարկներ կատարելիս չի օգտագործվել «ադիաբատ մոտավորությունը»։ Հաշվարկի արդյունքները ցույց են տալիս, որ աղմուկների սպեկտրալ խտության հաճախային բնութագծի վրա բացի հայտնի քառակուսային կախվածությունից ($S_V \sim \omega^{-2}$) հնարավոր է նաև $S_V \sim \omega^{-4}$ կախվածությամբ տիրույթի առաջացում։

ON THE REFUSAL OF "ADIABATIC APPROXIMATION" IN CALCULATIONS OF *S*-DIODE NOISES

V. M. HARUTYUNYAN, F. V GASPARYAN, S. V. MELKONYAN

The spectral density of noises of a long p^+nn^+ diode structure, compensated with deep accepted levels, has been calculated by means of Langevin method without the use of "adiabatic approximation". The calculations show that besides the usual quadratic dependence ($S_V \sim \omega^{-2}$), the rise of a range with $S_V \sim \omega^{-4}$ on the frequency response of the spectral density of noises is possible.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4, 217—222 (1985)

УДК 537.531

РЕНТГЕНОВСКИЕ ГЕРМАНИЕВЫЕ РЕЗОНАТОРЫ, НАСТРОЕННЫЕ НА ДЛИНЫ ВОЛН СПЕКТРАЛЬНОГО ИНТЕРВАЛА CoK_{α}

А. М. РОСТОМЯН, А. Г. РОСТОМЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 28 марта 1984 г.)

Исследованы германиевые четырехгранные монолитные рентгеновские резонаторы, настроенные на резонансные волны из интервала характеристической линии $Co\,K_{\alpha_1}$. Вычислены и построены изограммы поверхностей коэффициентов отражений для прямой и обратной циркуляций пучков в этих резонаторах для 1, 2, 4, 8 и 16 циклов. Из исследованного ряда резонаторов выбраны и изготовлены два резонатора: один с максимальным радиусом (274 мкм) пространственной когерентности пучка, сформированного в резонаторе, а второй — со сравнительно высокими степенями монохроматизации и коллимации выходящего пучка, имеющего достаточно большую интенсивность.

После первых экспериментальных реализаций [1] рентгеновских резонаторов (X-резонаторов), которые имеют важное значение для получения монохроматизированных и коллимированных пучков, возникла необходимость создать X-резонаторы, которые дают выходящие из них пучки с требуемыми параметрами.

Исследуемые нами четырехгранные германиевые монолитные X-резонаторы с двумя семействами отражающих атомных плоскостей (220) и ($\bar{4}40$) пока, вероятно, являются наиболее удачными вариантами с точки зрения практического использования, так как они просты в изготовлении и область их настройки на резонансную волну лежит в интервале длин волн характеристической линии $Co\,K_{\alpha_1}$. Верхний предел этого интервала $\lambda_{max} = 1{,}789106$ Å [2].

Резонансные волны рассмотренных нами X-резонаторов выбираются из интервала, заключенного между λ_{max} и длиной волны, соответствующей максимальному распределению интенсивности линии CoK_{α_1} ($\lambda_{CoK_{\alpha_1}} = 1{,}788965$ Å). При варьировании резонансной волны от $\lambda_{CoK_{\alpha_1}}$ до λ_{max} изменяются и параметры асимметричностей резонатора соответственно от $\Gamma = 10^{-4}$ до $\Gamma = 1$. Таким образом, исследуя большой набор X-резонаторов от асимметричных до симметричного ($\Gamma = 1$), можно выбрать нужный резонатор с требуемыми параметрами.

Сведения о параметрах пучка, сформированного в X-резонаторе, можно получить из изограмм [3], полученных при сечении колоколообразной дарвин-принсовской поверхности коэффициента отражения $R(\lambda, \Theta)$ плоскостями $(i/10)\,R^{max}$ ($i = 1, 2, \ldots, 10$ определяет высоту сечения). Теория проблемы и формулы для вычислений подробно изложены в работах [2—5].

Для получения изограмм поверхностей коэффициентов отражений $R(\lambda, \Theta)$ была составлена программа для ЭВМ ЕС на языке Фортран. Вычисления проводились для прямой и обратной циркуляций рентгеновского излучения в X-резонаторе. Из интервала настройки были изучены 32 разные длины резонансных волн (см. таблицу).

Таблица

№	$\lambda_{рез.}$, Å	$\Delta\lambda \cdot 10^6$, Å	l, мкм	$\Delta\theta$, сек		r, мкм		Γ	R^{max}
				прям.	обрат.	прям.	обрат.		
1	1,7889650	90,0	3,55	41,3	2,96	0,7	10.1	0,0001	0,406
2	1,7889806	87,5	3,66	39,6	2,70	0,8	11,1	0,0001	0,426
3	1,7889962	85.0	3,77	37,8	2,41	0,8	12,4	0,0002	0,447
4	1,7890119	80,0	4,00	35,8	2,03	0,8	14.7	0,0004	0,472
5	1,7890275	75,0	4,27	33,6	1,63	0,9	18.3	0,0006	0,499
6	1,7890431	70,0	4,57	31,1	1,20	1,0	24,9	0,0012	0,531
7	1,7890587	67,5	4,74	28,1	0,72	1,1	41.5	0,0025	0,569
8	1,7890600	67,5	4,74	27.8	0,68	1,1	43,9	0,0027	0,572
9	1,7890633	65,0	4,92	27,1	0,56	1,1	53,4	0,0032	0,581
10	1,7890667	62,5	5,12	26,4	0,42	1.1	71,1	0,0040	0,591
11	1,7890700	62,5	5.12	25,6	0,30	1,2	99,6	0,0049	0,601
12	1,7890733	62,5	5,12	25,0	0,18	1,2	166,0	0,0062	0,612
13	1,7890741	62,5	5,12	24,8	0,16	1,2	186,7	0,0065	0,614
14	1,7800743	62,5	5,12	24,7	0.16	1,2	186,7	0,0066	0,615
15	1,7890748	62,5	5,12	24,6	0,13	1,2	229,8	0,0069	0,617
16	1,7890756	62,5	5,12	24.3	0,12	1,2	255.4	0,0072	0,619
17	1,7890763	62,5	5,12	24,1	0,11	1,2	274,1	0,0077	0,621
18	1,7890767	62,5	5,12	24,1	0,12	1,2	249,0	0,0079	0,623
19	1,7890770	62,5	5,12	24,0	0,14	1,2	216,5	0,0081	0,624
20	1,7890778	60,0	5,33	23,8	0,17	1,3	175,8	0,0086	0,627
21	1,7890785	60,0	5,33	23,7	0,20	1,3	149,4	0,0091	0,629
22	1,7890793	60,0	5,33	23,5	0,24	1,3	124,5	0.0096	0,632
23	1,7890800	60,0	5.33	23,3	0,28	1,3	106,7	0,0102	0,635
24	1,7890833	57,5	5,57	22,2	0,45	1,3	66,4	0,0136	0,647
25	1,7890867	57,5	5,57	21,3	0,65	1.4	46,0	0,0187	0,660
26	1,7890899	57,5	5,33	20,7	0,94	1,5	31,8	0,0264	0,674
27	1,7890900	55,0	5,82	20,5	0,91	1,5	32.8	0,0265	0,674
28	1,7890931	57,5	5,57	19,8	1,26	1,5	23,7	0,0383	0,689
29	1,7890962	57,5	5,57	18,9	1,71	1,6	17,5	0.0587	0,704
30	1,7890993	55,0	5,82	17,8	2,43	1,7	12,3	0,0983	0,721
31	1,7891025	52,5	6,10	16.4	3,88	1,8	7,7	0,1941	0,740
32	1,7891056	55,0	5,82	11,1	11,1	2,7	2,7	0,9873	0,763

На рис. 1 показаны вычисленные изограммы $R(\lambda, \Theta, i)$ поверхности коэффициента отражения на плоскости $(\lambda, 0, \Theta)$ для резонансной волны $\lambda_{CoK_{\alpha_1}} = 1{,}788965$ Å при одном цикле циркуляции пучка. На рис. 1 (как и на рис. 2 и 3) по оси абсцисс отложены $(\lambda - \lambda_0) \times 10^6$ (Å), а по оси ординат — угловые расходимости $(\theta_4^{(h)} - \theta_{4\,\lambda_0}^{(mh)})$ в секундах, где $\theta_4^{(h)}$ — задаваемый угол между последней отражающей плоскостью (h_4, k_4, l_4) и направлением распределения выходящего пучка, а $\theta_{4\,\lambda_0}^{(mh)}$ — угол между отраженным пучком и отражающей плоскостью (h_4, k_4, l_4), соответствующий максимальному значению коэффициента отражения для резонансной волны λ_0. Там же приведена изограмма коэффициента отражения для обратной циркуляции. Она изображена одной линией, так как при обратной циркуляции $(\Gamma = 10^4)$ изограмма сужается вдоль оси углов настолько, что ее детали невозможно различить при том же масштабе.

Как видно на рис. 1, спектральные и угловые ширины циркулируемого пучка для данной резонансной волны примерно одинаковы для обеих циркуляций. Однако для обратной циркуляции спектральная ширина в данном направлении и угловая расходимость для данной длины волны примерно в 10^4 раз уже по сравнению с этими же величинами для прямой циркуляции.

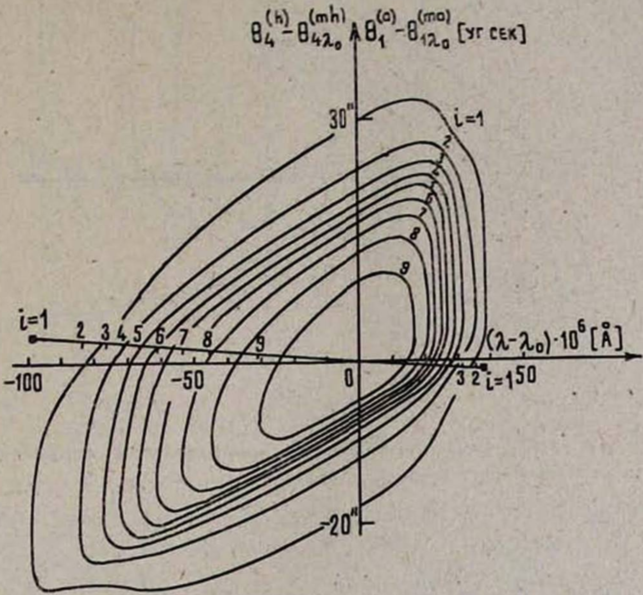


Рис. 1. Изограммы поверхности коэффициента отражения для резонансной волны $\lambda_{0,1}=\lambda_{C_oK_{\alpha_1}}=1,788965$ Å.

На рис. 2 из исследованной серии приведены характерные изограммы коэффициентов отражения для пяти резонансных длин волн. Изограммы построены для $i = 5$, что является характерным для каждой поверхности отражения. Как видно на рис. 2, при постепенном увеличении длины резонансной волны от $\lambda_{C_oK_{\alpha_1}}$ до λ_{max} для прямой циркуляции наблюдается сужение спектральных и угловых ширин циркулируемого пучка, а для обратной циркуляции наблюдается уменьшение, а затем увеличение угловой ширины при примерно постоянной спектральной ширине пучка. Это дает возможность выбора такого X-резонатора, для которого угловая ширина выходящего пучка по возможности уже. При использовании таких X-резонаторов становится возможной запись высококонтрастных интерференционных картин, поскольку радиус пространственной когерентности излучения обратно пропорционален угловой расходимости пучка. Как следует из рис. 2, при изменении длины резонансной волны ориентация изограмм обратного цикла изменяется. Для $\lambda_{0,17} = 1,789076$ Å она становится параллельной оси (0λ), поэтому угловая ширина пучка, уменьшаясь, становится примерно равной угловой ширине фиксированной длины волны. Для такого X-резонатора, естественно, радиус пространственной когерентности будет наибольшим. Такой X-резонатор с параметром фокусировки $\Gamma =$

$= 0{,}00765$ даст выходящие пучки с радиусом пространственной когерентности $r = 274$ мкм [6] (см. таблицу).

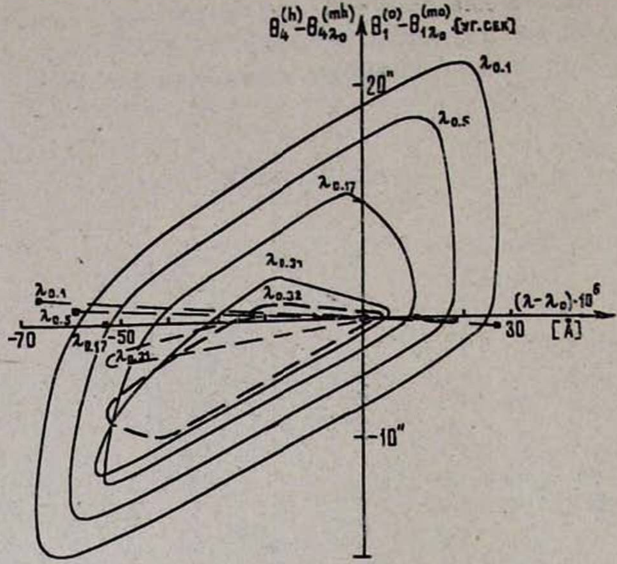


Рис. 2. Изограммы поверхностей коэффициентов отражения для разных длин резонансных волн от $\lambda_{0,1} = \lambda_{C_oK_{\alpha_1}}$ до $\lambda_{0,32} = \lambda_{max}$ при $i = 5$ (сплошные кривые — прямая циркуляция, пунктирные кривые — обратная циркуляция).

На рис. 3*а, б, в* показаны изограммы ($i = 5$) поверхностей коэффициентов отражений для трех характерных резонансных длин волн и для 1. 2, 4, 8 и 16 циклов. Изограммы приведены для прямых и обратных цир-

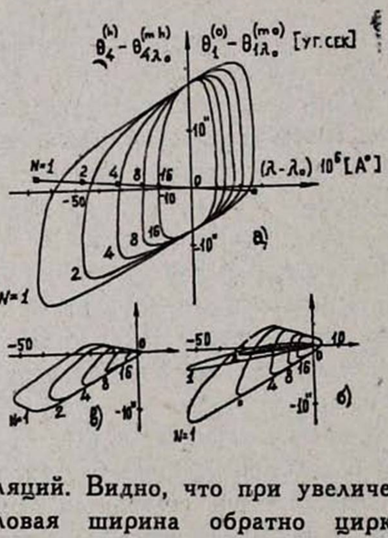


Рис. 3. Изограммы коэффициентов поверхностей отражений при многократных циркуляциях (N = 1, 2, 4, 8. 16) при $i = 5$: *а*) $\lambda_{0,1} = 1{,}788965$ Å; *б*) $\lambda_{0,31} = 1{,}789102$ Å; *в*) $\lambda_{0,32} = 1{,}789106$ Å.

куляций. Видно, что при увеличении длины резонансной волны до λ_{max} угловая ширина обратно циркулируемого пучка увеличивается и для $\lambda_0 = \lambda_{max}$ становится равной угловой ширине прямо циркулируемого пучка, так как это соответствует симметричному случаю резонатора.

Все полученные данные об исследованных X-резонаторах из спектрального интервала $\lambda_{C_oK_{\alpha_1}} \leqslant \lambda_0 \leqslant \lambda_{max}$ приведены в таблице, где $\Delta\Theta$ и

$\Delta\lambda$ — соответственно угловые и спектральные расходимости циркулируемого пучка за один цикл, l и r — соответственно временная когерентность и радиус пространственной когерентности выходящего пучка [6], Γ — параметр фокусировки резонатора, R^{max} — максимальный коэффициент от-

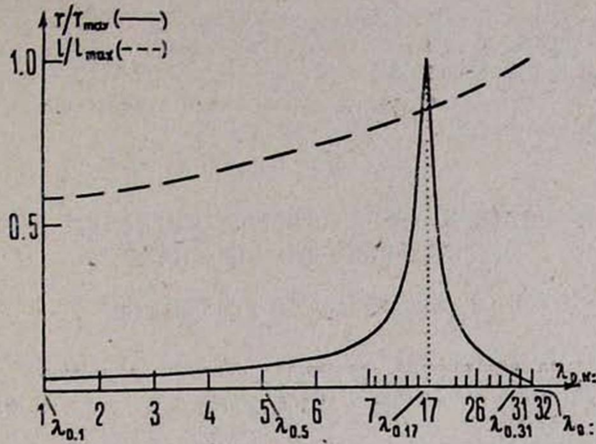


Рис. 4. Зависимости l и r (для обратного цикла) от длины резонансной волны (l_{max} = 5,8 мкм, r_{max} = 274,1 мкм).

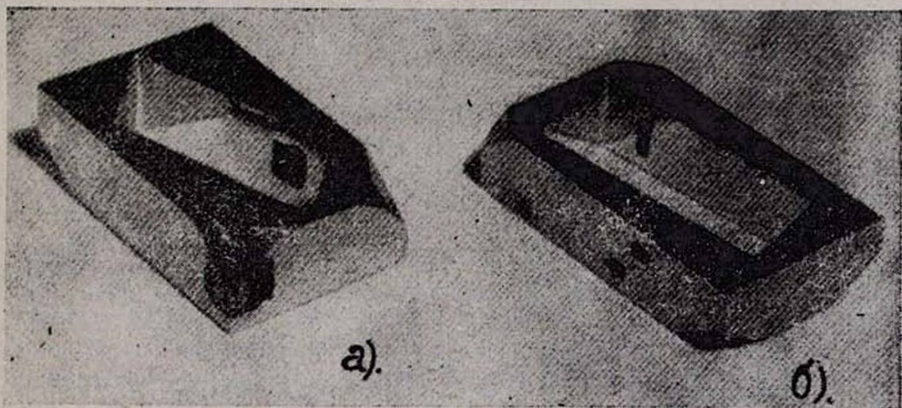


Рис. 5. Четырехгранные германиевые монолитные X-резонаторы: *а*) $\lambda_{0,17}$ = 1,789076 Å; *б*) $\lambda_{0,31}$ = 1,789102 Å.

ражения. Для большей наглядности на рис. 4 изображены зависимости l и r от длины резонансной волны.

Анализируя полученные результаты для 32 исследованных X-резонаторов, можно заключить, что резонатор с $\lambda_{0,17}$ = 1,789076 Å является высококогерентным вторичным источником (радиус пространственной когерентности максимален и равен 274 мкм), а резонатор с $\lambda_{0,31}$ = 1,789102 Å является сравнительно высокоинтенсивным вторичным источником, дающим высокомонохроматизированный и коллимированный пучок. На основании этого изготовлены два резонатора (рис. 5*а*, *б*).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ростомян А. Г., Безирганян П. А.* ДАН СССР, 238, 73 (1978).
2. *Ростомян А. Г.* Кандидатская диссертация, Ереван, 1980.
3. *Ростомян А. М., Ростомян А. Г.* Межвузовский сборник научных трудов. Ереван, 3, 127 (1984).
4. *Ростомян А. Г., Безирганян П. А.* ДАН АрмССР, 64, 228 (1977).
5. *Ростомян А. Г., Безирганян П. А.* Сборник материалов юбилейных научных сессий к 60-летию ЕГУ, Ереван, 1981.
6. *Ростомян А. М.* Тезисы докладов республиканской конференции молодых ученых по физике, Бюракан, 1983.

CoK_{α_1} ԳԾԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ՀԱՄԱԼԱՐՎԱԾ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԳԵՐՄԱՆԻՈՒՄԵ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐՆԵՐ

Ա. Մ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Ա. Հ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Ուսումնասիրված են գերմանիումե քառաբլոկ մոնոլիտ ռենտգենյան ռեզոնատորներ, որոնց ռեզոնանսային ալիքների երկարությունները գտնվում են CoK_{α_1} խարակտերիստիկ գծի սպեկտրալ տիրույթում։ Այդ ռեզոնատորներում ուղիղ և հակադարձ ուղղությամբ պտտվող փնջի համար հաշվարկված է կառուցված են անդրադարձման մակերևույթների գործակիցների իզոգրամները՝ 1, 2, 4, 8 և 16 պտույտների համար։ Ռեզոնատորների ուսումնասիրված շարքից ընտրված և պատրաստված են երկուսը։ Մեկում ձևավորված ռենտգենյան փունջն ունի առավելագույն կոհերենտության շառավիղ (274 մկմ), իսկ մյուսում ձևավորված փունջն ունի մեծ ինտենսիվություն և մոնոքրոմատիկացման ու կոլիմացիայի բավարար աստիճան։

X-RAY GERMANIUM RESONATORS TUNED TO CoK_{α_1} SPECTRAL INTERVAL WAVELENGTHS

A. M. ROSTOMYAN, A. H. ROSTOMYAN

X-ray tetrahedral monolithic germanium resonators tuned to resonance waves from the interval of CoK_{α_1} characteristic line have been investigated. Isograms of reflection coefficient surfaces were calculated and mapped for direct and reverse circulations of a beam in these resonators for 1, 2, 4, 8 and 16 cycles. Two out of the studied resonators were chosen and constructed: the one with maximum radius (274 mcm) of the space coherence of the beam formed in the resonator; and the other having comparatively high degrees of monochromatization and collimation of a sufficiently intensive emergent beam.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4, 223—226 (1985)

УДК 539.232

АМПЛИТУДНАЯ И ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В КРИСТАЛЛАХ ВИСМУТА

В. В. ЕСАЯН
Ереванский политехнический институт

Р. С. ГАРДИЛЯН, А. А. ДУРГАРЯН
Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 февраля 1984 г.)

Исследованы амплитудная и ориентационная зависимости поглощения ультразвука в кристаллах Bi, а также оценены параметры, характеризующие динамическое и термоактивационное движение дислокаций при ультразвуковом воздействии, и найдена их зависимость от ориентации кристалла. Вычислены напряжения отрыва дислокаций от точечных дефектов, скорость возврата поглощения $d\Delta/dt$ и рассчитан коэффициент демпфирования. Все эти величины обладают выраженной анизотропией.

Переход от динамического колебательного движения дислокационных сегментов к термоактивационному при больших амплитудах ультразвука обусловлен отрывом дислокационных сегментов от центров закрепления. Граница перехода определяет начало микропластичности, которое невозможно определить другими методами. Поэтому исследование амплитудной зависимости поглощения ультразвука должно давать обширную информацию о параметрах, характеризующих динамическое и термоактивационное движение дислокаций, и о механизмах начальной стадии микропластичности.

Целью настоящей работы является исследование амплитудной и ориентационной зависимостей поглощения ультразвука в кристаллах Bi, а также оценка параметров, характеризующих динамическое и термоактивационное движение дислокаций при ультразвуковом воздействии, и нахождение их зависимости от ориентации кристалла.

Исследования проводились при комнатной температуре методом составного стержня в килогерцевой области частот [1]. Образцы вырезались из одного слитка монокристалла чистоты 99,999 с удельным сопротивлением $\rho = 0{,}057$ Ом·см и начальной плотностью дислокаций $N \sim 10^4$ см$^{-2}$ Образцы деформировались методом сжатия под нагрузкой 15 кг/см^2 в одинаковых условиях перпендикулярно распространению ультразвуковых волн. Плотность дислокаций после деформации составляла $\sim 10^6$ см$^{-2}$. До деформации на всех образцах наблюдалось слабое амплитудно-зависимое поглощение ультразвука, а временная зависимость поглощения не наблюдалась.

Как видно на рис. 1, деформация приводит к резкому увеличению фона поглощения без изменения вида зависимости. Через 94 часа после деформации фон поглощения ультразвука во всей области амплитуд почти полностью восстанавливался. Из кривых амплитудной зависимости $\Delta(\varepsilon)$ были определены скорости возврата поглощения $d\Delta/dt$, значения которых для различных ориентаций приведены в таблице. Как следует из таблицы, скорость возврата максимальна для образца с ориентацией [111].

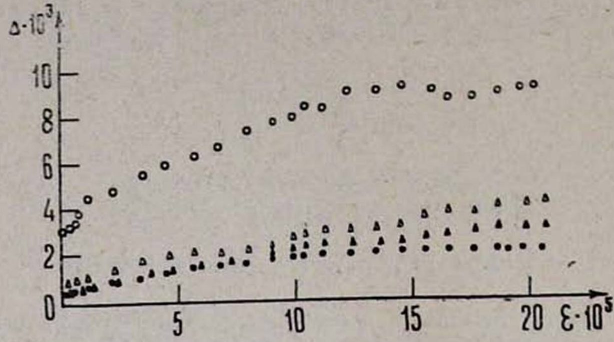


Рис. 1. Амплитудная зависимость внутреннего трения монокристалла с ориентацией 0° к [111]: ● — до деформации; ○ — после деформации сразу; △ — через 10 часов после деформации; ▲ — через 94 часа после деформации.

Как и следовало ожидать, после пластической деформации с увеличением поглощения ультразвука модуль упругости уменьшается, но с возвратом поглощения он вновь частично восстанавливается (см. таблицу). Так, например, до деформации образца ориентации [111] модуль упругости $E \sim f^2 = 2{,}5075 \cdot 10^9$ с$^{-2}$, после деформации — $2{,}5071 \cdot 10^9$ с$^{-2}$, через 100 часов после деформации — $2{,}5074 \cdot 10^9$ с$^{-2}$.

Рассчитанное из амплитудной зависимости поглощения ультразвука напряжение отрыва дислокаций от точечных дефектов дало, например, для ориентации [111] значение $\sim 8{,}9 \cdot 10^5$ дин/см^2 (см. таблицу).

Таблица

№	Ориентация образца	N, см$^{-2}$	L, см	$B \cdot 10^{-1}$, дин·см·с$^{-2}$	$\sigma_{эфф}$, дин/см^2	f, Гц	$d\Delta/dt$
1	0° к [111]	10^7	$1{,}73 \cdot 10^{-5}$	0,2	$8{,}93 \cdot 10^5$	50807	$2{,}4 \cdot 10^{-4}$
2	20° к [111]	10^7	$3{,}77 \cdot 10^{-5}$	3	$3{,}57 \cdot 10^6$	52445	$9{,}5 \cdot 10^{-5}$
3	40° к [111]	10^7	$2{,}3 \cdot 10^{-5}$	0,18	$2{,}6 \cdot 10^5$	52108	$7 \cdot 10^{-5}$
4	60° к [111]	10^7	$1{,}47 \cdot 10^{-5}$	0,4	$1{,}78 \cdot 10^6$	52046	$4 \cdot 10^{-5}$
5	90° к [111]	10^7	$2{,}04 \cdot 10^{-5}$	0,2	$8{,}93 \cdot 10^5$	52748	$7 \cdot 10^{-5}$

На рис. 2 изображены зависимости исходного поглощения после деформации от ориентации в амплитудно-независимой области. При последовательном повороте осей образцов относительно направления [111] наблюдается анизотропия поглощения с максимальным значением у образцов с 20° ориентацией к [111]. Эта анизотропия поглощения сохраняется и после деформации.

Из графика зависимости поглощения от амплитуды следует, что амплитудная зависимость поглощения скорее всего объясняется в рамках теории Сварца и Виртмана [2], чем теорией КГЛ (Келлера—Граната—Люкке) [3]. Действительно, в образцах *Bi* достаточно высока как плотность дислокаций, так и концентрация точечных дефектов, что приводит к появлению амплитудно-независимой области поглощения после линейного роста поглощения.

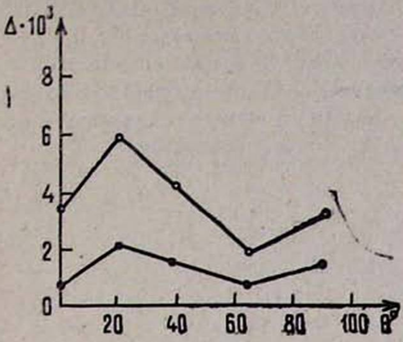


Рис. 2.

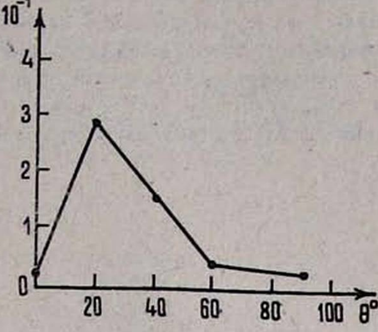


Рис. 3.

Рис. 2. Зависимость поглощения ультразвука в амплитудно-независимой области от ориентации кристалла: ● — до деформации; ○ — сразу после деформации.

Рис. 3. Зависимость коэффициента демпфирования от ориентации кристалла.

Увеличение поглощения ультразвука после деформации в амплитудно-независимой области позволяет выделить чисто дислокационное поглощение и на основе теории КГЛ с учетом изменения модуля упругости с деформацией рассчитать коэффициент демпфирования B и длины дислокационных сегментов L.

Как видно на рис. 3, коэффициент демпфирования имеет явно выраженную анизотропию с максимальным значением для 20° ориентации к [111]. Следует отметить, что существует корреляция между поглощением ультразвука и коэффициентом демпфирования дислокаций. Максимальное значение отрыва дислокаций наблюдается для 20° ориентации к [111].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Швидковский Е. Г., Дургарян А. А.* Научные доклады высшей школы, сер. физ.-мат. наук, 5, 211 (1958).
2. *Swartz I. C., Weertman I.* J. Appl. Phys., 32, 1860 (1961).
3. *Granato A., Lücke K.* J. Appl. Phys., 27, 583 (1956).

ՈՒԼՏՐԱՁԱՅՆԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԱՅԻՆ ԵՎ ՕՐԻԵՆՏԱՑԻՈՆ ԿԱԽՈՒՄԸ *Bi* ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Վ. Վ. ԽՍԱՅԱՆ, Ռ. Ս. ԳԱՐԴԻԼՅԱՆ, Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է ուլտրաձայնի կլանման ամպլիտուդային և օրիենտացիոն կախումը Bi *բյուրեղներում։ Գնահատված են դիսլոկացիաների դինամիկ և թերմոակտիվացիոն շարժումը բնութագրող պարամետրերը և նրանց կախումը օրիենտացիայից։ Հաշված են կետային դեֆեկտներից դիսլոկացիաների պոկման լարումները, արգելակման գործակիցը և ուլտրաձայնի կլանման վերականգնման արագությունը։ Այդ մեծությունները ունեն արտահայտված անիզոտրոպիա։*

AMPLITUDE AND ORIENTATIONAL DEPENDENCES OF ULTRASOUND ABSORPTION IN *Bi* CRYSTALS

V. V. ESAYAN, R. S. GARDILYAN, A. A. DURGARYAN

The amplitude and orientational dependences of ultrasound absorption in *Bi* crystals were investigated and an estimate of parameters, characterizing the dynamical and thermoactivation motions of dislocations under the action of ultrasound and their dependence on the crystal orientation, was made. The tear strain of dislocations from point defects as well as the restoration velocity of ultrasound absorption were calculated. All the quantities were shown to have distinct anisotropy.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4, 227–229 (1985)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.384.6

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ПРИ КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И СИНХРОННОЙ ГАРМОНИКИ СВЧ ПОЛЯ

Л. М. МОВСИСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 мая 1983 г.)

Методом сравнения собственного поля пространственного заряда с действующим в волноводе полем в квазистатическом режиме взаимодействия найдено распределение плотности заряда вдоль сгустка.

В работе [1] было введено понятие квазистатического режима взаимодействия пучка заряженных частиц и синхронной гармоники СВЧ поля. Подобное состояние возникает, когда кулоновские силы пространственного заряда по всей длине сгустка скомпенсированы группирующими силами действующего ускоряющего поля

$$E_q(z) = E \sin(\psi + \varphi_p) - E \sin \varphi_p, \tag{1}$$

где $E_q(z)$ — поле пространственного заряда внутри сгустка в точке z, E — амплитуда действующего СВЧ поля, представляющего собой суперпозицию поля стороннего генератора и поля излучения.

Будем считать, что в волноводе существует только одна волна, синхронно движущаяся со сгустком, т. е. ограничимся одноволновым приближением. Уместно отметить, что для квазистатического режима взаимодействия понятие равновесной частицы теряет смысл. В формуле (1) φ_p представляет собой фазу, соответствующую координате электрического центра сгустка, т. е. точки, для которой поле пространственного заряда становится равным нулю, ψ — фаза соответствующей точки с координатой z.

Целью настоящей работы является нахождение распределения плотности пространственного заряда вдоль сгустка, обеспечивающего режим квазистатического взаимодействия.

Будем считать, что сгустки частиц хорошо сформированы и представляют собой последовательности цилиндрических сгустков, в которых распределение плотности пространственного заряда зависит только от координаты z:

$$\rho = \rho(z). \tag{2}$$

В работах [2, 3] на основе дисковой модели было исследовано интегральное уравнение для распределения плотности пространственного заряда и в условиях квазистатического режима в параметрическом виде получены электрические параметры волновода медленных волн.

Расчеты кулоновских полей сгустков, находящихся в проводящих экранах, проведены в ряде работ. Воспользуемся наиболее удобной аппроксимирующей формулой из [4], где подробно проанализированы методы таких расчетов:

$$E_q(z) = \frac{1}{2\varepsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} \rho(z')\, e^{-\frac{d}{r_0}|z-z'|} \operatorname{sign}(z-z')\, dz', \tag{3}$$

где z' — координата точки, где находится заряд, z — координата точки, где определяется продольное кулоновское поле пространственного заряда, r_0 — радиус сгустка, z_1 и z_2 — продольные координаты заднего и переднего торцов сгустка, коэффициент d учитывает влияние металлических стенок канала на собственное поле сгустка ($d = 1$ при $r_0/a = 0{,}1$ и $d = 2$ при $r_0/a \approx 0{,}8$, где a — радиус металлического экрана).

Исходя из уравнения (3), определим плотность пространственного заряда

$$\rho(z) = \varepsilon_0 E_q'(z) - \frac{\varepsilon_0 d^2}{r_0^2} \int_0^z E_q(z)\, dz. \tag{4}$$

Подставляя значение поля пространственного заряда из (1), получим

$$\rho(z) = \frac{2\pi\varepsilon_0 E}{\beta\lambda} \cos(\psi + \varphi_p) - \frac{\beta\lambda\varepsilon_0 d^2 E}{\pi r_0^2} \times$$
$$\times \left| \sin\frac{\psi}{2} \sin\left(\frac{\psi}{2} + \varphi_p\right) + \frac{\psi}{2} \sin\varphi_p \right|, \tag{5}$$

где β — относительная фазовая скорость волны, λ — длина волны генератора, ψ — отклонение фазы частицы от среднего значения в угловых единицах (для электрического центра $\psi = 0$). Относительно ускоряющего поля сгусток располагается так, что $\psi_1 + \varphi_p \leqslant \pi/2$, где ψ_1 — фаза, соответствующая заднему торцу сгустка.

Из выражения (5) видно, что заряд вдоль сгустка распределен несимметрично относительно электрического центра. Плотность пространственного заряда достигает максимального значения в точке

$$z_m = \frac{\beta\lambda}{2\pi} \left[\arcsin \frac{\left(\frac{d}{r_0}\right)^2 \sin\varphi_p}{\left(\frac{d}{r_0}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\beta\lambda}\right)^2} - \varphi_p \right]. \tag{6}$$

Найдем связь между электрическим центром и фазовой протяженностью сгустка. Исходя из условия равенства нулю поля пространственного заряда в этой точке, получим

$$\frac{\frac{h}{2\pi} - \frac{d^2}{hr_0^2}}{h^2 + \frac{d^2}{r_0^2}} \left\{ 2h \sin\varphi_p - e^{-\frac{d\psi_1}{hr_0}} \left[\frac{d}{r_0} \cos(\psi_1 + \varphi_p) + \right.\right.$$

$$
+ h \sin (\psi_1 + \varphi_p) \Big] + e^{-\frac{d\psi_2}{hr_0}} \Big[\frac{d}{r_0} \cos (\varphi_2 + \varphi_p) -
$$

$$
- h \sin (\psi_2 + \varphi_p) \Big] \Big\} - \frac{d \cos \varphi_p}{hr_0} \left(e^{\frac{d\psi_1}{hr_0}} - e^{-\frac{d\psi_2}{hr_0}} \right) +
$$

$$
+ \sin \varphi_p \left[2 + \left(\frac{d\psi_1}{hr_0} - 1 \right) e^{\frac{d\psi_1}{hr_0}} + \left(\frac{d\psi_2}{hr_0} + 1 \right) e^{-\frac{d\psi_2}{hr_0}} \right] = 0, \qquad (7)
$$

где $h = 2\pi/\beta\lambda = 2\pi/\lambda_b$, λ_b — длина волны в волноводе медленных волн.

Обычно задается фазовая протяженность сгустка $2\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2$, т. е. спектральный состав конвекционного тока. Зная длину сгустка, с помощью уравнения (7) устанавливается связь между длиной сгустка и фазой, соответствующей электрическому центру сгустка.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Жилейко Г. И.* Высоковольтные электронные пучки. Изд. Энергия, 1968.
2. *Балашов В. Н., Гавич В. Т., Жилейко Г. И.* Труды МЭИ, вып. 433, 24 (1979).
3. *Балашов В. Н.* Труды МЭИ, вып. 497, 58 (1980).
4. *Роу Дж.* Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ. Изд. Советское радио, 1969.

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԼԻՑՔԻ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ԵՎ ԳԲՀ ԴԱՇՏԻ ՍԻՆՔՐՈՆ ՀԱՐՄՈՆԻԿԻ ՔՎԱԶԻՍՏԱՏԻԿ ՌԵԺԻՄՈՒՄ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Քվազիստատիկ փոխազդեցության ռեժիմում տարածական լիցքի սեփական դաշտի և ալիքատարում գործող դաշտի համեմատման մեթոդով գտնված է լիցքի խտության բաշխումը թանձրուկի երկայնքով։

DISTRIBUTION OF SPACE CHARGE DENSITY ALONG A CHARGED PARTICLES BUNCH IN QUASI-STATICAL MODE OF ITS INTERACTION WITH SYNCHRONOUS HARMONIC OF SHF FIELD

L. M. MOVSISYAN

The distribution of charge density along the bunch was obtained by comparing the proper field of space charge with the waveguide field in quasi-statical mode of interaction.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4, 234—237 (1985)

УДК 535.42

МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРАСТАЛЛАХ КОГЕРЕНТНЫМИ УЛЬТРАЗВУКОВЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ

Л. А. КОЧАРЯН, Э. М. АРУТЮНЯН, Г. А. АРУТЮНЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 января 1985 г.)

Исследовано влияние пространственной однородности (когерентности) ультразвуковых волн в области акустооптического взаимодействия на глубину модуляции оптического излучения и потребляемую акустическую мощность. Показано, что для получения большой глубины модуляции (~ 100%) при высоких частотах и малых мощностях ультразвука важное значение имеет пространственная однородность (когерентность) «ультразвуковой дифракционной решетки» в области акустооптического взаимодействия в кристалле. Предложена конструкция акустической кюветы для получения практически 100% глубины модуляции при малых акустических мощностях.

При модуляции электромагнитного излучения оптического диапазона высокочастотными акустическими колебаниями весьма важно наряду с получением большой глубины оптической модуляции использовать небольшие акустические мощности. Эти характеристики важны для создания различных акустооптических (АО) устройств. Однако в исследованиях по акустооптической модуляции недостаточно внимания обращается на степень пространственной однородности (когерентности) «ультразвуковой дифракционной решетки» в области акустооптического взаимодействия.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование влияния пространственной однородности (когерентности) ультразвуковой волны в области акустооптического взаимодействия на глубину модуляции оптического излучения.

В эксперименте источником оптического излучения служил *He-Ne*-лазер с длиной волны 0,63 мкм и выходной мощностью 200 мкВт. В качестве акустооптической среды использовался кристалл молибдата свинца. Пьезопреобразователем служила кварцевая пластинка *X*-среза, генерирующая продольную ультразвуковую волну с частотой 10—30 МГц. Свет распространялся в направлении [100] кристалла, акустическая волна — в направлении [001]. Интенсивность света в раман-натовских дифракционных максимумах регистрировалась с помощью фотодиода. Акустооптическое взаимодействие в кристалле осуществлялось с помощью модифицированной акустической кюветы (см. рис. 1).

Для проведения исследований по влиянию степени когерентности (под когерентностью понимается, что атомы в плоскости фронта ультразвуковой волны имеют одну и ту же амплитуду колебаний) акустической волны на глубину модуляции света необходимо иметь возможность контролируемо изменять степень когерентности. В работах [1, 2] было показано, что в качестве сверхчувствительного детектора степени когерентности акустических волн можно использовать гамма-резонансное (мёссбауэровское) излучение. Суть метода заключается в следующем. Акустические

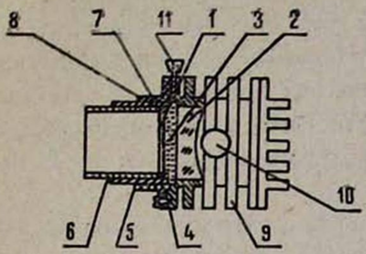


Рис. 1. Акустическая кювета: 1 — пьезопреобразователь, 2 — акустооптический кристалл, 3 — глицериновая склейка, 4 — держатель, 5 — контакт, 6 — втулка, 7 — уплотнитель, 8 — контакт, 9 — радиатор, 10 — отверстие для прохождения светового луча, 11 — воронка для заливки глицерина.

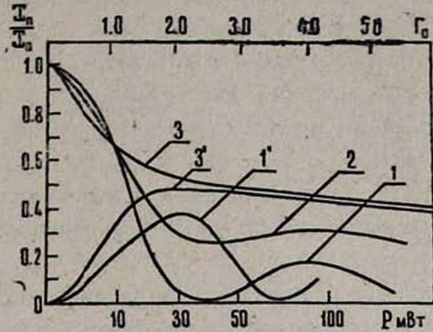


Рис. 2. Зависимости интенсивностей дифракционных порядков от степени когерентности и мощности ультразвуковой волны (кривые 1′ и 3′ соответствуют $n = \pm 1$).

волны, проходя через среду, падают на гамма-резонансный поглотитель, в котором происходит взаимодействие гамма-резонансного излучения с ультразвуковыми фононами. Гамма-резонанс имеет исключительно узкую линию поглощения, и малейшие изменения параметров акустической волны, прошедшей через среду, приводят к изменению параметров гамма-резонансной линии поглощения, что и позволяет контролировать степень когерентности акустического поля в акустооптическом кристалле.

Проведенные нами исследования с акустооптической ячейкой, в которой вместо кристалла помещался мёссбауэровский поглотитель (нержавеющая сталь), подтвердили возможность гамма-резонансного контроля степени когерентности акустического излучения в ячейке.

На рис. 2 приведены результаты экспериментальных измерений интенсивности света в дифракционных максимумах при различных степенях когерентности акустического излучения, что контролировалось описанным выше методом. Кривые получены на основе анализа экспериментальных данных методом наименьших квадратов с помощью функций $J_n^0(\Gamma_0)$ и $e^{-a} I_n(a)$, описывающих интенсивность дифрагированного света в случаях полной пространственной однородности и полной неоднородности соответственно. Здесь J — функция Бесселя первого рода, I — модифицированная функция Бесселя, n — порядок дифракции, $a = \Gamma_0^2$. Γ_0 связана с акустической мощностью P следующим образом [3]

$$\Gamma_0 = \frac{\pi n^3 p}{\lambda} \sqrt{\frac{2Pl^2}{S\rho v^3}},$$

где S — площадь поперечного сечения акустического столба, ρ — плотность среды, v — скорость распространения ультразвука в среде, l — ширина акустического столба.

Кривая 1 соответствует когерентному акустическому полю, и при $\Gamma_0 = 2{,}4$ имеет место зануление интенсивности света $J_0^2(\Gamma_0)$ в основном дифракционном максимуме, т. е. получается стопроцентная акустооптическая модуляция. Кривая 3 соответствует некогерентному акустическому полю, и при $\Gamma_0 = 2{,}4$ имеет место $\sim 50\%$ глубина модуляции оптического излучения. Кривая 2 соответствует случаю, когда акустическое поле частично когерентно. Из кривых 2 и 3 следует, что стопроцентная глубина модуляции в этом случае (зануление интенсивности света) достигается при больших Γ_0, т. е. при больших акустических мощностях P. На рис. 2 приведены также зависимости интенсивности света в первом дифракционном максимуме от степени когерентности акустического поля (кривые 1′ и 3′).

Для исследований в диапазоне нескольких сотен мГц вышеуказанная кювета непригодна и необходимо использовать твердые склейки, удовлетворяющие ряду требований. В этом случае для контроля однородности акустического поля также можно использовать гамма-резонансную спектроскопию, которая является чувствительным методом для решения такого класса задач.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показывают, что при прочих равных условиях для достижения стопроцентной глубины модуляции с использованием небольших акустических мощностей необходимо в области акустооптического взаимодействия обеспечить высокую однородность (когерентность) акустического поля.

Авторы благодарят А. Р. Мкртчяна за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мкртчян А. Р.* и др. Письма в ЖЭТФ, 26, 599 (1977).
2. *Mkrtchyan A. R. et al.* Phys. Stat. Sol. (b), 92, 23 (1979).
3. *Мустель Е. Р., Парыгин В. Н.* Методы модуляции и сканирования света. Изд. Наука, М., 1970.

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄՈԴՈՒԼՅԱՑԻԱՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ԳԵՐՁԱՅՆԱՅԻՆ ԳՐԳՌՈՒՄՆԵՐՈՎ

Լ. Ա. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Է. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Հետազոտված է ակուստաօպտիկական փոխազդեցության տիրույթում գերձայնային ալիքների տարածական համասեռության (կոհերենտության) ազդեցությունը օպտիկական ճառագայթման մոդուլյացիայի խորության և ծախսվող ակուստիկ հզորության վրա։ Ցույց է տրված, որ բյուրեղում՝ ակուստաօպտիկական փոխազդեցության տիրույթում, գերձայնի բարձր հաճախությունների և փոքր հզորությունների դեպքում մոդուլյացիայի մեծ խորություն ստանալու համար ($\sim$100%) կարևոր նշանակություն ունի «գերձայնային դիֆրակցիոն ցանցի» տարածական համասեռությունը (կոհերենտությունը)։ Առաջարկված է ակուստիկական կյուվետի կառուցվածք ակուստիկ փոքր հզորությունների դեպքում գործնականորեն 100% մոդուլյացիայի խորություն ստանալու համար։

MODULATION OF OPTICAL RADIATION BY COHERENT ULTRASONIC EXCITATION IN CRYSTALS

L. A. KOGHARYAN, E. M. HARUTYUNYAN, G. A. HARUTYUNYAN

The influence of space homogeneity of ultrasonic waves in the region of acousto-optical interaction on the modulation depth of optical radiation and on the optical power consumption is investigated. The space-time homogeneity (coherency) of the "ultrasonic diffraction lattice" in the region of acousto-optical interaction is shown to be of great importance for achieving very deep modulation (nearly 100%) at high frequences and low values of the power of ultrasound. A design of an acoustic cell is proposed for obtaining practically 100% deep modulation at low acoustic powers.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4. 230—233 (1985)

УДК 535:621.375.8

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЕ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

А. Ш. АМБАРЯН, А. Ж. МУРАДЯН, М. К. ОГАНЕСЯН, Т. А. ПАПАЗЯН, Р. Ж. ХАЧАТРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 4 января 1984 г.)

Экспериментально исследованы энергетические характеристики трехчастотного пикосекундного РОС-лазера на красителе в зависимости от энергии и длительности пикосекундных импульсов накачки. Показано, что выходная энергия определяется лишь энергией накачки. Исследованы статистические свойства такого лазера.

Лазеры с распределенной обратной связью (РОС) широко распространены в квантовой электронике. РОС-лазеры отличаются своей простотой, компактностью и возможностью получения узкой генерационной линии. Они легко обеспечивают плавную перестройку линии в полосе излучения активной среды. РОС-схемы успешно применяются и для получения ультракоротких импульсов [1—3].

При изучении различных многофотонных процессов взаимодействия лазерного излучения со средой иногда оказывается необходимым получение одновременной генерации двух и более линий [4]. Ранее нами сообщалось о реализации такого лазера с двухкаскадным усилением с выходной энергией $E_{\text{вых}} \simeq 0{,}5$ мДж и шириной линии $\Delta\nu \simeq 6$ см$^{-1}$ [5].

В исследованиях взаимодействия лазерного излучения с веществом определенную роль играет флуктуационный характер излучения. Такой характер выходных параметров особенно значителен в пикосекундной области, когда импульс формируется за счет существенно неустановившихся процессов. В настоящей работе приводятся результаты исследования зависимости выходных энергетических параметров РОС-лазера на этанольном растворе родамин 6Ж от накачки и их статистические свойства.

РОС-лазер работает по схеме призмы полного внутреннего отражения [6]. В качестве источника накачки РОС-лазера использовался прибор ПГС-1 [7] ($\lambda = 0{,}53$ мкм, $E \simeq 20$ мДж, $\tau \simeq 40$ пс, дисперсия энергии $Д_E = 20\%$, дисперсия длительности импульса $Д\tau = 24\%$). Возбуждающее излучение направлялось в кювету с красителем с помощью двух вращающихся зеркал. Для накачки лазера использовалось 4% выходной энергии ПГС-1. Остальная часть направлялась для возбуждения двух усилителей. Вращением зеркал обеспечивалась независимая перестройка одновременно генерируемых линий. Фотометрирование спектрограммы излучения РОС-лазера показало четкое проявление трех линий генерации на «фоновом» излучении с соотношением интенсивностей линия/фон больше восьми. Использованная схема позволяет в зависимости от требований задачи менять в широких пределах соотношение интенсивностей линий.

На рис. 1 приведена зависимость суммарной по трем линиям выходной энергии РОС-лазера от энергии пикосекундной накачки. Разные линии соответствуют разным группам значений длин волн генерированных линий. Видно, что в достаточно хорошем приближении имеет место линейный закон роста выходной энергии с входной. При построении этой зависимости энергия накачки менялась с помощью фильтров, а каждая экспериментальная точка определялась усреднением 30—35 лазерных вспышек.

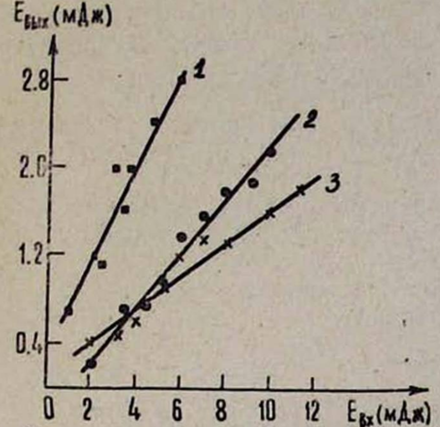


Рис. 1. Зависимость полной выходной энергии лазера от входной энергии: 1) $\lambda_1 = 5710$ Å, $\lambda_3 = 5860$ Å; 2) 5700 Å, 5840 Å; 3) 5710 Å, 5840 Å.

Зависимость для отдельных линий приведена на рис. 2. Для каждой линии также наблюдается почти линейный закон зависимости от энергии накачки. Из хода кривых следует, что режим генерации находится вне области насыщения. Выходная энергия лазера на красителе прямо пропорциональна индуцированной населенности возбужденного состояния молекул красителя. При стационарном режиме возбуждения в среде устанавливается такое значение населенности, при котором радиационные потери населенности в точности компенсируются возбуждением молекул из основного состояния. Скорость возбуждения, в свою очередь, определяется интенсивностью накачки, т. е. числом падающих за единицу времени фотонов. В случае же нестационарной накачки импульсом, длительность которого меньше времени релаксации населенности, возбуждения из разных по интенсивности участков импульса будут складываться. Населенность среды будет при этом определяться полным числом возбуждающих фотонов, т. е. энергией возбуждающего импульса. Важно, чтобы возбуждение происходило вне области насыщения (см. рис. 1, 2), иначе относительный вклад из пиковой области импульса накачки даст относительно меньший вклад в возбуждение, чем начальная и конечная области. Будет нарушаться пропорциональность населенности числу падающих фотонов и энергия накачки не будет однозначно определять выходную энергию генерации.

Для подтверждения такого заключения было проведено исследование зависимости выходной энергии каждой генерированной линии от длительности возбуждающих пикосекундных импульсов при постоянном значении их энергии. Для этого из набора большого числа лазерных вспышек с флуктуирующими значениями энергии и длительности выбирались группы вспышек с одинаковым значением энергии, но разными длительностями. Результаты, приведенные на рис. 3, показывают безотносительность выходных энергетических параметров к длительности (или интенсивности) накачки. Этот вывод согласуется и с экспериментальным результатом, приведенным на рис. 8 работы [8], где пикосекундный импульс РОС-лазера получался с помощью наносекундных возбуждений.

Как было отмечено выше, квантовые генераторы света в области пикосекундной длительности импульсов, в отличие от нано- и микросекундных длительностей, имеют, по существу, флуктуационный характер. Источниками флуктуаций пикосекундного РОС-лазера, который сам накачивается пикосекундными импульсами, могут служить, в принципе, флуктуации накачки и сам нестационарный быстропротекающий процесс образования импульса в растворе красителя. Сопоставление энергетических разбросов накачки и выхода лазера на красителе показывает уширение последнего. Проведенный анализ амплитудного спектра для большого числа групп импульсов показал, что мера уширения энергетического спектра выхода $\Delta E_{\text{вых}}$ не проявляет какой-либо определенной связи с шириной энергетического разброса накачки $\Delta E_{\text{вх}}$ и с разбросом длительности импульсов $\Delta\tau$. Этот результат получен в случае, когда $\Delta E_{\text{вх}}$ и $\Delta\tau$ находятся в пределах 10% соответственно от входной энергии и длительности импульса. Такой результат можно было ожидать из энергетической зависимости выхода РОС-лазера (рис. 3). Флуктуации выхода в основном определяются не входными флуктуациями, а самим процессом генерации. Диффузными оказались и зависимости $\Delta E_{\text{вых}}$ от энергии накачки $E_{\text{вх}}$ и длительности импульсов τ.

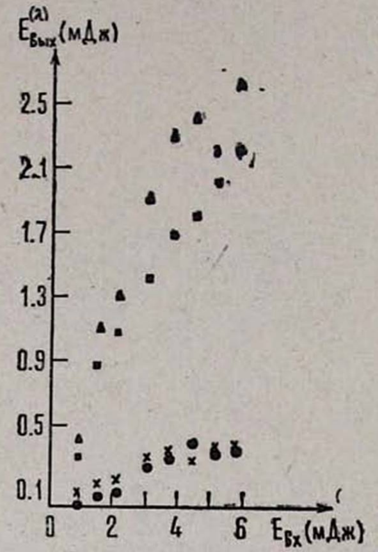


Рис. 2.

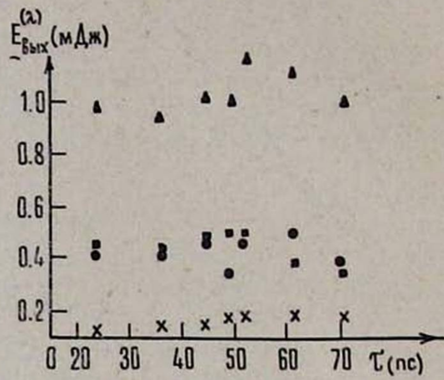


Рис. 3.

Рис. 2. Зависимость выходной энергии на отдельных линиях излучения в зависимости от входной энергии: ■ — $\lambda_1 = 5710$ Å; × — $\lambda_2 = 5785$ Å; ● — $\lambda_3 = 5860$ Å. Треугольники соответствуют выходной энергии, просуммированной по всем трем линиям.

Рис. 3. Поведение выходной энергии лазера для отдельных линий (а также для суммарной) в зависимости от длительности возбуждающих пикосекундных импульсов.

Обобщая, можно сделать вывод, что в РОС-лазере, накачиваемом пикосекундным импульсом, параметром, определяющим выходную энергию, является энергия накачки, а изменения флуктуации возбуждающего излучения в пределах 10% не сказываются на флуктуации выходного импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бушук Б. А.* и др. Письма в ЖТФ, 5, 880 (1979).
2. *Вабищевич И. А.* и др. Письма в ЖТФ, 8, 1316 (1982).
3. *Bor Zs. et al.* Appl. Phys., B27, 9 (1982).
4. *Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш.* ЖПС, 27, 634 (1977).
5. *Мурадян Л. Х.* и др. ЖПС, 40, 330 (1984).
6. *Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш.* ЖПС, 21, 526 (1974).
7. *Папазян Т. А.* и др. Информационный листок. Пикосекундный генератор света типа ЛП. АрмНИИНТИ, сер. 47.35.05., № 83-55, 1984.
8. *Bor Zs et al.* Appl., Phys., B27, 77 (1982).

ԲԱՇԽՎԱԾ ՀԵՏԱԴԱՐՁ ԿԱՊՈՎ ՆԵՐԿԱՆՅՈՒԹԱՅԻՆ ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Շ. ԱՄԲԱՐՅԱՆ, Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Մ. Կ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ,
Թ. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ, Ռ. Ժ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Կատարված է R6G ներկանյութով աշխատող պիկովայրկյանային լազերի ելքային էներգիայի մեծության ուսումնասիրությունը կախված լազերը գրգռող պիկովայրկյանային իմպուլսների բնութագրերից։ Ներկանյութային լազերը միաժամանակ ճառագայթել է երեք անկախ ինտենսիվ գծեր, ընկած 0,56—0,61 մկմ տիրույթում։ Ցույց է տրված, որ գծերի ելքային էներգիաները կախված են միայն մուտքային էներգիայի մեծությունից։ Ուսումնասիրված է նաև ելքային էներգիայի մեծության վիճակագրական բնույթը։

INVESTIGATION OF ENERGY CHARACTERISTICS OF A PICOSECOND DYE LASER WITH DISTRIBUTED FEEDBACK

A. Sh. AMBARYAN, A. Zh. MURADYAN, M. K. OGANESYAN,
T. A. PAPAZYAN, R. Zh. KHACHATRYAN

The energy characteristics of a picosecond dye laser with distributed feedback (DFL) were investigated experimentally in dependence of energy and duration of picosecond pumping pulses. The DFL was shown to generate three independent lines simultaneously and its output energy to be determined only by the pumping energy. Statistical properties of a such laser were investigated as well.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНИТИ

УДК 621.384.625

УСКОРИТЕЛЬ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ

А. Г. ПОЛАНДОВ
МОПИ им. Н. К. Крупской

Б. В. МАРЬИН, М. В. ТЕЛЬЦОВ
НИИЯФ МГУ

Описан малогабаритный ускоритель заряженных частиц с энергией, плавно меняющейся от 0,4 до 80 кэВ, предназначенный для исследования спектрометрических трактов канальных электронных умножителей. Особенностью ускорителя является передача высокочастотной мощности в разрядную камеру ионного источника через разделительные конденсаторы. Приведены принципиальная схема установки и зависимость тока пучка от магнитного поля сепаратора.

Иллюстраций 3. Библиографий 2.

Полный текст статьи депонирован в ВИНИТИ.

Поступила 18. V. 1983

Регистрационный № 1286—85. Деп.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 4, 239 (1985)

УДК 621.382.2

УСТАНОВКА ДЛЯ СОЗДАНИЯ БОЛЬШИХ АНИЗОТРОПНЫХ УПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ

П. П. ВИЛЬМС, А. Д. ДЕМЕНТЬЕВ, А. А. ПОПОВ

Новосибирский сельскохозяйственный институт

Описана установка для одновременного воздействия одноосной упругой деформации и всестороннего сжатия на полупроводниковые образцы, имеющие форму диска. Одноосная упругая деформация создается в специальной оправке, которая затем подвергается гидростатическому давлению под действием импульсного магнитного поля. Предварительное сжатие в камере осуществляется с помощью гидравлического пресса.

Установка для получения больших анизотропных деформаций может быть использована с целью исследования энергетического спектра и процессов рассеяния электронов в полупроводниках со сложной зонной структурой, например, в n-$GaAs$, для изучения кинетических параметров высоколежащих энергетических долин. Воздействуя анизотропной деформацией на n-$GaAs$ и используя в качестве оси наибольшего сжатия кристаллографическое направление $<100>$, можно добиться того, что две анизотропные X-долины, вытянутые вдоль $<100>$, займут наинизшее энергетическое положение по отношению к Γ-минимуму. В такой ситуации измерения продольного $\rho_{<100>}$ и поперечного $\rho_{<010>}$ удельных сопротивлений позволят непосредственно определить коэффициент анизотропии подвижности и исследовать его зависимость от величины давления.

Иллюстрация 1. Библиографий 4.

Полный текст статьи депонирован в ВИНИТИ.

Регистрационный № 1285—85. Деп.

Поступила 2. VI. 1983

ISSN 0002—3035

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

СОДЕРЖАНИЕ

Ю. Г. Шахназарян. Распределение по поперечному импульсу сечения трехструйного события в e^+e^- аннигиляции 183
А. Р. Авакян, Ян Ши, Н. К. Жеваго. Расчет спектров излучения позитронами и электронами больших энергий при плоскостном каналировании в кристаллах типа алмаза 191
В. А. Джрбашян. О волновой функции нерелятивистской свободной частицы 200
А. Ж. Мурадян. Когерентная дифракция атома в резонансном поле стоячей волны 206
В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян, С. В. Мелконян. Об отказе от «адиабатического приближения» при расчете шумов S-диодов 211
А. М. Ростомян, А. Г. Ростомян. Рентгеновские германиевые резонаторы, настроенные на длины волн спектрального интервала Co $K_{\alpha1}$ 217
В. В. Есаян, Р. С. Гардилян, А. А. Дургарян. Амплитудная и ориентационная зависимость поглощения ультразвука в кристаллах висмута 223

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Л. М. Мовсисян. Распределение плотности пространственного заряда при квазистатическом режиме взаимодействия пучка заряженных частиц и синхронной гармоники СВЧ поля 227
А. Ш. Амбарян, А. Ж. Мурадян, М. К. Оганесян, Т. А. Папазян, Р. Ж. Хачатрян. Энергетическое исследование пикосекундного лазера на красителе с распределенной обратной связью . . 230
Л. А. Кочарян, Э. М. Арутюнян, Г. А. Арутюнян. Модуляция оптического излучения в кристаллах когерентными ультразвуковыми возбуждениями 234

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНИТИ

А. Г. Поландов, Б. В. Марьин, М. В. Тельцов. Ускоритель тяжелых заряженных частиц малых энергий 238
П. П. Вильмс, А. Д. Дементьев, А. А. Попов. Установка для создания больших анизотропных упругих деформаций 239

Том 20 Выпуск 4 1985

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Յու. Գ. Շահնազարյան. $e^+ e^- \to q\bar{q}g$ եռափունջ պրոցեսի կտրվածքի բաշխումը ըստ լայնակի իմպուլսի 183

Հ. Ռ. Ավագյան, Յան Շի, Ն. Կ. Ժևագո. Մեծ էներգիայի էլեկտրոնների և պոզիտրոնների ճառագայթման սպեկտրների հաշվարկը ալմաստի տիպի բյուրեղներում հարթ կանալման դեպքում 191

Վ. Հ. Ջրբաշյան. Ոչ ռելյատիվիստիկ ազատ մասնիկի ալիքային ֆունկցիայի մասին 200

Ա. Ժ. Մուրադյան. Ատոմի կոհերենտ դիֆրակցիան կանգուն ալիքի ռեզոնանսային դաշտում 206

Վ. Մ. Հարությունյան, Ֆ. Վ. Գասպարյան, Ս. Վ. Մելքոնյան. S-դիոդների աղմուկների հաշվարկի ժամանակ «ադիաբատ մոտավորությունից» հրաժարվելու մասին . 211

Ա. Մ. Ռոստոմյան, Ա. Հ. Ռոստոմյան. CoK_{α_1} գծի սպեկտրալ տիրույթում համալարված ռենտգենյան գերմանիումե ռեզոնատորներ 217

Վ. Վ. Նսայան, Ռ. Ս. Գարդիլյան, Ա. Հ. Դուրգարյան. Ուլտրաձայնի կլանման ամպլիտուդային և օրիենտացիոն կախումը Bi բյուրեղներում 223

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Լ. Մ. Մովսիսյան. Տարածական լիցքի խտության բաշխումը լիցքավորված մասնիկների թանձրուկների և ԳԲՀ դաշտի սինքրոն հարմոնիկի քվազիստատիկ ռեժիմում փոխազդեցության դեպքում 227

Ա. Շ. Ամբարյան, Ա. Ժ. Մուրադյան, Ն. Կ. Հովհաննիսյան, Թ. Ա. Փափազյան, Ռ. Ժ. Խաչատրյան. Բաշխված հետադարձ կապով ներկանյութային պիկովայրկյանային լազերի էներգետիկ բնութագրերի ուսումնասիրությունը 25

Լ. Ս. Քոչարյան, Է. Մ. Հարությունյան, Գ. Ա. Հարությունյան. Օպտիկական ճառագայթման մոդուլյացիան բյուրեղներում կոհերենտ դերձայնային գրգռումներով . . 2

ԳԵՏԻՀԻ-ՈՒՄ ԴԵՊՈՆԱՑՎԱԾ ՀՈԴՎԱԾՆԵՐԻ ՌԵՖԵՐԱՏՆԵՐ

Ա. Գ. Պոլանդով, Բ. Վ. Մարյին, Մ. Վ. Տելցով. Ցածր էներգիաների ծանր մասնիկների արագացուցիչ 238

Պ. Պ. Վիլմս, Ա. Դ. Դեմենտև, Ա. Ս. Պոպով. Մեծ անիզոտրոպ առաձգական դեֆորմացիաներ ստեղծելու սարքավորում 2:

АЙКАКАН ССР ГИТУТЮННЕРИ АКАДЕМИАИ ТЕХЕКАГИР. ФИЗИКА

В журнале «Известия Академии наук Армянской ССР, Физика», публикуются р зультаты теоретических и экспериментальных научных исследований, выполненных научно-исследовательских институтах, высших учебных заведениях и лабораториях пр мышленных предприятий Армянской ССР и других союзных республик, по основным разделам физики, включая физику элементарных частиц и теорию поля, ядерную физику, физику атома и молекулы, физику электромагнитного излучения, физику космических лучей, радиофизику, физику полупроводников, физику твердого тела и кристаллов, квантовую электронику и нелинейную оптику, ускорительную физику. В журнале помещаются также материалы совещаний и конференций по актуальным проблемам современной физики. Журнал выходит 6 раз в год. Цена годового комплекта 3 р. 90 к. Редакционная коллегия журнала просит направлять статьи для опубликования по адресу: 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24г. Телефон 27-97-238.

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

Сдано в набор 14.06. 1985. Подписано к печати 14.10. 1985. ВФ 09063.
Бумага № 2, 70×108 1/16. Высокая печать. Печ. лист. 3,88. Усл. печ. лист. 5.43.
Учет-изд. 3,8. Тираж 486. Заказ 649. Издат. 6490.
Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г, II эт., 1 к.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.
Издательство Академии наук АрмССР, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.