# ՅՍՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

#### 

1987

#### ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Ց. Ամատունի, Վ. Մ. Հաrությունյան (պատասխանատու խըմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրաչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Ցու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), է. Գ. Շաորյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ),Գ. Ս. Սանակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

#### УДК 539.12

# УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ТРЕХСТРУЙНОГО ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow q\overline{qg}$ В СЛУЧАЕ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ

#### Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

#### Ереванский физический институт

#### (Поступила в редакцию 22 января 1986 г.)

На основе вычисленного в первом порядке по  $\alpha_s$  наяболее общего выражения для сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \bar{qqg}$  с учетом поляризаций на-

чальных частиц и массы кварка найдена зависимость сечения  $d^{3}\sigma / dT dT$  от полярного и азимутального углов пространственной ориентации вектора T, характеризующего импульс наиболее энергичного партона независимо от того, является ли им кварк, антикварк или глюон. Численные расчеты, выполненные при некоторых эначениях величины T, указывают на то, что коэффициенты, определяющие угловую зависимость сечения, существенным образом зависят от массового параметра  $\eta$ . Проведен анализ угловых распределений в зависимости от величины параметров T и  $\eta$ .

В настоящей работе исследуется влияние массы тяжелых кварков на угловые распределения трехструйных событий в процессе аннигиляции поаяризованной электрон-позитронной пары. Аналогичное рассмотрение в случае, когда масса кварков не учитывается, было проведено в работе [1]. Между тем, как показывают результаты работ [2—6], учет массы тяжелых кварков в ряде случаев оказывает заметное влияние на предсказания теории.

Вычисленное в первом порядке по  $\alpha_s$  наиболее общее выражение для сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow q\overline{qg}$  с поляризованными начальными частицами и с учетом массы кварка имеет вид

$$d\sigma = \frac{a^{2} a_{s} Q^{2}}{(2\pi)^{2}} \frac{1}{s} \frac{dx_{1}' dx_{2}'}{(1-x_{1}') (1-x_{2}')} \left\{ 2 \left(x_{1}^{2}+x_{2}^{2}\right) \left(1+\xi_{1}^{*}\xi_{2}^{*}\right) - x_{1}^{2} \left(1-\frac{\eta}{2} \frac{1-x_{2}'}{1-x_{1}'}\right) \left[ \left(1+\xi_{1}\xi_{2}\right) \left(1-z_{1}^{2}\right) - 2 \left(\mathbf{n}_{1}\xi_{1}^{\perp}\right) \left(\mathbf{n}_{1}\xi_{2}^{\perp}\right) \right] - x_{2}^{2} \left(1-\frac{\eta}{2} \frac{1-x_{1}'}{1-x_{2}'}\right) \left[ \left(1+\xi_{1}\xi_{2}\right) \left(1-z_{2}^{2}\right) - 2 \left(\mathbf{n}_{2}\xi_{1}^{\perp}\right) \left(\mathbf{n}_{2}\xi_{2}^{\perp}\right) \right] - \eta \left(\frac{\left(x_{1}'-x_{2}'\right)^{2}}{(1-x_{1}')\left(1-x_{2}'\right)} \left(1+\xi_{1}^{*}\xi_{2}^{*}\right) + x_{1}x_{2} \left[ \left(1+\xi_{1}\xi_{2}\right) \left(z_{1}_{2}-z_{1}z_{2}\right) - \left(\mathbf{n}_{1}\xi_{1}^{\perp}\right) \left(\mathbf{n}_{2}\xi_{2}^{\perp}\right) - \left(\mathbf{n}_{1}\xi_{2}^{\perp}\right) \left(\mathbf{n}_{2}\xi_{1}^{\perp}\right) \right] \right) \right\} dz_{1} d\varphi_{1} d\varphi_{2}.$$
(1)

Эдесь s — квадрат полной энергии реакции,  $\xi_{1(2)}$  — вектор поляризации электрона (позитрона) в собственной системе покоя, разбиение векторов

123

1 и  $\xi_2$  на продольную и поперечные компоненты проведено относительно направления V импульса электрона,  $\eta = 4m^2/s$  — безразмерный параметр, с помощью которого исследуется влияние массы тяжелых кварков, m и Q масса и заряд (в единицах е) кварка,  $\mathbf{n}_i$  — единичные векторы вдоль импульсов кварка, антикварка и глюона (i = 1, 2, 3 соответственно для q, q, g),  $x_i = 2p_i/\sqrt{s}$  и  $x_i' = 2E_i/\sqrt{s}$  характеризуют безразмерный импульс и безразмерную энергию *i*-партона и связаны соотношениями

$$x'_{1,2} = (x^2_{1,2} + \eta)^{1/2}, \ x'_3 = x_3.$$

Угловые переменные определены следующим образом:  $z_{i_i} = \cos \theta_{i_i}$ ,  $\theta_{i_i} -$ угол между векторами  $\mathbf{n}_i$  и  $\mathbf{n}_{j'}$ ,  $z_i = \cos \theta_i$ ,  $\theta_i -$  полярный угол вектора  $\mathbf{n}_i$  в системе координат с полярной осью вдоль вектора  $\mathbf{v}$ ,  $\varphi_1 -$ азимутальный угол между плоскостью поляризации электрона ( $\mathbf{v}, \xi_1$ ) и плоскостью рождения кварка ( $\mathbf{v}, \mathbf{n}_1$ ) в указавной системе координат,  $\varphi'_2$  — азимутальный угол между плоскостями ( $\mathbf{n}_1, \mathbf{v}$ ) и ( $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$ ) в системе координат с полярной осью вдоль вектора  $\mathbf{n}_1$ . На языке введенных переменных законы сохранения энергии и импульса имеют вид

$$x'_1 + x'_2 + x_3 = 2, x_1n_1 + x_2n_2 + x_3n_3 = 0.$$
 (2)

Нас будет интересовать распределение по величине и пространственная ориентация вектора T, характеризующего импульс наиболее энергичного партона (струи) независимо от того, является ли им кварк, антикварк или глюон (или образованные ими струи). Для перехода в сечении (1) к переменной T достаточно рассмотреть три кинематические области [5], различающиеся относительной величиной импульса глюона:

I. 
$$x_1 \ge x_2 \ge x_3$$
, II.  $x_1 \ge x_3 \ge x_2$ , III.  $x_3 \ge x_1 \ge x_2$ . (3)

Три другие области, получающиеся из приведенных с помощью замен  $x_1 \rightleftharpoons x_2$ , в силу симметрии выражения (1) относительно этих замен дают такой же вклад в сечение, что и области (3).

В областях I и II, где кварковая струя наиболее энергичная, в сечении (1) необходимо положить  $x_1 = T$ ,  $x'_1 = T'$ ,  $dz_1 d\varphi_1 = d\mathbf{T}$  и выполнить интегрирование по  $\varphi'_2$  при фиксированном значении  $z_{12} = (x_3^2 - x_1^2 - x_2^2)/2x_1x_2$ , учитывая зависимость  $z_2$  от переменной  $\varphi'_2$ :

$$z_2 = z_1 z_{12} + (1 - z_1^2)^{1/2} (1 - z_{12}^2)^{1/2} \cos \varphi_2'.$$

Проинтегрированное сечение удобно представить в виде

$$\frac{d^{4}\sigma_{n}}{dTd\widehat{T}\,dx_{2}^{'}} = \frac{\alpha^{2}\alpha_{s}Q^{2}}{2\pi}\frac{1}{s} \{A_{n}(T, x_{2}^{'}, \eta)[(1+z_{1}^{2})(1+\xi_{1}^{1}\xi_{2}^{1}) - (1-z_{1}^{2})(\xi_{1}^{\perp}\xi_{2}^{\perp}) + 2(\widehat{T}\xi_{1}^{\perp})(\widehat{T}\xi_{2}^{\perp})] + B_{n}(T, x_{2}^{'}, \eta)[(1-3z_{1}^{2})(1+\xi_{1}^{\perp}\xi_{2}^{\perp}) + (1-z_{1}^{2})(\xi_{1}^{\perp}\xi_{2}^{\perp}) - 2(\widehat{T}\xi_{1}^{\perp})(\widehat{T}\xi_{2}^{\perp}))]\}, \qquad (4)$$

в котором зависимость от угловых переменных наиболее энергичного пар-

124

тона (для областей I и II—кварка) выделена и коэффициенты  $A_n$  и  $B_n$ являются функциями только энергетических переменных:

$$A_{n}(T, x_{2}', \eta) = \frac{T}{T'(1 - T')(1 - x_{2}')} \left\{ T'^{2} + x_{2}'^{2} + \eta \left[ 1 - x_{3} - \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\eta}{2} \right) \frac{x_{3}^{2}}{(1 - T')(1 - x_{2}')} \right] \right\},$$

$$B_{n}(T, x_{2}', \eta) = \frac{4(1 - T')(1 - x_{2}')(1 - x_{3}) - \eta x_{3}^{2}}{2TT'(1 - T')(1 - x_{2}')} \times \left[ 1 - \frac{\eta (1 - 2T' + \eta)}{2(1 - T')(1 - x_{2}')} \right],$$
(5)

где  $x_3 = 2 - T' - x'_2$ . Заметим, что в результате интегрирования выражсния (4) по углам структура при  $B_n$  обращается в нуль.

Приведенное сечение (4) относится как к области n = I, так и х области n = II. Различие между этими областями, связанное с тем, антикварк или глюон имеет бо́льший импульс, возникает в результате интегрирования по оставшейся переменной  $x_2$ , которая в разных областях меняется в различных пределах [5].

Проинтегрированное по  $x'_2$  сечение (4), нормированное на  $\sigma_{\mu\mu}$ , запишем в виде

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d^{3} \sigma_{n}}{dT d \widehat{T}} = \frac{3 \alpha_{s} Q^{2}}{(2\pi)^{2}} \{A_{n}(T, \eta) [(1 + z^{2}) (1 + \xi_{1}^{\dagger} \xi_{2}^{\dagger}) - (1 - z^{2}) (\xi_{1}^{\pm} \xi_{2}^{\pm}) + 2 (\widehat{T} \xi_{1}^{\pm}) (\widehat{T} \xi_{2}^{\pm})] + B_{n}(T, \gamma) [(1 - 3z^{2}) (1 + \xi_{1}^{\dagger} \xi_{2}^{\dagger}) + (1 - z^{2}) (\xi_{1}^{\pm} \xi_{2}^{\pm}) - 2 (\widehat{T} \xi_{1}^{\pm}) (\widehat{T} \xi_{2}^{\pm}))]\}, \qquad (6)$$

где добавлен множитель 2, учитывающий вклад областей, получающихся из (3) с помощью замен  $x_1 \rightrightarrows x_2$ , а коэффициенты  $A_n(T, \eta)$  и  $B_n(T, \eta)$ получаются интегрированием соответствующих коэффициентов в (4). Здесь и далее z означает косинус угла, образованного импульсом наиболее энергичного партона с импульсом электрона.

В области I для значений T в интервале

$$-\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{3}{4} \eta\right)^{1/2} \leqslant T \leqslant 1 - \frac{3}{4} \eta \left(1 + \frac{1}{4} \eta^2\right), \tag{7}$$

для которых переменная х меняется в пределах

$$\frac{(2-T')^2+\eta}{2(2-T')} \leqslant \mathbf{x}'_2 \leqslant T',$$

входящие в (6) козффициенты имеют вид

$$A_{1}(T, \eta) = \frac{T}{T'(1-T')} \left[ \left[ 1 + T^{2} + \eta \left( T' - \frac{1}{2} \eta \right) \right] \ln \frac{T'(2-T') - \eta}{2(1-T')(2-T')} + \right]$$

$$+\frac{4\left(1-\frac{T'}{8}\right)^{2}-T^{2}}{8\left(2-T'\right)}\left[6+T'+\frac{\eta}{2-T'}\left(9-4T'+(2+\eta)\times\right) \times \frac{2-T'}{1-T'}\left[1+\frac{2\left(1-T'\right)\left(2-T'\right)}{T'\left(2-T'\right)-\eta}\right]\right], \quad (8)$$

$$\frac{B_{I}\left(T,\eta\right)=\frac{1}{TT'}\left\{\frac{\eta}{2\left(1-T'\right)}\left[1-3T^{2}-4\eta\left(1-T'+\frac{\eta}{4}\right)\right]\times \left(1-\frac{2\left(1-T'\right)\left(2-T'\right)}{T'\left(2-T'\right)-\eta}-\frac{1}{2\left(2-T'\right)}\left[4\left(1-T'\right)^{2}-T^{2}\right]\left(\frac{5}{2}T'-1+\frac{\eta}{8\left(1-T'\right)}\left[2-7T'-\frac{4-\eta}{2-T'}+\frac{1}{8\left(1-T'\right)}\left(1+\frac{2\left(1-T'\right)\left(2-T'\right)}{T'\left(2-T'\right)-\eta}\right)\right)\right]\right)\right\}. \quad (9)$$

Для остальных значений

$$1 - \frac{3}{4} \eta \left( 1 + \frac{1}{4} \eta^2 \right) \leqslant T \leqslant (1 - \eta)^{1/2}$$
 (10)

в области I х' изменяется в пределах

$$2-T'-\frac{2(1-T')}{2-T-T'} \leq x_2' \leq T',$$

и для соответствующих коэффициентов в (6) получаем

$$A_{I}(T,\eta) = \frac{T}{T'(1-T')} \left\{ \left[ 1+T^{2}+\eta \left( T'-\frac{1}{2} \eta \right) \right] \ln \frac{T+T'}{2-T-T'} - \frac{2(1-T')(T+T'-1)}{2-T-T'} \left[ \frac{3-2T-T'}{2-T-T'} + \eta \left( 1+\frac{1+\eta/2}{(1-T')(T+T')} \right) \right] \right\}, \qquad (11)$$

$$B_{I}(T,\eta) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\eta}{2-T-T'} \left[ 1-3T^{2}-4\eta \left( 1-T'+\frac{1}{2} \eta \right) \right] \times$$

$$\times \ln \frac{2 - T - T'}{T + T'} + \frac{T + T' - 1}{2 - T - T'} \left[ (1 - T)(2 + T - T') - 4(1 - T')^2 - \frac{1 - 2T' + \eta}{2 - T - T'} \right].$$
(12)

$$-\eta (1+2T'-2\eta)+\eta^2 \frac{1-2T+\eta}{(1-T')(T+T')} \bigg] \bigg\} .$$
 (12)

Нетрудно убедиться, что на нижнем пределе интервала (7) изменения *Т* коэффициенты (8) и (9) обращаются в нуль, а в граничной точке  $T \simeq 1 - (3\eta/4) (1 + \eta^2/4)$ , разделяющей интервалы (7) и (10), с той точностью, с какой приводится координата этой точки [5], выражения (8) и (9) переходят соответственно в (11) и (12).

В области II при эначениях

$$-\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{3}{4}\eta\right)^{1/2} \leqslant T \leqslant \frac{2(1 - \sqrt{\eta})}{2 - \sqrt{\eta}}$$
(13)

126

сечение (4) необходимо проинтегрировать по х' в пределах

$$2-T-T' \leqslant x_2' \leqslant \frac{(2-T')^2+\eta}{2(2-T')},$$

а при значениях

$$\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{2-\sqrt{\eta}} \leqslant T \leqslant 1 - \frac{3}{4} \eta \left(1 + \frac{1}{4} \eta^2\right)$$
(14)

— в пределах

$$2-T'-\frac{2(1-T')}{2-T-T'} \leqslant x_2' \leqslant \frac{(2-T')^2+\eta}{2(2-T')}.$$

В результате интегрирования для входящих в (6) коэффициентов получаем выражения:

для значений T в интервале (13)

$$A_{II}(T,\eta) = \frac{T}{T'(1-T')} \left\{ \left[ 1 + T^2 + \eta \left( T' - \frac{1}{2} \eta \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \ln \frac{2(2-T')(T+T'-1)}{T'(2-T') - \eta} - \frac{(2-T)(T+2T'-2)}{8(2-T')} \times \right. \\ \left. \times \left[ 10 - 2T - 3T' + \frac{\eta}{2-T'} \left( 9 - 4T' + (2+\eta) \frac{2-T'}{1-T'} \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 + \frac{2(1-T')^2(2-T')}{(T+T'-1)(2T'-T'' - \eta)} \right] \right) \right] \right\},$$
(15)

$$B_{II}(T, \eta) = \frac{1}{TT'} \left\{ \frac{\eta}{2(1-T')} \left[ 1 - 3T^2 - 4\eta \left( 1 - T' + \frac{1}{4} \eta \right) \right] \times \\ \times \ln \frac{T'(2-T') - \eta}{2(2-T')(T+T'-1)} + \frac{(2-T)(T+2T'-2)}{2(2-T')} \times \\ \times \left( 1 - T + \frac{1}{2} T' + \frac{\eta}{8(1-T')} \left[ 6 - 11 T' - 2T - \frac{4-\eta}{2-T'} + \right. \\ \left. + 2\eta \left( 4 + \frac{1 - 2T' + \eta}{1 - T'} \left( 1 + \frac{2(1-T')^2(2-T')}{(T+T'-1)(2T'-T''-\eta)} \right) \right) \right] \right) \right\}; \quad (16)$$

для значений Т в интервале (14)

$$A_{II}(T,\eta) = \frac{T}{T'(1-T')} \left\{ \left[ 1 + T^2 + \eta \left( T' - \frac{1}{2} \eta \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \ln \frac{2(1-T')(2-T')(T+T')}{(2-T-T')(2T'-T'^2-\eta)} - \frac{T[4(1-T')-T(2-T-T')]}{8(2-T')(2-T-T')} \times \right. \\ \left. \times \left[ 10 - 3T' - \frac{4(1-T')}{2-T-T'} + \frac{\eta}{2-T'} \left( 9 - 4T' + (2+\eta) \times \right. \\ \left. \times \frac{2-T'}{1-T'} \left[ 1 + \frac{2(1-T')(2-T')(2-T-T')}{(T+T')(2T'-T'^2-\eta)} \right] \right) \right] \right\},$$
(17)

127

$$B_{\rm H}(T,\eta) = \frac{1}{TT'} \left\{ \frac{\eta}{2(1-T')} \left[ 1 - 3T^2 - 4\eta \left(1 - T' + \frac{1}{4} \eta\right) \right] \times \\ \times \ln \frac{(2-T-T')(2T' - T'^2 - \eta)}{2(1-T')(2-T')(T+T')} + \frac{T[4(1-T') - T'(2-T-T')]}{2(2-T')(2-T-T')} \times \\ \times \left( 1 + \frac{1}{2} T' - \frac{2(1-T')}{2-T-T'} + \frac{\eta}{8(1-T')} \right] 6 - 11T' - \frac{4(1-T')}{2-T-T'} - \\ - \frac{4-\eta}{2-T'} + 2\eta \left( 4 + \frac{1-2T' + \eta}{1-T'} \times \\ \times \left( 1 + \frac{2(1-T')(2-T')(2-T-T')}{(T+T')(2T' - T'^2 - \eta)} \right) \right) \right] \right\}.$$
(18)

Можно проверить, что на нижней границе интервала (13) коэффициенты (15) и (16) обращаются в нуль, а в точке  $T = 2(1 - \sqrt{\eta})/(2 - \sqrt{\eta})$  они переходят соответственно в (17) и (18).

Перейдем теперь к области III, где наиболее энергичной является глюонная струя. Для получения аналогичных формул удобно исходить из сечения, выраженного через переменные глюона и, например, кварка. Его нетрудно получить из (1), воспользовавшись законами сохранения (2) и фазовым объемом в виде

$$d\Phi = dx_1 dx_3 dz_3 d\varphi_3 d\varphi_1,$$

где  $\varphi_3$  — азимутальный угол вылета глюона в системе координат с полярной осью вдоль **v**, а  $\varphi_1^r$  — азимутальный угол между плоскостями (**n**<sub>3</sub>, **v**) и (**n**<sub>3</sub>, **n**<sub>1</sub>) в системе координат с полярной осью вдоль вектора **n**<sub>3</sub>.

Положив теперь  $x_3 = T$ ,  $dz_3 d\varphi_3 = d\widetilde{T}$  и выполнив интегрирование по  $\varphi_1^c$ , придем к выражению

$$\frac{d^{4}\sigma_{\rm III}}{dTd\hat{T}dx_{1}'} = \frac{a^{2}\alpha_{s}Q^{2}}{2\pi} \frac{1}{s} \{A_{\rm III}(T, x_{1}', \eta)[(1+z_{3'}^{2})(1+\xi_{1}^{*}|\xi_{2}^{*})] - (1-z_{3}^{2})(\xi_{1}^{\perp}|\xi_{2}^{\perp}) + 2(\widehat{T}\xi_{1}^{\perp})(\widehat{T}\xi_{2}^{\perp})] + B_{\rm III}(T, x_{1}', \eta)[(1-3z_{3}^{2})\times (1+\xi_{1}^{*}|\xi_{2}^{\perp})] + 3((1-z_{3}^{2})(\xi_{1}^{\perp}|\xi_{2}^{\perp})) - 2(\widehat{T}\xi_{1}^{\perp})(\widehat{T}\xi_{2}^{\perp}))]\}, \quad (19)$$

где

$$A_{\rm III}(T, \mathbf{x}'_{1}, \eta) = \frac{1}{(1 - \mathbf{x}'_{1})(1 - \mathbf{x}'_{2})} \left\{ \mathbf{x}'^{*}_{1} + \mathbf{x}'^{*}_{2} + \eta \left[ 1 - T - \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{2} \eta \right) \frac{T^{2}}{(1 - \mathbf{x}'_{1})(1 - \mathbf{x}'_{2})} \right] \right\},$$
  
$$\mathbf{x}(T, \mathbf{x}'_{1}, \eta) = \frac{1}{T^{2}(1 - \mathbf{x}'_{1})(1 - \mathbf{x}'_{2})} \left[ 4(1 - \mathbf{x}'_{1})(1 - \mathbf{x}'_{2})(1 - T) - \eta T^{2} \right],$$
  
$$\mathbf{x}'_{2} = 2 - T - \mathbf{x}'_{1}.$$

128

Bu

Проинтегрировав последнее сечение по переменной x<sub>1</sub> в найденных в работе [5] пределах, в области III также придем к выражению (6), в котором

$$A_{\text{III}}(T,\eta) = \frac{1}{T} \left[ 2(1-T) + T^2 - \eta \left(T + \frac{1}{2}\eta\right) \right] \ln \frac{T+T'-1}{1-T'} - (T+2T'-2) \left[ 1 + \frac{\eta (2+\eta)}{4(1-T')(T+T'-1)} \right], \quad (20)$$

$$B_{\rm HI}(T, \eta) = \frac{1}{T^2} \left[ 2(1-T)(T+2T'-2) - \eta T \ln \frac{T+T'-1}{1-T'} \right]$$
(21)

для значений

$$-\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{3}{4}\eta\right)^{1/2} \leqslant T \leqslant \frac{2(1 - \sqrt{\eta})}{2 - \sqrt{\eta}}$$
(22)

N

$$A_{\rm HI}(T,\eta) = \frac{1}{T} \left[ 2\left(1-T\right) + T^2 - \eta \left(T + \frac{1}{2}\eta\right) \right] \ln \frac{1 + \left(1 - \frac{\eta}{1-T}\right)^{1/2}}{1 - \left(1 - \frac{\eta}{1-T}\right)^{1/2}} - \left(1 - \frac{\eta}{1-T}\right)^{1/2} \left[T + \left(2 + \eta\right) \frac{1-T}{1-T}\right], \quad (23)$$

$$T = T \int \left[ 1 - T \right]^{1/2} - \eta \ln \frac{1 + \left(1 - \frac{\eta}{1 - T}\right)^{1/2}}{1 - \left(1 - \frac{\eta}{1 - T}\right)^{1/2}} \right]$$

$$\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{2-\sqrt{\eta}} \leqslant T \leqslant 1-\eta.$$
<sup>(25)</sup>

Легко видеть, что на нижнем пределе изменения T области (22) обращаются в нуль ковффициенты (20) и (21), на верхнем пределе области (25) — ковффициенты (23) и (24), а в точке  $T = 2(1 - \sqrt{\eta})/(2 - \sqrt{\eta})$  они переходят соответственно друг в друга.

Выпишем, наконец, интересующее нас распределение по величине импульса и угловым переменным партона, имеющего наибольший импульс в трехструйном процессе  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ , независимо от того, является ли им кварк, антикварк или глюон:

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d^{3}\sigma}{dTd\widehat{T}} = \frac{3\alpha_{s}Q^{2}}{(2\pi)^{2}} \left[ A\left(T, \eta\right) \left[ (1+z^{2})\left(1+\xi_{1}^{\dagger},\xi_{2}^{\dagger}\right) - (1-z^{2})\left(\xi_{1}^{\perp},\xi_{2}^{\perp}\right) + 2\left(\widehat{T}\xi_{1}^{\perp}\right)\left(\widehat{T}\xi_{2}^{\perp}\right) \right] + B\left(T,\eta\right) \left[ (1-3z^{2})\left(1+\xi_{1}^{\dagger},\xi_{2}^{\dagger}\right) + 3\left((1-z^{2})\left(\xi_{1}^{\perp},\xi_{2}^{\perp}\right) - 2\left(\widehat{T}\xi_{1}^{\perp}\right)\left(\widehat{T}\xi_{2}^{\perp}\right) \right) \right] \right].$$
(26)

(24)

Функции  $A(T, \eta)$  и  $B(T, \eta)$  в трех разных областях изменения T имеют вид:

$$A(T, \eta) = A_{I+II}(T, \eta) + A_{III}^{(20)}(T, \eta),$$
(27)

$$B(T, \eta) = B_{I+II}(T, \eta) + B_{III}^{(21)}(T, \eta)$$

для значений

$$-\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{3}{4} \eta\right)^{1/2} \le T \le \frac{2(1 - \sqrt{\eta})}{2 - \sqrt{\eta}},$$

где

$$A_{I+II}(T,\eta) \equiv A_{I}^{(3)}(T,\eta) + A_{II}^{(15)}(T,\eta) = \frac{1}{T'(1-'T)} \times \\ \times \left\{ \left[ 1 + T^{2} + \eta \left( T' - \frac{\eta}{2} \right) \right] \ln \frac{T + T' - 1}{1 - T'} + \right. \\ \left. + \left[ 2(1 - T') - 7 \right] \left[ 2 - \frac{T}{2} + \eta \left( 1 + \frac{(2 + \eta) T}{4(1 - T')(T + T' - 1)} \right) \right] \right\}, \quad (28)$$

$$B_{I+II}(T,\eta) \equiv B_{I}^{(9)}(T,\eta) + B_{II}^{(16)}(T,\eta) = \frac{1}{TT'} \left\{ \frac{\eta}{2(1 - T')} \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 - 3T^{3} - 4\eta \left( 1 - T' + \frac{\eta}{4} \right) \right] \ln \frac{1 - T'}{T + T' - 1} + (T + 2T' - 2) \times \right. \\ \left. \times \left[ 2T' - T - \frac{\eta}{4(1 - T')} \left( 4T' + T - 4\eta \right) + \frac{\eta^{3} T(1 - 2T' + \eta)}{4(1 - T')^{3}(T + T' - 1)} \right] \right\}; \quad (29)$$

$$A(T,\eta) = A_{I}^{(11)}(T,\eta) + A_{III}^{(23)}(T,\eta), \quad (30)$$

$$B(T, \eta) = B_{1}^{(12)}(T, \eta) + B_{11}^{(24)}(T, \eta)$$

для значений

$$\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{2-\sqrt{\eta}} < T \leq 1-\eta;$$
  

$$A(T,\eta) = A_{1}^{(11)}(T,\eta), B(T,\eta) = B_{1}^{(12)}(T,\eta)$$
(31)

для значений

 $1 - \eta \leq T \leq (1 - \eta)^{1/2}$ .

Цифры в скобках у функций  $A_n$  и  $B_n$  указывают номер формулы, которой онл задаются. Можно убедиться, что на границах областей выражения. (27), (30) и (31) сшиваются друг с другом.

Найдем при фиксированных значениях T зависимость функций  $A(T, \eta)$  и  $B(T, \eta)$  от параметра  $\eta$ . Для этого необходимо определить при данном T пределы изменения  $\eta$  в трех выписанных выше областях, в которых функции  $A(T, \eta)$  и  $B(T, \eta)$  задаются выражениями (27), (30) и (31). Соответствующие интервалы изменения  $\eta$  следующие:

$$\frac{3}{4}(2+T)\left(\frac{2}{3}-T
ight)\leqslant\eta\leqslant\left[rac{2(1-T)}{2-T}
ight]^2$$
 при  $T\leqslantrac{2}{3}$ 

или

. 130

$$\begin{split} 0 \leqslant \eta \leqslant & \left[ \frac{2(1-T)}{2-T} \right]^2 \text{ при } T \geqslant \frac{2}{3}, \\ & \left[ \frac{2(1-T)}{2-T} \right]^2 \leqslant \eta \leqslant 1 - T \\ & 1 - T \leqslant \eta \leqslant 1 - T^2. \end{split}$$

На рис. 1 и 2 при некоторых значениях параметра T приведены кривые зависимости функций  $A(T, \eta)$  и  $B(T, \eta)$  от переменной  $\eta$  во всем допустимом интервале ее изменения. Заметим, что эти кривые изображены в логарифмическом масштабе, и поэтому зависимость указанных функций от массового параметра  $\eta$  является довольно существенной и ею нельзя пренебречь.



Рис. 1.

и

Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость функции A (T, η) от массового параметра η при некоторых значениях T.

Рис. 2. Зависимость функции В (Г, η) от массового параметра η при некоторых значениях Т.

Чтобы получить представление о степени влияния учета массы тяжелых кварков на угловые распределения в интересующем нас процессе, рассмотрим случай поперечно антипараллельно поляризованных начальных частиц, когда сечение (26) преобразуется к виду

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d^{3}\sigma}{dTd\hat{T}} = \frac{3\alpha_{s}Q^{2}}{2\pi^{2}} [A(T,\eta)(1-\sin^{2}\theta\cos^{2}\varphi) - B(T,\eta)(1-3\sin^{2}\theta\cos^{2}\varphi)], \qquad (32)$$

где азимутарый угол φ отсчитывается от плоскости поляризации электрона.

На рис. З при некоторых значениях параметра  $\eta$  из допустимого интервала для каждого из трех значений T = 0.5, 0.7 и 0.9 приведена зависимость углового распределения, задаваемого функцией

$$F(T, \eta, \theta, \varphi) \equiv \left(\frac{3a_s Q^2}{4\pi^2} \sigma_{\mu\mu}\right)^{-1} \frac{d^{3}\sigma}{dTd\hat{T}} = 2\left\{\left[A\left(T, \eta\right) - B\left(T, \eta\right)\right] - \left[A\left(T, \eta\right) - 3B\left(T, \eta\right)\right]\sin^2\theta\cos^2\varphi\right\},$$

131

от азимутального угла при значениях полярного угла  $\theta = 0$ , 30, 60 и 90°. Заметим, что в силу инвариантности комбинации  $\sin^2 \theta \cos^2 \varphi$  относительно замен  $\theta \rightarrow \pi/2 - \varphi$  и  $\varphi \rightarrow \pi/2 - \theta$  приведенные кривые описывают также зависимость от полярного угла  $\theta$  при соответствующих значениях азимутального угла  $\varphi = 90$ , 60, 30° и 0 и противоположном направлении возрастания полярного угла.



Рис. 3. Зависимость  $F(T, \eta, \theta, \varphi)$  — нормированного на величину  $(3x_j \times Q^2 \sigma_{\mu\mu}/4\pi^2)$  дифференциального сечения  $d^{3j}/dT dT$  процесса  $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g^-$ от азимутального угла  $\varphi$  при значениях полярного угла  $\theta = 0$ , 30, 60 и 90° и некоторых значениях массового параметра  $\eta$  из области допустимых для рассмотренных значений T = 0,5(a), T = 0,7(b) и T = 0.9(e) интервалов. При каждом  $\eta$  кривые, соответствующие указанным четырем значениям  $\theta$ , расположены сверху вниз. В случае T = 0,5 и  $\eta = 0.35$  из-за небольшого различия изображены только кривые, соответствующие  $\theta = 0$  и 90°.

5

Проследим за поведением угловых распределений при изменении массового параметра п. При T = 0,5 реализуются только большие значения и для некоторых из них кривые угловых распределений приведены на рис. За (заметим, что события с T < 2/3 могут быть обусловлены только тяжелыми кварками, так как для таких Т параметр η отличен от нуля). С ростом η абсолютная величина сечений растет, а зависимость от углов становится более заметной. В случае  $T \ge 2/3$  массовый параметр может принимать также значение η = 0. На рис. 3 б, в хорошо видно, как по сравнению с безмассовым случаем меняются абсолютная величина сечений и угловые распределения при учете массы кварков. Однако если при T = 0.7 зависимость от углов с ростом η становится все более выраженной, то при T = 0,9 наблюдается обратная картина, хотя при одних и тех же значениях η абсолютная величина сечений в этом случае заметно больше, а зависимость от утлов значительно сильнее, чем при T = 0.7 (заметим, что на рис. Зв используется логарифмический масштаб). Это связано с различным поведением коэффициентов А (Т, п) и В (Т, п) при небольших значениях  $\eta$  в случаях T = 0,7 и T = 0,9.

Автор выражает благодарность С. Г. Матиняну за обсуждение результатов работы.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Шахназарян Ю. Г. ЯФ, 36, 1523 (1982).

2. Ioffe B. L. Phys. Lett., 78 B, 277 (1978).

3. Granberg G., Ng Y. J., Tye S.-H. H. Phys. Rev., 21, 62 (1980).

4. Kramer G., Schierholz G., Willrodt J. DESY Preprint 79/69, 1979.

5. Шахназарян Ю. Г. ЯФ, 35, 438 (1982).

6. Шахназарян Ю. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 308 (1982).

# $e^+e^- ightarrow q q g$ ዕዙԱቀበኦኒ ግባበሪዕሀኮ ԱՆԿሪበኦՆԱሪኮՆ ԲԱՇԽՈՒՄՆԵՐԸ ԾԱՆԲ ՔՎԱՐԿՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

#### ՅՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

 $U_{hqp}$ նական մասնիկների բևեռացման և քվարկի ղանգվածի հաշվառմամբ, քվանտային քրոմոդինամիկայի առաջին մատավորուfյամբ հաշկկած  $e^+e^- 
ightarrow qqg$  պրոցեսի կտրվածքի

ամենաընդհանուր արտահայտունիյան հիման վրա դտնված է d <sup>3</sup>5/ d T d T կտրվածրի կախվածությունը առավելադույն T իմպուլս ունեցող պարտոնի (րվարկի, հակարվարկի կամ գլյուռնի) բևեռային և աղիմուտային անկյուններից։ T - ի մի քանի արժերների համար կատարված նվային հաշվարկը ցույց է տալիս, որ կտրվածրի անկյունային կախվածունյունը բնորոշող գործակիցները էտպես կախված են րվարկի զանդվածը բնունագրող պարամետրից։

# ANGULAR DISTRIBUTIONS FOR THREE—JET PROCESS $e^+e^- \rightarrow q \overline{q} g$ IN CASE OF HEAVY QUARKS

#### YU. G. SHAKHNAZARYAN

Based on the most general expression for the cross section of  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ process calculated to the first order in  $a_s$  with due regard for the polarization of

primary particles and the quark mass, a dependence of cross section  $d^3z/dTdT$  on the polar and azimuthal angles of the spatial orientation of the thrust T is obtained The calculations for some values of T show that the factors determining the angular dependence of the cross section are strongly related to the mass parameter  $\eta$ . The dependences of angular distributions on the values of T and  $\eta$  parameters were analyzed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 133-139 (1987)

#### УДК 535.24;535.6

# КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО ЛАЗЕРА

С. Г. ОГАНЕСЯН, С. В. АБАДЖЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ (Поступила в редакцию 15 июня 1986 г.)

Вычислен вклад магнитного момента электрона в коэффициент усиления черенковского лазера. Рассмотрены поляризационные оптические эффекты, связанные с гиротропией пучка частиц.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Шахназарян Ю. Г. ЯФ, 36, 1523 (1982).

2. Ioffe B. L. Phys. Lett., 78 B, 277 (1978).

3. Granberg G., Ng Y. J., Tye S.-H. H. Phys. Rev., 21, 62 (1980).

4. Kramer G., Schierholz G., Willrodt J. DESY Preprint 79/69, 1979.

5. Шахназарян Ю. Г. ЯФ, 35, 438 (1982).

6. Шахназарян Ю. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 308 (1982).

# $e^+e^- ightarrow q q g$ ዕዙԱቀበኦኒ ግባበሪዕሀኮ ԱՆԿሪበኦՆԱሪኮՆ ԲԱՇԽՈՒՄՆԵՐԸ ԾԱՆԲ ՔՎԱՐԿՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

#### ՅՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

 $U_{hqp}$ նական մասնիկների բևեռացման և քվարկի ղանգվածի հաշվառմամբ, քվանտային քրոմոդինամիկայի առաջին մատավորուfյամբ հաշկկած  $e^+e^- 
ightarrow qqg$  պրոցեսի կտրվածքի

ամենաընդհանուր արտահայտունիյան հիման վրա դտնված է d <sup>3</sup>5/ d T d T կտրվածրի կախվածությունը առավելադույն T իմպուլս ունեցող պարտոնի (րվարկի, հակարվարկի կամ գլյուռնի) բևեռային և աղիմուտային անկյուններից։ T - ի մի քանի արժերների համար կատարված նվային հաշվարկը ցույց է տալիս, որ կտրվածրի անկյունային կախվածունյունը բնորոշող գործակիցները էտպես կախված են րվարկի զանդվածը բնունագրող պարամետրից։

# ANGULAR DISTRIBUTIONS FOR THREE—JET PROCESS $e^+e^- \rightarrow q \overline{q} g$ IN CASE OF HEAVY QUARKS

#### YU. G. SHAKHNAZARYAN

Based on the most general expression for the cross section of  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ process calculated to the first order in  $a_s$  with due regard for the polarization of

primary particles and the quark mass, a dependence of cross section  $d^3z/dTdT$  on the polar and azimuthal angles of the spatial orientation of the thrust T is obtained The calculations for some values of T show that the factors determining the angular dependence of the cross section are strongly related to the mass parameter  $\eta$ . The dependences of angular distributions on the values of T and  $\eta$  parameters were analyzed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 133-139 (1987)

#### УДК 535.24;535.6

# КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО ЛАЗЕРА

С. Г. ОГАНЕСЯН, С. В. АБАДЖЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ (Поступила в редакцию 15 июня 1986 г.)

Вычислен вклад магнитного момента электрона в коэффициент усиления черенковского лазера. Рассмотрены поляризационные оптические эффекты, связанные с гиротропией пучка частиц. 1. Классическая теория черенковского лазера была развита в работе [1] на основе замкнутой самосогласованной системы уравнений Власова и Максвелла. В настоящей работе изучено влияние магнитного момента влектрона на коэффициент усиления и поляризацию усиливаемой волны. Взаимодействие магнитного момента электрона с электромагнитной волной приводит к дополнительным слагаемым порядка отдачи в коэффициенте усиления [1]. Из-за этого чисто квантового эффекта коэффициент усиления не обращается в нуль даже в случае коллинеарного распространения пучка частиц и усиливаемой волны. Отметим, что классическая и квантовая теории спонтанного излучения магнитного момента были рассмотрены в работах [2—4].

Так как поляризованный пучок электронов представляет собой анизотропную среду, обладающую гиротропией [5], то это приводит также к повороту и деформации эллипса усиливаемой волны. Этот эффект можно использовать для анализа структуры и поляризации пучка электронов.

2. Вычислим коэффициент усиления черенковского лазера в линейном по полю приближении [6, 7] из самосогласованной системы уравнений Дирака и Максвелла:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[ c \alpha \left( \hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) + m \beta c^2 \right] \psi, \qquad (1)$$

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \qquad (2)$$

$$\mathbf{j} = ec \sum_{\mu} \bar{n}_{\mu} \psi^{+}_{\mu} \alpha \psi_{\mu}, \qquad (3)$$

где  $n_{\mu}$  — среднее число электронов в  $\mu$ -состоянии [8]. В определении тока (3) учтено, что в линейном приближении вклад обменных эффектов равен нулю.

Полагая, что амплитуды векторного потенциала усиливаемой волны

$$A_x = A_2 \cos(kz - \omega t), \ A_y = A_2 \sin(kz - \omega t)$$
(4)

слабо зависят от координаты 2, из уравнения (1) находим волновую функцию частицы

$$\psi = \{1 + a_{+} \exp\left[i(kz - \omega t)\right] + a_{-} \exp\left[-i(kz - \omega t)\right]\}\psi_{0}.$$
 (5)

Здесь

$$a_{+} = -\frac{ec\left(\hat{p}_{+} + imc\right)\gamma A_{+}}{4\hbar\omega E\left[1 - n\beta_{z} - \frac{\hbar\omega}{2E}\left(n^{2} - 1\right)\right]}$$

(6)

$$a_{-} = \frac{ec \left(p_{-} + imc\right) \gamma A_{-}}{4\hbar\omega E \left[1 - n\beta_{z} + \frac{\hbar\omega}{2E} \left(n^{2} - 1\right)\right]}$$

— амплитуды процессов поглощения и излучения фотона,  $(p_{\pm})_{*} = (\mathbf{p} \pm \pm \hbar \mathbf{k}, i(E \pm \hbar \omega)/c)$  — компоненты 4-вектора импульса,  $\mathbf{A}_{\pm} = \hat{i} A_{\pm} \pm \hat{j} i A_{\pm}$ .

Iде i, j — единичные векторы вдоль осей  $ox, oy, \beta = v/c$ ,

$$\psi_0 = \frac{1}{\sqrt{2EV}} u(p) \exp\left[\frac{i}{\hbar} \left(\mathbf{pr} - Et\right)\right]$$
(7)

— волновая функция, описывающая начальное состояние частицы, V нормировочный объем [9]. Выражения (6) справедливы при условии

$$\frac{|e|\sqrt{(\mathbf{A}_{+}\beta)(\mathbf{A}_{-}\beta)}}{\hbar\omega|1-n\beta_{z}|} \ll 1.$$
(8)

Полагая, что до взаимодействия поляризационная матрица плотности и-состояния электрона имеет вид [9]

$$\widehat{\rho}_{\mu} = \frac{c}{2} (mc - i \widehat{p}_{\mu}) (I + i \gamma_5 \, \widehat{s}_{\mu}), \qquad (9)$$

и переходя в правой части (3) от суммирования к интегрированию  $(\sum_{\mu} \rightarrow N]f(\mathbf{p}) d\mathbf{p}$ , где N -число частиц в объеме V, а  $f(\mathbf{p}) -$ функция распределения частиц в импульсном пространстве), вычислим ток (3). Так как амплитуды  $A_{1,2}$  слабо зависят от координаты z, для их определения получаем систему дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{\partial A_{1}}{\partial z} = \frac{i\omega_{p}^{2}}{2n\omega} \int \frac{mc}{E} \left[ \frac{(1-n^{2})\beta_{x}^{2} - (1-n\beta_{z})^{2}}{(1-n\beta_{z})^{2} - \left(\frac{\hbar\omega}{2E}\right)^{2}(1-n^{2})^{2}} A_{1} + \frac{(1-n^{2})\left[\beta_{x}\beta_{y} + \frac{i\hbar\omega mc^{2}}{2E^{2}}\left(s_{z} - ns_{0}\right)\right]}{(1-n\beta_{z})^{2} - \left(\frac{\hbar\omega}{2E}\right)^{2}(1-n^{2})^{2}} A_{2} \right] f(\mathbf{p}) d\mathbf{p}, \quad (10a)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{i\omega_p^2}{2n\omega} \int \frac{mc}{E} \left[ \frac{(1-n^2) \left[\beta_x \beta_y - \frac{i\hbar\omega mc^2}{2E^2} \left(s_x - ns_0\right)\right]}{(1-n\beta_x)^2 - \left(\frac{\hbar\omega}{2E}\right)^2 (n^2-1)^2} A_1 + \right]$$

$$+\frac{(1-n^2)\beta_g^2-(1-n\beta_z)^2}{(1-n\beta_z)^2-\left(\frac{\hbar\omega}{2E}\right)^2(n^2-1)^2}A_2\left[f(\mathbf{p})\,d\mathbf{p},\tag{106}\right]$$

где (s,  $is_0$ ) — компоненты 4-вектора поляризации электрона  $s_v, \omega_p^2 = = 4\pi e^3 \rho/m, \rho$  — плотность электронов. По определению [5] коэффициент гиротропии

$$g_{3} = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{p}}{\omega}\right)^{2} \int \frac{\hbar \omega (mc^{2})^{2} (n^{2} - 1) (s_{z} - ns_{0})}{E^{3} \left[ (1 - n\beta_{x})^{2} - \left(\frac{\hbar \omega}{2E}\right)^{2} (n^{2} - 1)^{2} \right]} f(\mathbf{p}) d\mathbf{p}$$
(11)

определяется поляризацией лучка электронов.

Если пучок частиц имеет только энергетический разброс гауссовского вида и движется в плоскости yz под углом  $\theta$  к оси oz, то в классическом пределе ( $\hbar \rightarrow 0$ ) из уравнения (106) получаем результат работы [1]

$$\Gamma_y = 2, 1 \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega_c} \frac{n^2 - 1}{n} \left(\frac{p}{mc}\right)^4 \mathcal{E} \frac{|mv^2|}{\Delta^2} \sin^2 \theta, \qquad (12)$$

причем усиление отлично от нуля лишь для у-составляющей волны, в точном соответствии с классической теорией спонтанного черенковского эффекта. Здесь  $\Delta$  — ширина энергетического разброса, E — средняя энергия пучка частиц. В расчетах причималось, что разность между энергией электронов, участвующих в излучении фотона (определяется полюсом  $a_{-}$ ), ж энергией электронов, участвующих в поглощении фотона (определяется полюсом  $a_{+}$ ), удовлетворяет неравенству

$$E_{-}-E_{+}=\hbar \omega\beta^{2}\left(\frac{E}{mc^{2}}\right)^{2}(n^{2}-1)\ll\Delta.$$
(13)

Если пучок ультрарелятивистский  $(E/mc^2 \gg 1)$ , то  $E_- - E_+$  может стать больше ширины  $\Delta$ . В этом случае можно пренебречь поглощением электромагнитной волны и коэффициент усиления будет иметь чисто квантовый характер:

$$\Gamma_{g} = 1.5 \cdot \beta^{3} \left(\frac{E}{mc^{2}}\right)^{2} \frac{mv}{n\hbar} \frac{E}{\Delta} \left(\frac{w_{p}}{\omega}\right)^{2} \sin^{2}\theta.$$
(14)

Оценки показывают, что он велик. Однако практическая реализация этого предельного случая связана со сложной проблемой создания пучковчастиц с ничтожно малым угловым разбросом [1]

$$\delta \ll \frac{\Delta (mc^2)^2}{\beta^2 E^3 \operatorname{tg} \theta} \,. \tag{15}$$

3. Проанализируем теперь систему (10) в случае, когда начальный пучок частиц не поляризован:  $s_y = 0$  и  $\beta_x = 0$ . Учет магнитного момента электрона приводит к дополнительному чисто квантовому эффекту — усилению волны, поляризованной вдоль оси ох:

$$\Gamma_x = \left(\frac{\hbar\omega}{2E}\right)^2 \frac{n^2 - 1}{\sin^2\theta} \Gamma_y, \qquad (16)$$

гле  $\Gamma_v$  определяется выражением (12) (для спонтанного черенковского кэлучения аналогичный поляризационный эффект рассматривался в работе [10]).

Для волны, поляризованной вдоль оси оу, получаем квантовую поправку к коэффициенту усиления (12):

$$\Delta \Gamma_{g} = \frac{\beta^{2}}{2} \left(\frac{\hbar\omega}{2E}\right)^{2} (n^{2} - 1) \left[ (n^{2} - 1) \left(-\frac{E}{mc^{2}}\right)^{4} + \frac{2}{\beta^{2} \sin^{2} \theta} \right] \Gamma_{g}.$$
(17)

Contract Dates

Отметим также, что при учете спина коэффициент усиления отличен от нуля при коллинеарном распространении волны и пучка частиц ( $\theta = 0$ ).. Учет углового разброса пучка частиц  $\delta$  осуществляется заменой ширины.  $\Delta$  на эффективную ширину [1]

.....

$$D = \left[\Delta^2 + \frac{1}{2} \partial^2 \operatorname{tg}^2 \theta \left(\frac{p}{mc}\right)^4 E^2\right]^{1/2}.$$
 (18)

4. Теория возмущений, развитая в предыдущих пунктах для вычисления коэффициента усиления черенковского лазера, справедлива при условии [1]  $\Gamma_y \ll 2k_s$  которое всегда выполняется для пучков частиц с плотностями  $\rho < 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $E \leq 10$  мэВ и  $\lambda \leq 10$  мкм. При этом условиеукорочения волнового уравнения (2)

$$\left|\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2}\right| \ll 2k \left|\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z}\right|$$

выполняется автоматически.

Таж как числа заполнений для ферми-частиц не превышают единицы.  $(n_u \leq 1)$ , то это приводит к ограничению на плотность пучка

$$\rho_{2} \leq \left[\frac{\beta\delta^{2}}{4\pi^{2}\lambda_{k}^{3}} \left(\frac{E}{mc^{2}}\right)^{2} + \frac{(L_{x} + L_{y})\delta E}{\pi\lambda_{k}^{2}Smc^{2}} + \frac{1}{\pi\beta\lambda_{k}S}\right]\frac{\Delta}{mc^{2}} + \frac{2\beta^{2}\delta^{2}}{\pi^{2}\lambda_{k}^{2}L_{z}} \left(\frac{E}{mc^{2}}\right)^{2} + \frac{2(L_{x} + L_{y})\beta\delta E}{\pi V\lambda_{k}mc^{2}} + \frac{2}{V}.$$
(19)

Здесь  $\lambda_k$  — комптоновская длина волны,  $L_x$ ,  $L_y$ ,  $L_z$  — размеры пучка. частиц,  $S = L_x L_y$  — его поперечное сечение. Следовательно, формулы (12), (14), (16) и (17) справедливы при плотностях

$$p_1 \lesssim \frac{1}{\pi \beta \lambda_k S} \frac{\Delta}{inc^2}$$
 (20)

Для пучков с большими плотностями  $\rho_1 < \rho \lesssim \rho_2$  в этих формулах следует произвести замену  $\Delta \rightarrow D$ . Отметим, что для обычных пучков ( $\rho < 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $\Delta/E \lesssim 10^{-3}$ ,  $\delta \lesssim 10^{-3}$ ) неравенство (19) выполняется всегда.

5. Рассмотрим теперь полярнзационные оптические эффекты для пучков электронов с  $s_{,} = 0$  и  $\beta_{x} = 0$ . Решая систему уравнений (10) вдали от областей усиления или поглощения сигнальной волны ( $|E-E_{\pm}| \gg \Delta$ , где  $E_{\pm}$  — энергии, при которых знаменатели в (10) обращаются в нуль, E — средняя энергия пучка частиц), для проекций векторного потенциала (4) находим

$$A_x = a_1 \cos(k_1 z - \omega t) + a_2 \cos(k_2 z - \omega t),$$
  

$$A_y = a_3 \sin(k_1 z - \omega t) + a_4 \sin(k_2 z - \omega t),$$
(21),

где амплитуды a; определяются выражениями

$$a_{1} = [bA_{20} - (n_{2} - a)A_{10}]/(\Delta n), \ a_{2} = [(n_{1} - a)A_{10} - bA_{20}]/(\Delta n),$$

$$a_{3} = -[bA_{10} + (n_{1} - a)A_{20}]/(\Delta n), \ a_{4} = [(n_{2} - a)A_{20} + bA_{10}]/(\Delta n),$$
(22)

BARENIN HAJE APRIPH

а волновые векторы -

$$k_{1,2} = k + \frac{n_{1,2} \omega_{\mu}^{2} mc}{2n \omega E \left[ (1 - n\beta_{s})^{2} - \left(\frac{\hbar \omega}{2E}\right)^{2} (n^{2} - 1)^{2} \right]}$$
(23)

. . 1

137.

2-229

В выражениях (22) и (23) использованы обозначения:

$$a = -(1 - n\beta_z)^2, \ b = \frac{\hbar\omega}{2E^2} (n^2 - 1) (s_z - ns_0) mc^2, \ \Delta n = n_1 - n_2,$$
(24)

$$n_{1,2} = \frac{1}{2} (1-n^2) \beta_y^2 \left(1 \pm \sqrt{1 + \left[\frac{\hbar \omega m c^2}{E^2 \beta_y^2} (s_z - n s_0)\right]^2}\right) - (1-n\beta_z)^2.$$

В системе координат (x', y', z), повернутой на угол

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left\{ \frac{2\sqrt{1+4x^2} \left(x\frac{r^2-1}{r}-1\right) \sin\left(\Delta kz\right)}{\left(1+4x^2\right) \frac{r^2-1}{r}-8x\left(x\frac{r^2-1}{r}-1\right) \sin^2\left(\frac{\Delta kz}{2}\right)} \right\},$$
(25)

векторный потенциал (21) описывает эллипс с главными осями вдоль ох' и оу'. Параметр

$$x = \frac{\hbar\omega mc^2 (s_z - ns_0)}{2E^2 \beta_y^2},$$

 $\Delta k = k_1 - k_2$ , а  $r = A_{10}/A_{20}$  — отношение осей эллипса усиливаемой волны в точке z = 0. Очевидно, что поворот эллипса определяется как анизотропией пучка частиц, так и его поляризацией. Для больших углов, когда

$$\theta \gg \sqrt{\frac{\hbar\omega mc^2 |s_x - ns_0|}{2E^2}} \frac{c}{v}$$
 (или  $|x| \ll 1$ ),

имеем

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left\{ \frac{2r}{1-r^2} \sin \left[ \pi \left( \frac{\upsilon}{c} \right)^2 \frac{1-n^2}{n} \frac{mc^2}{E} \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{\sin^2 \theta}{(1-n\beta_z)^2} \frac{z}{\lambda} \right] \right\}.$$
(26)

Если угол в мал,

$$\theta \ll \sqrt{\frac{\hbar\omega mc^2 |s_z - ns_0|}{2E^2}} \frac{c}{v}$$
 (или  $|z| \gg 1$ ),

поворот обусловлен поляризацией пучка:

$$|\varphi| = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\omega_{\rho}}{\omega}\right)^{2} \frac{\hbar \omega}{E^{3}} \frac{n^{2} - 1}{n} \frac{(mc^{2})^{2} |s_{z} - ns_{0}|}{(1 - n\beta_{z})^{2} - \left(\frac{\hbar \omega}{2E}\right)^{2} (n^{2} - 1)^{2}} \frac{z}{\lambda}$$
(27)

6. Проиллюстрируем полученные результаты численными оценками. Пусть пучок электронов с плотностью  $\rho = 10^{10}$  см<sup>-3</sup> распространяется в резонансной газовой среде с показателем преломления n = 1,005 и взаимодействует с лазерным излучением на длине волны  $\lambda = 0,67$  мкм. Для E = 7МэВ,  $\theta = 6,9 \cdot 10^{-2}$ , r = 1,6 угол поворота эллипса  $\varphi = 1,4 \cdot 10^{-5}$  рад, если область взаимодействия z = 1см. При  $\theta = 0$  и полной поляризации пучка электронов вдоль оси ог угол поворота  $-10^{-7}$  рад, если плотность пучка электронов  $\rho = 10^{12}$ см<sup>-3</sup>, E = 5,1 МэВ, его угловой и энергетический разбросы — соответственно  $\delta < 10^{-3}$  и  $\Delta/E < 10^{-3}$ , а область взаимодействия z = 1м. Легко проверить, что при таких значениях параметров также справедливо условие укорочения волновогоуравнения (2). При характерной плотности резонансного газа 5,4 × × 10<sup>11</sup>см<sup>-3</sup> и относительном разбросе частот лазерного излучения.  $\Delta \omega / \omega \lesssim 10^{-8}$  можно пренебречь дисперсией среды и эффектом кулоновского рассеяния электронов.

Авторы приносят глубокую благодарность В. М. Арутюняну, предложившему тему настоящей работы, за обсуждение результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. Письма в ЖТФ, 7, 539 (1981).
- 2. Гинабург В. Л. ЖЭТФ, 10, 589 (1940).
- 3. Франк И. М. Сборник памяти С. И. Вавилова. Изд. АН СССР, 1952, с. 172.
- 4. Гинзбург В. Л., Эйдман В. Я. ЖЭТФ, 35, 1508 (1958).
- 5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред, Изд. Наука, М.,. 1982.
- Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Госатомиздат, М., 1961.
- 7. Фелоров М. В. УФН, 135, 213 (1981).
- 8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика, Изд. Наука, М., 1976.
- 9. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика, Изд. Наука, М., 1969.
- 10. Соколов А. А., Лоскутов Ю. М. ЖЭТФ, 32, 630 (1957).

#### ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ԼԱԶԵՐԻ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

#### Ս. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ս. Վ. ԱԲԱԶՅԱՆ

Հաշվված է էլեկտրոնների մագեիսական մոմենտի ներդրումը չերենկովյան լադերի ուժեղացման դործակցում։ Քննարկված են օպտիկական բևեռացման էֆեկտները, որոնք կապված են մասնիկների փնջի հիրոտրոպիայի հետ։

#### QUANTUM THEORY OF THE CHERENKOV LASER

#### S. G. OGANESYAN, S. V. ABADZHYAN

The influence of magnetic moment of electrons on the gain and polarization of an electromagnetic wave in the Cherenkov laser was studied. Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 140-143 (1987)

УДК 535.375.5

# ВОЗБУЖДЕНИЕ АНТИСТОКСОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ НА АНГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЯХ СРЕДЫ

Г. П. ДЖОТЯН, Л. Л. МИНАСЯН НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 27 сентября 1985 г.)

Развита теория вынужденного комбинационного рассеяния на ангармонических колебаниях среды с учетом рассеяния накачки в антистоксову область. Исследованы зависимости интенсивностей стоксовой и антистоксовой волн от инкремента усиления. Проведен численный анализ.

В основе феноменологического описания вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) традиционно лежит теория поляризуемости Плачека [1], рассматривающая рассеивающую среду как набор гармонических осцилляторов, каждый из которых соответствует одной молекуле. Ангармоничность в таком подходе либо не учитывается. либо учитывается методом теории возмущений по малому параметру — коэффициенту ангармонизма. В то же время из теории нелинейных колебаний известно, что корректный подход приводит к эффектам, отсутствующим при решении уравнения для ангармонического осциллятора методом обычной теории возмущений [2]. Впервые на некорректность теории возмущений при исследовании некоторых нелинейных процессов было обращено внимание в работе [3].

Теория ВКР с корректным учетом ангармоничности комбинационноактивных колебаний среды была развита в работах [4, 5]. Такой подход позволяет объяснить неустойчивость ВКР — скачкообразный рост интенсивности стоксовой волны при определенном инкременте усиления, наблюденный при ВКР экспериментально (см., например, [6, 7]), — как следствие бистабильности и гистерезиса в зависимости амплитуды молекулярных колебаний и интенсивности стоксовой волны от инкремента усиления. В теории ВКР, развитой в [4, 5], пренебрегается влиянием на рассматриваемый процесс рассеяния в антистоксову область. Однако в определенных случаях ВКР сопровождается интенсивным антистоксовым излучением, что может существенно изменить характеристики ВКР.

В настоящей работе развита теория ВКР на ангармонических колебаниях среды с учетом рассеяния накачки в антистоксову область.

В приближении медленно меняющихся амплитуд стоксовой ( $A_c(\omega_c)$ ) и антистоксовой ( $A_a(\omega_a)$ ) компонент, распространяющихся вдоль оси z, в квазистационарном режиме, когда длительность импульса накачки с амплитудой  $A_u(\omega_u)$  существенно превышает время поперечной релаксации комбинационно-активного перехода  $T_2$ , в приближении заданного поля накачки система уравнений для  $A_c$ ,  $A_a$  и q-амплитуды молекулярных колебаний имеет следующий вид:

$$\frac{dA_{c}}{dz} = \frac{\gamma_{c}}{4ik_{c}} A_{u} q^{*} e^{-iz\Delta k_{1}},$$

$$\frac{dA_{s}}{dz} = \frac{\gamma_{s}}{4ik_{s}} A_{u} q e^{-iz\Delta k_{2}},$$
(1)

$$q\left(\frac{3}{4}\sigma|q|^2-\Delta^2+\frac{i\omega}{T_2}\right)=\frac{\gamma_{Q1}}{2}A_{\rm H}A_{\rm c}^*e^{-iz\Delta k_1}+\frac{\gamma_{Q2}}{2}A_{\rm H}^*A_{\rm a}e^{+iz\Delta k_2},$$

где  $\gamma_{c,a}$ ,  $\gamma_{Q1,2}$  — коэффициенты нелинейной связи,  $\Delta k_1 = k_u - k_c$ ,  $\Delta k_2 = k_u - k_a$ ,  $k_{u,c,a}$  — волновые числа соответственно накачки, стоксовой и антистоксовой компонент,  $\sigma$ —коэффициент ангармонизма,  $\omega = \omega_u - \omega_c$ ,  $\Delta^2 = \omega^2 - \omega_0^2$ ,  $\omega_0$  — частота комбинационно-активного перехода.

При выполнении условия волнового синхронизма  $\Delta k_1 + \Delta k_2 = 0$ из волновых уравнений системы (1) можно получить связь между  $A_c$ и  $A_a$ :

$$A_{a} + \gamma \frac{A_{u}}{A_{u}^{*}} A_{c}^{*} = \gamma \frac{A_{u}}{A_{u}^{*}} A_{c}^{*} (z = 0), \qquad (2)$$

где

 $\gamma = \frac{\gamma_a}{\gamma_c^*} \frac{k_c}{k_a}, \ A_a \ (z=0) = 0.$ 

Введя обозначения

$$g = \frac{\gamma_{c} T_{2}}{4k_{c}\omega} (\gamma_{Q1} - \gamma\gamma_{Q2})^{*},$$
  

$$I_{q} = |q|^{2}, I_{u} = |A_{u}|^{2}, A_{c0} = \gamma_{Q2} \gamma (\gamma_{Q1} - \gamma\gamma_{Q2})^{-1} A_{c} (z = 0),$$
  

$$A_{c0} + A_{c} = \sqrt{J_{c}} e^{i\psi}, \ \theta = \left[ \left(\frac{3}{4} \sigma I_{q} - \Delta^{2}\right)^{2} + \frac{\omega^{2}}{T_{2}^{2}} \right]^{-1},$$

для величин J<sub>c</sub>, <sup>4</sup>, J<sub>q</sub> из (1) получим следующую систему уравнений:

$$\frac{dJ_c}{dz} = \frac{g\omega^2}{T_2^2} I_{\mathfrak{n}} J_c \theta,$$

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{gT_2}{2\omega} I_{\mathfrak{n}} \left(\frac{3}{4} \sigma I_q - \Delta^2\right) \theta,$$

$$I_q \theta^{-1} = \frac{1}{4} |\gamma_{Q1} - \gamma\gamma_{Q2}|^2 J_c I_{\mathfrak{n}}.$$
(3)

Интегрирование системы (3) позволяет получить в явном виде зависимости функций  $J_c = f_c(I_q)$ ,  $\psi = \psi(I_q)$  и  $I_q = I_q(z)$ , из которых с учетом (2) для интенсивностей стоксовой ( $I_c = |A_c|^2$ ) и антистоксовой ( $I_a = |A_q|^2$ ) волн следуют выражения

$$I_{c} = J_{c} + |A_{c0}|^{2} - 2\sqrt{J_{c}|A_{c0}|^{2}}\cos(\psi - \psi_{0}),$$

$$I_{a} = \gamma^{2}[J_{c} + \gamma'^{2}|A_{c0}|^{2} - 2\sqrt{J_{c}|A_{c0}|^{2}}\gamma'\cos(\psi - \psi_{0})],$$

$$\psi(I_{q}) = \psi(I_{q0}) + \frac{9\sigma T_{2}}{8\omega}(I_{q} - I_{q0}) - \frac{T_{2}\Delta^{2}}{2\omega}\ln\frac{I_{q}}{I_{q0}} - \frac{1}{2\omega}$$

141

$$-\operatorname{arc}\operatorname{tg}\left[\left(\frac{3}{4}\sigma I_{q}-\Delta^{2}\right)\frac{T_{2}}{\omega}\right]-\operatorname{arc}\operatorname{tg}\left[\left(\frac{3}{4}\sigma I_{q0}-\Delta^{2}\right)\frac{T_{2}}{\omega}\right],\quad(4)$$

$$\left(\Delta^4 + \frac{\omega^2}{T_2^2}\right) \ln \frac{I_q}{I_{q0}} + \frac{27}{32} \,\sigma^2 \left(I_q^2 - I_{q0}^2\right) - 3\sigma\Delta^2 \left(I_q - I_{q0}\right) = \frac{\omega^2}{T_2^2} \,gI_{\rm H}z, \quad (5)$$

где

$$I_{q0} = \frac{1}{4} |\gamma_{Q1}|^2 I_{H} I_c (z=0) \left( \Delta^4 + \frac{\omega^2}{T_2^2} \right)^{-1},$$
  
$$\psi_0 = \arg A_{c0}, \ \gamma' = 1 + \gamma_{Q2} [\gamma (\gamma_{Q1} - \gamma \gamma_{Q2})]^{-1}.$$

Уравнение (5) для величины  $I_q$  интенсивности волны молекулярных колебаний совпадает с уравнением, полученным в работах [4, 5] для интенсивности волны молекулярных колебаний при отсутствии рассеяния в антистоксову область (при соответствующем коэффициенте g). В этих работах было показано, что зависимость  $I_q = I_q$  ( $G = gI_{H2}$ ), описываемая уравнением (5), неоднозначна и проявляет бистабильное поведение и гистерезис. Из уравнений (3) и (4) следует, что аналогично  $I_q(G)$  интенсивности  $I_c$  стоксовой и  $I_a$  антистоксовой волн также имеют бистабильную зависимость от инкремента усиления G; при этом переход от одной устойчивой ветви к другой сопровождается скачкообразным изменением интенсивности антистоксовой и антистоксовой волн. Зависимость интенсивности антистоксовой компоненты от инкремента усиления G, полученная численнымие методами, приведена на рисунке.



Зависимость интенсивности антистоксовой компоненты  $I_a$  от инкремента усвления G при ВКР в жидком азоте при эначениях  $I_{\rm H} = 10^9 \, {\rm Bt} \cdot {\rm cm}^{-1}$ ,  $|\sigma| = 10^{44}$  esu,  $|\varepsilon| = 2 \cdot 10^{11} \, {\rm c}^{-1}$ . Пунктирная кривая соответствует неустойчивой ветви молекулярных колебаний.

Таким образом, нами решена задача о ВКР на ангармонических молекулярных колебаниях с учетом возбуждения антистоксовой волны. Показано, что при выполнении условия фазового синхронизма возбуждение антистоксовой компоненты не влияет на скачкообразный характер усиления стоксовой волны, вызванной ангармоничностью колебаний [4, 5]. При этом аналогичный характер усиления имеет место и для антистоксовой компоненты. Вместе с тем учет рассеяния в антистоксову область приводит к возрастанию критических значений величины  $I_{\rm B} z$ , при которых происходят скачки интенсивностей стоксовой и антистоксовой волн, по сравнению с теми значениями ( $I_{\rm H} z$ )<sub>0</sub>, которые имеют место без учета возбуждения антистоксовой компоненты. Так, отношение указанных величин есть

$$\frac{(I_{u}z)_{0}}{I_{u}z}=1-\frac{\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}_{Q2}}{\tilde{\gamma}_{01}}.$$

Выражая коэффициенты 7, 7<sub>Q1,2</sub> через нелинейные комбинационные восприимчивости x<sub>e</sub> и x<sub>a</sub> [8], запишем это отношение в следующем виде

$$\frac{(I_{\rm H}z)_0}{I_{\rm H}z} = 1 - \frac{\omega_{\rm a}^2 k_{\rm c}}{\omega_{\rm c}^2 k_{\rm a}} \cdot \frac{|x_{\rm a}|}{|x_{\rm c}|}$$

Можно показать, что при выполнении условия фазового синхронизма с учетом дисперсии нелинейных восприимчивостей это отношение положительно и меньше 1.

Авторы благодарны В. М. Арутюняну за полезные обсуждения и О. В. Багдасаряну за помощь, оказанную при расчетах на ЭВМ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Placzek G. Handbuch der Radiologie. Leipzig, 1934, Teil II, 205.

- 2.Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. В. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Изд. Наука, М., 1974.
- 3. Flytzanis Chr., Tang C. L Phys. Rev. Lett., 45, 441 (1980).
- 4. Джотян Г. П., Минасян Л. Л. Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 243 (1983).
- 5. Djotyan G. P., Minasyan L. L. Opt. Comm., 49, 117 (1984).
- 6. Бломберген Н. УФН, 97, 307 (1969).

7. McQuillan A. J., Clements W. B., Stoicheff B. P. Phys. Rev., A 1, 628 (1970).

8. Бломберген Н. Нелинейная оптика. Изд. Мир, М., 1966.

#### ԱՆՏԻՍՏՈՔՍՅԱՆ ԱԼԻՔԻ ԳՐԳՌՈՒՄԸ ՄԻՋԱՎԱՑՐԻ ԱՆՀԱՐՄՈՆԻԿ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՎՐԱ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Պ. ՋՈԹՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Աշխատանքում ղարդացված է ստիպողական կոմբինացիոն ցրման տեսությունը Հաշվի առնելով մղման ցրումը անտիստոքսյան տիրույթ։ Հետաղոտված է ստոքսյան և անտիստոքսյան ալիջների ինտենսիվության կախումը ուժեղացման գործակցից։։ Կատարված է թվային Հաշվարկ։

# EXCITATION OF AN ANTI-STOKES WAVE AT STIMULATED RAMAN SCATTERING ON ANHARMONIC OSCILLATIONS OF THE MEDIUM

#### G. P. DZHOTYAN, L. L. MINASYAN

A theory of stimulated Raman scattering allowing for the scattering of pumping into the anti-Stokes range is developed. The dependences of Stokes and anti-Stokes wave intensities on the gain increment are investigated. The numerical analysis of these dependences is carried out. УДК 621.373

# ТЕОРИЯ КВАЗИВОЛНОВОДНОГО АКТИВНОГО СЛОЯ С УЧЕТОМ ФОРМЫ ЛИНИИ УСИЛЕНИЯ

#### Г. В. АРУТЮНЯН, О. В. БАГДАСАРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ-

(Поступила в редакцию 4 мая 1986 г.)

Исследовано влияние формы линии усиления активной среды на частотно-угловые характеристики излучения квазиволноводного лазера. Приведены результаты численного анализа для конкретных активных квазиволноводных слоев.

В последнее время вызывают большой интерес своеобразные источники лазерного излучения — активные квазиволноводы [1—6]. Они представляют собой волноводные системы, имеющие только моды утечки. Благодаря естественному частотно-угловому раскрытию выходного излучения, подобные системы позволяют активно управлять их параметрами извне, что открывает интересные возможности создания простых перестраиваемых лазеров [5, 6].

В работе [4] проведен подробный теоретический анализ генерационных стойств активного слоя в квазиволноводном режиме, а также развита теория втого режима с учетом влияния насыщения усиления. Получены, модовые структуры излучения, исследованы поляризационные зависимости и пороговые особенности квазиволноводной генерации.

В настоящей работе с целью дальнейшего уточнения теоретической модели учтено влияние формы линии усиления активного вещества на характеристики квазиволноводного лазера. При этом для установившегося режима генерации принята в расчет нелинейность насыщающегося типа.

Рассмотрим квазиволноводный лазер, представляющий собой плоскопараллельный слой усиливающего вещества толщиной l, заключенного между двумя пассивными диэлектрическими средами. Показатель преломления активной среды  $n_2$  в такой системе меньше показателей преломления прилегающих сред  $n_1$  и  $n_3$  (см. рис. 1).

Исследуем случай Е-поляризованной волны (электрическая компонента волны поляризована перпендикулярно плоскости падения). Для установившегося режима генерации с законом насыщения  $(1 + \beta^2 |E|^2)^{-1}$  волновые уравнения в соответствующих средах имеют следующий вид (временноя зависимость — типа  $e^{-i\omega t}$ ):

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} n_j^2\right) E_j = 0 \ (j = 1, 3),$$

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} n_2^2\right) E_2 = i \frac{\omega}{c} n_2 (\alpha + i\gamma) E_2 / (1 + \beta^2 E_1^2),$$

(1)

где  $\Delta$  — оператор Лапласа,  $\omega$  — частота волны,  $\alpha$  — коэффициент усиления активного слоя, который, для определенности, взят в виде линии Лоренца  $\alpha = \alpha_0 (\Gamma/2)^2/[z^2 + (\Gamma/2)^2]$ ; здесь  $\varepsilon = \omega - \omega_0$  — расстройка от резонанса,  $\alpha_0$  — усиление в резонансе,  $\Gamma$  — полуширина линии усиления,  $\gamma = 2\alpha \varepsilon/\Gamma$ .

Решения уравнений (1) ищем в виде

$$E_j = e_j(z) e^{i \frac{z}{c} q_j x},$$

где  $q_j = n_j \sin \theta_j$  (j=1, 2, 3). Тогда для напряженностей электрического поля в пассивных средах имеем\*

$$E_1(x, z) = C \exp\left(-i\frac{\omega}{c}k_1z + i\frac{\omega}{c}q_1x\right),$$
$$E_2(x, z) = D \exp\left(i\frac{\omega}{c}k_3z + i\frac{\omega}{c}q_3x\right),$$

где  $k_1 = \sqrt{n_1^2 - q_1^2}$ ,  $k_3 = \sqrt{n_3^2 - q_3^2}$ , а  $q_1$ ,  $q_3$ , С и D — постоянные, определяемые из граничных условий. Отметим, что непрерывность



Рис. 1. Активный квазиволноводный слой.

тангенциальных составляющих поля на границах раздела вместе с предполагаемой однородностью сред в направлении оси x приводит к условию  $q_1 = q_2 = q_3$ .

Напряженность электрического поля в активной среде представим в виде

$$e_2(z) = A(z) \exp\left(i\frac{\omega}{c}k_3z\right) + B(z) \exp\left(-i\frac{\omega}{c}k_3z\right),$$

где

$$k_2 = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}.$$

В пренебрежении эффектами интерференции волн в активной среде положим

$$|e_2(z)|^2 \simeq |A(z)|^2 + |B(z)|^2.$$

Далее, следуя методике решения подобной граничной задачи [4], в прибли-

Здесь и далее временная зависимость e<sup>-iwt</sup> для простоты опущена.

жении укороченных уравнений получаем следующие условия генерации активного слоя с учетом формы линии усиления:

$$\frac{\omega}{c} k_{2m} l + \frac{\gamma}{2a} \ln \frac{J_1(l)}{J_1(0)} = \pi m \quad (m = \pm 1, \pm 2, \cdots),$$

$$\frac{J_1(l)}{L(0)} = \frac{(k_1 + k_{2m})(k_3 + k_{2m})}{(k_2 - k_{2m})(k_2 - k_{2m})},$$
(2)

где m — номер излучаемой моды,  $k_{2m}$  — значение  $k_2$ , соответствующее моде с номером m,  $J_1(l)/J_1(0)$  — усиление интенсивности волны за одно прохождение в резонаторе, образованном границами слоя.

Углы выхода излучения генерации моды с номером *m* в прилегающие среды находим из выражения  $k_{2m} = \sqrt{n_2^2 - q_j^2}$  (j = 1, 3):

$$\theta_j^{(m)} = \pm rc \sin\left[\frac{1}{n_j}\sqrt{n_2^2 - k_{2m}^2}\right]$$

Как следует из условия (2) генерации активного слоя, максимальное число мод излучения равно

$$m_{\max} = \frac{2l}{\lambda} n_2 + \frac{\gamma}{2\pi \alpha} \ln \left[ \left( \frac{k_1 + n_2}{k_1 - n_2} \right) \left( \frac{k_3 + n_2}{k_3 - n_2} \right) \right]$$

(здесь учтено, что max  $(k_{2m}) = n_2$ ,  $\omega/c = 2\pi/\lambda$ ). Отсюда следует возможность существенного различия максимального числа мод излучения активного слоя на ширине спектра генерации в зависимости от знака и величины є расстройки от резонанса, входящей в  $\gamma$ . Для частот больше резонансной ( $\omega > \omega_0$ ) имеем  $m_{max}(\omega) > m_{max}(\omega_0)$ , и наоборот в случае  $\omega < \omega_0$ .

Анализ частотно-угловых зависимостей излучения активного квазиволновода проведен с помощью ЭВМ. Расчеты выполнены для слоев с конюретными активными и прилегающими пассивными средами: на рис. 2a



Рис. 2. Слектрально-угловые зависнмости выходного излучения квазиволноводных слоев: a)  $n_1 = n_3 = 1,46$ ,  $n_2 = 1,36$ , l = 1 шкм; 6)  $n_1 = n_3 = 1,51$ ,  $n_2 = 1,49$ , l = 0,5 шкм.

сплошными линиями изображены спектрально-угловые зависимости для спиртового раствора родамина (активная среда) с прилегающими средами из кварца; на рис. 26 — для раствора перхлората индокарбоциамина в поливиниловом спирте (активная среда) с прилегающими средами из стекла. Штрихами указаны эти же зависимости для активного слоя без учета формы линии усиления (т. е. при  $\gamma = 0$ ). Как видно, учет формы линии усиления приводит к существенному увеличению углового раскрытия мод и. как следствие, их угловому перекрытию. Последнее обстоятельство хороию согласуется с экспериментальными результатами [5].

Как показывают расчеты, с увеличением толщины активного слоя число излучаемых мод увеличивается, а угловые перекрытия мод происходят, начиная с первых номеров мод.

Интересной особенностью учета формы линии излучения является то, что в области отрицательной расстройки ( $\gamma < 0$ ) уменьшением толщины активного слоя и различия в величинах показателей преломления активной и пассивной сред можно достичь того, что, к примеру, при положительном  $k_2$  часть спектра будет излучаться с отрицательным номером моды<sup>\*</sup>. Для этого необходимо выполнение следующего условия (например в случае симметричного квазиволновода, т. е. при  $n_1 = n_3$ ):

$$\frac{\omega}{c} k_{2m} l + \frac{\gamma}{\alpha} \ln\left(\frac{k_1 + k_{2m}}{k_1 - k_{2m}}\right) = \pi m \quad (m = -1, -2, \cdots).$$
(3)

На рис. 26 представлены соответствующие зависимости для случая, когда часть линии излучения удовлетворяет условию (3). В этом случае на спектрально-угловой зависимости в длинноволновой части спектра появляется изолированная полупетля.

Что касается интенсивности выходного излучения  $\int_{u \in x}^{(m)} m du$  с номером m, то, как и в [4], для нее получаем

$$J_{\rm Butx}^{(m)} = \frac{n_2 l}{2k_1} \left[ \alpha - \frac{2k_{2m}}{n_2 l} \ln\left(\frac{k_1 + k_{2m}}{k_1 - k_{2m}}\right) \right] .$$
(4)

Из условия  $J_{\text{вых}}^{(m)} = 0$  находим пороговое соотношение для коэффициента усиления:

$$a_{\rm nop}^{(m)} = \frac{2k_{2m}}{n_2 l} \ln\left(\frac{k_1 + k_{2m}}{k_1 - k_{2m}}\right)$$

Как следует из (4), выходное излучение каждой моды должно зависеть как от формы линии усиления, так и от излучательных свойств самого квазиволновода. Численные расчеты показывают, что интенсивность излучения каждой моды, раскрытая по углу выхода, следует форме линии усиления, но коротковолновая часть линии генерации всегда светит интенсивнее длинноволновой. Такая несимметричность излучения вдоль линии генерации обусловлена свойством самого квазиволновода. Последний имеет максимум выхода излучения в сторону малых номеров мод, т. е. в сторону бо́льших углов выхода излучения.

Отметим, что в случае, когда часть спектра излучается с номером моды, имеющим знак, противоположный знаку  $k_2$  (см., например, (3) при

<sup>\*</sup> И наоборот, при отрицательном  $k_2$  в области положительной расстройки ( $\gamma > 0$ ) часть спектра может излучаться с положительным номером моды. Знак  $k_2$  показывает направление излучения от границы слоя: положительный — вдоль оси z, отрицательный — против оси z.

 $\gamma < 0$  и рис. 26), то, как показывает анализ, замкнутая полупетля в соответствующей части спектра излучения реализуется при условии  $\alpha \ll \alpha_{nop}^{(m)}$ . Последнее означает, что эта часть спектра не входит в число генерационных мод и может быть использована при работе квазиволновода в режиме усиления.

В заключение укажем, что наряду с практическими применениями [5, 6] квазиволноводного лазера представляется целесообразным использовать его также для исследования формы линии усиления активного вещества.

Авторы благодарят В. М. Арутюняна и Г. П. Джотяна за полезные сбсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

#### 1. Zeidler G. AEU, 26, 533 (1972).

2. Борисов В. И., Карпенко В. А., Лебелев В. И. ЖПС, 31, 972 (1979).

- 3. Бойко Ю. Б., Забелло Е. И., Тихонов Е. А. Укр. физ. журнал, 25, 982 (1980).
- 4. Аругюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 15 379 (1980).

5. Арутюнян В. М. н др. Изв. АН СССР, сер. физ., 47, 2415 (1983).

6. Арутюнян В. М. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 50, 633 (1986).

#### ԱԿՏԻՎ ՔՎԱԶԻԱԼԻՔԱՏԱՐԱՑԻՆ ՇԵՐՏԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ՝ ՀԱՇՎԻ ԱՌՆԵԼՈՎ ՈՒԺԵՂԱՑՄԱՆ ԳԾԻ ՁԵՎԸ

#### Գ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ. Վ. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ

Հետաղոտված է ակտիվ միջավայրի ուժեղացման դծի ձևի ազդեցությունը թվազիալիթատարային լաղերի Ճառադայթման համախա-անկյունային բնութադրերի վրա։ Կոնկրետ ակտիվ բվազիալիջատարային շերտերի համար բերված են թվային վերլուծության արդյունթները։

#### A THEORY OF QUASI-WAVEGUIDE ACTIVE LAYER TAKING INTO ACCOUNT AMPLIFICATION LINE SHAPE

#### G. V. ARUTYUNYAN, H. V. BAGDASARYAN

The influence of active medium amplification line shape on the frequency-angular characteristics of the quasi-waveguide laser radiation has been investigated. Results of the numerical analysis for specific active quasi-waveguide layers are given.

a general a general and and and

УДК 621.382

# ПЕРЕМЕЩЕНИЕ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В *p-n-*ПЕРЕХОДЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

#### Р. Р. ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

#### (Поступила в редакцию 3 октября 1985 г.)

Исследуется перемещение неосновных носителей заряда, генерированных светом, в *p*-*n*-переходе под воздействием постоянного магнитного поля, вектор индукции которого параллелен плоскости *p*-*n*-перехода. Получены выражения для электронного и дырочного составляющих фототока короткого замыкания *p*-*n*-перехода с учетом влияния магнитного поля. Показано, что с увеличением индукции магнитного поля фототок уменьшается и что это явление имеет место и при изменении направления вектора индукции на противоположное (четный эффект).

В настоящее время в качестве преобразователей световой энергии широко применяются различные полупроводниковые *p-n*-структуры. С целью обеспечения максимальной фоточувствительности, а также создания методов определения параметров *p-n*-структур весьма важным является исследование влияния магнитного поля на перемещение неосновных носигелей. заряда, генерированных светом, в *p-n*-переходе.

Влияние магнитного поля на движение неосновных носителей заряда, которые генерируются в *p-п*-переходе путем освещения сильно поглощаемым светом со стороны боковой поверхности, перпендикулярной плоскости *p-n*-перехода, рассматривалось в работах [1, 2]. При этом имел место нечетный фотомагнитный эффект, заключающийся в увеличении или уменьшении плотности потока неосновных носителей заряда через *p-n*-переход в зависимости от направления вектора индукции магнитното поля. Однако с учетом конструктивных особенностей полупроводниковых фотоприемников и возможностей планарной технологии несомненный интерес представляет вопрос влияния магнитного поля на перемещение неосновных носителей заряда при освещении *p-n*-перехода со стороны поверхности, параллельной плоскости *p-n*-перехода. Исследованию этого вопроса посвящена настоящая работа.

Рассмотрим *p*-*n*-переход, который освещается со стороны *n*-области монохроматическим светом (рис. 1). Будем считать, что в *n*-слое имеется встроенное электрическое поле, а в *p*-области поле отсутствует, как это обычно имеет место на практике. Генерированные неосновные носители заряда будут собираться *p*-*n*-переходом и создавать фототок. При воздействии магнитного поля (рассматриваются слабые поля  $\mu B \ll 1$ ), вектор индукции которого направлен параллельно плоскости *p*-*n*-перехода, неосновные носители заряда будут перемещаться под углом Холла относительпо первоначального направления перемещения, как показано на рис. 1. Для определения фототока короткого замыкания через *p-n*-переход найдем электронную и дырочную составляющие тока. Примем, что электрическое поле в направлении у отсутствует, а неосновные носители, которые перемещаются в этом направлении, рекомбинируют в объеме полупроводника и не доходят до поверхности.



Рис. 1. Структура p-n-перехода.

Основные уравнения для электронов в р-области имеют вид

$$j_{ny} = q D_n \frac{d\Delta n}{d_i} + \mu_n^* B j_{nx}, \qquad (1)$$

$$j_{nx} = qD_n \frac{d\Delta n}{dx} + q\mu_n E_x \Delta n - \mu_n^* B j_{ny}, \qquad (2)$$

$$\frac{1}{q}\frac{dj_{nx}}{dx}-\frac{\Delta n}{\tau_n}=-g(x), \qquad (3)$$

где µ<sup>\*</sup><sub>n</sub> — холловская подвижность электронов, В — индукция магнитного поля. Остальные обозначения являются общепринятыми.

Из уравнений (1) и (2) с учетом того, что в области p E = 0 и  $d\Delta n/dy = 0$ , получаем

$$i_{nx} = \frac{1}{1 + (\mu_n^* B)^3} q D_n \frac{d \Delta n}{dx}$$
 (4)

Подставляя плотность тока *i<sub>nx</sub>* в уравнение непрерывности (3), будем иметь

$$\frac{d^{2}\Delta n}{dx^{2}} - \frac{1 + (\mu_{n}^{*}B)^{2}}{D_{n}\tau_{n}} \Delta n = -\frac{1 + (\mu_{n}^{*}B)^{2}}{D_{n}} GKe^{-Kx}, \qquad (5)$$

где G — интенсивность света, которая выражается в количестве квантов света, проникающих через единицу поверхности образца в единицу времения (квантовый выход принимается равным единице), K — коэффициент поглощения света.

Принимая, что область *р* является бесконечно широкой, граничные условия для уравнения (5) запишем в виде

$$\Delta n|_{x=\omega} = 0, \quad \frac{d\Delta n}{dx}\Big|_{x=\omega} = 0.$$

Тогда, решая уравнение (5) и подставляя решение в выражение (4) при условии  $x = \omega$ , для электронной составляющей фототока короткого замыкания получим

$$I_{nx} = AqG \frac{KL_n}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2} + KL_n} e^{-K\omega}, \qquad (6)$$

где A — площадь освещаемой поверхности, L<sub>n</sub> — диффузионная длина электронов.

150

Из выражения (6) следует, что с увеличением индукции магнитного поля электронная составляющая фототока через *p*-*n*-переход уменьшается. Относительное изменение электронной составляющей фототока  $\Delta I_n = (I_{n,B=0} - I_{n,B+0})/I_{n,B=0}$  в зависимости от *B* в направлении *x* изображено на рис. 2. На рисунке видно, что с уменьшением коэффициента поглощения  $\Delta I_n$  увеличивается. Это объясняется тем, что при меньших значениях *K* большее число электронов генерируется в *p*-области, что приводит к более сильному влиянию магнитного поля на электронную составляющую фототока.



Ряс. 2. Относительное изменение электрочной (пунктирные линия) и дырочной (сплошные линия) составляющих фототока в зависимости от индукции матнитного поля при значениях параметров  $L_n = 5$  мкм,  $\mu_n^* = 1300^{\circ}$ см<sup>2</sup> / В·с,  $\omega = 5$ мкм,  $L_p = 2$  мкм,  $\mu_p = 400^{\circ}$ см<sup>2</sup> / В·с,  $S : D_p = 1$ мкм<sup>-1</sup>, a = 1мкм<sup>-1</sup>; 1 - K = 0,1 мкм<sup>-1</sup>; 2 - K = 0,3 мкм<sup>-1</sup>; 3 - K = 0,5 мкм<sup>-1</sup>.

При условии B = 0, как и следовало ожидать, уравнение (6) принимает вид

$$I_{nx} = AqG \frac{KL_n}{1 + KL_n} e^{-K\omega},$$

С учетом того, что  $(\mu_n^* B)^2 \ll 1$ , можем писать

$$\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2} \approx \sqrt{\frac{1}{1 - (\mu_n^* B)^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{\cos^2(\mu_n^* B)^2}} = \frac{1}{\cos(\mu_n^* B)}$$

Тогда выражение (6) примет вид

$$I_{nx} \approx AqG \frac{KL_n \cos{(\mu_n^*B)}}{1 + KL_n \cos{(\mu_n^*B)}} e^{-K\omega} = AqG \frac{KL_{nB}}{1 + KL_{nB}} e^{-K\omega}.$$

Величина  $L_{nB} = L_n \cos(\mu_n^* B)$  представляет собой диффузионную длину неосновных носителей заряда в направлении х при воздействии магнитного поля. Таким образом, под воздействием магнитного поля в результате уменьшения диффузионной длины уменьшается составляющая фототока из базовой области *p-n-*перехода [4].

Для дырок в n-области основные уравнения имеют вид

$$j_{py} = -qD_p \frac{d\Delta p}{dp} + \mu_p^* B j_{px}, \qquad (7),$$

$$j_{px} = -qD_p \frac{d\Delta p}{dx} + q\mu_p E_x \Delta p - \mu_p \partial j_{py}, \qquad (8)$$

$$-\frac{1}{q}\frac{dj_{pz}}{dx}-\frac{\Delta p}{\tau_p}=-g(x), \qquad (9)$$

где и - холловская подвижность дырок.

Из уравнений (7) и (8) с учетом того, что  $d\Delta p/dy = 0$ , получаем

$$j_{px} = \frac{qD_p}{1 + (p_p^*B)^2} \left( a\Delta p - \frac{d\Delta p}{dx} \right), \tag{10}$$

где

$$a = \frac{\mu_p E_x}{D_p} = \frac{E_x}{\varphi_T}.$$

Подставляя выражение плотности гока I<sub>рх</sub> в уразнение непрерывности (9), будем иметь

$$\frac{d^2\Delta p}{dx^2} - \alpha \frac{d\Delta p}{dx} - \frac{1 + (\mu_p^* B)^2}{D_p \tau_p} \Delta p = - \frac{GK[1 + (\mu_p^* B)^2]}{D_p} e^{-\kappa x}.$$
 (11)

Граничные условия для решения уравнения (11) запишем в виде

$$\frac{d\Delta p}{dx}\Big|_{x=0} = \Delta p \left[\frac{1+(\mu_p^*B)^2}{D_p}s+a\right], \ \Delta p\Big|_{x=0} = 0.$$

Решая с учетом этих условий уравнение (11) и подставляя решение в (10) при  $x = \omega$ , для дырочной составляющей фототока короткого замыкания получим

$$I_{\rho_x} = \frac{AqGK}{K^2 + (r_1 + r_2)K - 1/L_{\rho_B}^2} \left[ \frac{M}{N} (r_1 - r_2) - (K + r_1) \exp(-K\omega) \right],$$
(12)

где

$$L_{pB} = L_p / \sqrt{1 + (\mu_p^* B)^2},$$
  

$$M = r_1 + r_2 + K + s\tau_p / L_{pB}^2 - (r_2 + s\tau_p / L_{pB}^2) \exp[-\omega (K + r_1)],$$
  

$$N = (r_1 + s\tau_p / L_{pB}^2) \exp(-r_2 \omega) - (r_2 + s\tau_p / L_{pB}^2) \exp(-r_1 \omega),$$
  

$$r_{1,2} = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} + \frac{1}{L_{pB}^2}}.$$

На 'рис. 2 представлена зависимость относительного изменения  $\Delta I_p = (I_{p,B=0} - I_{p,B+0})/I_{p,B=0}$  в направлении х от индукции магнитного поля. Как следует из рисунка, с увеличением *B* дырочная составляющая фототока уменьшается. Увеличение  $\Delta I_p$  с ростом коэффициента поглощения объясняется тем, что при сильном поглощении дырки генерируются в приповерхностном слое *n*-области, в результате чего усиливается влияние магнитного поля на процесс собирания дырок *p*-*n*-переходом. Таким образом, магнитное поле влияет на величину диффузионной длины неосновных носителей заряда, в результате чего уменьшается дырочная составляющая фототока. Отметим, что, как и следовало ожидать, при условии B = 0 на следовало ожидать.

E = 0 выражение (12) совпадает с выражением для дырочной составляющей фототока, представленным в работе [3].

Полный ток через *p*-*n*-переход будет определяться суммой электронной и дырочной составляющих:  $I_{\phi} = I_{nx} + I_{px}$ , где  $I_{nx}$  и  $I_{px}$  задаются выражениями (6) и (12).

Спектральная зависимость относительного изменения фототока  $\Delta I_{\Phi} = (I_{\Phi,B=0} - I_{\Phi,B=0})/I_{\Phi,B=0}$  представлена на рис. З. Из рисунка следует, что с увеличением индукции магнитного поля  $\Delta I_{\Phi}$  растет, т. е.



Рис. 3. Спектральная зависимость относительного изменения фототока (значения параметров приведены в подписи к рис. 2): 1 — B = 1T; 2 — B = 2T.

уменьшается фототок через *p*-*n*-переход. Малым значениям коэффициента поглощения соответствуют большие значения  $\Delta I_{\phi}$ , что объясняется преобладающей ролью процесса уменьшения  $I_{nx}$  из базы по сравнению с уменьшением  $I_{px}$  для данной структуры.

Рассмотренное выше явление уменьшения фототока *p-n*-перехода под воздействиєм магнитного поля является четным эффектом, так как изменение направления вектора индукции магнитного поля на противоположное не влияет на величины составляющих фототока в направлении, перпендикулярном плоскости *p-n*-перехода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кикоин И. К., Николаев И. Н. ЖЭТФ, 41, 1692 (1961).

2. Равич Ю. И. ФТТ, 4, 2411 (1962).

3. Мосс Т. и др. Полупроводниковая оптоэлектроника. Изд. Мир, М., 1976. 4. Варданян Р. Р. Вопросы радиоэлектроники, сер. ТПО, вып. 2, 14, 1985.

#### ՈՉ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԼԻՑՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ՏԵՂԱՇԱՐԺԸ *p–n–*ԱՆՑՄԱՆ ՄԵՋ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՉԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ

#### Ռ. Ռ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հետաղոտված է p-n-անցման մեջ լույսի աղդեցությամբ դեներացված ոչ հիմնական լիցքակիրների տեղաշարժը հաստատուն մագնիսական դաշտի աղդեցության տակ, որի ինդուկցիայի վեկտորը ղուդահեռ է p-n-անցման հարթությանը։ Ստացված են արտահայտություններ p-nանցման կարճ միացման ֆոտոհոսանջի էլեկտրոնային և խոռուլային բաղադրիչների համար։ Յույց է տրված, որ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մեծացման դեպքում ֆոտոհոսանջը փոբրանում է և որ այդ երևույթը պահպանվում է ինդուկցիայի վեկտորի հակառակ ուղղության դեպքում (ղույգ էֆեկտ),

# THE TRANSFER OF MINORITY CARRIERS IN p-n JUNCTION UNDER THE ACTION OF MAGNETIC FIELD

#### R. R. VARDANYAN

The transfer of light generated minority carriers in the p-n junction under the action of magnetic field was investigated. Expressions for the electron and hole components of photocurrent were obtained taking into account the magnetic field influence. It is shown that the photocurrent decreases with the increase in magnetic field induction, and that this effect takes place when the direction of magnetic field is reversed (the parity effect).

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 154-160 (1987).

#### УДК 539.1.08

# О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КЛАСТЕРОВ НА СЛЕДЕ ЧАСТИЦ.. СОПРОВОЖДАЕМЫХ ПЕРЕХОДНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ.

#### М. С. КОРДОНСКИЙ, Р. А. САРДАРЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ Ереванский физический институт (Поступила в редакцию 6 июня 1986 г.)

Показано, что распределения  $\delta$ - и фотокластеров на следе частиц, сопровождаемых переходным излучением, в отдельности подчиняются распределению Пуассона при учете всех возможных комбинаций кластеров и при условии, что суммарное их распределение также является пуассоновским. Получены распределения  $\delta$ - и фотокластеров в случае, когда внодится экспериментальный порог регистрации кластеров по их числу, и показано, что эти распределения существенно отличаются от пуассоновских. Получены формулы для определения среднего числа  $\delta$ - и фотокластеров в общем случае, а также произведено разложение полной эффективности регистрации частицы на составляющие, позволяющие оценить вклад в нее различных комбинаций кластеров.

#### 1. Введение

В экспериментах с использованием рентгеновского переходного излучения (РПИ) часто применяется так называемый метод кластеров [1—4], впервые развитый в работах со стримерной камерой [5, 6]. Метод основан на том, что частицы 1 и 2, подлежащие сепарации, создают в детекторе разное число кластеров, что позволяет регистрировать их с разной эффективсостью.

Будем считать, что частицы 1 и 2 создают в детекторе в среднем одинаковое число д-кластеров:  $n_{c1} = n_{d2} = n_d$ . Кроме того, частица 2 генерирует РПИ, которое, поглощаясь в детекторе, создает в среднем  $n_{\gamma}$  фотокластеров, вследствие чего на следе частицы 2 можно обнаружить любую комбинацию из д-и фотокластеров. В качестве исходной посылки будем также считать, что суммарное распределение кластеров на следе частицы 2 является пуассоновским

$$P_i(n_{i\gamma}) = \frac{n_{i\gamma}^i e^{-n_{i\gamma}}}{i!}$$
(1)

со средним значением па-

# THE TRANSFER OF MINORITY CARRIERS IN p-n JUNCTION UNDER THE ACTION OF MAGNETIC FIELD

#### R. R. VARDANYAN

The transfer of light generated minority carriers in the p-n junction under the action of magnetic field was investigated. Expressions for the electron and hole components of photocurrent were obtained taking into account the magnetic field influence. It is shown that the photocurrent decreases with the increase in magnetic field induction, and that this effect takes place when the direction of magnetic field is reversed (the parity effect).

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 154-160 (1987).

#### УДК 539.1.08

# О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КЛАСТЕРОВ НА СЛЕДЕ ЧАСТИЦ.. СОПРОВОЖДАЕМЫХ ПЕРЕХОДНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ.

#### М. С. КОРДОНСКИЙ, Р. А. САРДАРЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ Ереванский физический институт (Поступила в редакцию 6 июня 1986 г.)

Показано, что распределения  $\delta$ - и фотокластеров на следе частиц, сопровождаемых переходным излучением, в отдельности подчиняются распределению Пуассона при учете всех возможных комбинаций кластеров и при условии, что суммарное их распределение также является пуассоновским. Получены распределения  $\delta$ - и фотокластеров в случае, когда внодится экспериментальный порог регистрации кластеров по их числу, и показано, что эти распределения существенно отличаются от пуассоновских. Получены формулы для определения среднего числа  $\delta$ - и фотокластеров в общем случае, а также произведено разложение полной эффективности регистрации частицы на составляющие, позволяющие оценить вклад в нее различных комбинаций кластеров.

#### 1. Введение

В экспериментах с использованием рентгеновского переходного излучения (РПИ) часто применяется так называемый метод кластеров [1—4], впервые развитый в работах со стримерной камерой [5, 6]. Метод основан на том, что частицы 1 и 2, подлежащие сепарации, создают в детекторе разное число кластеров, что позволяет регистрировать их с разной эффективсостью.

Будем считать, что частицы 1 и 2 создают в детекторе в среднем одинаковое число д-кластеров:  $n_{c1} = n_{d2} = n_d$ . Кроме того, частица 2 генерирует РПИ, которое, поглощаясь в детекторе, создает в среднем  $n_{\gamma}$  фотокластеров, вследствие чего на следе частицы 2 можно обнаружить любую комбинацию из д-и фотокластеров. В качестве исходной посылки будем также считать, что суммарное распределение кластеров на следе частицы 2 является пуассоновским

$$P_i(n_{i\gamma}) = \frac{n_{i\gamma}^i e^{-n_{i\gamma}}}{i!}$$
(1)

со средним значением па-

Целью настоящей работы является нахождение распределений  $\delta$ - и фотокластеров внутри суммарного распределения  $P_i(n_{\delta_T})$  в зависимости от условий эксперимента, в частности, порога *m* регистрации кластеров, а также нахождение среднего числа  $\delta$ - и фотокластеров ианализ роли  $\delta$ -кластеров в процессе регистрации частицы 2.

#### 2. Распределение числа с- и фотокластеров

Найдем распределение числа  $\delta$ - и фотокластеров в случае, когда экспериментальная установка срабатывает при любом числе кластеров. Запншем вначале выражение для вероятности  $F_i^i$  появления *i* кластеров, среди которых имеется *j* фотокластеров ( $i \ge j$ ):

$$F_{i}^{j} = P_{i}(n_{i\gamma}) W_{i}^{j}(q) = C_{i}^{j} q^{j} (1-q)^{i-j} \frac{n_{i\gamma}^{j}}{i!} e^{-n_{i\gamma}}, \qquad (2)$$

где  $P_i(n_{6,\gamma})$  — пуассоновская вероятность обнаружения *i* кластеров.  $W_i^j(q)$  — биномиальная вероятность найти *j* фотокластеров среди *i* кластеров, *q* — вероятность появления фотокластера, (1-q) — вероятность появления фотокластера, (1-q) — вероятность появления  $\hat{c}$ -кластера.

Выражение (2) легко преобразуется к виду

$$F_{i}^{j} = P_{j}(qn_{\bar{b}\gamma}) P_{i-j}((1-q)n_{\bar{b}\gamma}), \qquad (3)$$

из которого следует, что вероятность образования *i* кластеров, из которых *j* являются фотокластерами, а  $(i-j) - \delta$ -кластерами, есть произведение двух независимых пуассоновских распределений со средними  $n_{i} = q n_{\delta i}$  и  $n_{\delta} = (1-q) n_{\delta i}$ , причем автоматически выполняется соотношение  $n_{\delta i} = n_{\delta} + n_{i}$ .

Чтобы найти распределение  $P_i$  для числа фотокластеров, нужно, очевидно, просуммировать выражение (2) по всем *i*:

$$P_{j} = \sum_{i=j}^{\infty} F_{i}^{j} = P_{j}(n_{\gamma}) \sum_{i=j}^{\infty} P_{i-j}(n_{\gamma}) \equiv P_{j}(n_{\gamma}).$$
(4)

Таким образом, если экспериментальная установка срабатывает при любом числе кластеров ( $i \ge 0$ ), число фотокластеров внутри распределения  $P_i(n_{in})$  подчиняется формуле Пуассона со средним  $n_i$ .

Так как фото- и δ-кластеры входят в суммарное распределение аналогичным образом, полученный результат справедлив и для δ-кластеров:

$$P_{k} = \sum_{j=i-k}^{\infty} F_{i}^{j} = P_{k}(n_{i}) \sum_{j=i-k}^{\infty} P_{j}(n_{j}) \equiv P_{k}(n_{i}).$$
(5)

Результаты (4) или (5), полученные суммированием выражений (2) или (3), можно интерпретировать как следствие операций выделения частичных распределений. В качестве иллюстрации на рис. 1а приведены исходное пуассоновское распределение кластеров  $P_i(n_{57})$  со средним  $n_{57} = 4$  и "составляющие" его пуассоновские распределения  $P_j(n_i)$  и  $P_k(n_b)$  со средними  $n_c = 3$  и  $n_b = 1$ . Обычно, чтобы улучшить степень сепарации частиц, вводят порог т регистрации кластеров по их числу. Это исключает из рассмотрения слу-



чаи с i < m, не меняя при этом пределы изменения числа фотокластеров j. Поэтому для нахождения нового распределения  $P_j^m$  этот факт нужно учесть следующим образом:

$$P_j^m = \sum_{i=m} F_i^j. \tag{6}$$

В результате суммирования получаем

$$P_{j}^{m}(n_{\tau}, n_{\theta}) = \begin{cases} P_{j}(n_{\tau}), & j \ge m \\ P_{j}(n_{\tau}) \begin{bmatrix} 1 - m_{\theta} & m_{\theta} \\ p_{j}(n_{\tau}) \end{bmatrix} \\ -\sum_{k=0}^{m-j-1} P_{k}(n_{\theta}) \end{bmatrix}, \quad j < m.$$
(7)

Для j < m, как это видно из выражения (7), распределение для числа фотокластеров деформируется и отличается от пуассоновского. Для сравнения на рис. 16 представлены сплошной кривой пуассоновское распределение фотокластеров со средним  $n_{\tau} = 3$  в отсутствие порога ( $i \ge 0$ ) и пунктирные распределения, найденные по формуле (7) для разных значений порога m. Видно, что новое распределение (7) отклоняется от пуассоновского тем более, чем больше m.

Аналогичное выражение можно получить также для распределения δ-кластеров при наличии порога m:

$$P_{k}^{m}(n_{\delta}, n_{\gamma}) = \begin{cases} P_{k}(n_{\delta}), & k \ge m \\ P_{k}(n_{\delta}) \left[ 1 - \sum_{j=0}^{m-k-1} P_{j}(n_{\gamma}) \right], & k < m. \end{cases}$$
(8)

Отметим, наконец, что суммарное распределение δ- и фотокластеров при пороге регистрации *m* имеет вид

$$P_{i}^{\bar{m}}(n_{\delta\gamma}) = \begin{cases} P_{i}(n_{\delta\gamma}), & i \ge m \\ 0, & i < m. \end{cases}$$

$$\tag{9}$$

На рис. 1в приведены все три распределения (7), (8) и (9) для случая m = 4,  $n_i = 1$  и  $n_\gamma = 3$ . Правые ветви всех трех распределений при *i*, *j*,  $k \ge 4$  подчиняются соответствующему распределению Пуассона, левые — деформированы, а распределение (9) есть сложная комбинация распределений (7) и (8).

#### 3. Эффективность регистрации частиц и средние значения распределений кластеров

При введении экспериментального порога *m* эффективность регистрации частиц имеет вид: для частицы 1

$$W_{i}^{m}(n_{i}) = \sum_{k=m}^{\infty} P_{k}(n_{i}) = 1 - \sum_{k=0}^{m-1} P_{k}(n_{i}); \qquad (10)$$

для частицы 2

$$W_{b\gamma}^{m}(n_{b\gamma}) = \sum_{i=m}^{\infty} P_{i}(n_{b\gamma}) = 1 - \sum_{i=0}^{m-1} P_{i}(n_{b\gamma}).$$
(11)

Очевидно, что

$$W_{b\gamma}^{m}(n_{b\gamma}) = \sum_{j=0}^{\infty} P_{j}^{m}(n_{\gamma}, n_{b}) = \sum_{k=0}^{\infty} P_{k}^{m}(n_{b}, n_{\gamma}).$$
(12)

Соотношение (12) можно легко доказать прямыми преобразованиями:

$$\sum_{j=0}^{m} P_{j}^{m}(n_{\gamma}, n_{\delta}) = \sum_{j=0}^{m-1} P_{j}(n_{\gamma}) \left[ 1 - \sum_{k=0}^{m-j-1} P_{k}(n_{\delta}) \right] + \sum_{j=m}^{m} P_{j}(n_{\gamma}) =$$
$$= 1 - \sum_{j,k>0}^{j+k=m-1} P_{j}(n_{\gamma}) P_{k}(n_{\delta}) = 1 - \sum_{l=0}^{m-1} P_{l}(n_{\delta\gamma}) = W_{\delta\gamma}^{m}(n_{\delta\gamma}).$$

Из выражений (11) и (12) следует, что  $W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma})$  является в то же время нормой распределений (7), (8) и (9). Тогда легко найти средние вначения всех трех распределений:

$$n_{\gamma}^{m} = \frac{1}{W_{\delta\gamma}^{m}(n_{\delta\gamma})} \sum_{j=0}^{\infty} j P_{j}^{m}(n_{\gamma}, n_{\delta}) = n_{\gamma} (1 + \Delta_{m}), \qquad (13)$$

$$n_{\delta}^{m} = \frac{1}{W_{\delta\gamma}^{m}(n_{\delta\gamma})} \sum_{k=0}^{\infty} k P_{k}^{m}(n_{\delta}, n_{\gamma}) = n_{\delta}(1 + \Delta_{m}), \qquad (14)$$

$$n_{\delta\gamma}^{m} = \frac{1}{W_{\delta\gamma}^{m}(n_{\delta\gamma})} \sum_{i=0}^{\infty} i P_{i}^{m}(n_{\delta\gamma}) = n_{\delta\gamma} (1 + \Delta_{m}), \qquad (15)$$

где

$$\Delta_m = \begin{cases} P_{m-1} (n_{\delta\gamma}) / W_{\delta\gamma}^m (n_{\delta\gamma}), & m \ge 1 \\ 0, & m = 0. \end{cases}$$
(16)

Из соотношений (13), (14) и (15) следует, что

$$n_{\delta\gamma}^{m} = n_{\delta}^{m} + n_{\gamma}^{m}, \qquad (17)$$

т. е. среднее значение суммарного распределения кластеров равно сумме средних значений чисел δ- и фотокластеров при любом m.

Проанализируем роль δ-кластеров при регистрации частицы 2. Для этого выражение (12) перепишем в виде

$$W_{\delta\gamma}^{m}(n_{\delta\gamma}) = P_{0}^{m}(n_{\gamma}, n_{\delta}) + \sum_{j=1}^{m-1} P_{j}^{m}(n_{\gamma}, n_{\delta}) + \sum_{j=m}^{\infty} P_{j}^{m}(n_{\gamma}, n_{\delta}) =$$
  
= exp(-  $n_{\gamma}$ )  $\sum_{k=m}^{\infty} P_{k}(n_{\delta}) + \sum_{j=1}^{m-1} P_{j}(n_{\gamma}) \left[ 1 - \sum_{k=0}^{m-j-1} P_{k}(n_{\delta}) \right] + \sum_{j=m}^{\infty} P_{j}(n_{\gamma}),$  (18)

т. е. мы провели разложение полной эффективности регистрации частицы 2 на члены, описывающие определенные комбинации кластеров. Первый член разложения (18) описывает ту долю случаев, когда на следе частицы 2 отсутствуют фотокластеры (j = 0) и частица регистрируется только по  $\delta$ -кластерам. Сравнивая его с выражением (10), можем записать

$$P_{0}^{m}(n_{\gamma}, n_{\delta}) = \exp(-n_{\gamma}) \sum_{k=m}^{\infty} P_{k}(n_{\delta}) = \exp(-n_{\gamma}) W_{\delta}^{m}, \qquad (19)$$

откуда следует, что

$$\frac{P_0^m(n_{\gamma}, n_{\delta})}{W_{\delta}^m} = \exp\left(-n_{\gamma}\right) > \frac{P_0^m(n_{\gamma}, n_{\delta})}{W_{\delta\gamma}^m}, \qquad (20)$$

так как  $n_{\delta\gamma} > n_{\delta}$  и неравенство  $W^m_{\delta\gamma} > W^m_{\delta}$  всегда выполняется.

Левая часть соотношения (20) показывает, что эффективность регистрации частицы 2 только по ионизационным потерям в  $\exp n_{\tau}$  раз меньше, чем эффективность регистрации частицы 1, независимо от порога m. Правая часть соотношения (20) указывает на то, что вклад первого члена разложения (18) в полную эффективность регистрации частицы 2 быстро уменьшается с ростом  $n_{\tau}$ .

Второй член разложения (18) описывает ту долю случаев, когда число фотокластеров лежит в интервале  $1 \le j < m$ . В таких случаях частица 2 регистрируется по переходному излучению, но обязательно в присутствии  $\delta$ -кластеров, выносящих фотокластеры за порог регистрации.

Наконец, третий член разложения (18) описывает долю случаев, когда число фотокластеров  $j \ge m$  и частица 2 регистрируется по переходному излучению. Видно, что этот член не зависит от наличия  $\delta$ -кластеров, так как экспериментальная установка срабатывает при  $j \ge m$  и без них. При этом не исключается присутствие ( $k \ge 0$ )  $\delta$ -кластеров. Найдем долю случаев, когда в ситуации, описываемой третьим членом, k = 0 и на следе частицы 2 имеются только фотокластеры. Так как первые два члена разложения (18) всегда явно содержат  $\delta$ -кластеры, условие k = 0 может относиться только к третьему члену.

Воспользовавшись соотношением

$$P_0^m(n_{\delta}, n_{\gamma}) = \exp\left(-n_{\delta}\right) \sum_{j=m}^{\infty} P_j(n_{\gamma}) = \exp\left(-n_{\delta}\right) W_{\gamma}^m(n_{\gamma}), \qquad (21)$$

тде  $P_0^m(n_{\delta}, n_{\gamma})$  — доля случаев, когда на следе частицы 2 присутствуют только фотокластеры, а  $W_{\gamma}^m(\dot{n}_{\gamma})$  — эффективность регистрации частицы 2 в отсутствие ионизационных потерь при пороге регистрации *m*, можно показать, что

$$\frac{P_0^m(n_{\delta}, n_{\gamma})}{W_{\gamma}^m(n_{\gamma})} = \exp\left(-n_{\delta}\right) > \frac{P_0^m(n_{\delta}, n_{\gamma})}{W_{\delta\gamma}^m(n_{\delta\gamma})}, \qquad (22)$$

так как  $n_{\delta_{\uparrow}} > n_{\gamma}$  и неравенство  $W^m_{\delta_{\uparrow}}(n_{\delta_{\uparrow}}) > W^m_{\uparrow}(n_{\gamma})$  справедливо всегда.

Левая часть соотношения (22) показывает, что эффективность регистрации частицы 2 только по фотокластерам в  $\exp n_6$  раз меньше эффективности регистрации частицы 2 в отсутствие ионизационных потерь независимо от *m*. Правая часть соотношения (22) показывает,

153

что вклад той части третьего члена разложения (18), для которой число  $\partial$ -кластеров k = 0, в полную эффективность регистрации частицы 2 быстро уменьшается с ростом  $n_{e}$ .

На конкретном примере  $n_{\xi} = 1$ ,  $n_{\gamma} = 3$  проследим за тем, как изменяется с ростом m абсолютный и относительный вклады членов разложения (18). На рис. 2 сплошными кривыми изображены полная эффективность  $W_{\delta\gamma}$  регистрации частицы 2 и абсолютные вклады всех трех членов разложения (которые сбозначены через  $W_1$ ,  $W_2$  и  $W_3$ ). Видно, что  $W_1$  и  $W_3$  так же, как и полная эффективность  $W_{\delta\gamma}$ , монотонно уменьшаются с ростом m. Исключение составляет эффективность  $W_2$ , которая с ростом mпроходит через экстремум. Кроме того, при m = 1  $W_2 = 0$ , т. е. запрещены случаи выноса фотокластеров за порог регистрации. Пунктиром на рис. 2 изображены относительные эффективности, т. е. вклады в  $W_{\delta\gamma}$  второго и третьего членов разложения (18), обозначенные через  $W_2'$  и  $W_3'$ . Видно,



что при небольших m почти вся эффективность регистрации частицы 2 связана с  $W_3$ , т. е. с фотокластерами. С ростом m увеличивается роль члена  $W_2$ . При m = 5  $W'_2 = W'_3$ , при m > 5доминирует второй член, обусловленный вынссом фотокластеров за порог регистрации. Ясно, что при других значениях  $n_6$  и  $n_7$  роль того или иного члена в разложении (18) может измениться.

В заключение авторы выражают благодарность М. П. Лорикяну и Ян Ши за интерес к работе и полезные обсуждения, а также А. Г. Оганесяну за сделанные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

 Алиханян А. И. и др. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Изд. ЕФИ, 1977, с. 619—637.

2. Испирян К. А., Князян С. Г., Маргарян А. Т. Там же, с 209-235.

3. Deutschman M. et al. Preprint CERN-EP/80-155, 1980.

4. Астабатян. Р. А. и др. Препринт ЕФИ-407 (14)-80, Ереван, 1980.

5. Авакян К. М. н др. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 267 (1970).

6. Шихляров К. К. Препринт ЕФИ-74 (74), Ереван, 1974.

#### ԱՆՑՈՒՄԱՑԻՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՈՒՄՈՎ ՈՒՂԵԿՑՎՈՂ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԵՏՔԻ ՎՐԱ ԱՌԱՋԱՑԱԾ ԿԼԱՍՏԵՐՆԵՐԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Մ. Ս. ԿՈՐԴՈՆՍԿԻ, Ռ. Ա. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Կ. Կ. ՇԻԽԼՅԱՐՈՎ

8ույց է տրված, որ անցումային ճառագայթումով ուղեկցվող մասնիկների հետքին առաջաւցած 6- և ֆոտոկլաստերների բոլոր կոմբինացիաների հաշվառման դեպքում նրանց բաշխումները

R 1

առանձին-առանձին ենթարկվում են Պուտսոնի բաշխմանը, եթե գումարային բաշխումը նույնպես պուտսոնյան է։ Ստացված են նաև 3 - և ֆոտոկլաստերների բաշխումները այն դեպքում, երբ մտցված է կլաստերների գրանցման փորձարարական շեմ ըստ նրանց թվի, և այդ բաշխումների օգնությամբ ստացված են ընդհանուր դեպքում 3 - և ֆոտոկլաստերների միջին թվի որոշման համար բանաձևեր։

# ON THE DISTRIBUTION OF CLUSTERS ALONG THE TRACKS OF PARTICLES ACCOMPANIED WITH TRANSITION RADIATION

#### M. S. KORDONSKIJ, R. A. SARDARYAN, K. K. SHIKHLYAROV

It is shown that the distributions of  $\delta$ - and photoclusters along the tracks of particles accompanied with transition radiation each possess a Poisson distribution, provided that all the combinations of clusters are taken into account and that their summary distribution is also a Poisson one. At the introduction of experimental threshold of cluster number detection, the distributions of  $\delta$  and photoclusters essentially differed from the Poisson ones. By their means formulae for the determination of the average number of  $\delta$ - and photoclusters were obtained in the general case, and the decomposition of total efficiency of particle detection into components allowing to estimate the contribution of different combinations of clusters was made.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, выл. 3, 160-166 (1987)

УДК 537.611.43

# ЭПР ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ФТАЛОЦИАНИНОВ МЕДИ И ЦИНКА, ЛЕГИРОВАННЫХ НАТРИЕМ

#### А. Р. АРУТЮНЯН, Л. С. ГРИГОРЯН, Э. Г. ШАРОЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 марта 1986 г.)

Экспериментально исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами фталоцианинов меди (Cu Pc) и цинка (Zn Pc)  $\beta$ -модификации и парами натрия, в результате которого образуются соединения  $Na_x$  (MPc) (M = Cu, Zn) с  $0 < x \leq 11$ . Методом ЭПР установлено, что в зависимости от концентрации натрия можно осуществлять до четырех последовательных переносов электронов от атомов натрия к молекуле MPc. Рассмотрены изменения электронной структуры молекул MPc в зависимости от стелени легирования.

В работе [1] методом ЭПР исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами  $H_2 \rho_c$  β-модификации и натрием. Известно, что кристаллы  $H_2 Pc$ , CuPc и ZnPc ( $Pc = C_{32}H_{16}N_8$ ) β-модификации обладают сходными кристаллическими структурами [2]. Вместе с тем металлофталоцианины MPc (в частности, CuPc и ZnPc) имеют ряд. առանձին-առանձին ենթարկվում են Պուտսոնի բաշխմանը, եթե գումարային բաշխումը նույնպես պուտսոնյան է։ Ստացված են նաև 3 - և ֆոտոկլաստերների բաշխումները այն դեպքում, երբ մտցված է կլաստերների գրանցման փորձարարական շեմ ըստ նրանց թվի, և այդ բաշխումների օգնությամբ ստացված են ընդհանուր դեպքում 3 - և ֆոտոկլաստերների միջին թվի որոշման համար բանաձևեր։

# ON THE DISTRIBUTION OF CLUSTERS ALONG THE TRACKS OF PARTICLES ACCOMPANIED WITH TRANSITION RADIATION

#### M. S. KORDONSKIJ, R. A. SARDARYAN, K. K. SHIKHLYAROV

It is shown that the distributions of  $\delta$ - and photoclusters along the tracks of particles accompanied with transition radiation each possess a Poisson distribution, provided that all the combinations of clusters are taken into account and that their summary distribution is also a Poisson one. At the introduction of experimental threshold of cluster number detection, the distributions of  $\delta$  and photoclusters essentially differed from the Poisson ones. By their means formulae for the determination of the average number of  $\delta$ - and photoclusters were obtained in the general case, and the decomposition of total efficiency of particle detection into components allowing to estimate the contribution of different combinations of clusters was made.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, выл. 3, 160-166 (1987)

УДК 537.611.43

# ЭПР ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ФТАЛОЦИАНИНОВ МЕДИ И ЦИНКА, ЛЕГИРОВАННЫХ НАТРИЕМ

#### А. Р. АРУТЮНЯН, Л. С. ГРИГОРЯН, Э. Г. ШАРОЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 марта 1986 г.)

Экспериментально исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами фталоцианинов меди (Cu Pc) и цинка (Zn Pc)  $\beta$ -модификации и парами натрия, в результате которого образуются соединения  $Na_x$  (MPc) (M = Cu, Zn) с  $0 < x \leq 11$ . Методом ЭПР установлено, что в зависимости от концентрации натрия можно осуществлять до четырех последовательных переносов электронов от атомов натрия к молекуле MPc. Рассмотрены изменения электронной структуры молекул MPc в зависимости от стелени легирования.

В работе [1] методом ЭПР исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами  $H_2 \rho_c$  β-модификации и натрием. Известно, что кристаллы  $H_2 Pc$ , CuPc и ZnPc ( $Pc = C_{32}H_{16}N_8$ ) β-модификации обладают сходными кристаллическими структурами [2]. Вместе с тем металлофталоцианины MPc (в частности, CuPc и ZnPc) имеют ряд. сушественных отличий от H.Pc. Во-первых, при замещении металлом двух атомов водорода в H<sub>2</sub>Pc симметрия молекулы повышается отD<sub>2h</sub> до Dan [3,4]. Во-вторых, взаимодействие между валентными 3d-, 4s-, 4р-атюмными орбиталями металла, с одной стороны, и п- и с-орбиталями фталоцианинового кольца, с другой стороны, приводит к значительным изменениям электронной структуры по сравнению с Н.Рс [3,5]. Представляет интерес выяснить, как эти отличия влияют на процессы восстановления CuPc и ZnPc натрием в экспериментальных условиях, аналогичных использованным в [1].

В настоящей работе методом ЭПР исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами Cu Pc, Zn Pc и натрием. Взаимодействие между поликристаллическими MPc в-модификации (M = Cu, Zn) и натрием протекает посредством следующей реакции

$$MPc + xNa \rightarrow Na_x (MPc). \tag{1}$$

Нами исследованы различные образцы Nax (MPc), в которых концентрация натрия менялась в интервале  $0 < x \leq 11$ .

сигнал исходных образцов CuPc обусловлен ионами Cu<sup>2+</sup> и ЭПР имеет следующие параметры:  $\vec{g}_{add} = 2,056$  и  $\Delta H_{add} \approx 45 \,\Gamma c$  (рис.  $1\alpha$ ).



Рис. 1.

Рис. 1. Спектры ЭПР образцов  $Na_x(CuPc)$ : a) x = 0, T = 300; 6) x = 2,2,T = 300; в) x = 4, T = 300; г) x = 6,5, T = 77К. Спектры ЭПР образцов  $Na_x(ZnPc)$ : A) x = 1,2, T = 300; e) x = 2,3, T = 300; m) x = 3, T = 300; s) x = 9,5, T = 300 K.

Рис. 2. Зависимость относительной интегральной интенсивности (1/I0) и ширины линии (AH) сигнала ЭПР образцов Na, (CuPc) от концентрации натрия (x): T = 300 K (П — широкий сигнал, O — узкий сигнал) и T = 77 K (∇ — широкий сигнал, △ — узкий сигнал); I<sub>0</sub> = 16<sup>19</sup> спин/г.

При взаимодействии с натрием на первоначальный сигнал  $Cu^{2+}$  налагается новый узкий ( $\Delta H = 1, 5 - 5, 7 \Gamma c$ ) сигнал ЭПР с g = 2,0023 (рис. 16). Зависимости интегральной интенсивности ЭПР I и  $\Delta H$  обоих сигналов от концентрации натрия в образце приведены на рис. 2. График зависимости I(x) можно разделить на четыре диапазона. При  $0 < x \le 1,5$  с увеличением x интенсивность исходного сигнала не меняется, в то время как интенсивность узкого сигнала растет. Во втором диапазоне  $1,5 < x \le 4$  дальнейшее увеличение концентрации натрия приводит к резкому падению интенсивности исходного сигнала от  $Cu^{2+}$ . После этого при  $4 < x \le 11$  в спектре ЭПР наблюдается только узкий сигнал (рис. 1s). С ростом x изтенсивность узкого сигнала растет в диапазоне  $4 < x \le 7$  и уменьшается при  $7 < x \le 11$ . Соответственно, при переходе через точки x = 4 и x = 7 ширина узкой линии меняет свои значения (рис. 2).

Парамагнитные свойства исходного ZnPc сбусловлены структурными дефектами и комплексами с молекулярным кислородом, как и в случае H<sub>2</sub>Pc [1]. При взаимодействии с натрием появляется интенсивный узкий  $(\Delta H = 5 \Gamma c)$  сигнал ЭПР с g = 2,0018 (рис. 1*д*). Зависимости I и  $\Delta H$  этого сигнала, а также широкого ( $\Delta H \approx 40-105$  Гс) сигнала с g = 2,072(рис. 1ж, з), который наблюдается в спектре ЭПР при 4,3 < x < 11, от концентрации натрия приведены на рис. 3. По аналогии с Nax (H2Pc) и Nax (CuPc) график зависимости I от х в случае Nax (ZnPc) также можно условно разделить на четыре диапазона. При  $0 < x \leq 3$  с увеличением концентрации натрия I монотонно растет. Однако следует отметить, что сигналы ЭПР в диапазонах  $0 < x \le 1.7$  и  $1.7 < x \le 3$ , по-видимому, обусловлены различными парамагнитными центрами, так как в указанных диапазонах  $\Delta H$  и его температурная зависимость, а также отношение  $I_{17} / I_{300}$  резко различаются. В диапазоне  $3 < x \le 6$  с увеличением x наблюдается уменьшение интенсивности узкого сигнала при 77К, а также появление широкого сигнала ЭПР ( $\Delta H = 68 \, \Gamma c$ ) с g = 2,072 (рис. 1ж) Четвертый диапазон 6 < x ≤ 11 характеризуется резким возрастанием интенсивности широкого сигнала (рис. 13).

Для интерпретации полученных результатов рассмотрим взаимодействие между CuPc, ZnPc и натрием с учетом распределения зарядов, а также качественно электронную структуру MPc и ее изменение при легировании.

По аналогии с  $H_2Pc$  можно полагать, что взаимодействие с натрнем в случае CuPc и ZnPc также приводит к последовательным перенссам электронов с атомов натрия на молекулу MPc с образованием молекулярных анионов металлофталоцианинов. Рассмотрим отдельно эти два класса соединений.

Фталоцианин меди—натрий. Исходя из идентичности параметров ЭПР узкого сигнала  $Na_x$  (*CuPc*) при  $0 < x \leq 1,5$  и  $Na_x$  ( $H_2Pc$ ) при  $0 < x \leq 2,25$  можно заключить, что в случае *CuPc* также имеет место образование парамагнитных моноанионов (*CuPc*)<sup>1-</sup> с локализацией неспаренного спина на фталоцианиновом кольце. Резкое падение интенсивности широкого сигнала в диапазоне  $1,5 < x \leq 4$  позволяет предположить, что второй электрон локализуется на ионе меди. Дальнейший рост интенсивности узкого сигнала с узеличением х при  $4 < x \leq 7$  свидетельствует о том, что, в отличие от случая  $H_xPc$ , добавление второго электрона на фталоцианийовое кольцо приводит к образованию внутримолекулярного триплета в основном состоянии. Это подтверждается также расщеплением узкого сигнала на двё компоненты при 77 К (рис. 1г) и резким возрастанием отношения  $I_{\tau\tau}/I_{300}$ . При  $7 < x \leq 11$  увеличение концентрации натрия сопровождается падением интенсивности, что, очевидно, обусловлено сбразованием тетраанионов (CuPc)<sup>4-</sup> с локализацией четвертого электрона на фталоцианиновом кольце, где он спаривается с одним из двух электронов, образующих триплет.





Рис. 4.

Рис. 3. То же самое, что и на рис. 2, для образцов Na, (ZnPc).

Рис. 4. Схема молекулярных орбиталей валентных электронов фталоцианинового кольца (—) и иона металла (---): нейтрального CuPc (a) (согласно [5]) и аннонов  $(CuPc)^{n-}$  при n=1 (б), n=2 (s), n=3 (ı), n=4 (д), а также нейтрального ZnPc (е) и анионов  $(ZnPc)^{n-}$  при n=1 (ж), n=2 (s), n=3 (и), n=4 (к).

Фталоцианин цинка — натрий. Сигнал ЭПР  $Na_x (ZnPc)$  при  $0 < x \le \le 1,7$  полностью аналогичен сигналу  $Na_x (H_2Pc)$  при  $0 < x \le 2,25$  и узкому сигналу  $Na_x (CuPc)$  при  $0 < x \le 1,5$ , что позволяет предположить, что в случае  $Na_x (ZnPc)$  имеет место образование парамагнитных моноанионов  $(ZnPc)^{1-}$  с локализацией неспаренного спина на фталоцианиновом кольце. Аналогия между сигналами ЭПР  $Na_x (CuPc)$  при  $4 < x \le 7$  и узким сигналом  $Na_x (ZnPc)$  при  $1,7 < x \le 3$  показывает, что основное состояние  $(ZnPc)^{2-}$  является триплетным, обусловленным двумя  $\pi$ -электронами на фталоцианиновом кольце. Третий электрон, перенесенный на кольцо ZnPc, спаривается с одним из электронов, образующих триплет. Большие значения g-фактора (по

сравнению с 2,0023) и ширины линии ( $\Delta H$ ), наблюдавшиеся в спектре ЭПР  $Na_x(ZnPc)$  при значениях 4,3  $< x \le 11$ , свидетельствуют о том, что этот сигнал обусловлен ионом металла. На это же указывает его большое сходство с сигналом ЭПР (CuPc)<sup>1-</sup> (рис. 16, s).

Таким образом, процесс взаимодействия MPc (M = Cu, Zn) с натрием целиком можно представить в виде следующей последовательности процессов:

 $C_u(II) P_c + N_a \rightarrow (N_a^+) [C_u(II) P_c]^{1-}, \ 0 \le x \le 1,5,$  (2)

 $(Na^{+}) [C_{u}(II) P_{c}]^{1-} + Na \rightarrow (Na^{+})_{\circ} [C_{u}(I) P_{c}]^{2-}, 1,5 \le x \le 4, \qquad (3_{w})^{2}$ 

$$(Na^{+})_{2}[Cu(I)Pc]^{2-} + Na \to (Na^{+})_{3}[Cu(I)Pc]^{3-}; 4 \le x \le 7,$$
(4)

$$(Na^{+})_{3} [Cu(I) Pc]^{3-} + Na \to (Na^{+})_{4} [Cu(I) Pc]^{4-}, \ 7 \le x \le 11;$$
(5)

$$Z_n(II) P_c + N_a \to (N_a^+) [Z_n(II) P_c]^{1-}, \ 0 < x \le 1,7,$$
(6)

$$(Na^{+}) [Zn (II) Pc]^{1-} + Na \to (Na^{+})_2 [Zn (II) Pc]^{2-}, 1,7 < x < 3,$$
(7)

$$(Na^{+})_{2}[Zn(II)Pc]^{3-} + Na \rightarrow (Na^{+})_{3}[Zn(I)Pc]^{4-}, \quad 5 < x < 0, \quad (8)$$
$$(Na^{+})_{3}[Zn(II)Pc]^{3-} + Na \rightarrow (Na^{+})_{4}[Zn(I)Pc]^{4-}, \quad 6 < x < 11. \quad (9)$$

Для более детального понимания процессов переноса зарядов на *MPc* рассмотрим качественно электронные структуры исходных *MPc* и их изменения при легировании.

Схема молекулярных орбиталей (MO) валентных электронов молекулы СиРс, рассчитанная в работе [5], приведена на рис. 4а. Изменения электронной структуры СиРс при последовательном добавлении четырех электронов в процессах (2)-(5) показаны на рис. 46, в, г, д. Особенностью электронной структуры CuPc по сравнению с H<sub>2</sub>Pc является наличие-MO b1g, связанной в основном с 3dx2-y2-орбиталью иона меди Cu2+ и содержащей неспаренный спин (конфигурация d<sup>9</sup>), обуславливающей парамагнетизм исходного СиРс. В отличие от Н2РС низшая незаполненная л-электронная МО вырождена вследствие повышения симметрии до D4h. Локализация первого перенесенного электрона на МО симметрии eg, по-видимому, обусловлена тем, что на МО b<sub>10</sub> кулоновское отталкивание превосходит разницу энергий b1g и eg. Второй электрон, перенесенный от атомов натрия на молекулу СиРс, локализуется на ноне меди Си2+ и тем самым спаривается с электроном на орбитали big. Мы полагаем, что образование триплетного основного состояния при 4 < x < 7 связано с вырожденностью низшей незаполненной МО.

На рис. 4е представлена схема энергетических уровней МО валентных электронов исходного ZnPc, которая предложена нами, поскольку теоретические расчеты электронной структуры ZnPc в литературе отсутствуют. На рис. 4ж, э, и, к представлены электронные уровни соответствующих аннонов молекулы ZnPc, образующихся в процессах (6)—(9). Первый перенесенный электрон локализуется на вырожденной МО симметрии  $e_g$ . По аналогии с  $Na_x$  (CuPc) при  $4 < x \leq 7$  образование триплетного основного состояния для  $Na_x$  (ZnPc) при  $1,7 < x \leq 3$  связано с наличием двух неспаренных электронов на МО симметрии  $e_g$ . Близость параметров широкого сигнала ЭПР, наблюдаемого в спектре (ZnPc)<sup>4-</sup>, к параметрам (*CuPc*)<sup>1-</sup> позволяет предположить, что четвертый электрон, перенесенный на молекулу *ZnPc*, локализован на МО, имеющей значительную долю З*d<sub>x<sup>3</sup>-y<sup>2</sup></sub>*-орбитали металла.

Однако, с другой стороны, ион  $Zn^{2+}$  имеет конфигурацию  $3d^{13}$ , т. е. 3d-оболочка полностью заполнена. Для объяснения этого противоречия следует предположить, что валентные орбитали иона  $Zn^{2+}$  ( $3d_{x^2-g^2}$ , 4s,  $4p_x$ ,  $4p_y$ ) в ZnPc являются гибридными ( $dsp^2$ )-орбиталями, что также согласуется с эквивалентностью четырех связей  $Zn^{2+}$  с лигандными атомами азота. Гибридизация по схеме  $dsp^2$  приводит к образованию четырех гибридных орбиталей цинка, содержащих вклад от  $3d_{x^2-g^2}$ -орбитали, низшая из которых по энергии, аналогичная  $MO b_{1g}$  в случае CuPc, заполнена. Таким образом, четвертый электрон, перенесенный от натрия иа ион цинка в ZnPc, локализуется на наинизшей незаполненной гибридной орбитали и обуславливает широкий сигнал ЭПР с g=2,072. Наличие этого сигнала в спектрах ЭПР образцов  $Na_x(ZnPc)$ даже при 6 < x < 11 позволяет утверждать, что замещение атома цинка в ZnPc натрием не имеет места.

Таким образом, методом ЭПР установлено, что при взаимодействин MPc (M = Cu, Zn) с натрием в твердой фазе происходит последовательный перенос четырех электронов от атомов натрия к молекуле MPc. В случае  $Na_x$  (ZnPc) однозначно показано, что не имеет места замещение ионов цинка атомами натрия даже при максимально достижимых значениях x.

По сравнению с результатами экспериментов по взаимодействию MPc со щелочным металлом в растворе имеются следующие оссбенности: 1) при переносе двух электронов на сопряженное кольцо молекул MPc (M = Cu, Zn) наблюдалось образование внутримолекулярного триплетного основного состояния; 2) в  $Na_x$  (ZnPc) при  $x \ge 4,3$  наблюдался перенос электрона на ион цинка.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян А. Р., Григорян Л. С., Шароян Э. Г. Изв. А.Н. АрмССР, Физика, 22, 109 (1987).

- 2. Moser F. H., Thomas A. L. Phthalocyanine Compounds. New York, 1963.
- 3. Taube R. Z. Chem., 6, 8 (1966).
- 4. Соловьев К. Н. Оптика и спектрсскопия, 10, 733 (1961).
- 5. Malter H. Phys. Stat. Sol. (b), 74, 627 (1976).

#### ՆԱՏՐԻՈՒՄՈՎ ԼԵԳԻՐԱՑՎԱԾ ՊՂՆՁԻ ՖՏԱԼՈՑԻԱՆԻՆԻ ԵՎ ՑԻՆԿԻ ՖՏԱԼՈՑԻԱՆԻՆԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԷՊՌ ՄԵԹՈԴՈՎ

#### Ա. Ռ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Լ. Ս. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Է. Գ. ՇԱՌՈՅԱՆ

Ուսումնասիրված է β-մոդիֆիկացիայի պղնձի և ցինկի ֆտալոցիանինների (CuPc, ZnPc) բազմաթյուրեղների և նատրիումի գոլորշիների փոխաղդեցու**թ**յունը, որի հետևանքով ստացվում է Na<sub>x</sub>(MPc) միացու**թ**յունը (M=Cu, Zn), որտեղ  $0 < x \le 11$ ։ ԷՊՌ մեթոդով, կախված x-ի արժեքներից, ցույց է տրվում, որ կարելի է իրականացնել մինչև չորս էլեկտրոնների հալորդական անցումներ նատրիումի ատոմներից MPc-ի մոլեկուլին, առաչացնելով  $(MPc)^{n-1}$ տեսթի մոլեկուլային անկոններ, որտեղ n=1, 2, 3, 4, ընդ որում, կլեկտրոնը կարող է լոկալիղացվել ինչպես ֆտալոցիանինի  $\pi_-$ ի էլեկտրոնային օղակի, այնպես էլ կենտրոնական մետաղի վրա։ Դիտարկված է MPc-ի մոլեկուլի էլեկտրոնային կառուցվածքի փոփոխությունըկախված լեգիրացման աստիճանից։

# EPR STUDY OF THE ELECTRONIC STRUCTURE OF COPPER PHTHALOCYANINE AND ZINC PHTHALOCYANINE DOPED WITH SODIUM

#### A. R. HARUTYUNYAN, L. S. GRIGORYAN, E. G. SHAROYAN

The interaction between policrystalline samples of copper phthalocyanine (CuPc)and zinc phthalocyanine (ZnPc) of  $\beta$ -modification and the sodium vapour leading to the formation of  $Na_x(MPc)$  compounds, where M=Cu, Zn and 0 < x < 11, has been investigated. It was definitely established by means of EPR that depending on the values of x up to four electrons could be transferred from the sodium atoms to the MPc molecule, thus forming  $(MPc)^{n-}$  (where n=1, 2, 3, 4) molecular anions. The transferred electrons are shown to be localized either at the central metal ion or distributed over the phthalocyanine ring. A model is proposed for the electronic structure of ZnPc. Variations of the electronic structure of the MPc molecule as a function of the doping level are considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 166-170 (1987)

УДК 537.311.322

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $ln_{1-x}Ga_xP$ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

#### В. М. АРУТЮНЯН, М. Л. ДИМАКСЯН. А. И. ВАГАНЯН, Г. Е. ГРИГОРЯН, А. Б. ДИМАКСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 октября 1986 г.)

Методом усреднения кинетического уравнения Больцмана выполнен расчет скорости дрейфа электронов, их подвижности, ковффициента диффузии, а также плотности тока в зависимости от напряженности влектрического поля. Показано изменение указанных характеристик с изменением зонного строения  $In_{1-x}Ga_x P$  различных составов.

Среди множества полупроводников наиболее перспективными в смысле эффекта Ганна являются некоторые соединения  $A^{111} B^{V}$  и твердые растворы на их основе. В настоящее время наиболее подробно изучен как экспериментально, так и теоретически фосфид индия [1, 2]. Рассчитаны также сильнополевые характеристики твердого раствора  $In_{0,8} Ga_{0,2} P$  [3] и показано наличие области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). լորդական անցումներ նատրիումի ատոմներից MPc-ի մոլեկուլին, առաչացնելով  $(MPc)^{n-1}$ տեսթի մոլեկուլային անկոններ, որտեղ n=1, 2, 3, 4, ընդ որում, կլեկտրոնը կարող է լոկալիղացվել ինչպես ֆտալոցիանինի  $\pi_-$ ի էլեկտրոնային օղակի, այնպես էլ կենտրոնական մետաղի վրա։ Դիտարկված է MPc-ի մոլեկուլի էլեկտրոնային կառուցվածքի փոփոխությունըկախված լեգիրացման աստիճանից։

# EPR STUDY OF THE ELECTRONIC STRUCTURE OF COPPER PHTHALOCYANINE AND ZINC PHTHALOCYANINE DOPED WITH SODIUM

#### A. R. HARUTYUNYAN, L. S. GRIGORYAN, E. G. SHAROYAN

The interaction between policrystalline samples of copper phthalocyanine (CuPc)and zinc phthalocyanine (ZnPc) of  $\beta$ -modification and the sodium vapour leading to the formation of  $Na_x(MPc)$  compounds, where M=Cu, Zn and 0 < x < 11, has been investigated. It was definitely established by means of EPR that depending on the values of x up to four electrons could be transferred from the sodium atoms to the MPc molecule, thus forming  $(MPc)^{n-}$  (where n=1, 2, 3, 4) molecular anions. The transferred electrons are shown to be localized either at the central metal ion or distributed over the phthalocyanine ring. A model is proposed for the electronic structure of ZnPc. Variations of the electronic structure of the MPc molecule as a function of the doping level are considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 166-170 (1987)

УДК 537.311.322

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $ln_{1-x}Ga_xP$ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

#### В. М. АРУТЮНЯН, М. Л. ДИМАКСЯН. А. И. ВАГАНЯН, Г. Е. ГРИГОРЯН, А. Б. ДИМАКСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 октября 1986 г.)

Методом усреднения кинетического уравнения Больцмана выполнен расчет скорости дрейфа электронов, их подвижности, ковффициента диффузии, а также плотности тока в зависимости от напряженности влектрического поля. Показано изменение указанных характеристик с изменением зонного строения  $In_{1-x}Ga_x P$  различных составов.

Среди множества полупроводников наиболее перспективными в смысле эффекта Ганна являются некоторые соединения  $A^{111} B^{V}$  и твердые растворы на их основе. В настоящее время наиболее подробно изучен как экспериментально, так и теоретически фосфид индия [1, 2]. Рассчитаны также сильнополевые характеристики твердого раствора  $In_{0,8} Ga_{0,2} P$  [3] и показано наличие области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Так как в твердых растворах, в данном случае  $In_{1-x}$   $Ga_xP$ , с изменением х изменяются положения минимумов зоны проводимости относительно потолка валентной зоны [4, 5] (рис. 1), то естественно ожидать изме-



нения сильнополевых характеристик. Этому вопросу и посвящена настоящая работа, в которой выполнен расчет зависимостей скорости дрейфа электронов, их подвижности, коэффициента диффузии, а также плотности тока от напряженности электрического поля при температуре решетки  $T_0 = 300$  K.

Метод расчета основан на усреднении кинетического уравнения Больцмана по концентрации, импульсу (волновому числу) и энергии [2]. При

X- и L-минимумов зоны проводимости от состава In<sub>1-x</sub> Ga<sub>x</sub>P.

этом для каждой долины получается система из трех уравнений, связывающих концентрации n<sub>l</sub> (или относительные заселенности c<sub>l</sub>), волновые числа k<sub>i</sub> и эффективные температуры электронов T<sub>i</sub> с усредненными временами релаксации при рассеянии на оптических и акустических колебаниях решетки, междолинном рассеянии, рассеянии между эквивалентными минимумами и рассеянии на ионизированных и нейтральных атомах примеси для каждого значения напряженности электрического поля. Трудность решения системы уравнений заключается в том, что усредненные времена релаксации при ионном, оптическом и междолинных рассеяниях выражаются через интегралы, которые не дают аналитического представления через эффективную температуру электронов Т. И даже при выбранных значениях эффективной температуры электронов вычисление этих интегралов с помощью ЭВМ затруднительно, поскольку верхний предел интегрирования бесконечен. Чтобы обойти эти трудности в работе [6] указанные интегралы были преобразованы соответствующим образом и получены формулы для усредненных времен релаксации при ионном, оптическом и междоличных рассеяниях, выраженные через специальные функции.

Задача решается для стационарного случая без учета непараболичности зон. Кроме того, принимается, что в области рассматриваемых напряженностей электрических полей эффективная температура электронов в верхних долинах (X или L) остается постоянной [2, 7, 8], а эффективная температура электронов в централькой долине ( $T_{\Gamma}$ ) может изменяться в широких пределах. При различных значениях температуры  $T_{\Gamma}$  рассчитываются времена релажсации. При каждом значении  $T_{\Gamma}$  и напряженности электрических полей определяю ся относительные заселенности долин  $c_i$  и ьолновые числа электронов  $k_i$ . Имея для каждой долины  $c_i$ ,  $k_i$  и  $T_i$ , по общеизвестным формулам рассчитываются  $\mu(E)$ ,  $v^d(E)$  и J(E). Коэффициент диффузии D(E) рассчитывается на основе соотношения Эйивитейна в предположении, что распределение электронов является максвелловским [9].

Расчеты выполнены в двухуровневой модели зоны проводимости:  $\Gamma - L$  (для составов, близких к фосфиду индия),  $\Gamma - X$  (для составов 0,4 < x < 0,68) и  $X - \Gamma$  (при x > 0,68). Влияние третьих по эцергии долин не рассматривается, так как заполнение их составляет ничтожный процент от сбщего числа электронов. По трехуровневой модели  $\Gamma - L - X$ рассчитаны характеристики для x = 0,40, где энергии L и X долин совпадают,  $\delta E_{\Gamma L(X)} = 0.35$  эВ.

Концентрации ионизированных и нейтральных примесей для каждого состава  $In_{1-x} Ga_x P$  определены по формуле для концентрации электронов многодолинных полупроводников [10], причем для всех составов принято  $N_d = 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $N_a = 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Остальные параметры, использованные в расчетах, те же, что и в работе [5], за исключением величины акустического деформационного потенциала, для которой взято значение 6 эВ [2,8].

Как показали расчеты, при напряженностях электрических полей ниже пороговых преобладают рассеяния на оптических н акустических колебаниях решетки. При  $E > E_{\rm пор}$  начинает преобладать междолинный переброс электронов, который дает основной вклад в эффективное время релаксации, особенно при малых  $\delta E$ .

На рис. 2 и 3 приведены зависимости скорости дрейфа и коэффициента диффузии электронов от напряженности электрического поля. Видно, что с изменением состава твердых растворов  $In_1^{-x} Ga_x P$  заметного изменения порогового поля не происходит. Это частично можно объяснигь тем, что при этом изменяются как  $\delta E$ , так и механизмы рассеяния и связанные с ними параметры. Максимальная скорость дрейфа сильно уменьшается с уменьшением энергетического расстояния между центральной и боковыми долинами. Уменьшаются также величина отрицательной дифференциальной подвижности и отношение максимальной скорости дрейфа к минимальной при одновременном увеличении протяженности участка ОДП.

При  $\delta E < 0.08$  эВ область ОДП исчезает, так как при малых энергетических зазорах между долинами уже при температуре решетки (300 К) большинство электронов находится в боковых долинах. Так, для состава x = 0.65 ( $\delta E_{\Gamma X} = 0.035$  эВ) J(E) в слабых полях подчиняется закону Ома, а в сильных полях вследствие разогрева электронов эта зависимость нарушается и  $J \sim E^{0.5}$ , т. е. подвижность электронов изменяется по закону  $\mu \sim E^{-0,\infty}$ , характерному для горячих электронов в однодолинной модели.

В области составов x > 0,68, где абсолютными являются X-минимумы (рис. 1), в широком диапазоне электрических полей закон Ома не нарушается. Это объясняется тем, что «тяжелые» электроны труднее разогреваются полем. С другой стороны, вследствие бо́льшего эффективного числа плотности состояний в нижней долине (в данном случае X) по сравнению с верхней ( $\Gamma$ ) во всем интервале напряженностей электрического

168

поля, как показали расчеты, не происходит заметного изменения заселенности минимумов.



Рис. 2.

Рис. 3.

Рис. 2. Зависимость скорости дрейфа электронов от напряженности електрического поля для различных составов In1\_, Ga, P:

Рис. 3. Зависимость коэффициента диффузии электронов от напряженности электрического поля для различных составов  $In_{1-x} Ga_x P$  (обозначения на кривых те же, что и на рис. 2).

Таким образом, в системе  $In_{1-x}$   $Ga_x P$  в области составов  $0 \le x < 0,60$ можно менять сильнополевые характеристики, управлять зависимостями  $v_d(E)$  и максимальными частотами генерации. Это можно использовать для создания специальных генераторных диодов с переменным составом по длине активной области диода. С другой стороны, при x > 0,60 неустойчивость тока не будет наблюдаться.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Генна. Изд. Советское радно, М., 1975.
- Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переносом электронов. Изд. Вища школа, Харьков, 1982.
- 3. Ваганян А. И. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 84 (1986).
- 4. Suiyokwaishi A. Trans. Mining and Metallurg., 17, 293 (1972).
- 5. Авакьянц Г. М., Ваганян А. И., Димаксян М. Л. Изв. АН АрмССР, Фезника, 13, 118 (1978).
- 6. Димаксян М. Л. Изв. АН АрмССР, Физика, 20, 322 (1985).
- 7. Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д. Раднотехника и электроника, 19, 1467 (1974).
- 8. Heinle W. Phys. Rev., 178, 1319 (1969).
- 9. Зеегер К. Физика полупроводников. Изд. Мир. М., 1977.
- 10. Ваганян А. И. ФТП, 16, 520 (1982).

# $I_{n_{1-\frac{1}{2}}}G_{a_x}P$ ጣኮՆԴ ԼՈՒԾՈՒՅԹՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

4. U. 2UPAPPSAPDSUD, U. L. PPULAUSUD, U. C. 4U2UDSUD, 4. 1

Բոլցմանի կինկարի հավասարման միջինացման միջոցով հաշվարկված են էլնկտրոնների գրեյֆի արագությունը, շարժունակությունը, դիֆուզիայի գործակիցը, ինչպես նաև հոսանքի խտությունը կախված էլնկտրական դաշտի լարվածությունից։ Ցույց է տրված In<sub>1-x</sub> Ga<sub>x</sub> P համակարգի տարրեր բաղադրությունների բնութագրերի փոփոխությունը կախված գոտիական կառուցվածքից։

# INVESTIGATION OF $In_{1-x} Ga_x P$ SOLID SOLUTION IN STRONG ELECTRIC FIELDS

#### V. M. ARUTYUNYAN, M. L. DIMAKSYAN, A. I. VAHANYAN, G. E. GRIGORYAN, A. B. DIMAKSYAN

The drift velocity of electrons, their mobility, diffusion coefficient as well as the current density were calculated in dependence of electric field strength using the method of averaging the Bolzman kinetic equation. Changes in the characteristics with the variation in the zone structure of different  $ln_{1-x} Ga_x P$  compositions are shown.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 22, вып. 3, 170-175 (1987)

#### УДК 539.074.22;621.3.017

170

# УСТАНОВКА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ МЕТОДОВ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### В. Г. АМБАРЦУМЯН, Р. А. АСТАБАТЯН, А. Н. ИОАННИСЯН, Р. Л. КАВАЛОВ, В. М. КУКАРЕВ, Л. К. ПАРЛАКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 19 марта 1986 г.)

На вторичном электронном пучке Ереванского синхротрона проведены исследования характеристик детектора рентгеновского переходного излучения, представляющего собой систему из мишени в виде-слоистой среды и пропорциональной камеры с двойным дрейфовым отсеком. Измерения проводились с использованием двух различных методов выделения РПИ-фотонов на фоне ионизационных потерь энергий первичных частиц: измерения интегрального энерговыделения и измерения энерговыделений от локальных сгустков. Проведено сравнение экспериментально измеренного диффес ренциального спектра фотонов РПИ с теоретически ожидаемым. Полученные данные пересчитавы на случай «сандвича», составленного из нескольких таких детекторов.

01. 3

# $I_{n_{1-\frac{1}{2}}}G_{a_x}P$ ጣኮՆԴ ԼՈՒԾՈՒՅԹՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

4. U. 2UPAPPSAPDSUD, U. L. PPULAUSUD, U. C. 4U2UDSUD, 4. 1

Բոլցմանի կինկարի հավասարման միջինացման միջոցով հաշվարկված են էլնկտրոնների գրեյֆի արագությունը, շարժունակությունը, դիֆուզիայի գործակիցը, ինչպես նաև հոսանքի խտությունը կախված էլնկտրական դաշտի լարվածությունից։ Ցույց է տրված In<sub>1-x</sub> Ga<sub>x</sub> P համակարգի տարրեր բաղադրությունների բնութագրերի փոփոխությունը կախված գոտիական կառուցվածքից։

# INVESTIGATION OF $In_{1-x} Ga_x P$ SOLID SOLUTION IN STRONG ELECTRIC FIELDS

#### V. M. ARUTYUNYAN, M. L. DIMAKSYAN, A. I. VAHANYAN, G. E. GRIGORYAN, A. B. DIMAKSYAN

The drift velocity of electrons, their mobility, diffusion coefficient as well as the current density were calculated in dependence of electric field strength using the method of averaging the Bolzman kinetic equation. Changes in the characteristics with the variation in the zone structure of different  $ln_{1-x} Ga_x P$  compositions are shown.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 22, вып. 3, 170-175 (1987)

#### УДК 539.074.22;621.3.017

170

# УСТАНОВКА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ МЕТОДОВ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### В. Г. АМБАРЦУМЯН, Р. А. АСТАБАТЯН, А. Н. ИОАННИСЯН, Р. Л. КАВАЛОВ, В. М. КУКАРЕВ, Л. К. ПАРЛАКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 19 марта 1986 г.)

На вторичном электронном пучке Ереванского синхротрона проведены исследования характеристик детектора рентгеновского переходного излучения, представляющего собой систему из мишени в виде-слоистой среды и пропорциональной камеры с двойным дрейфовым отсеком. Измерения проводились с использованием двух различных методов выделения РПИ-фотонов на фоне ионизационных потерь энергий первичных частиц: измерения интегрального энерговыделения и измерения энерговыделений от локальных сгустков. Проведено сравнение экспериментально измеренного диффес ренциального спектра фотонов РПИ с теоретически ожидаемым. Полученные данные пересчитавы на случай «сандвича», составленного из нескольких таких детекторов.

01. 3

Хорошо известно, что средний угол вылета фотонов рентгеновского переходного излучения (РПИ) относительно направления первичной частицы — порядка миллирадиан, поэтому фотоны РПИ в реальном детекторе приходится регистрировать на фоне ионизационных потерь энергии (ИПЭ) первичной частицы. Относительно малая же величина энергии фотонов (5—10) кэВ и небольшое их число (1—3) при этом приводят к весьма значительному фону от ИПЭ первичной частицы в детекторах для идентификации частиц по РПИ. Поэтому основное направление улучшения параметров РПИ-детекторов — уменьшение вклада этого фона.

Существуют два основных метода выделения фотонов РПИ на этом фоне: измерение интегрального (РПИ + ИПЭ) заряда в детекторе и измерение локального заряда. В литературе они более известны как методы энерговыделения [1] и подсчета числа кластеров [2—5]. Эти названия не совсем точно отражают сущность методик, так как обе позволяют учитывать как энергию фотонов, так и их число. Более полное и подробное описание различных методов выделения фотонов в детекторе РПИ приводится в расчетной работе [6], где проводится сравнение характеристик РПИ-детекторов и показывается существенное преимущество регистрации РПИ посредством выделения локальных зарядов.

Первое экспериментальное доказательство преимущества последнего метода содержится в работах [3, 4] по идентификации е, п при энергии 15 ГэВ и п, К при энергии 140 ГэВ. Коэффициент разделения частиц пои этом улучшился более чем на порядок. Тем не менее результаты некоторых. более поздних работ [7, 8] не подтвердили эти данные. Такая неоднозначность результатов сравнения двух указанных методик представляется нам спорной, так как метод выделения локального заряда в детекторе идентичен простой замене одного детектора эквивалентной по чувствительной ллине системой из многих детекторов, а преимущество последней очевидно. Необходимо особо отметить, что методика выделения локальных зарядов налатает особые требования к регистрирующей электронике, так как воз-можны потери сигналов из-за их наложения во времени. По этой же причине важно, чтобы детектор РПИ представлял собой гибридную камеру с четким разделением областей дрейфа и усиления. Только при выполнении этих двух условий нам представляется возможным сбъективное сравнение разных методик, так как эти условия совершенно не существенны при регистрации интегрального заряда (полное энерговыделение).

Резюмируя вышесказанное и следуя работе [6], перечислим способы. выделения РПИ-фотонов в детекторе РПИ.

I. Метод интегрального измерения заряда или метод полного энерговыделения от ИПЭ первичной частицы и РПИ-фотонов.

 Метод суммирования энергий локальных зарядов или метод частичного энерговыделения (энерговыделение только от РПИ-фотонов и δ-электронов).

III. Метод подсчета числа локальных зарядов или подсчета числа кластеров от РПИ-фотонов и б-электронов от ИПЭ первичной частицы.

IV. Учет обоих признаков — числа и энергий локальных зарядов.

С целью экспериментального исследования возможностей каждого из перечисленных выше методов идентификации нами была создана установка

на вторичном электронном пучке канала у2 Ереванского электронного синхротрона на базе парного спектрометра (рис. 1). Семь сцинтилляционных счетчиков, в том числе и два антисовнадательных, служили для выделения электронного пучка с заданной парным спектрометром энергией (1—4) ГэВ и поперечными размерами 1×2 см<sup>2</sup>. В канал мастера для дополнительной очистки пучка электронов от возможного фона рассеяния по



Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

тракту частиц (на базе около 30 м) был включен также сигнал от ливневого счетчика (толщина — 10 рад.длин). Антисовпадательный счетчик  $S_{\tau}$ , установленный в конце тракта перед ливневым счетчиком, устранял отраженный фон от ливневого счетчика.

На рис. 2 схематически изображен детектор РПИ, представляющий собой пропорциональную камеру с дрейфовыми отсеками. Использовалась газовая смесь Ar + 6%  $CH_4$ , скорость дрейфа при этом составляла ~ 3,3 см/мкс. Мишенью служила периодическая среда из майлара толщиной 7 мкм с периодом 1 мм в количестве 200 шт., помещенная в вакууме. На рис. 2 показан также электронный канал для регистрации числа и



Рис. 2. Схематический вид детектора РПИ, формы сигнала с детектора; блок-схема канала регистрации АЦП-ЭВМ.

амплитуды кластеров. Сигнал на выходе детектора, типичная форма которого изображена на рисунке, анализировался быстрым АЦП параллельного действия с временем преобразования 25 нс. После амплитудно-цифрового преобразования всех кластеров и записи их в буфер такая пачка амплитуд вводилась в ЭВМ «Электроника 100/16». Максимальное число преобразований в пачке — 16, длина передаваемого слова — 6 бит, из которых в пяти записана величина амплитуды, а в шестом — признак пачки (принадлежность данной пачке, т. е. одной первичной частице). Одновременно сигнал с выхода линейного разветвителя (ЛР) анализировался анализатором АИ-256. Таким образом, регистрирующая электроника позволяла производить одновременный набор данных для осуществления и сравнения всех четырех перечисленных выше методов.

Приведенные ниже экспериментальные результаты условно можно разделить на две части. Первая — контрольная, по сшивке результатов с теорией РПИ и проверке экспериментальных распределений, так как в режиме выделения локального заряда системой АЦП-ЭВМ дифференциальные спектры кластеров, а следовательно, и фотонов РПИ и их распределения по числу измеряются без искажений. На рис. 3 гистограммой представлен спектр фотонов РПИ, полученный как разностный спектр кластеров, измеренный с мишенью и без мишени при энергии электронов Е<sub>е</sub> = = 4 ГэВ. На этом же рисунке плавной кривой изображен теоретически ожи-





Рис. 4. Кривые  $R = R(\eta_2)$  для восьми модулей, соответствующие методам I—IV идентификации.

даемый расчетный спектр. Из рис. 3 следует, что экспериментально измеренный спектр фотонов при выбранном пороге регистрации кластеров практически зануляется и удовлетворительно согласуется с расчетным. Для суммарного числа б-электронов получено значение 0,9, в то время как расчет дает 0,8. Распределение числа кластеров с точностью 5—10% следует распределению Пуассона.

Вторая часть экспериментальных данных, которой и инициирована настоящая работа, — сравнение четырех способов идентификации частиц РПИ-детектором. Коэффициент режекции вычислялся по формуле  $R = \eta_2/(\eta_1 + \eta_2)$ , где  $\eta_1$  и  $\eta_2 -$ эффективности регистрации электрона с мишенью и без мишени.

Общая постановка задачи нахождения кривой  $R = R(\eta_2)$  состоит в следующем: имеется набор экспериментальных данных от частиц разного сорта в виде дифференциального распределения

$$P=P(x_1,\cdots,x_n).$$

В нашем случае, например, параметрами х являются полное энерговыделение, суммарная энергия кластеров и число кластеров. Требуется вычислить минимальный коэффициент режекции R при заданной эффективности одной из этих частиц.

Точное решение этой задачи достигается следующим сбразом (см., например, [7]): ставится порог  $r_{nep}$  по величине  $r = \frac{P_2(x_1, \cdots, x_n)}{P_1(x_1, \cdots, x_n)}$ , далее вычисляются суммы

$$\eta_1(r_{nop}) = \sum_{r < r_{nop}} P_1(x_1, \cdots, x_n), \ \eta_2(r_{nop}) = \sum_{r < r_{nop}} P_2(x_1, \cdots, x_n).$$

Для практического использования и оценки реальных параметров идентификации необходимо пересчитать данные одного модуля на сэндвич. Для этого был проведен статистический пересчет на произвольное число модулей с использованием вышеописанной процедуры:

$$\eta_{1}(r_{nop}) = \sum_{r < r_{nop}} \prod_{i=1}^{n} P_{1}^{i}, \quad \eta_{2}(r_{nop}) = \sum_{r < r_{nop}} \prod_{i=1}^{n} F_{2}^{i}, \quad r = \frac{\prod_{i=1}^{n} P_{1}^{i}}{\prod_{i=1}^{n} F_{2}^{i}}.$$

где *n* — число модулей, а остальные обозначения те же. В приведенных формулах все *n* модулей предполагаются статистически независимыми.

Приведенные на рис. 4 кривые I—IV соответствуют четырем перечисленным способам идентификации для сэндвича, состоящего из восьми идентичных модулей. Кривая IV при этом получена с учетом двух признаков — числа и энергии кластеров — следующим образом: получены распределения суммы энерговыделений для событий с заданным числом кластеров; далее для каждой пары таких распределений вычислены кривые R = R ( $\eta_2$ ) и просуммированы. Из сравнения кривой I с кривыми II—IV видно преимущество методики выделения локального заряда системой АЦП-ЭВМ. Сравнение же кривых II—IV дает слабое отличие параметров идентификации, что можно сбъяснить мягким спектром фотонов для выбранной мишени, а также рабочим газом-поглотителем с относительно малым Z (см. рис. 3). С возрастанием веса (энергии) поглощающегося фотона РПИ следует ожидать, что результаты идентификации частиц методами II—IV должны все более различаться.

В заключение отметим, что при реальной идентификации с, л при энергии 4 ГэВ разделение частиц должно быть существенно лучше из-за меньших ИПЭ л-мезонов. Можно было бы пересчитать результаты, следуя работе [7], где фактором уменьшения ИПЭ взят коэффициент 1,6 Мы этого не сделали, так как не было достаточной уверенности в отсутствии постоянного мягкого фона, сопровождающего частицу, а также из-за сомнений в корректности подобной процедуры. Однако грубая оценка дает фактор улучшения разрешения примерно в (1,4)<sup>в</sup> раз, где *n* — число модулей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алиханян А. И. н др. ЖЭТФ, 41, 2002 (1961).

2. Астабатян Р. А и др. Препринт ЕФИ-407 (14)-80, Ереван, 1980.

3. Ludlam T. et al. CERN Preprint EP 80-156, 1980.

4. Fabjan C. W. et al. CERN Preprint EP/80-198, 1980.

5. Astabatyan R. A. et al. NIM, 187, 447 (1981).

 Астабатян Р. А., Кавалов Р. Л., Маркарян К. Ж. Материалы II симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, 1983.

7. Bungener A. et al. NIM, 214, 261 (1983).

'8. Watase J. et al. KEK Report 84-24, 1985.

#### ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՄԵԹՈԳՆԵՐԻ ՀԵՏԱՉՈՏՄԱՆ ՍԱՐՔ

վ. Գ. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ, Ռ. Հ. ԱՍՏԱԲԱՏՑԱՆ, Ա. Ն. ԻՈԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ռ. Լ. ԿԱՎԱԼՈվ, վ. Մ. ԿՈՒԿԱՐԵՎ, Լ. Կ. ՓԱՌԼԱԿՅԱՆ

Երևանի սինթրոտրոնի երկրորդային էլնկտրոնային փնջի վրա կատարված են ՌԱՃ-դետեկտորի բնութադրերի հետաղոտություններ։ Դետեկտորը շերտավոր թիրախի և կրկնակի պրեյֆային կացիկով համեմատական կացի մի համակարգ է։ Չափումները կատարվել են սկըզընային մասնիկների իոնիղացիոն կորուստների ֆոնի վրա ՌԱՃ -ֆոտոնների անջատման երկու տարբեր մեթոդների օգտագործմամբ՝ լրիվ էներգիայի անջատման և լոկալ թանձրուկներից էներգիայի անջատման չափումով։ Համեմատված են ՌԱՃ-ֆոտոնների փորձնական և տեսական ապեկտրերը։ Ստացված տվյալները վերհաշվված են մի թանի այդպիսի դետեկտորներից կազմված «սենդվիչի» համար։

#### AN ARRANGEMENT FOR STUDYING THE METHODS OF X-RAY TRANSITION RADIATION DETECTION

#### V. G. HAMBARTSUMYAN, R. A. ASTABATYAN, A. N. IOANNIS YAN, R. L. KAVALOV, V. M. KUKAREV, L. K. PARLAKYAN

The charactristics of an X-ray transition radiation detector have been studied on the secondary beam of the Yerevan synchrotron. The detector consisted of a laminar target and a proportional chamber with double drift compartment. For the separation of XTR photons against the background of ionization losses of incident particles, both the measurements of total energy deposition and the measurements of the energy released from local clusters were carried out. A comparison between the measured and theoretically predicted differential spectra of XTR photons was made. The obtained data were reestimated for the case of a "sandwich" consisting of a number of such detectors.

# РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНИТИ

JAK 621.81.004.58

# РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕРАСПРЕ-ДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ МАКРОНАПРЯЖЕНИЙ МЕТОДОМ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНОВОЙ ОБРАБОТКИ СПЛАВА Д-16

#### Л. А. АЗИЗБЕКЯН

#### Ереванский зоотехническо-ветеринарный институт

Остаточные макронапряжения, возникающие в целом ряде технологических процессов и при эксплуатации деталей машин, представляют большую опасность в машиностроении. Поэтому снятие или перераспределение макронапряжений в объеме изделий при помощи различного рода физических воздействий является одним из актуальных вопросов современной физики металлов.

В работе разработана методика ультразвуковой волновой обработки (УЗВО) изделий из сплава Д-16 коробчатой формы с целью перераспределения нежелательных макронапряжений механического происхождения. При помощи направленного потока мощных ультразвуковых бегущих волн проведена двукратная обработка изделий вдоль главных составляющих остаточных макронапряжений. Оценка релаксаций макронапряжений производится рентгенографическим методом  $\sin^2 \psi$ . На основе проведенных исследований выявлены режимы обработки изделий, обеспечивающие эффективное перераспределение суммарных остаточных макронапряжений ( $\sigma_x + \sigma_y$ ). На основе теории поглощения ультразвуковой энергии дано объяснение механизму дислокационной релаксации макронапряжений, которая происходит путем освобождения и переползания заблокированных дислокаций между действующими атомными плоскостями скольжения.

Иллюстраций 3. Библиографий 3.

Полный текст статьи депонирован в ВИНИТИ.

Регистрационный № 4055-В. Деп. от 4 июня 1986 г.

УДК 66.067.52;637.232.152

# ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТЕЙ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ В РОТОРЕ ЦЕНТРИФУГИ

#### Д. С. ТОРОСЯН

# Ленинаканский государственный педагогический институт им. М. Налбандяна

Результаты теоретических и экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что в жидкости, которая находится внутри ротора центрифуги (сепаратора), возникают волновые процессы. Данное обстоятельство до настоящего времени в теории центрифугирования не принималось во внимание.

В работе описаны волновые движения жидкости внутри быстровращающегося ротора на свободной поверхности и на поверхности раздела двух неоднородных по плотности жидкостей.

Получены дисперсионные соотношения для свободной поверхности жидкости, а также для поверхности раздела жидкостей с различными плотностями. Приведенные зависимости связывают конструктивные особенности ротора центрифуги с физическими свойствами жидкости. При этом выявлено, что круговая частота существенно зависит от напряженности поля центробежных сил инерции, радиусов заполнения жидкостью ротора и плотностей центрифугируемых жидкостей. Из результатов исследований следует, что при определенных условиях на свободной поверхности жидкости и на поверхности раздела между разнородными жидкостями внутри ротора центрифуги образуются стоячие волны. Полученные данные подкреплены экспериментально.

Иллюстраций 2. Библиографий 8.

Полный текст статьи депонирован в ВИНИТИ.

Регистрационный № 1385. Дап. от 3 марта 1986 г.

# сизчичи ии чь блемалеть веречи иничесте изе **SCQC4U9PP M3BECTИЯ** академии наук армянской сср ФИЗИКА

# СОДЕРЖАНИЕ

Ю. Г. Шахназарян. Угловые распределения для трехструйного про-	
цесса е+ с→ qqg в случае тяжелых кварков С. Г. Оганесян, С. В. Абалжян. Квантовая теория черенковского ла-	123
зера. Г. П. Джотян, Л. Л. Минасян. Возбуждение антистоксовой волны пон вынужденном комбинационном расссянии на ангармониче-	133
ских колебаннях ореды	140
тивного слоя с учетом формы линии усиления <i>Р. Ваоланян</i> . Перемещение неосновных носителей заряда в <i>Р-П-</i> ще-	144
реходе под воздействнем магнитного поля. М. С. Кордонский, Р. А. Сардарян, К. К. Шихляров. О распределе ник кластеров на следе частии, сопровождаемых переходным	149
нэлучением. А. Р. Арутюнян, Л. С. Григорян, Э. Г. Шароян. ЭПР исследование электоонной структуры фталоцианинов меди и цинка, Усиро-	154
ванных натрнем. В. М. Арутюнян, М. Л. Димаксян, А. И. Ваганян, Г. Е. Гр. горян, А. Б. Димаксян. Исследование твердых растворов $In_{1-x}Ga_x P$	160
в спльных электрических полях. В. Г. Амбарцумян, Р. А. Астабатян, И. Н. Иоаннисян, Р. А. Кавалов, В. М. Кукарев, Л. К. Парлакян. Установка по исследованию методов детектирования рентгеновского переходного излуче-	166
ния РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНИТИ	170
Л. А. Азизбекян. Рентгенографическое исследование перераспреде- ления механических максонапояжений методом ультоваявуковой	
волновой обработки сплава D-16.	176
различной плотности в роторе центрифуги	177

Том 22 Выпуск 3 1987

# 

Sni. 9. Tublingurjul. e+e- agg baucharbe upagbuh ubhjarbujhb puglandbbpp	
ծանր բվարկների դեպրոս:	123
U. 9. Indausthujus, U. 4. Upmejus. Sentebundjus jugeph polutionwift interifinite	133
9. 9. Lapjus, I. I. Uhamujus. Uhampumapujuh micheh angande dhemdungh mbesundahha	
տատանումների վրա ստիպողական կոմբինացիոն ցրման ժամանակ	140
9. 4. Lurnıpınıliyali, 2. 4. Panyyavaryali. Ulyopid pelaspun upaninga job zoposh usanı-	
Finibe՝ հաշվի առնելով ուժեղացման գծի ձևը · · · · ·	144
P. P. Aurquagua. Az shabuuqua ihgewihpabph maquoupde p-n-wagawa abe awa-	
հիսական դաշտի ազդեցության տակ	149
U. U. Unrynauth, H. U. Umrymryma, 4. 4. Chfugmend. Ubgnidwyhu swawqwyffaidad	
ուղեկցվող մասնիկների չետքի վրա առաջացած կլաստերների բաշխման մասին	154
U. R. Lurnipjnibjub, L. U. Arhanrjub, L. A. Sunnjub. Dumphniand ibahnugdud unbah	
ֆտալոցիանինի և ցինկի ֆտալոցիանինի էլեկտրոնային կառուցվածքների ուսում-	
Swuppnulg Lan Jeffingny	160
4. U. Zurnipjnibjub, U. L. Phulufujub, U. 2. Junububjub, 9. b. 9rhanejub, U. P. Ph-	
dwfujwe. In1 Ga, P upby inidniffubph ninnidumuhpaifiniby nidby tibhupuhub	
դш2mbpnut, , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	166
Վ. Գ. Համբարձումյան, Ռ. Հ. Աստաբաթյան, Ա. Ն. Խոաննիսյան, Ռ. Լ. Կավալով, Վ. Մ.	
Կուկառև, Լ. Կ. Փառլակյան. Ռենտգենյան անցումային հառագայթնման գրանցման	
մեթեոդների հետազոտման սարբ	170,
ԳԵՏԻՀԻ-ում դեպոնացված նոդվածների ռեֆերատներ	

L.	U	Ազիզբեկյան. Մեխանիկական			<b>ш</b> 4шь .	Julpnimburgh fp			ршрш;	աբաշխման		ոենտգենագրաֆիկ			
		Shawqum	пы д	-16 Sm	Juanul	maph	numpu	ار سار سان	hi wit	եթային	J2m	1	Lymin	- 11	
		4nų													176
7.	U.	Paraujul	. Vhpp	hi mit	stbre s	humph	\$nigh-		uf 1111	PFbp	form	<i>թյան</i>	Shque	4-	
		Lbph pu	dwiniub	i stulyk	phanyph	4000									172

A STATE AND A CONTRACTION OF A CONTRACT OF A and a