

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1977

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հառուրյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղադրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Դ. Միրզաբեկյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շառոյան, Գ. Ա. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагунни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Варталетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь).

МАССОВЫЕ ФОРМУЛЫ И СМЕШИВАНИЯ В СИММЕТРИЯХ $SU(8)$ и $SU_W(8)$

Г. М. АСАТЯН, А. Н. ЗАСЛАВСКИЙ

Обсуждаются симметрии $SU(8)$ и $SU_W(8)$, объединяющие группы спина и W -спина с группой внутренней симметрии $SU(4)$. Проанализирован механизм нарушения, получены массовые формулы и численные значения масс $D(D^*)$, $S(S^*)$, η_c -мезонов, а также $\eta-\eta'-\eta_c$ и $\varphi-\omega-\psi$ -смешиваний в нарушенных симметриях $SU(8)$ и $SU_W(8)$.

1. Хорошо известно, что несмотря на все дефекты симметрия $SU(6)$ приводит к правильной классификации частиц, описывает расщепление масс в мультиплетах и другие статические эффекты [1].

В настоящей работе обсуждаются массовые формулы для групп $SU(8)$ и $SU_W(8)$, соответствующих объединению группы спина в системе покоя $SU_S(2)$ и группы $SU_W(2)$, оставляющей инвариантными уравнения движения вдоль выделенного направления (z), с группой внутренней симметрии $SU(4)$ [2].

2. Группа $SU(8)$. Мезоны с $J^P = 0^-$ и 1^- классифицируются в $SU(8)$ по представлению 63, которое имеет следующее $SU(4) \times SU_S(2)$ содержание: $63 = (15, 1) + (15, 3) + (1, 3)$. Важно отметить, что (как и в $SU(6)$) псевдоскалярные и векторные мезоны классифицируются различно — в представлении 63 содержится 15-плет 0^- -мезонов и $15+1$ состояний с $J^P = 1^-$. Массовый оператор для мезонов преобразуется по представлениям 1232, 720, 63, 1, так как $63 \times 63 = 1232 + 945 + 945^* + 720 + 63 + 63 + 1$; нарушение $SU(4)$ предполагается минимальным: $m^2 = m_{\text{лев}}^2 + m_8^2 + m_{15}^2$ *. Массовая формула для 15-плета $SU(4)$

$$(m_{\eta_c}^2 - m_\pi^2)(m_\eta^2 - m_\pi^2) = \frac{2}{3}(m_K^2 - m_\pi^2)(2m_\eta^2 + 2m_{\eta_c}^2 - 3m_K^2 - m_\pi^2),$$

полученная Бьеркенем и Глэшоу [3], сохраняется в нарушенной $SU(8)$ и приводит к малым значениям масс очарованных 0^- -мезонов:

$$m_D = 0,75 \text{ Гэв}, \quad m_S = 0,89 \text{ Гэв}, \quad m_{\eta_c} = 0,95 \text{ Гэв}. \quad (1)$$

Это дало бы большое спинное расщепление между состояниями чармония с $J^P = 0^-$ и 1^- . Таким образом, в отличие от $SU(6)$ добавление синглетного состояния $SU(8)$ является необходимым [5].

В представлении $63+1$ для общего вида нарушения остаются лишь массовые формулы

* Предположение о минимальности нарушения может быть обосновано в алгебраической реализации $SU(4)$ [4]. Кососимметричные представления 945, 945* не дают вклада в массовый оператор из-за C -четности.

$$m_{S^*}^2 - m_{D^*}^2 = m_{K^*}^2 - m_p^2, \quad (2)$$

$$m_S^2 - m_D^2 = m_K^2 - m_\pi^2,$$

которые не имеют предсказательного характера*. Можно, однако, получить частные массовые формулы, пренебрегая вкладом восьмой и пятнадцатой компонент 15-плетов из высших представлений $SU(8)$ 720 и 1232 (соответственно $m_{8,15}^{2(720)}$ и $m_{8,15}^{2(1232)}$). Представление 720 не дает вклада в массовые формулы для барионов, а пренебрежение 15-плетом из симметричного представления 1232 в массовом операторе приводит к равенству масс барионов с разными изоспинами и совпадающими остальными квантовыми числами (см. Приложение).

Обсудим более детально частные массовые формулы при различных упрощающих предположениях о виде нарушения.

А. $m_8^{2(1232)} = m_8^{2(720)} = 0$. Такое ограничение оправдано тем, что пренебрежение октетами из высших представлений приводит к хорошим результатам для группы $SU(6)$. Соответствующие массовые формулы в $SU(8)$ имеют вид

$$m_{K^*}^2 - m_p^2 = m_K^2 - m_\pi^2, \quad (3)$$

$$m_{\varphi^{8_{10}}}^2 = -\frac{\sqrt{6}}{3} (m_{K^*}^2 - m_p^2).$$

Б. $m_8^{2(720)} = m_{15}^{2(720)} = 0$. Антисимметричное представление 720 не дает вклада в массовые формулы для барионов; это условие хорошо выполняется в $SU(6)$, а для группы $SU(8)$ приводит к соотношениям

$$m_{\varphi^{8_{10}}}^2 = -\frac{\sqrt{6}}{3} (m_{K^*}^2 - m_p^2), \quad (4)$$

$$m_{\psi^{8_{10}}}^2 = \frac{\sqrt{3}}{6} (m_{K^*}^2 - m_p^2) - \frac{\sqrt{3}}{2} (m_D^2 - m_\pi^2).$$

В. $m_8^{2(1232)} = m_{15}^{2(1232)} = 0$. В $SU(6)$ пренебрежение октетной компонентой из 405 приводит к формуле $m_\Sigma = m_\Lambda$ и формуле [1] для мезонов, которые хорошо выполняются. В симметрии $SU(8)$ получаем

$$m_{\varphi^{8_{10}}}^2 = -\frac{\sqrt{6}}{3} (2(m_{K^*}^2 - m_p^2) - (m_K^2 - m_\pi^2)),$$

$$m_{\psi^{8_{10}}}^2 = \frac{\sqrt{3}}{6} (2(m_{K^*}^2 - m_p^2) - (m_K^2 - m_\pi^2)) -$$

$$-\frac{\sqrt{3}}{2} (2(m_D^2 - m_p^2) - (m_D^2 - m_\pi^2)). \quad (5)$$

* В $SU(4)$ -симметрии для представления $15 + 1$ в общем случае также остается только массовая формула $m_{S^*}^2 - m_{D^*}^2 = m_{K^*}^2 - m_p^2$.

Приведем здесь формулы, позволяющие связать квадраты масс физических и нефизических состояний в случае тройного η — η' — η_c -смешивания:

$$\begin{aligned} m_{\eta_0}^2 &= \frac{4m_K^2 - m_\pi^2}{3}, \quad m_{\eta_c}^2 = \frac{5m_\pi^2 + 9m_S^2 - 8m_K^2}{6}, \\ m_{\eta_0\eta_c}^2 &= -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_K^2 - m_\pi^2), \\ m_\eta^2 + m_{\eta'}^2 + m_{\eta_c}^2 &= m_{\eta_0}^2 + m_{\eta_0'}^2 + m_{\eta_c}^2, \\ m_\eta^2 m_{\eta'}^2 + m_\eta^2 m_{\eta_c}^2 + m_{\eta'}^2 m_{\eta_c}^2 &= m_{\eta_0}^2 m_{\eta_0'}^2 + m_{\eta_0}^2 m_{\eta_c}^2 + \\ &+ m_{\eta_0'}^2 m_{\eta_c}^2 - (m_{\eta_0\eta_0'}^2)^2 - (m_{\eta_0\eta_c}^2)^2 - (m_{\eta_0'\eta_c}^2)^2, \\ m_\eta^2 m_{\eta_c}^2 m_{\eta'}^2 &= m_{\eta_0}^2 m_{\eta_0'}^2 m_{\eta_c}^2 + 2m_{\eta_0\eta_0'}^2 m_{\eta_0\eta_c}^2 m_{\eta_0'\eta_c}^2 - \\ &- m_{\eta_0}^2 (m_{\eta_0'\eta_c}^2)^2 - m_{\eta_0'}^2 (m_{\eta_0\eta_c}^2)^2 - m_{\eta_c}^2 (m_{\eta_0\eta_0'}^2)^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где $m_{\eta_0}^2$, $m_{\eta_0'}^2$, $m_{\eta_c}^2$ — квадраты масс нефизических состояний, $m_{\eta_0\eta_0'}^2$,

$m_{\eta_0\eta_c}^2$, $m_{\eta_0'\eta_c}^2$ — смешивания. Аналогичные формулы в случае ϕ — ω — ψ -

смешивания получаются из (6) с помощью замен $\pi \rightarrow \rho$, $K \rightarrow K^*$, $S \rightarrow S^*$, $\eta^0 \rightarrow \eta^0$, $\eta'^0 \rightarrow \omega^0$, $\eta_c^0 \rightarrow \psi^0$, $\eta \rightarrow \phi$, $\eta' \rightarrow \omega$, $\eta_c \rightarrow \psi$.

Анализ уравнений (3) — (5) совместно с уравнениями для смешиваний показывает, что во всех этих случаях решения сильно зависят от массы ρ -мезона ($m_\rho = 770 \pm 10$) Мэв в пределах экспериментальных ошибок). В частности, для $m_\rho > 770$ Мэв действительного решения в этих случаях не существует. Предположим, что масса ρ -мезона определяется соотношением $m_{K^*}^2 - m_\rho^2 = m_K^2 - m_\pi^2$ и равна $m_\rho = 752$ Мэв. Тогда из (3) и (6) получаются следующие значения масс векторных мезонов с $C=1$: $m_{D^*} = 2,488$ Гэв, $m_{S^*} = 2,534$ Гэв и $m_{D^*} = 1,881$ Гэв, $m_{S^*} = 1,942$ Гэв. Оба решения не согласуются с экспериментальными данными по распадам ψ (3095)-мезона, так как в этих случаях в ψ есть большая примесь состояний $(\bar{p}p + \bar{n}n)/\sqrt{2}$ и $s\bar{s}$ -кварков ($\sim 0,1$).

Таким образом, значения масс мезонов в $SU(8)$ оказываются чувствительными к параметрам $m_8^{(720)}$ и $m_8^{(1232)}$ и пренебречь октетной компонентой из высших представлений, в отличие от $SU(6)$, нельзя.

Г. $m_{15}^{(1232)} = m_{15}^{(720)} = 0$. Это условие ведет к массовым формулам

$$\begin{aligned} m_{D^*}^2 - m_\rho^2 &= m_D^2 - m_\pi^2, \\ m_{\phi\omega} &= -\frac{\sqrt{2}}{4} m_{\phi\omega} - \frac{\sqrt{3}}{2} (m_{D^*}^2 - m_\rho^2). \end{aligned} \quad (7)$$

Решение системы уравнений (6) и (7) слабо зависит от массы ρ -мезона и для $m_\rho = 0,77 \text{ Гэв}$, $m_\psi = 3,095 \text{ Гэв}$ дает следующие значения масс и смешиваний:

$$\begin{aligned} m_{D^*} &= 2,254 \text{ Гэв}, & m_{S^*} &= 2,298 \text{ Гэв}, \\ m_D &= 2,122 \text{ Гэв}, & m_S &= 2,176 \text{ Гэв}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\varphi = 0,0823 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,9966 \bar{s}s - 0,0030 \bar{c}c,$$

$$\omega = 0,9966 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0823 \bar{s}s - 0,0016 \bar{c}c,$$

$$\psi = 0,0018 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,0029 \bar{s}s + 0,9999 \bar{c}c.$$

В предположении, что псевдоскалярным партнером ψ (3095)-мезона является η_c (2800)-мезон, получаем следующие два решения для смешиваний псевдоскалярных мезонов:

$$\begin{aligned} \eta &= 0,6690 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,7432 \bar{s}s + 0,0066 \bar{c}c, \\ \eta' &= 0,7401 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,6670 \bar{s}s - 0,0855 \bar{c}c, \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} \eta_c &= -0,0679 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0523 \bar{s}s + 0,9963 \bar{c}c; \\ \eta &= -0,4920 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,8699 \bar{s}s + 0,0354 \bar{c}c, \\ \eta' &= 0,8689 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,4881 \bar{s}s + 0,0822 \bar{c}c, \end{aligned} \quad (9b)$$

$$\eta_c = -0,0544 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0713 \bar{s}s + 0,9960 \bar{c}c,$$

если $\eta' \equiv E(1420)$, и

$$\begin{aligned} \eta &= 0,7238 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,6898 \bar{s}s + 0,0150 \bar{c}c, \\ \eta' &= 0,6833 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,7197 \bar{s}s + 0,1231 \bar{c}c, \\ \eta_c &= -0,0957 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0788 \bar{s}s + 0,9923 \bar{c}c; \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned}\eta &= -0,4238 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,9047 \bar{s}s + 0,0435 \bar{c}c, \\ \eta' &= 0,9014 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} + 0,4166 \bar{s}s + 0,1176 \bar{c}c, \\ \eta_c &= -0,0884 \frac{\bar{p}p + \bar{n}n}{\sqrt{2}} - 0,0892 \bar{s}s + 0,9921 \bar{c}c,\end{aligned}\quad (9e)$$

если $\eta' \equiv X(958)$. Соотношения (9a) и (9в) соответствуют случаю, когда $m_{\eta, \eta'}^2 < 0$, а (9б) и (9г) — случаю, когда $m_{\eta, \eta'}^2 > 0$.

Таким образом, при упрощающих предположениях в $SU(8)$ можно получить хорошие массовые формулы, если не учитывать вкладов компонент $m_{15}^{2(720)}$ и $m_{15}^{2(1232)}$ из высших представлений $SU(8)$.

3. Группа $SU_W(8)$. Обсудим также возможность классификации мезонов и массовые формулы в симметрии $SU_W(8)$. Векторные и псевдоскалярные мезоны классифицируются по W -спину в представлениях с $W=1$ ($V^{(+)}$, P , $V^{(-)}$) и $W=0$ ($V^{(0)}$), где $(\pm, 0)$ — проекции спина на векторных мезонов на ось z ; тогда $\omega^{(\pm)}$ и $\omega^{(0)}$ принадлежат к разным представлениям $SU_W(8)$ — 63 и 1 [6]. — W — S -«флип» приводит к тому, что в системе покоя массовый оператор для мезонов в $SU_W(8)$ необходимо определить для представления 64, чтобы в точной $SU_W(8)$ все проекции ω -мезона ($\omega^{(+)}$, $\omega^{(0)}$, $\omega^{(-)}$) имели одинаковую массу. Так как в $SU_W(8)$ содержатся представления двух типов: S -типа (построенные из кварков, например, 120-плет барионов, 63_S) и W -типа (построенные из кварков и антикварков, 64_W , 1296_W), то необходимо специально потребовать, чтобы массы частиц расщеплялись по S -спину, а не по W -спину [7].

Наиболее общая структура нарушения $SU_W(8)$ имеет вид

$$\begin{aligned}& \alpha_1 \{ [1296_S(1+)] - [784_S(1-)] \} + \alpha_2 \{ [1296_S(1-)] - [784_W(1+)] \} + \\ & + \alpha_3 \{ [784_S(8+)] - [784_W(8+)] \} + \alpha_4 \{ [1296_S(8+)] - [784_S(8-)] \} + \\ & + \alpha_5 \{ [1296_S(8-)] - [784_W(8+)] \} + \alpha_6 \{ [784_S(15+)] - [784_W(15+)] \} + \\ & + \alpha_7 \{ [1296_S(15+)] - [784_S(15-)] \} + \alpha_8 \{ [1296_S(15-)] - [784_W(15+)] \},\end{aligned}\quad (10)$$

где числа 1, 8, 15 обозначают унитарное содержание, а знаки (+) и (−) соответствуют симметрии спиновой части, например:

$$\begin{aligned}[1232_W(8+)] &= [(W_z^a(W_z^c)_d + (W_z^a(W_z^c)_d) [T_B^A \delta_D^C + T_D^A \delta_B^C + \\ & + T_B^C \delta_D^A + T_D^C \delta_B^A],\end{aligned}$$

$$[784_S(15\pm)] = [\delta_b^a \delta_d^c \pm \delta_d^a \delta_b^c] [T_B^A \delta_D^C \mp \delta_B^C T_D^A + T_B^C \delta_D^A \mp T_D^C \delta_B^A],$$

$(W_z^a)_b^a$ — матричные элементы W -спина в кварковом представлении,

$$T_B^A = \delta_B^3 \delta_3^A - \frac{1}{4} \delta_B^A, \quad T_B^A = \delta_B^4 \delta_4^A - \frac{1}{4} \delta_B^A,$$

$$a, b, c, d = 1, 2; \quad A, B, C, D = 1, 2, 3, 4.$$

Нарушение (10) в случае применения к мезонам дает следующие соотношения:

$$m_{\pi}^2 + m_{\eta}^2 + m_{\omega}^2 + m_{\rho}^2 = m_{\eta}^2 + m_{\eta_c}^2 + m_{\eta'}^2 + m_{\pi}^2, \quad (11a)$$

$$m_{\rho\omega}^2 - m_{\eta\rho\eta'}^2 = \frac{\sqrt{6}}{3} [(m_{K^*}^2 - m_{\rho}^2) - (m_K^2 - m_{\pi}^2)], \quad (11b)$$

$$m_{\rho\omega 0}^2 - m_{\eta_c \eta' 0}^2 = -\frac{\sqrt{3}}{6} [(m_{K^*}^2 - m_{\rho}^2) - (m_K^2 - m_{\pi}^2)] + \\ + \frac{\sqrt{3}}{2} [(m_{D^*}^2 - m_{\rho}^2) - (m_D^2 - m_{\pi}^2)]. \quad (11c)$$

Из формулы (11a) следует, что $m_{\eta_c} = 3,08 \text{ Гэв}$, если $\eta' \equiv E(1420)$, и $m_{\eta_c} = 3,25 \text{ Гэв}$, если $\eta' \equiv X(958)$, в противоречии с экспериментальным соотношением $m_{\eta_c} < m_{\eta}$.

Число неизвестных параметров в (11) и (6) равно числу известных значений масс в представлении 64, и система уравнений для масс мезонов и смешиваний может быть разрешена. В соответствии с кварковой моделью физическими считаются те решения, для которых $m_{\rho\omega}^2 < 0$ и $m_{\eta\rho\eta'}^2 < 0$. В случае, когда $\eta' \equiv X(958)$, таких решений не существует. Решения получены в случае $\eta' \equiv E(1420)$; они оказываются сильно зависящими от массы ρ -мезона (в некоторых случаях имеют два решения). В табл. 1 приведены полученные значения масс в Гэв.

Таблица 1

m_{ρ}	m_D	m_{D^*}	m_{η_c}	m_{η}
0,760	1,614	2,558	3,079	3,095
0,765	2,403	2,446	3,080	3,095
	1,772	2,537	3,080	3,095
0,770	нет решений			
0,775	2,420	1,965	3,083	3,095
	2,114	2,066	3,083	3,095
0,780	2,451	1,903	3,084	3,095
	2,024	1,989	3,084	3,095

Сильная зависимость от m_{ρ} возникает в уравнениях (11b, в), где в правой части содержатся члены, чувствительные к малым изменениям массы ρ -мезона.

Массовые формулы $SU(8)$ для 120-плета барионов приведены в Приложении.

Авторы благодарны Д. Ю. Бардину, С. Б. Герасимову, Р. Ледницкому, С. Г. Матиняну и В. И. Огиевскому за полезные обсуждения.

Приложение

Барионы классифицируются в $SU(8)$ по представлению 120 , которое содержит $20'$ -плет барионов $1/2^+$ и 20 -плет барионов $3/2^+$: $120 = (20', 2) + (20, 4)$, где 20 -плет и $20'$ -плет — представления $SU(4)$ с тремя нижними индексами, первое из которых симметрично по всем индексам ($C_{\alpha\beta\gamma}$), а второе симметризовано по первым двум и антисимметризовано по второму и третьему индексам ($B_{\alpha\beta\gamma}$). Они имеют следующее $SU(3) \times C$ содержание [8]:

$$\begin{aligned} 20 &= (1, C=3) + (3, C=2) + (6, C=1) + (10, C=0), \\ 20' &= (3, C=2) + (3^*, C=1) + (6, C=1) + (8, C=0). \end{aligned}$$

Будем обозначать состояния очарованных барионов $1/2^+$ и $3/2^+$ соответственно через $B_C^S(n)$ и $C_C^S(n)$, где S — странность, C — очарование, а n — размерность данного представления $SU(3)$. Массовый оператор после суммирования по спиновым функциям принимает вид

$$\begin{aligned} m_{\text{inv}} &(\bar{B}^{\alpha\beta\gamma} B_{\alpha\beta\gamma} + \bar{C}^{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma}) + m_1^{(1232)} \bar{C}^{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma} + \\ &+ m_8^{(63)} (\bar{C}^{3\gamma\delta} C_{3\gamma\delta} + \frac{1}{3} (\bar{B}^{3\gamma\delta} B_{3\gamma\delta} + \bar{B}^{13\delta} B_{13\delta} + \bar{B}^{123} B_{123})) + \\ &+ m_8^{(1232)} (\bar{C}^{3\gamma\delta} C_{3\gamma\delta} + \frac{1}{3} (\bar{B}^{3\gamma\delta} B_{3\gamma\delta} - \bar{B}^{13\delta} B_{13\delta})) + \\ &+ m_{15}^{(63)} (\bar{C}^{4\gamma\delta} C_{4\gamma\delta} + \frac{1}{3} (\bar{B}^{4\gamma\delta} B_{4\gamma\delta} + \bar{B}^{14\delta} B_{14\delta} + \bar{B}^{124} B_{124})) + \\ &+ m_{15}^{(1232)} (\bar{C}^{4\gamma\delta} C_{4\gamma\delta} + \frac{1}{3} (\bar{B}^{4\gamma\delta} B_{4\gamma\delta} - \bar{B}^{14\delta} B_{14\delta})). \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

Используя табл. 2, получим следующие массовые формулы для 20 -плета барионов $3/2^+$ (символами частиц обозначены их массы):

$$\begin{aligned} \Xi^- - \Xi^* &= \Xi^* - Y^* = Y^* - \Delta, \\ C_1^{-2}(6) - C_1^{-1}(6) &= C_1^{-1}(6) - C_1^0(6), \\ C_2^{-1}(3) - C_2^0(3) &= C_1^{-1}(6) - C_1^0(6) = Y^* - \Delta, \\ C_3^0(1) - C_2^0(3) &= C_2^0(3) - C_1^0(6) = C_1^0(6) - \Delta. \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

Для $20'$ -плета барионов $1/2^+$ имеют место соотношения:

$$\begin{aligned} 2(\Xi + N) - \Sigma &= 3\Lambda, \\ B_1^{-2}(6) - B_1^0(6) &= \Xi - N, \\ B_2^{-1}(3) - B_2^0(3) &= \Sigma - N, \\ 2(B_2^0(3) + N) &= 3B_1^0(3^*) + B_1^0(6), \\ B_1^{-1}(3^*) + B_1^{-1}(6) &= B_1^0(6) + B_1^0(3^*) + \Lambda + \Sigma - 2N, \end{aligned}$$

Таблица 2

Барiony.	Единичные векторы	m_{inv}	$m_1^{(1232)}$	$m_8^{(63)}$	$m_8^{(1232)}$	$m_{15}^{(63)}$	$m_{15}^{(1232)}$
N	$\hat{e}_{abc}$	1	0	0	0	0	0
Λ	$(\hat{e}_{312} - \hat{e}_{321})/\sqrt{3}$	1	0	1/3	1/6	0	0
Σ	$\hat{e}_{ab3}$	1	0	1/3	-1/6	0	0
Ξ	$\hat{e}_{33a}$	1	0	2/3	1/6	0	0
$B_1^0(6)$	$\hat{e}_{ab4}$	1	0	0	0	1/3	-1/6
$B_1^{-1}(6)$	$\hat{e}_{a34}$	1	0	1/3	1/12	1/3	-1/6
$B_1^{-2}(6)$	$\hat{e}_{334}$	1	0	2/3	1/6	1/3	-1/6
$B_1^0(3^*)$	$(\hat{e}_{412} - \hat{e}_{421})/\sqrt{3}$	1	0	0	0	1/3	1/6
$B_1^{-1}(3^*)$	$(\hat{e}_{43a} - \hat{e}_{4a3})/\sqrt{3}$	1	0	1/3	-1/12	1/3	1/6
$(B_1^{-1}(3^*) B_1^{-1}(6))_{mix}$	—	0	0	0	$-\sqrt{3}/12$	0	0
$B_2^0(3)$	$\hat{e}_{44a}$	1	0	0	0	2/3	1/6
$B_2^{-1}(3)$	$\hat{e}_{443}$	1	0	1/3	-1/6	2/3	1/6
Δ	$\hat{f}_{abc}$	1	1	0	0	0	0
Y^*	$\hat{f}_{3bc}$	1	1	1/3	1/3	0	0
Ξ^*	$\hat{f}_{33a}$	1	1	2/3	2/3	0	0
Ω^-	$\hat{f}_{333}$	1	1	1	1	0	0
$C_1^0(6)$	$\hat{f}_{4ab}$	1	1	0	0	1/3	1/3
$C_1^{-1}(6)$	$\hat{f}_{43b}$	1	1	1/3	1/3	1/3	1/3
$C_1^{-2}(6)$	$\hat{f}_{433}$	1	1	2/3	2/3	1/3	1/3
$C_2^0(3)$	$\hat{f}_{44a}$	1	1	0	0	2/3	2/3
$C_2^{-1}(3)$	$\hat{f}_{443}$	1	1	1/3	1/3	2/3	2/3
$C_3^0(1)$	$\hat{f}_{444}$	1	1	0	0	1	1

Массовая матрица и единичные векторы состояний бариев $1/2^+$ ($\hat{e}_{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{2} (\hat{e}_{\alpha\beta\gamma} + \hat{e}_{\beta\alpha\gamma} - \hat{e}_{\alpha\gamma\beta} - \hat{e}_{\beta\gamma\alpha})$) и $3/2^+$ ($\hat{f}_{\alpha\beta\gamma} = f_{\{\alpha\beta\gamma\} \text{ сим.}}$); $\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3, 4$; $a, b, c = 1, 2$.

$$B_1^{-1}(3^*) B_1^{-1}(6) = \frac{1}{16} (3\Lambda + 4B_1^0(6) + \Sigma - 4N) (3\Sigma + \Lambda + 4B_1^0(3^*) - 4N) - \frac{3}{16} (\Sigma - \Lambda)^2. \quad (\text{П.3})$$

Формулы (П.2) — (П.3) имеются и в $SU(4)$ -симметрии; в симметрии $SU(8)$ получаются также соотношения, связывающие массы барионов $1/2^+$ и $3/2^+$:

$$Y^* - \Delta = \frac{1}{2}(3\Lambda - \Sigma - 2N), \quad (\text{П.4})$$

$$C_2^0(3) - C_1^0(6) = \frac{1}{2}(3B_1^0(3^*) - B_1^0(6) - 2N). \quad (\text{П.5})$$

Новым является соотношение (П.5), так как формула (П.4) получается из $SU(6)$ -симметрии. Используя условие $m_{15}^{(1232)} = 0$, которое для 64-плета мезонов приводило к хорошим массовым формулам, для барионов получим дополнительное соотношение $B_1^0(3^*) = B_1^0(6)$.

Ереванский физический институт

Поступила 4.VIII.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. F. Gursey, L. A. Radicati. Phys. Rev. Lett., 13, 173 (1964).
A. Pais. Phys. Rev. Lett., 13, 175 (1964).
M. A. B. Beg, V. Singh. Phys. Rev. Lett., 13, 418 (1964).
2. S. Okubo et al. Phys. Rev. Lett., 34, 236 (1975).
S. Barchard et al. Phys. Rev. Lett., 34, 38 (1975).
A. De Rújula, S. L. Glashow. Phys. Rev. Lett., 34, 46 (1975).
Л. Б. Окунь. VIII школа по физике высоких энергий, Ереван, 1975, стр. 9.
3. B. J. Bjorken, S. L. Glashow. Phys. Lett., 11, 255 (1964).
4. Г. М. Асатрян, А. Н. Заславский. Препринт ЕФИ-184 (76).
5. S. Okubo. Phys. Rev., D11, 3261 (1975).
6. H. J. Lipkin, S. Meshkov. Phys. Rev. Lett., 14, 670 (1965).
7. А. Н. Заславский, В. И. Ошешевский, В. Тыбор. Письма ЖЭТФ, 6, 606 (1967);
Acta Phys. Polon., 33, 209 (1968).
8. M. Gaillard, B. W. Lee, J. Rosner. Rev. Mod. Phys., 47, 277 (1975).

ՀԱՆԳՎԱԾԱՅԻՆ ԲԱՆԱԶԵՎԵՐԸ ԵՎ ԽԱՌՆՈՒՄՆԵՐԸ $SU(8)$ ԵՎ $SU_W(8)$ ՍԻՄԵՏՐԻԱՆԵՐՈՒՄ

2. Մ. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, **Ա. Ն. ՀԱՍԼԱՎՍԿԻ**

Մանրամասն քննարկվում են զանգվածային բանաձևերը $SU(8)$ և $SU_W(8)$ խախտված սիմետրիաներում: Վերլուծվում է խախտման մեխանիզմը, ստացված են $D(D^*)$, $S(S^*)$ և η_c մեզոնների զանգվածների թվային արժեքները, ինչպես նաև $\eta-\eta'-\eta_c$ և $\varphi-\omega-\psi$ խառնումները խախտված $SU(8)$ և $SU_W(8)$ սիմետրիաներում:

MASS FORMULAE AND MIXING IN $SU(8)$ AND $SU_W(8)$ SYMMETRIES

G. M. ASATRYAN, **A. N. ZASLAVSKY**

The $SU(8)$ and $SU_W(8)$ symmetries combining the groups of conventional S -spin and W -spin with the group of internal $SU(4)$ symmetry is discussed. The mechanism of symmetry violation is analyzed, the mass formulae and numerical values of $D(D^*)$, $S(S^*)$, η_c meson masses, $\eta-\eta'-\eta_c$ and $\varphi-\omega-\psi$ mixing are obtained.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МЕЛОША И РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$

И. Г. АЗНАУРЯН, А. С. БАГДАСАРЯН

Показано, что наиболее достоверно установленные характеристики переходов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$, а именно, амплитуды $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$, $A_{3/2}^n$ распада $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$ и данные по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ хорошо согласуются с предсказаниями, следующими из преобразования Мелоша. Приведены предсказания для амплитуд других переходов, экспериментальная проверка которых важна для проверки применимости преобразования Мелоша для взаимодействующих кварков.

1. Унитарное преобразование между генераторами групп $SU(6)_{W, cur.}$ и $SU(6)_{W, const.}$ для „токовых“ и „классификационных“ кварков было найдено Мелошем в модели свободных кварков [1]. Не вдаваясь в трудности, связанные с обобщением подобного преобразования на случай взаимодействующих кварков, многие авторы [1—6] рассматривали возможность применения к физическим матричным элементам тех правил отбора, которые следуют из преобразования Мелоша для матричных элементов операторов, имеющих определенные трансформационные свойства относительно преобразований группы $SU(6)_{W, cur.}$. Сравнение этих правил отбора с экспериментом позволяет заключить, насколько свойства рассматриваемого унитарного преобразования, полученные в модели свободных кварков, применимы в случае взаимодействующих кварков.

Матричные элементы дипольного момента плотности векторного тока, пространственный интеграл от временной компоненты которого является одним из генераторов группы $SU(6)_{W, cur.}$, непосредственно связаны с радиационными переходами. Правила отбора для них, получаемые из преобразования Мелоша, рассмотрены в работах [1, 4—6]. Имеющиеся экспериментальные данные по радиационным распадам мезонов недостаточны для проверки этих правил отбора [4]. Для барионов из имеющихся экспериментальных данных наибольший интерес представляет рассмотрение переходов $[56, 0^+] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ и $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ (здесь барионы классифицированы по представлениям группы $SU(6)_{W, const.} \times O(3)$). При этом оказывается [4], что правила отбора для переходов $[56, 0^+] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ совпадают с предсказаниями $SU(6)$ -симметрии [7], и те из них, которые допускают экспериментальную проверку, выполняются в пределах 30%.

Богатую информацию для проверки правил отбора, получаемых из преобразования Мелоша, дают экспериментальные данные по переходам $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$. В настоящей работе мы проанализируем эти данные. При этом наряду с данными [8—14] по радиационным распадам нуклонных резонансов мы используем также эксперимен-

тельную информацию по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ [15, 16]. В работе показано, что совокупность достоверно установленных характеристик переходов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ хорошо согласуется с предсказаниями Мелоша. В частности, из данных анализов [8–14] и преобразования Мелоша следует согласующаяся с экспериментом величина электрического перехода в $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ и подавление магнитного перехода в этом распаде. Интересно отметить, что учет примеси октета в $\Lambda(1520)$ существенно улучшает согласие между экспериментом по $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ и предсказаниями, следующими из данных анализов [8–14] и преобразования Мелоша.

2. Рассмотрим векторный ток $V_\mu^\alpha(r, t)$ (α — индекс $SU(3)$), для которого величина

$$Q^\alpha(t) = \int dr V_0^\alpha(r, t) \quad (1)$$

является в системе $p \rightarrow \infty$ одним из генераторов группы $SU(6)_{W, \text{cur.}}$. Будем считать, что ток $V_\mu^\alpha(r, t)$ соответствует электромагнитному току.

Если ввести оператор дипольного момента

$$D_+^\alpha = -i \int dr \frac{x_1 + ix_2}{2} V_0^\alpha(r, t), \quad (2)$$

то матричные элементы этого оператора между состояниями с $p \rightarrow \infty$ пропорциональны амплитудам перехода между этими состояниями с излучением фотона. Для радиационных распадов барионных резонансов в приближении нулевой ширины имеем [4]

$$\Gamma(B^* \rightarrow B\gamma) = \frac{4\alpha}{2J+1} k^3 \sum_\lambda |\langle B^*, \lambda | D_+^\alpha | B, \lambda-1 \rangle|^2, \quad (3)$$

где $\alpha = 1/137$, k — импульс фотона в системе покоя резонанса, J и λ — полный момент и спиральность резонанса.

Матричные элементы оператора D_+ в (3) при $\lambda = 1/2$ и $3/2$ пропорциональны амплитудам $A_{1/2}$ и $A_{3/2}$, введенным в [17] и нормированным согласно условию

$$\Gamma(B^* \rightarrow B\gamma) = \frac{k^2}{\pi} \frac{M_B}{M_{B^*}} \frac{2}{2J+1} (|A_{1/2}|^2 + |A_{3/2}|^2). \quad (4)$$

Рассмотрим классификацию состояний по неприводимым представлениям группы $SU(6)_{W, \text{const.}} \times O(3)$ и для определения состояния будем задавать квантовые числа R, A, L, S, J, λ , где R, A, L обозначают классификацию соответственно по группам $SU(6)_W, SU(3)$ и $O(3)$, S — суммарный спин кварков, J и λ — полный момент и спиральность состояния. Если V есть оператор унитарного преобразования между генераторами групп $SU(6)_{W, \text{const.}}$ и $SU(6)_{W, \text{cur.}}$, то

$$\langle B^*, \lambda | D_+^2 | B, \lambda - 1 \rangle = \langle R', A', L', S', J', \lambda, \text{const.} | D_+^2 | R, A, L, S, J, \lambda - 1, \text{const.} \rangle = \langle R', A', L', S', J', \lambda, \text{cur.} | V^{-1} D_+^2 V | R, A, L, S, J, \lambda - 1, \text{cur.} \rangle. \quad (5)$$

Для унитарного преобразования V , найденного Меллошем в модели свободных кварков, трансформационные свойства оператора $V^{-1} D_+ V$ относительно группы $SU(6)_{W, \text{cur.}} \times O(3)$ известны и задаются соотношением

$$\begin{aligned} V^{-1} D_+ V \sim & [35; \Delta W = 0, \Delta W_z = 0; \Delta L_z = \pm 1] + \\ & + [35; \Delta W = 1, \Delta W_z = \pm 1; \Delta L_z = 0] + \\ & + [35; \Delta W = 1, \Delta W_z = 0; \Delta L_z = \pm 1] + \\ & + [35; \Delta W = 1, \Delta W_z = \mp 1; \Delta L_z = \pm 2]. \end{aligned} \quad (6)$$

Используя теорему Вигнера—Эккарта, можно свести матричные элементы (5) от каждого из слагаемых в (6) к приведенным матричным элементам, которые зависят лишь от R, L и R', L' , т. е. являются общими для всех радиационных переходов между двумя мультиплетами. Обозначим эти приведенные матричные элементы для слагаемых в (6) через A, B, C и D . Тогда для конкретного перехода получим

$$\langle B^*, \lambda | D_+^2 + \frac{1}{\sqrt{3}} D_+^3 | B, \lambda - 1 \rangle = aA + bB + cC + dD, \quad (7)$$

где через a, b, c и d обозначены произведения коэффициентов Клебша—Гордана, которые получаются при сведении матричных элементов (5) к приведенным матричным элементам A, B, C и D . Значения коэффициентов a, b и c для интересующих нас распадов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ приведены в табл. 1.

Сравнение с экспериментом правил отбора, следующих из (6) и (7), позволяет заключить, насколько свойства унитарного преобразования V , полученные в модели свободных кварков, применимы в случае взаимодействующих кварков.

3. В настоящее время имеется экспериментальная информация об электромагнитных характеристиках барионов, входящих в мультиплеты $[56, 0^+]$, $[70, 1^-]$, $[56, 2^+]$ и мультиплет $[56, 0^+]$, с радиальным возбуждением. Эта информация включает в себя следующие данные.

а) Для переходов $[56, 0^+] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ известны магнитные моменты протона, нейтрона, Λ - и Σ -гиперонов, а также магнитный момент перехода $\Delta(1232) \rightarrow N\gamma$. Правила отбора для этих переходов определяются одним слагаемым в (6) и (7), имеющим $\Delta L_z = 0$; остальные слагаемые, содержащие A, C, D , равны нулю. Предсказания, следующие при учете этого слагаемого, совпадают с предсказаниями $SU(6)$ -симметрии и выполняются в пределах 30%.

Таблица 1

Коэффициенты a , b и c перед приведенными матричными элементами
в соотношении (7) для распадов $[70,1^-] \rightarrow [56,0^+] + \gamma$

Переход	Спиральность λ	a	b	c
$S_{11} (1535) \rightarrow \gamma p$	1/2	-1/6	-1/6	1/6
	1/2	1/6	1/18	-1/18
$S_{11} (1700) \rightarrow \gamma p$	1/2	0	0	0
	1/2	0	-1/18	1/18
$D_{13} (1510) \rightarrow \gamma p$	1/2	$-\sqrt{2}/12$	$\sqrt{2}/6$	$\sqrt{2}/12$
	3/2	$-\sqrt{6}/12$	0	$-\sqrt{6}/12$
	1/2	$\sqrt{2}/12$	$-\sqrt{2}/18$	$-\sqrt{2}/36$
	3/2	$\sqrt{6}/12$	0	$\sqrt{6}/36$
$D_{13} (1700) \rightarrow \gamma p$	1/2	0	0	0
	3/2	0	0	0
	1/2	0	$-\sqrt{5}/90$	$2\sqrt{5}/45$
	3/2	0	$-\sqrt{15}/30$	$\sqrt{15}/45$
$D_{15} (1670) \rightarrow \gamma p$	1/2	0	0	0
	3/2	0	0	0
	1/2	0	$1/6\sqrt{1/5}$	$1/6\sqrt{1/5}$
	3/2	0	$-1/6\sqrt{2/5}$	$-1/6\sqrt{2/5}$
$S_{31} (1650) \rightarrow \gamma N$	1/2	-1/6	1/18	-1/18
$D_{33} (1685) \rightarrow \gamma N$	1/2	$-\sqrt{2}/12$	$-\sqrt{2}/18$	$-\sqrt{2}/36$
	3/2	$-\sqrt{6}/12$	0	$\sqrt{6}/36$
$\Delta_{\text{сингл.}} (1520) \rightarrow \Delta (1115) \gamma$	1/2	$\sqrt{2}/24$	$-\sqrt{2}/12$	$-\sqrt{2}/24$
	3/2	$\sqrt{6}/24$	0	$\sqrt{6}/24$
$\Delta_{\text{октет}} (1520) \rightarrow \Delta (1113) \gamma$	1/2	$\sqrt{2}/24$	$-\sqrt{2}/36$	$-\sqrt{2}/72$
	3/2	$\sqrt{6}/24$	0	$\sqrt{6}/72$
$\Delta_{\text{сингл.}} (1520) \rightarrow \Sigma \gamma$	1/2	$\sqrt{6}/24$	$-\sqrt{6}/12$	$-\sqrt{6}/24$
	3/2	$\sqrt{2}/8$	0	$\sqrt{2}/8$
$\Delta_{\text{октет}} (1520) \rightarrow \Sigma \gamma$	1/2	$-\sqrt{6}/24$	$\sqrt{6}/36$	$\sqrt{6}/72$
	3/2	$-\sqrt{2}/8$	0	$-\sqrt{2}/24$

б) Из анализа реакции $\gamma N \rightarrow N\pi$ определяются характеристики радиационных распадов нуклонных резонансов, входящих в $[70, 1^-]$, $[56, 2^+]$ и $[56, 0^+]$. Однако в определении этих характеристик имеются большие неоднозначности, связанные с неполнотой экспериментальных данных и неопределенностями в учете нерезонансного фона в реакции $\gamma N \rightarrow N\pi$. Если принять во внимание расхождения в значениях констант, полученных в разных анализах [8—14], а также ошибки в каждом анализе, то достоверно установленными можно считать лишь электромагнитные характеристики немногих резонансов. Например, оказывается, что амплитуды A_λ радиационных распадов всех нуклонных резонансов, входящих в $[56, 2^+]$, по разным анализам [8—14] меняются в интервалах, превышающих $60 \text{ (Гэв}^{-1/2} 10^{-3})$, что сравнимо с величиной этих амплитуд. Для мультиплета $[56, 0^+]$, достоверно установлена лишь амплитуда $A_{1/2}^p$ распада $P_{11}(1470) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$. Поэтому проверка предсказаний, следующих из преобразования Мелоша, для этих мультиплетов затруднена, поскольку в отличие от кварковых моделей преобразование Мелоша не дает абсолютных предсказаний, а проверка следующих из него правил отбора (6) и (7) требует более точного знания амплитуд.

в) Для мультиплета $[70, 1^-]$ амплитуды радиационных распадов нуклонных резонансов установлены более точно (см. табл. 2). При этом по всем анализам [8—14] наиболее однозначно известны амплитуды $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$ и $A_{3/2}^n$ для распада $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$. Поскольку правила отбора для распадов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ определяются тремя слагаемыми в (6) и (7), имеющими $\Delta L_z = 0$ и ± 1 и содержащими A , B и C , то для проверки предсказаний, следующих из преобразования Мелоша, желательно иметь хорошо установленную информацию по распаду $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$, полученную из других экспериментов. Такой информацией являются данные [15, 16] по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$, полученные из экспериментов по реакции $K^- p \rightarrow \Lambda \gamma$. Преимущество использования этих данных заключается в том, что реакция $K^- p \rightarrow \Lambda \gamma$ имеет в области резонанса $\Lambda(1520)$ сильно подавленный нерезонансный фон, в результате чего амплитуды распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ определены с большой точностью. Известно [15, 16], что в распаде $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ переход $M2$ сильно подавлен по сравнению с переходом $E1$, а амплитуда, соответствующая переходу $E1$, определена с точностью $10 \pm 15\%$. Ширина распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ равна $\Gamma = 0,12 \pm 0,03 \text{ Мэв}$.

Используя значения амплитуд $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$ и $A_{3/2}^n$ для распада $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$, определим приведенные матричные элементы A , B и C для распадов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$. Значения этих матричных элементов из анализов [9—11] приведены в табл. 3. При определении приведенных матричных элементов мы рассмотрели два вариан-

Таблица 2

Экспериментальные данные для амплитуд радиационных распадов нуклонных резонансов, входящих в мультиплет $[70,1^-]$, и предсказания, следующие из преобразования Меллоша и релятивистской кварковой модели

Резонанс	Амплитуда	MW [13]	KMO [8]	$KMORR$ [9]	DLR [10]	C [11]	BC [12]	FFH [14]	Предсказания, следующие из преобразования Меллоша		FKR [19]
									(I)	(II)	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$S_{11} (1535)$	$A_{1/2}^p$	63 ± 13	56 ± 20	89 ± 21	78 ± 20	82 ± 7	65	70 ± 4	137	192	156
	$A_{1/2}^n$	-51 ± 21	-52 ± 5	52 ± 21	5 ± 15	-88 ± 11	-106		-116	-152	-108
$S_{11} (1700)$	$A_{1/2}^p$	12 ± 15	56 ± 18	52 ± 11	29 ± 18	44 ± 18	47	68 ± 9	0	0	0
	$A_{1/2}^n$	-19 ± 22	-15 ± 35	-55 ± 39	-6 ± 31	-103 ± 10	-44		-11,1	-26,6	30
$D_{13} (1510)$	$A_{1/2}^p$	-6 ± 6	-19 ± 8	-19 ± 21	-8 ± 15	-9 ± 4	-13	-5 ± 5	-8	-8	-34
	$A_{3/2}^p$	165 ± 11	169 ± 12	170 ± 7	171 ± 12	162 ± 4	155	164 ± 8	171	171	109
	$A_{1/2}^n$	-66 ± 10	-77 ± 5	70 ± 21	-89 ± 19	-67 ± 4	-54		-53,6	-63,5	-31
	$A_{3/2}^n$	-148 ± 13	-120 ± 10	-128 ± 7	-155 ± 19	-133 ± 3	-136		-155	-155	-109
$D_{13} (1700)$	$A_{1/2}^p$	0 ± 34	-15 ± 40	22 ± 39	-48 ± 50	-12 ± 10	-4	-14 ± 25	0	0	0
	$A_{3/2}^p$	0 ± 29	30 ± 40	61 ± 32	-6 ± 14	-12 ± 10	-27	0 ± 14	0	0	0
	$A_{1/2}^n$	0 ± 34	-36 ± 40	73 ± 67	-21 ± 98	81 ± 15	33		4,62	-11,2	-10
	$A_{3/2}^n$	0 ± 44	24 ± 24	51 ± 81	-26 ± 67	107 ± 25	29		33,5	61,3	-40

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$D_{15} (1670)$	$A_{1/2}^p$	10 ± 13	13 ± 14	7 ± 24	19 ± 21	27 ± 9	10	34 ± 4	0	0	0
	$A_{3/2}^p$	42 ± 24	14 ± 8	17 ± 21	14 ± 4	15 ± 6	17	19 ± 9	0	0	0
	$A_{1/2}^n$	4 ± 15	-43 ± 6	-43 ± 24	-29 ± 23	-52 ± 3	-62		$-34, 4$	$-34, 4$	-38
	$A_{3/2}^n$	-9 ± 30	-71 ± 30	-90 ± 53	-68 ± 20	-83 ± 7	-78		$-48, 6$	$-48, 6$	-53
$S_{31} (1650)$	$A_{1/2}$	105 ± 38	33 ± 15	27 ± 18	-10 ± 17	44 ± 27	45	-5 ± 16	108	115	47
$D_{33} (1685)$	$A_{1/2}$	0 ± 48	78 ± 9	79 ± 32	54 ± 29	101 ± 11	119	72 ± 33	119	150	88
	$A_{3/2}$	0 ± 41	70 ± 9	61 ± 39	72 ± 14	116 ± 24	102	87 ± 23	142	177	84

Таблица 3

Приведенные матричные элементы для распадов $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$, определенные из данных экспериментов [9–11] по амплитудам $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$ и $A_{3/2}^n$ распада $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$

	(I)			(II)		
	$A, \Gamma_{\text{эв}}^{-1}$	$B, \Gamma_{\text{эв}}^{-1}$	$C, \Gamma_{\text{эв}}^{-1}$	$A, \Gamma_{\text{эв}}^{-1}$	$B, \Gamma_{\text{эв}}^{-1}$	$C, \Gamma_{\text{эв}}^{-1}$
KMORR [9]	-2,52 $\pm 0,26$	-0,94 $\pm 0,51$	-1,40 $\pm 0,34$	-3,45 $\pm 0,11$	-2,11 $\pm 0,42$	0
DLR [10]	-3,38 $\pm 0,64$	-1,56 $\pm 0,75$	-0,59 $\pm 0,75$	-3,85 $\pm 0,23$	-2,09 $\pm 0,32$	0
C [11]	-2,74 $\pm 0,11$	-1,05 $\pm 0,16$	-1,01 $\pm 0,17$	-3,32 $\pm 0,06$	-1,84 $\pm 0,09$	0

та: I) когда в соотношениях (6) и (7) учтены все члены, содержащие A , B , C , и II) когда в этих соотношениях не учтен член, содержащий C , что соответствует кварковым моделям, в которых запрещен переход с $\Delta W = \Delta L_z = 1$. В табл. 4 приведены соответствующие этим значениям A , B , C предсказания для распадов $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ и $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma \gamma$, следующие из преобразования Меллоша. При получении этих предсказаний мы рассмотрели два случая, когда $\Lambda(1520)$ является чистым унитарным синглетом и когда в $\Lambda(1520)$ есть примесь октета с углом смешивания $\theta = -26^\circ$ [18].

Из табл. 4 видно, что учет примеси октета в $\Lambda(1520)$ существенно улучшает согласие полученных предсказаний с экспериментальными данными по $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$. Эти предсказания хорошо согласуются с экспериментом в обоих вариантах (I) и (II). Поэтому эксперимент по распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ не позволяет отдать предпочтение одному из этих вариантов.

Значения приведенных матричных элементов A , B и C , полученные на основе данных анализа [10], привели к наилучшему согласию между предсказаниями Меллоша и экспериментом по $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$. Эти значения A , B и C мы использовали для получения предсказаний, следующих из преобразования Меллоша для распадов всех нуклонных резонансов, входящих в мультиплет $[70, 1^-]$. Предсказания приведены в табл. 2. Для сравнения в этой таблице приведены также предсказания, полученные в релятивистской кварковой модели [19]. Из таблицы видно, что предсказания, соответствующие вариантам (I) и (II), близки, и эксперимент по радиационным распадам нуклонных резонансов не позволяет различить правила отбора этих вариантов. Видно также, что при имеющихся неопределенностях в определении амплитуд A проверка этих правил отбора затруднена.

Рассмотрим следствия, получаемые из применения преобразования Меллоша к распаду $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma \gamma$. В случае, когда $\Lambda(1520)$ является

Таблица 4

Предсказания для распадов $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$ и $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma$, полученные с использованием преобразования Меллоша по параметрам табл. 3

	Без учета примеси октета в $\Lambda(1520)$				С учетом примеси октета в $\Lambda(1520)$					
	$\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma), M_{\text{эв}}$		$\frac{M_2}{E_1}$ в $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$		$\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma), M_{\text{эв}}$		$\frac{M_2}{E_1}$ в $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma$		$\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma), M_{\text{эв}}$	
	(I)	(II)	(I)	(II)	(I)	(II)	(I)	(II)	(I)	(II)
<i>KMORR</i> [9]	0,049 $\pm 0,004$	0,038 $\pm 0,003$	-0,43 $\pm 0,11$	-0,44 $\pm 0,12$	0,073 $\pm 0,005$	0,067 $\pm 0,004$	-0,34 $\pm 0,08$	-0,31 $\pm 0,08$	0,061 $\pm 0,008$	0,043 $\pm 0,006$
<i>DLR</i> [10]	0,049 $\pm 0,007$	0,046 $\pm 0,005$	-0,37 $\pm 0,07$	-0,37 $\pm 0,07$	0,083 $\pm 0,010$	0,083 $\pm 0,010$	-0,28 $\pm 0,05$	-0,27 $\pm 0,05$	0,055 $\pm 0,010$	0,050 $\pm 0,007$
<i>C</i> [11]	0,044 $\pm 0,002$	0,035 $\pm 0,001$	-0,38 $\pm 0,02$	-0,38 $\pm 0,02$	0,070 $\pm 0,003$	0,062 $\pm 0,002$	-0,29 $\pm 0,02$	-0,28 $\pm 0,02$	0,052 $\pm 0,003$	0,038 $\pm 0,002$
Эксперимент [15, 16]	$0,12 \pm 0,03$		$-0,01 \pm 0,08$		$0,12 \pm 0,03$		$-0,01 \pm 0,08$			

ся чистым унитарным синглетом, для получения ширины этого распада может быть использована симметрия $SU(3)$, из которой следует, что $\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma) = 3 \Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma)$ без учета разности масс Σ и Λ . С учетом этой разности масс получаем $\Gamma(\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma) = (0,22 \pm 0,05) \text{ Мэв}$. Если учесть примесь октета в $\Lambda(1520)$, то $SU(3)$ -симметрия при имеющихся экспериментальных данных не дает предсказаний для $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma$. Предсказания для ширины этого распада, следующие из преобразования Меллоша, приведены в табл. 4, откуда видно сильное подавление распада $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma\gamma$. Экспериментальная проверка этого предсказания, а также предсказаний для амплитуд радиационных распадов нуклонных резонансов, входящих в мультиплет $[70, 1^-]$, важна для проверки применимости преобразования Меллоша для взаимодействующих кварков.

Авторы искренне признательны С. Г. Матиняну за полезные обсуждения.

Ереванский физический институт

Поступила 6.IX.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. J. Melosh. Phys. Rev., D9, 1095 (1974).
2. F. J. Gilman, M. Kugler, S. Meshkov. Phys. Lett., 45B, 481 (1973); Phys. Rev. D9, 715 (1974).
3. A. J. G. Hey, J. Rosner, J. Weyers. Nucl. Phys., B61, 205 (1973).
4. F. J. Gilman, I. Karliner. Phys. Rev., D10, 2194 (1974).
5. J. Babcock, J. L. Rosner. Preprint CALT-68-485 (1975).
6. A. J. G. Hey, J. Weyers. Phys. Lett., 48B, 69 (1974).
7. M. A. B. Beg, B. W. Lee, A. Pais. Phys. Rev. Lett., 13, 514 (1964).
8. G. Knies, R. G. Moorhouse, H. Oberlack. Phys. Rev., D9, 2680 (1974).
9. G. Knies et al. Proc. of the 17th International Conference on High Energy Physics, London, 1974.
10. R. C. E. Devenish, D. H. Lyth, W. Rankin. Phys. Lett., 52B, 227 (1974).
11. R. L. Crawford. Nucl. Phys., B97, 125 (1975).
12. I. H. Barbour, R. L. Crawford. Proc. of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford University, August, 1975.
13. W. J. Metcalf, R. L. Walker. Nucl. Phys., B76, 253 (1974).
14. P. Feller et al. Nucl. Phys., B104, 219 (1976).
15. T. S. Mast et al. Phys. Rev. Lett., 21, 1715 (1968).
16. Review of Particle Properties. Phys. Lett., 50B, 170 (1974).
17. R. L. Walker. Proc. of the 4th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool, September, 1969.
18. N. P. Santos, M. Goldberg, B. T. Meadows. BNL Report BNL-17851 (1973).
19. R. P. Feynman, M. Kislinger, F. Ravndal. Phys. Rev., D3, 2706 (1971).

ՄԵԼՈՇԻ ՁԵՎԱԲՈՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$
ՌԱԴԻԱՑԻՈՆ ՏՐՈՂՈՒՄՆԵՐԸ

Ի. Գ. ԱԶԵԱՆԻՐՅԱՆ, Ա. Ս. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ

Ցույց է արված, որ $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ տրոհումների առավել ճշգրիտ որոշված բնութագրերը, ինչպիսիք են $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$ տրոհման $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$, $A_{3/2}^n$ ամպլիտուդաները և $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ տրոհման ավալները լավ համապատասխանում են Մելոշի

ձևափոխություններից հետևող կանխագուշակումներին: Բերված են ութիշ անցումների ամպլիտուդաների կանխագուշակումները, որոնց փորձնական ստուգումը կարևոր է փոխազդող կվարկերի դեպքում Մելոշի ձևափոխության կիրառելիությունը ստուգելու համար:

THE MELOSH TRANSFORMATION AND $[70,1^-] \rightarrow [56,0^+] + \gamma$ RADIATIVE DECAYS

I. G. AZNAURYAN, A. S. BAGDASARYAN

It is shown, that the most reliably established characteristics of $[70,1^-] \rightarrow [56,0^+] + \gamma$ transitions, namely, the amplitudes $A_{1/2}^p$, $A_{3/2}^p$, $A_{3/2}^n$ of the $D_{13}(1510) \rightarrow P_{11}(940) + \gamma$ decay and the data on $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) \gamma$ decay are in a good agreement with the predictions following from the Melosh transformation. Predictions are presented for the amplitudes of other transitions, experimental confirmations of which are important for testing the applicability of the Melosh transformation to interacting quarks.

ПРАВЫЕ ТОКИ И СЛАБЫЕ ДВУХФОТОННЫЕ
РАСПАДЫ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

Ю. П. МАЛАКЯН

В модели слабых взаимодействий, содержащей правые токи, получен эффективный гамильтониан слабых двухфотонных распадов. Исследован, в частности, его вклад в распад $K_L \rightarrow 2\gamma$. Вычисления проводились с учетом эффектов сильных взаимодействий.

1. Известно, что модель Вайнберга-Салама [1] для слабых взаимодействий адронов, содержащая только левые токи четырех кварков (u, d, s, c), оказалась не в состоянии объяснить многие особенности нелептонных амплитуд. С целью разрешения этих трудностей недавно в литературе интенсивно обсуждались модели слабых взаимодействий с новыми правыми токами во взаимодействии тяжелого s -кварка с легкими кварками [2]. С другой стороны, обычная теория хорошо описывала наблюдаемые радиационные распады K -мезонов [3, 4]. Поэтому возник вопрос о величине вклада правых токов в эти распады. В настоящей работе исследован вклад правых токов в слабые двухфотонные распады странных частиц, в частности, в распад $K_L \rightarrow 2\gamma$. Случай слабых однофотонных распадов был рассмотрен в работе [5].

2. Мы рассмотрим модель со слабым током

$$J_\mu = -J_{\mu L} \sin \vartheta + J_{\mu R} \sin \varphi, \quad (1)$$

где

$$J_{\mu L} = \bar{c} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) n,$$

$J_{\mu R}$ — новый $V + A$ -ток:

$$J_{\mu R} = \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \lambda,$$

ϑ — угол Кабиббо, а $\sin \varphi$ — параметр, определяющий форму правых токов. В работе [6] из наблюдаемого значения $K_L - K_S$ -разности масс была найдена верхняя граница для этого параметра, которая зависит от масс легких кварков:

$$\sin \varphi \leq \frac{1}{3,5} \frac{m_\lambda + m_p}{m_K}. \quad (2)$$

Эффективный гамильтониан слабых двухфотонных процессов, соответствующий вкладу правых токов, имеет вид

$$H_{\text{эфф.}} = f^2 \epsilon_{1\mu} \epsilon_{2\nu} \int dxdydz T(J_{\mu L}^+(0) J_{\nu R}(x) j_\mu(y) j_\nu(z)) \times \\ \times e^{ik_1 y} e^{ik_2 z} D_W(x^2) + \text{с.с.}, \quad (3)$$

$$f^2/m_W = G_F/\sqrt{2},$$

где $D_W(x^2)$ — пропагатор W -бозона, j_μ — электромагнитный ток,

$$j_\mu = eQ(\bar{c}\gamma_\mu c), \quad Q = 2/3.$$

Выражение (3) возникает только за счет диаграммы рис. 1а (индексы R и L относятся соответственно к правому и левому токам). Имеются, конечно, и другие диаграммы, когда фотоны излучаются W -бозо-

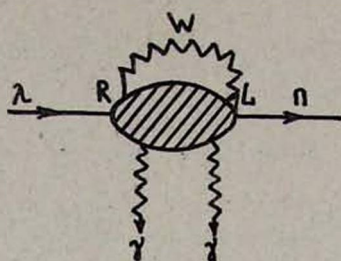


Рис. 1а.

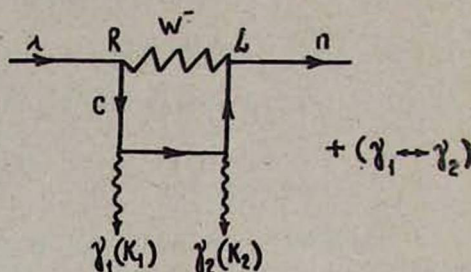


Рис. 1б.

ном. Однако в модели свободных кварков легко показать, что вклады всех этих диаграмм подавлены факторами $\frac{m_c^2}{m_W^2} \ln \frac{m_c}{m_W} \ll 1$ или $\frac{m_c^2}{m_W^2} \ll 1$, где m_c — масса c -кварка ($m_c \sim 2$ Гэв, а m_W — порядка $70 + 100$ Гэв). В этой модели диаграмма рис. 1а переходит в диаграмму рис. 1б, а $H_{\text{эфф.}}$ принимает вид

$$H_{\text{эфф.}}^{(0)} = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha Q^2}{4\pi m_c} \sin \theta \sin \varphi \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} (\bar{n} \gamma_5 \lambda + \bar{l} \gamma_5 n), \quad (4)$$

где $F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля.

Учтем теперь эффекты сильных взаимодействий (СВ) в предположении, что они осуществляются посредством обмена октетом безмассовых глюонов, реализующих цветовую симметрию СВ. При этом каждый кварк выступает как триплет в цветовой $SU(3)$ -группе. В такой асимптотически-свободной градиентной теории начиная с некоторого значения виртуальных импульсов кварков для СВ имеет место теория возмущений. Обычно предполагается, что эта область начинается с $\mu \approx 1$ Гэв. Легко показать, что в интеграл по петле в диаграмме рис. 1б основной вклад вносит область виртуальных импульсов $p^2 \sim m_c^2$, т. е. в (3) $|y, z| \sim m_c^{-1} \gg |x|$, где x всегда порядка m_W^{-1} из-за $D_W(x^2)$. Поэтому эффекты виртуальных глюонов можно последовательно учесть для разных областей импульсов: $p^2 \sim m_W^2$ и $p^2 \sim m_c^2$. Поскольку виртуальные импульсы большие, то в обеих областях можно использовать разложение Вильсона для операторного произведения. Сначала разложим по Вильсону произведение $J_{LR}^+(0) J_{LR}(x)$:

$$J_{LR}^+(0) J_{LR}(x) = G_1(x^2, g, \mu) O_{LR}^{(1)}(0) + G_2(x^2, g, \mu) O_{LR}^{(2)}(0) + \dots, \quad (5)$$

где g — константа связи СВ, а операторы $O_{LR}^{(i)}$ имеют вид

$$O_{LR}^{(1)} = -3[\bar{n} \gamma_\rho (1 - \gamma_5) c][\bar{c} \gamma_\rho (1 + \gamma_5) \lambda] - 2[\bar{n} (1 + \gamma_5) \lambda][\bar{c} (1 - \gamma_5) c],$$

$$O_{LR}^{(2)} = -2[\bar{n} (1 + \gamma_5) \lambda][\bar{c} (1 - \gamma_5) c],$$

причем в правой части (5) мы сразу выписываем операторы $O_{LR}^{(i)}$ с определенными аномальными размерностями $\gamma_i = \frac{g^2}{8\pi^2} d_i$, где числа d_i были вычислены в работе [7]: $d_1 = -1$, $d_2 = 8$.

Операторы $O_{LR}^{(i)}$ являются линейными комбинациями операторов

$$[\bar{n} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) c] [\bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \lambda]$$

и

$$[\bar{n} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \tau^a c] [\bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \tau^a \lambda],$$

где τ^a — генераторы цветовой $SU(3)$ -группы ($\text{Sp } \tau^a \tau^b = 2\delta^{ab}$) и получаются диагонализацией матрицы констант перенормировки. Последние вычисляются стандартным образом с помощью однопетлевых диаграмм рис. 2. Функции $G_i(x^2, g, \mu)$ легко находятся методом ренормгруппового анализа [8] и при $|x^2| \sim m_W^{-2}$ имеют вид

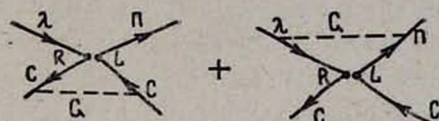


Рис. 2.

$$G_i(x^2, g, \mu)_{x^2 \sim m_W^{-2}} = \left[\chi \left(\frac{\mu}{m_c} \right) \right]^{d_i/b} \left[\chi_c \left(\frac{m_c}{m_W} \right) \right]^{d_i/b_c},$$

$$\chi = \chi \left(\frac{\mu}{m_c} \right) = 1 + \frac{g^2(\mu^2)}{8\pi^2} b \ln \frac{m_c}{\mu}, \quad b = 9, \quad (6)$$

$$\chi_c = \chi_c \left(\frac{m_c}{m_W} \right) = 1 + \frac{g^2(m_c^2)}{8\pi^2} b_c \ln \frac{m_W}{m_c}, \quad b_c = \frac{25}{3}, \quad \frac{g^2(\mu^2)}{g^2(m_c^2)} = \chi.$$

Если принять

$$\mu \simeq 1 \text{ ГэВ}, \quad m_W \simeq 100 \text{ ГэВ}, \quad m_c \simeq 2 \text{ ГэВ}, \quad \frac{g^2(\mu^2)}{4\pi} \sim 1, \quad (7)$$

то $G_1 \sim \frac{1}{8} G_2$, и поэтому вклад оператора $O_{LR}^{(1)}$ в дальнейшем можно не учитывать.

Подставим (5) в (3) и воспользуемся разложением Вильсона уже для произведения $O_{LR}^{(2)}(0) j_\mu(y) j_\nu(z)$, где $(y, z) \sim m_c^{-1}$:

$$T(O_{LR}^{(2)}(0) j_\mu(y) j_\nu(z)) = m_c \varepsilon_{\mu\nu\sigma\tau} y_\sigma z_\tau G(y^2, z^2, g, \mu) (\bar{n} \gamma_5 \lambda) + \dots \quad (8)$$

Отметим, что в правых частях формул (5) и (8) выписаны только наиболее сингулярные члены. Остальные члены имеют более высокую размерность и подавлены соответственно факторами μ^2/m_W^2 и μ^2/m_c^2 .

Функция $G(y^2, z^2, g, \mu)$ в формуле (8) находится решением уравнения ренормгруппы с аномальной размерностью $\gamma_G = \frac{g^2}{8\pi^2} (-d_2 + d)$,

где число d связано с аномальной размерностью оператора $(\bar{n}\gamma_5\lambda)$ и равно $d=4$. Это решение имеет вид

$$G(y^2, z^2, g, \mu) = G^{(0)}(y^2, z^2) \chi^{\frac{-d_g+d}{b}}, \quad (9)$$

где $G^{(0)}(y^2, z^2)$ вычисляется в модели свободных кварков. Подчеркнем, что логарифмические поправки к массе m_c при $p^2 \sim m_c^2$ отсутствуют.

В результате после подстановки (5)–(9) в (3) получаем окончательное выражение для эффективного гамильтониана слабых двухфотонных процессов в модели с правыми токами:

$$H_{\text{эфф.}} = \eta H_{\text{эфф.}}^{(0)}, \quad (10)$$

где

$$\eta = \chi^{d/b} \chi_c^{d_2/b_c}.$$

При принятых значениях параметров (7) $\eta = 4,6$, т. е. в этом случае эффекты СВ существенны.

3. В работе [4] было получено соотношение, связывающее амплитуды распадов $K_L \rightarrow 2\gamma$ и $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Оно в настоящее время хорошо выполняется экспериментально. Однако при выводе этого соотношения предполагалось, что вкладами правых токов в $K_L \rightarrow 2\gamma$ можно пренебречь. Покажем, что это действительно так.

Амплитуду $K_L \rightarrow 2\gamma$ представим в виде

$$M(K_L \rightarrow 2\gamma) = g_L \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_{1\mu} \epsilon_{2\nu} k_{1\rho} k_{2\sigma}.$$

Экспериментальное значение g_L есть [9]

$$|g_L| \sim (1,6 \pm 0,07) \cdot 10^{-9} m_K^{-1}. \quad (11)$$

Воспользовавшись соотношением, которое справедливо и для взаимодействующих кварков,

$$\langle 0 | \bar{n}\gamma_5\lambda + \bar{\lambda}\gamma_5 n | K_L \rangle = -f_K \frac{\sqrt{2} m_K^2}{m_\lambda + m_p},$$

где f_K — константа распада K^+ -мезона, и учитывая (2), легко находим верхнюю границу вклада $H_{\text{эфф.}}$ в g_L :

$$|g_L^R| \leq \frac{2 G_F}{m_c} \frac{\alpha Q^2}{3,5 \pi} \sin \theta f_K m_K \eta \approx 0,1 \cdot 10^{-9} m_K^{-1},$$

что составляет всего несколько процентов от экспериментального значения (11).

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 27.X.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967); 27, 1688 (1971).
A. Salam. Proc. of the 8th Nobel Symposium, Stockholm, 1968, p. 367.

2. A. De Rújula, H. Georgi, S. L. Glashow. Phys. Rev. Lett., 35, 69 (1975).
F. Wilczek et al. Phys. Lett., 61B, 259 (1976); Phys. Rev., D12, 2768 (1975).
M. Gell-Mann, H. Fritzsch, P. Minkowsky. Phys. Lett., 59B, 255 (1975).
3. L. B. Okun et al. Preprint ITEP-98, 1975.
4. Yu. P. Malakian. Preprint IPR-42, 1976.
5. M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov. Preprint ITEP-113, 1976.
6. M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov. Preprint ITEP-63, 1976.
7. G. Altarelli, L. Maiani. Phys. Lett., 52B, 351 (1974).
8. S. Weinberg. Phys. Rev., D8, 3497 (1973).
9. Review of Particle Properties. Rev. Mod. Phys., 48, № 2, part II (1976).

ԱՋ ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԸ ԵՎ ԹՈՒՅԼ ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՏՐՈՂՈՒՄՆԵՐԸ

Յու. Պ. ՄԱԼԱԿՅԱՆ

Թույլ փոխազդեցությունների մոդելում, որը պարունակում է աջ հոսանքներ, ստացված է թույլ երկֆոտոնային տրոհումների էֆեկտիվ համիլտոնիանը: Հետազոտված է մասնավորապես նրա ներդրումը $K_L \rightarrow 2\gamma$ տրոհման մեջ: Հաշվումները կատարված են ուժեղ փոխազդեցությունների էֆեկտների հաշվառմամբ:

RIGHT-HANDED CURRENTS AND WEAK TWO-PHOTONIC DECAYS

Yu. P. MALAKYAN

The effective Hamiltonian of weak two-photon decays is derived in a model with right-handed currents taking into account strong interaction effects. The contribution of this Hamiltonian to the decay $K_L \rightarrow 2\gamma$ is considered in detail.

КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Л. Н. КОВАЛЬ

Отправляясь от аналогии с механикой классической релятивистской частицы и теорией релятивистских струн, выведены уравнения релятивистской поверхности. Показано, что релятивистские поверхности представляют собой среду, обладающую упругими свойствами и массой покоя. Изложенная теория иллюстрируется на примерах сферической и эллипсоидальной мембран.

1. Уравнение движения релятивистской поверхности

В последнее время в связи с развитием дуально-резонансной модели [1] была предложена и исследована теория релятивистских струн. Настоящая работа посвящена изучению релятивистских поверхностей. Последние представляют интерес, так как в литературе широко обсуждаются свойства классических решений нелинейных уравнений поля в виде стенок, пузырей и т. п. в качестве прообраза элементарной частицы [2, 3].

Перейдем к выводу уравнения движения релятивистской поверхности. При движении двумерной поверхности в четырехмерном пространстве она закрывает некоторый объем. Будем исходить из принципа наименьшего действия

$$S = -v \int dV.$$

Для задания точек объема введем локальные координаты

$$\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3), \quad \alpha_i^0 \leq \alpha_i \leq \alpha_i', \quad x_\mu = x_\mu(\alpha)$$

и заметим, что для построения инвариантного объема у нас в распоряжении имеется 4-вектор гиперповерхности $d\sigma_\mu$. Определим dV как*

$$dV = \sqrt{-d\sigma^\mu d\sigma_\mu}. \quad (1)$$

Для расчета инвариантного объема в локальных координатах α определим ориентированный вектор гиперповерхности $d\sigma_\mu$. Введем контравариантный тензор 3-го ранга в виде внешнего произведения одномерных форм:

$$dV^{\rho\nu\sigma} = dx^\rho \wedge dx^\nu \wedge dx^\sigma.$$

Тогда

$$d\sigma_\mu = \frac{1}{6} \varepsilon_{\mu\rho\nu\sigma} dV^{\rho\nu\sigma}$$

* Знак минус в (1) выбран в силу псевдоевклидовости метрики.

и соответственно

$$d\sigma^2 = d\sigma_{\mu\nu} d\sigma_{\mu\nu} = -\frac{1}{6} dV_{\rho\nu\sigma} dV^{\rho\nu\sigma}. \quad (2)$$

Учитывая, что

$$dx_{\mu} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial x_{\mu}}{\partial a_i} da_i,$$

для $dV^{\rho\nu\sigma}$ получим

$$dV^{\rho\nu\sigma} = D^{\rho\nu\sigma} da_1 \wedge da_2 \wedge da_3 = D^{\rho\nu\sigma} d\alpha, \quad (3)$$

где

$$D^{\rho\nu\sigma} = \det \begin{vmatrix} x^{\rho a_1} & x^{\nu a_1} & x^{\sigma a_1} \\ x^{\rho a_2} & x^{\nu a_2} & x^{\sigma a_2} \\ x^{\rho a_3} & x^{\nu a_3} & x^{\sigma a_3} \end{vmatrix},$$

$$\text{а } x^{\lambda a_i} = \frac{\partial x^{\lambda}}{\partial a_i}.$$

Подставляя (3) в (2), для инвариантного объема окончательно получим

$$dV = \sqrt{\frac{1}{6} dV_{\rho\nu\sigma} dV^{\rho\nu\sigma}} = \sqrt{\Delta} d\alpha, \quad (4)$$

где

$$\Delta = \det \begin{vmatrix} \langle x^{a_1}, x^{a_1} \rangle & \langle x^{a_1}, x^{a_2} \rangle & \langle x^{a_1}, x^{a_3} \rangle \\ \langle x^{a_2}, x^{a_1} \rangle & \langle x^{a_2}, x^{a_2} \rangle & \langle x^{a_2}, x^{a_3} \rangle \\ \langle x^{a_3}, x^{a_1} \rangle & \langle x^{a_3}, x^{a_2} \rangle & \langle x^{a_3}, x^{a_3} \rangle \end{vmatrix},$$

$$\langle x^{a_i}, x^{a_j} \rangle = \frac{\partial x_{\mu}}{\partial a_i} \frac{\partial x_{\nu}}{\partial a_j} g^{\mu\nu}.$$

С учетом (4) действие S примет вид

$$S = \int_{\alpha_0}^{\alpha'} L d\alpha, \quad L = -\sqrt{\Delta}.$$

Варируя действие, $x_{\mu} \rightarrow x_{\mu} + \delta x_{\mu}$, получим

$$\delta S = \sum_{i=1}^3 \int \frac{d\alpha}{da_i} \frac{\partial L}{\partial x_{\mu}^{a_i}} \delta x_{\mu} \Big|_{\alpha_i = \alpha_i^0}^{\alpha_i = \alpha_i'} - \sum_{i=1}^3 \int d\alpha \left[\frac{\partial}{\partial a_i} \frac{\partial L}{\partial x_{\mu}^{a_i}} \right] \delta x_{\mu}. \quad (5)$$

Выбирая α_1 в качестве параметра эволюции,

$$\delta x_{\mu}(\alpha_1 = \alpha_1^0) = \delta x_{\mu}(\alpha_1 = \alpha_1') = 0,$$

получим уравнение движения поверхности

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial a_i} \frac{\partial L}{\partial x_{\mu}^{a_i}} = 0$$

и ее границы

$$\frac{\partial L}{\partial x_{\mu}^{\alpha_i}} \Big|_{\alpha_i = \alpha_i'} = 0.$$

Рассмотрим действие с незакрепленным верхним пределом интегрирования. Взяв вариационную производную по x_{μ} с помощью (5), для локального 4-импульса получим выражение

$$Q_{\mu}(\alpha) = \frac{\partial S}{\partial x_{\mu}} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial L}{\partial x_{\mu}^{\alpha_i}} \delta(\alpha_i - \alpha_i');$$

α_i' — значение параметра α_i в заданной точке поверхности, δ -образный характер $Q_{\mu}(\alpha)$ соответствует локализации импульса на данной поверхности. Для полного импульса поверхности получим выражение

$$P_{\mu} = \int_{\alpha_0}^{\alpha_1} Q_{\mu}(\alpha) d\alpha = \sum_{i=1}^3 \int \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} \frac{\partial L}{\partial x_{\mu}^{\alpha_i}}.$$

Введем 4-вектор потока импульса через поверхности $\alpha_1 = \text{const}$, $\alpha_2 = \text{const}$ и $\alpha_3 = \text{const}$:

$$T_{\mu i} = \frac{\partial L}{\partial x_{\mu}^{\alpha_i}}.$$

Тогда

$$P_{\mu} = \sum_{i=1}^3 \int T_{\mu i} dS_i,$$

а уравнения движения запишем в дивергентной форме

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial T_{\mu i}}{\partial \alpha_i} = 0. \quad (6)$$

В дальнейшем мы будем интересоваться движением двумерной поверхности в трехмерном пространстве. В качестве параметра эволюции мы выберем время в лабораторной системе ($\alpha_1 = t$). Для выяснения физического содержания излагаемой теории рассмотрим упрощенный вариант, когда на поверхности задана ортогональная система координат:

$$\langle x^{\alpha_i}, x^{\alpha_j} \rangle = 0, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad i \neq j.$$

Тогда

$$L = -v \sqrt{(1-v^2) x_{\alpha_2}^2 x_{\alpha_3}^2},$$

где $v = \dot{r}(t)$, а уравнения движения примут вид

$$\sum_{i=1}^3 \frac{x_{\mu}^{\alpha_i}}{x_{\alpha_i}^2} + \sum_{i=1}^3 \frac{x_{\mu}^{\alpha_i}}{L} \frac{\partial}{\partial \alpha_i} \frac{L}{x_{\alpha_i}^2} = 0. \quad (7)$$

Взяв в (7) временную компоненту, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{L}{1-v^2} = 0$$

или

$$v \sqrt{\frac{x_{a_2}^2 x_{a_3}^2}{1-v^2}} = f(a_2, a_3), \quad v = \text{const}, \quad [v] = ml^{-2}; \quad (8)$$

(8) соответствует закону сохранения энергии. Действительно, в ортогональной системе координат имеем

$$dS(a_2, a_3) = \sqrt{x_{a_2}^2 x_{a_3}^2} da_2 da_3,$$

Тогда $v dS/da_2 da_3$ есть масса поверхности в окрестности точки (a_2, a_3) , а все выражение, поделенное на $\sqrt{1-v^2}$, дает локальный закон сохранения энергии.

Полная энергия системы есть

$$E = \int_s \frac{v dS}{\sqrt{1-v^2}}.$$

Введя дифференциал массы

$$dm = v dS,$$

для действия получим

$$S = - \int_{t_0}^{t_1} dt \int_s \sqrt{1-v^2} dm. \quad (9)$$

Выражение (9) следует сравнить с действием классической частицы]

$$S = - m \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{1-v^2} dt.$$

Видно, что релятивистские поверхности соответствуют некоторому непрерывному распределению масс. Действие релятивистской поверхности получается из действия классической частицы с массой dm , проинтегрированного по всей поверхности. Последнее следует положить в основу физического определения релятивистских поверхностей.

Здесь напрашивается аналогия с теорией гравитации. Если в общей теории относительности каждая точка пространства обладает структурой (определяемой метрическим тензором), то в теории релятивистских поверхностей каждая точка поверхности также обладает структурой, задаваемой локальной геометрией поверхности. Наиболее четко эта аналогия прослеживается при изучении движения частицы в гравитационном поле. Действие имеет вид

$$S = - m \int \sqrt{dx_\mu dx_\nu g^{\mu\nu}}, \quad g^{\mu\nu} = g^{\mu\nu}(x).$$

Если при выводе уравнения движения частицы мы берем вариацию метрического тензора $\delta g^{\mu\nu}(x)$, то в теории релятивистских поверхностей аналогом является взятие вариации элемента поверхности δdS . В результате мы имеем некоторую полевую теорию с самодействием.

Дадим гамильтонову формулировку задачи. Релятивистские поверхности имеют вырожденный гамильтониан. Для построения гамильтонова формализма используем локально аналогию с механикой точечной релятивистской частицы (см. выше). Определим локальный 3-импульс поверхности

$$p(\alpha) = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^i} = v \sqrt{\frac{\dot{x}_2^2 \dot{x}_3^2}{1-v^2}} v, \quad p_i(\alpha) = T_{i1}$$

и локальный гамильтониан

$$H(\alpha) = p \dot{x} - L = v \sqrt{\frac{\dot{x}_2^2 \dot{x}_3^2}{1-v^2}}$$

Видно, что гамильтониан определен верно, так как совпадает с энергией поверхности на единицу площади (α_2, α_3) (см. (8)).

Выразим гамильтониан через локальные импульсы:

$$H(\alpha) = \sqrt{p^2 + v^2 \dot{x}_2^2 \dot{x}_3^2}.$$

$H(\alpha)$ по форме совпадает с гамильтонианом релятивистской частицы, масса которой зависит от точки поверхности. Если для точечной частицы масса определяет некоторый запас постоянной потенциальной энергии, то в случае релятивистских поверхностей она эквивалентна некоторому потенциалу самодействия $\sim x^4$.

Полный гамильтониан системы есть

$$H = \iint_s H(\alpha) d\alpha_2 d\alpha_3 = \iint_s \sqrt{p^2 + v^2 \dot{x}_2^2 \dot{x}_3^2} d\alpha_2 d\alpha_3.$$

Найдем гамильтоновы уравнения движения. Вычислим вариацию H

$$\begin{aligned} \delta H &= \iint \left(\frac{\partial H}{\partial p} \delta p + \sum_{i=2}^3 \frac{\partial H}{\partial \dot{x}_{\alpha_i}} \delta x_{\alpha_i} \right) d\alpha_2 d\alpha_3 = \\ &= \iint \left(\frac{\partial H}{\partial p} \delta p - \sum_{i=2}^3 \frac{\partial}{\partial \alpha_i} \frac{\partial H}{\partial \dot{x}_{\alpha_i}} \delta x \right) d\alpha_2 d\alpha_3 + \\ &+ \int d\alpha_2 \frac{\partial H}{\partial \dot{x}_{\alpha_2}} \delta x \Big|_{\alpha_2=\alpha_2^0}^{\alpha_2=\alpha_2'} + \int d\alpha_3 \frac{\partial H}{\partial \dot{x}_{\alpha_3}} \delta x \Big|_{\alpha_3=\alpha_3^0}^{\alpha_3=\alpha_3'}. \end{aligned} \quad (10)$$

Легко показать, что

$$\frac{\partial H}{\partial p} = \frac{p}{H} = \dot{x}, \quad \frac{\partial H}{\partial \dot{x}_{\alpha_i}} = - \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_{\alpha_i}}.$$

Используя уравнения движения (6), находим

$$\dot{\mathbf{p}} = - \sum_{i=2}^3 \frac{\partial}{\partial \alpha_i} \frac{\partial L}{\partial \mathbf{x}_{\alpha_i}} = \sum_{i=2}^3 \frac{\partial}{\partial \alpha_i} \frac{\partial H}{\partial \mathbf{x}_{\alpha_i}}.$$

В силу уравнений движения для концов поверхности последние два члена в (10) обращаются в нуль и окончательно получаем

$$\delta H = \iint (\dot{\mathbf{x}} \delta \mathbf{p} - \dot{\mathbf{p}} \delta \mathbf{x}) d\alpha_2 d\alpha_3,$$

откуда

$$\dot{\mathbf{x}} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}}, \quad \dot{\mathbf{p}} = - \frac{\partial H}{\partial \mathbf{x}}.$$

Определим силы натяжения, которые существуют в поверхности. Используя аналогию с механикой точечной частицы, вычислим силу, действующую на элемент поверхности с массой dm . Дифференциал силы Минковского есть

$$dK_\mu = \frac{d}{d\tau} \left\{ dm \frac{dx_\mu}{d\tau} \right\}, \quad d\tau = \sqrt{1-v^2} dt.$$

С учетом (8) получаем

$$dK_\mu = \frac{\nu dS}{1-v^2} \frac{d^2 x_\mu}{dt^2}.$$

Для обычной силы имеем

$$dF_\mu = \sqrt{1-v^2} dK_\mu = \frac{\nu dS}{\sqrt{1-v^2}} \frac{d^2 x_\mu}{dt^2},$$

$$\frac{dF_\mu}{dS} = \frac{\nu}{\sqrt{1-v^2}} \frac{d^2 x_\mu}{dt^2}.$$

Поверхность будет оказывать на некоторое упругое тело давление

$$P = \frac{dF}{dS} \Big|_n = \frac{\nu}{\sqrt{1-v^2}} \ddot{\mathbf{x}} \Big|_n.$$

2. Некоторые примеры

Исследуем движение замкнутой сферически-симметричной мембраны. Можно было бы исходить из уравнения (7), записанного в сферических координатах. С самого начала проще записать действие в сферических координатах. Легко показать, что

$$S = \int_{t_0}^{t_1} L dt, \quad L = - \nu R^2 \sqrt{1-\dot{R}^2}, \quad (11)$$

где $R = R(t)$ — радиус мембраны.

Используя уравнение Эйлера—Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{R}} = \frac{\partial L}{\partial R},$$

получим уравнение движения

$$\ddot{R} \cdot R = -2(1 - \dot{R}^2). \quad (12)$$

Функция Гамильтона имеет вид

$$H = \dot{R} \frac{\partial L}{\partial \dot{R}} - L = \frac{\nu R^2}{\sqrt{1 - \dot{R}^2}} = E = \text{const} \quad (13)$$

или

$$\frac{R^2}{\sqrt{1 - \dot{R}^2}} = R_0^2, \quad R_0 = R|_{t=0}, \quad \dot{R}|_{t=0} = 0. \quad (14)$$

В частности, уравнение движения следует из (13) дифференцированием по t . С помощью (14) запишем (12) в виде

$$\ddot{R} = -\frac{2}{R_0^4} R^3. \quad (15)$$

Уравнение (14) совпадает с уравнением движения сильно-нелинейного осциллятора. Выражение для импульса есть

$$p = \frac{\partial L}{\partial \dot{R}} = \frac{\nu R^2}{\sqrt{1 - \dot{R}^2}} \dot{R} = E \dot{R}. \quad (16)$$

Функция Гамильтона в переменных R, p имеет вид

$$H = \sqrt{p^2 + \nu^2 R^4}, \quad (17)$$

откуда следует, что движение сферической мембраны эквивалентно одномерному движению с релятивистской зависимостью между энергией и импульсом в поле потенциала $\sim R^4$. Легко проинтегрировать уравнение движения (14):

$$R = R_0 \text{Cn} \left[\sqrt{2} \frac{t}{R_0}, \frac{1}{\sqrt{2}} \right],$$

где $\text{Cn}(x, k)$ — эллиптический косинус модуля k . Движение мембраны представляет собой процесс схлопывания с временем схлопывания $T = R_0 / \sqrt{2} \arccos 0 \cong R_0, 3^*$.

Для давления получаем выражение

$$P = \frac{\nu}{\sqrt{1 - \dot{R}^2}} \dot{R}. \quad (18)$$

С учетом (15) последнее примет вид

$$P = -\frac{2\nu}{R_0^3} R.$$

Следует обратить внимание на замечательную аналогию между (11), (13), (16), (17) и соответствующими уравнениями классической реля-

* С несколько иных позиций движение сферической мембраны обсуждалось в [3].

тивистской частицы. Если ввести массу, зависящую от радиуса мембраны,

$$m(R) = \nu R^2,$$

то (11), (13), (16) и (17) перейдут а соответствующие уравнения для релятивистской частицы:

$$L = -m(R)\sqrt{1-\dot{R}^2}, E = \frac{m(R)}{\sqrt{1-\dot{R}^2}}, H = \sqrt{p^2 + m^2(R)}, p = \frac{m(R)}{\sqrt{1-\dot{R}^2}} \dot{R} = E\dot{R}.$$

С другой стороны, мембрана есть некоторая полевая система. Все сказанное указывает на существование корпускулярно-волнового дуализма, проявляющегося в полевых свойствах мембраны (локально) и в корпускулярных свойствах, связанных с движением мембраны как целого.

Релятивистские поверхности описывают движение некоторого векторного поля $x_\mu(z)$. В случае сферической мембраны векторное поле $x_\mu(z)$ описывается одной скалярной функцией $R(t)$, т. е. описывает поле со спином 0. Для сферической мембраны опишем возникающую физическую картину. Поле сосредоточено в шаре радиуса R_0 . В положении покоя ($\dot{R} = 0$, $R = R_0$) поле обладает массой покоя $E = \nu R_0^2$, однако оно не свободно; в положении покоя давление максимально ($p = -2\nu/R_0$). В момент схлопывания движение свободно ($p = -2\nu R/R_0^2 \rightarrow 0$), происходит со световой скоростью ($\dot{R} \rightarrow 1$) и нулевой массой ($m(R) = \nu R^2 \rightarrow 0$).

Представляет интерес проквантовать движение сферической мембраны. В этом случае вместо непрерывного спектра масс мы получим квантованные значения. Легко найти порядок кванта энергии поля. Из размерных параметров $\hbar$, ν , c , имеющихся в нашем распоряжении, можно сконструировать параметр размера длины $(\hbar/\nu c)^{1/2}$. Координата, энергия и импульс будут измеряться соответственно в единицах $r_0 = (\hbar/\nu c)^{1/2}$, $E = c^2 \nu r_0^2$ и $p = c \nu r_0^2$.

Наконец, можно произвести квазиклассическое квантование энергии, используя условие Бора—Зоммерфельда

$$\int_0^T p dR = (n + 1/2) \hbar,$$

что дает

$$E_n = n^{2/3} E_0.$$

Рассмотрим другой пример: движение мембраны около отрезка конечной длины 2ε (сферически-симметричный случай можно рассматривать как предел деформации отрезка в точку). Из соображений симметрии ясно, что формой мембраны будет эллипсоид вращения. Будем считать, что фокусы эллипса расположены на концах отрезка. Рассмотрим общий случай, когда длина малой оси эллипса в положении покоя много больше расстояния между фокусами. Тогда движение мембраны качественно будет процессом схлопывания около отрезка

длиной 2ε , последовательно проходящим через стадии сферической и цилиндрической симметрии.

Разделение переменных естественно искать в эллиптических координатах:

$$x = \varepsilon \operatorname{sh} \alpha \sin \varphi \cos \vartheta,$$

$$y = \varepsilon \operatorname{sh} \alpha \sin \varphi \sin \vartheta,$$

$$z = \varepsilon \operatorname{ch} \alpha \cos \varphi,$$

$$0 \leq \alpha \leq \infty, \quad 0 \leq \varphi \leq \pi, \quad 0 \leq \vartheta \leq 2\pi;$$

при этом

$$\frac{x^2 + y^2}{\varepsilon^2 \operatorname{sh}^2 \alpha} + \frac{z^2}{\varepsilon^2 \operatorname{ch}^2 \alpha} = 1,$$

так что величины $R = \varepsilon \operatorname{sh} \alpha$ и $R_1 = \varepsilon \operatorname{ch} \alpha$ являются малой и большой полуосями эллипса. Для изучения движения эллиптической мембраны достаточно найти, как меняется со временем, скажем, малая полуось $R(t) = \varepsilon \operatorname{sh} \alpha(t)$.

Для действия получаем

$$S = -4\pi v \varepsilon^2 \int_{t_0}^{t_1} dt \int_0^{\pi/2} V \sqrt{1 - \varepsilon^2 [\operatorname{sh}^2 \alpha + \sin^2 \varphi]} \alpha^2 \operatorname{sh} \alpha \sin \varphi \sqrt{\operatorname{sh}^2 \alpha + \sin^2 \varphi} d\varphi.$$

Закон сохранения энергии принимает вид

$$I = \int_0^{\pi/2} \frac{\varepsilon^2 \operatorname{sh} \alpha \sin \varphi \sqrt{\operatorname{sh}^2 \alpha + \sin^2 \varphi}}{V \sqrt{1 - \varepsilon^2 [\operatorname{sh}^2 \alpha + \sin^2 \varphi]} \alpha^2} d\varphi = \text{const.} \quad (19)$$

Интеграл (19) представляет в неявной форме некоторое нелинейное уравнение первого порядка для $R(t)$. В силу его сложности ниже мы проведем качественное исследование.

Пусть в положении покоя $R_0 = \varepsilon \operatorname{sh} \alpha_0 \gg \varepsilon$. Тогда $\alpha_0 \gg 1$, $R_0 \cong R_{10}$. В начальный момент движения ($R \gg \varepsilon$) уравнение (19) переходит в следующее:

$$\frac{R^2}{V 1 - R^2} = R_0^2,$$

т. е. движение мембраны является сферически-симметричным.

Движение поддается изучению также в релятивистской области ($\dot{R} \sim 1$), когда $R \lesssim \varepsilon$. Для этого запишем I в виде

$$I = R\varepsilon \left[1 + \left(\frac{R}{\varepsilon} \right)^2 \right] \int_{\operatorname{arccn} 1/\operatorname{ch} \alpha}^{\operatorname{arccn} 0} \operatorname{Sn}^2(u, \dot{R}) du;$$

последнее возможно потому, что в области, где $k = \dot{R} \sim 1$, имеет место вырождение эллиптических функций и I вычисляется элементарно. Интегрируя дважды по частям, для I получаем выражение

$$I = R\varepsilon \left[1 + \left(\frac{R}{\varepsilon} \right)^2 \right] \left[- \frac{\operatorname{Sn} u \operatorname{Cn} u}{dn u} \Big|_{u_0}^{u_1} + u \Big|_{u_0}^{u_1} + (\dot{R}^2 - 1) \int_{u_0}^{u_1} \operatorname{Sn}^4 u du \right].$$

Вклад в интеграл возникает от верхнего расходящегося предела

$$\lim_{k \rightarrow 1} \operatorname{arc} \operatorname{Cn} 0 \sim \frac{\pi}{2\sqrt{1-\dot{R}^2}} \rightarrow \infty.$$

Пользуясь вырождением эллиптических функций при $k \rightarrow 1$, закон сохранения энергии в области $\dot{R} \sim 1$ запишем в виде

$$R\varepsilon \left[1 + \left(\frac{R}{\varepsilon} \right)^2 \right] \left\{ \frac{\pi}{2\sqrt{1-\dot{R}^2}} + \frac{R/\varepsilon}{\sqrt{1+(R/\varepsilon)^2}} - \operatorname{arc} \operatorname{sh} R/\varepsilon + \right. \\ \left. + \frac{\pi}{2} \sqrt{1-\dot{R}^2} \right\} = R_0^2,$$

откуда видим, что при $\dot{R} \rightarrow 1$, $R \rightarrow 0$ имеет место

$$\frac{\pi}{2} \frac{R\varepsilon}{\sqrt{1-\dot{R}^2}} \left[1 + \left(\frac{R}{\varepsilon} \right)^2 \right] = R_0^2.$$

И наконец, в области $R/\varepsilon \ll 1$ (вблизи отрезка и вдали от его краев) движение будет обладать цилиндрической симметрией:

$$\frac{\pi}{2} \frac{R\varepsilon}{\sqrt{1-\dot{R}^2}} = R_0^2.$$

При этом легко показать, что если в начальный момент (центрально-симметричный случай) поверхностная плотность энергии была ρ , то в момент схлопывания (случай цилиндрической симметрии) она увеличивается и становится равной $\pi\rho/2$.

В заключение выражаю глубокую благодарность С. Г. Матиняну за обсуждение работы*.

Ереванский физический институт

Поступила 9.VII.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Scherk. Rev. Mod. Phys., 47, 163 (1975).
2. И. Ю. Кобзарев. Третья школа физики ИТЭФ, 1975, вып. I.
3. М. С. Маринов. Третья школа физики ИТЭФ, 1975, вып. I.
4. Я. Б. Зельдович, И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь. ЖЭТФ, 67, 3 (1974).

* Когда настоящая работа была завершена, нами был получен препринт (Р. А. Collins, R. W. Tucker. DL/P 258, 1976) на аналогичную тему. Основные различия с проделанной нами работой заключаются в следующем:

- 1) использован другой способ вывода функции Лагранжа;
- 2) в связи с вырожденностью системы основное внимание в указанной работе уделено построению гамильтонова формализма с помощью теории связей Дирака; исходя из аналогии с механикой релятивистской частицы, эта задача нами решена иным путем.

ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ԿԼԱՍԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Լ. Ն. ԿՈՎԱԼ

Նշենքով ռելյատիվիստիկ մասնիկների կլասիկ մեխանիկայի և ռելյատիվիստիկ լարի տեսության անալոգիայից դուրս են բերված հավասարումներ. ռելյատիվիստիկ մակերևույթների համար: Ցույց է տրված, որ ռելյատիվիստիկ մակերևույթները օժտված են հանգստի զանգվածով և առաձգական հատկություններով: Տեսությունը մեկնաբանվում է սֆերիկ և էլիպսոիդալ մեմբրանների օրինակներով:

CLASSICAL THEORY OF RELATIVISTIC SURFACES

L. N. KOVAL

The equations of relativistic surface motion are derived by analogy with the classical mechanics of relativistic particle and the theory of relativistic strings. It is shown that relativistic surfaces represent a medium having elastic² properties and rest mass. The theory is illustrated by the examples of spherical and ellipsoidal membranes. In the spherical membrane case the existence of wave-corpuscle duality is pointed out.

ВЫНУЖДЕННЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ЩЕЛИ В НЕПРОЗРАЧНОМ ЭКРАНЕ

В. М. АРУТЮНЯН, С. Г. ОГАНЕСЯН

Рассмотрены вынужденные многофотонные эффекты поглощения и испускания во внешнем поле при прохождении электронов через щель. Получена величина уширения энергетического спектра электронов и относительная вероятность произвольного многофотонного процесса.

Введение

В работах [1—3] была исследована возможность ускорения заряженных частиц лазерным лучом и усиления света за счет вынужденного черенковского или вынужденного переходного излучений в неоднородной среде. Хотя количественно эффекты велики, тем не менее экспериментальное наблюдение их встречает ряд принципиальных затруднений. Это связано с наличием среды, которая быстро ионизируется в сильных электромагнитных полях, а также приводит к значительному многократному рассеянию, что резко ограничивает возможности применения полученных эффектов.

По-видимому более перспективно использовать эффекты излучения в вакууме, где отсутствуют ионизация и многократное рассеяние. Поскольку в чистом вакууме частица не излучает и не поглощает, предлагается использовать явление дифракционного излучения на различных экранах. Эти явления достаточно подробно изучены в работах [4—7]. Здесь мы рассмотрим вынужденное поглощение и излучение фотонов при взаимодействии электронов с интенсивным лазерным излучением, когда они встречаются на бесконечной щели в непрозрачном экране.

1. Анализ на основе законов сохранения

Пусть электромагнитное излучение с частотой ω падает нормально на щель шириной $2d$ в непрозрачном экране. Ось x выберем параллельно краям щели, а ось z — перпендикулярно к плоскости экрана. Законы сохранения энергии и импульса, а также дополнительное условие на составляющие волнового вектора фотона q_y и q_z имеют вид:

$$E' = E \pm \hbar\omega, \quad p'_x = p_x, \quad p'_y = \hbar q_y, \quad p'_z = p_z \pm \hbar q_z, \quad \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = q_y^2 + q_z^2; \quad (1)$$

знак (+) соответствует поглощению, а знак (—) — излучению фотона.

Решая систему уравнений (1), находим

$$q_y = -i \frac{\omega}{v_z} (1 - \beta_z^2)^{1/2}, \quad q_z = \frac{\omega}{v_z}. \quad (2)$$

В выражении для q_y знак выбран так, чтобы поле затухало в обе стороны от краев щели. Отсутствие в (2) членов, пропорциональных постоянной Планка $\hbar$, указывает на то, что дифракционное излучение есть чисто классический эффект. С этим, в частности, связано отсутствие модуляции электронного пучка. Очевидно, что выполнение соотношений (2) невозможно для плоской монохроматической волны, так как составляющие волнового вектора такой волны вещественны и удовлетворяют неравенствам $q_y \leq \frac{\omega}{c}$, $q_z \leq \frac{\omega}{c}$. В неоднородной среде таких условий нет.

Из разложения векторного потенциала линейно-поляризованного по x поля в интеграл Фурье

$$A_y = A_z = 0, A_x(q_y, q_z) = \frac{A_0}{2\pi} \left[-i \frac{\delta(q_y)}{q_z - \frac{\omega}{c}} + \frac{i}{\pi} \frac{\left(q_z + \frac{\omega}{c}\right) \sin q_y d}{q_y \left(q_y^2 + q_z^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2\right)} + \right. \\ \left. + \pi \delta(q_y) \delta\left(q_z - \frac{\omega}{c}\right) + \frac{1}{2} A_1(q_y) \delta\left(q_z - \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{cq_y}{\omega}\right)^2}\right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} A_2(q_y) \delta\left(q_z + \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{cq_y}{\omega}\right)^2}\right) \right], \quad (3)$$

где

$$A_{1,2} = \frac{\left[1 \mp \sqrt{1 - \left(\frac{cq_y}{\omega}\right)^2}\right] \sin q_y d}{q_y \sqrt{1 - \left(\frac{cq_y}{\omega}\right)^2}},$$

следует, что $A(q)$ отличен от нуля и для q , определяемых (2).

2. Классическая теория

Для нахождения изменения энергии и импульса электрона в поле (3) воспользуемся уравнениями

$$\frac{dp_x}{dt} = ie \int A(q_y, q_z) e^{i(\omega t - q_y y - q_z z)} \left(-\frac{\omega}{c} + \beta_z q_z + \beta_y q_y\right) dq_y dq_z + \text{к. с.}, \\ \frac{dp_y}{dt} = -ie \beta_x \int q_y A(q_y, q_z) e^{i(\omega t - q_y y - q_z z)} dq_y dq_z + \text{к. с.}, \quad (4) \\ \frac{dp_z}{dt} = -ie \beta_x \int q_z A(q_y, q_z) e^{i(\omega t - q_y y - q_z z)} dq_y dq_z + \text{к. с.}$$

Решим эту систему по теории возмущений. Для этого в правые части (4) подставим невозмущенную траекторию в виде

$$z = z_0 + c\beta_z t, \quad x = x_0 + c\beta_x t, \quad y = y_0. \quad (5)$$

Интегрируя уравнения (4) по времени от $-\infty$ до $+\infty$, получаем

$$\Delta p_x = 0, \quad \Delta p_z = \frac{\Delta E'}{\beta c \cos \theta} \cos \frac{\omega z_0}{c\beta \cos \theta}, \quad \Delta E = \Delta E' \cos \frac{\omega z_0}{c\beta \cos \theta}, \quad (7)$$

где

$$\Delta E' = \xi M c^2 \beta \sin \theta (1 - \beta \cos \theta)^{-1} \left[e^{-\frac{2\pi M c^2 d_1}{E \lambda}} + e^{-\frac{2\pi M c^2 d_2}{E \lambda}} \right], \quad (8)$$

θ — угол между скоростью электрона $c\beta$ и осью z , $\xi = eA_0/Mc^2$ — безразмерный параметр интенсивности, λ — длина волны падающего излучения, $d_1 = d - y_0$ и $d_2 = d + y_0$ — расстояния от точки пересечения электроном щели до ее краев, E — энергия электрона, z_0 определяет момент пересечения плоскости щели. В зависимости от фазы $\omega z_0/c\beta_z$ ΔE может быть как положительной, так и отрицательной величиной. В первом случае мы имеем дело с вынужденным поглощением, во втором — с вынужденным испусканием $n = |\Delta E|/\hbar\omega$ квантов.

Если на щель падает пучок частиц, размеры которого вдоль оси z больше, чем $\frac{c\beta_z}{\omega} = \frac{1}{2\pi} \beta_z \lambda$, из (7) следует, что в результате вынужденных процессов изменяется его энергетический спектр. В частности, монохроматический вначале пучок „расплывается“ равномерно в области $2\Delta E'$. Из условия $\Delta E \ll E$ при допущениях, что $\theta \sim Mc^2/E$, а $\Delta E \sim \xi E$, приходим к критерию справедливости теории возмущений — $\xi \ll 1$. Ясно, однако, что по порядку величины формула (7) справедлива и при $\xi \sim 1$.

Сравнивая выражения (7) и (8) с интенсивностью спонтанного дифракционного излучения в единичный телесный угол и единичный интервал частот, приходим к соотношению

$$\frac{\Delta E}{V d I / d\omega d\Omega} = \frac{4\pi \sqrt{c^3 E_0}}{\omega} \cos \frac{\omega z_0}{c\beta_z}, \quad (9)$$

где E_0 — напряженность электрического поля лазера. Выражение (9) имеет универсальный характер и позволяет вычислять ΔE и, как будет показано ниже, вероятности многофотонных процессов через известные выражения dI для экранов и отверстий произвольной формы.

3. Квантовая теория

Решение уравнения Клейна-Гордона

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \left[M^2 c^4 + c^2 \left(p_x - \frac{e}{c} A_x \right)^2 + c^2 p_y^2 + c^2 p_z^2 \right] \psi \quad (10)$$

ищем в виде

$$\psi = e^{\frac{i}{\hbar} (p_x x + p_z z - Et)} \varphi, \quad (11)$$

где φ — медленно меняющаяся по сравнению с экспонентой функция. Это приближение справедливо при выполнении неравенств $|\Delta E| \ll E$, $|\Delta p| \ll p$, которые соответствуют классической теории возмущений.

Пренебрегая квадратичным по полю членом A_x^2 и учитывая, что $E^2 = M^2 c^4 + p_x^2 c^2 + p_z^2 c^2$, приходим к уравнению

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c \beta_z \frac{\partial \varphi}{\partial z} = i \frac{\beta_x e}{\hbar} A_x \varphi. \quad (12)$$

Решение этого уравнения в переменных $\tau = t$ и $\eta = z - c \beta_z t$ имеет вид

$$\varphi = \rho_0^{1/2} \exp \left[-i \frac{\beta_x e}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\tau, \eta) d\tau \right], \quad (13)$$

где $\rho_0^{1/2}$ — постоянная амплитуда падающей волны электрона при $z = -\infty$. Для случая бесконечной щели в непрозрачном экране фаза, стоящая в экспоненте волновой функции, равна

$$\delta = -i \frac{\beta_x e}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\tau, \eta) d\tau = i \frac{\Delta E'}{\hbar \omega} \sin \omega \left(t - \frac{z}{c \beta_z} \right), \quad (14)$$

где $\Delta E'$ определяется выражением (8).

Окончательно волновая функция частицы имеет вид

$$\psi = \rho_0^{1/2} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (p_x x + p_z z - Et) \right] \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(\frac{\Delta E'}{\hbar \omega} \right) e^{i n \omega \left(t - \frac{z}{c \beta_z} \right)}. \quad (15)$$

Относительная вероятность встретить частицу с энергией $E = n \hbar \omega$ и импульсами $p_{nx} = p_x$, $p_{ny} = 0$, $p_{nz} = p_z - n \frac{\hbar \omega}{c \beta_z}$ равна

$$W = J_n^2 \left(\frac{\Delta E'}{\hbar \omega} \right). \quad (16)$$

Если нас не интересует зависимость энергии частиц от поперечного сечения пучка, то выражения (7) и (15) следует усреднить по координате $y = d - d_1 = -d + d_2$. Мы, однако, будем предполагать, что выполняется неравенство $2\pi M c^2 d_{1,2} / E \lambda \ll 1$, так что сумма экспонент в (8) равна двум.

Пусть $|\Delta E'| / \hbar \omega = n_0 \gg 1$. Тогда основной вклад дают состояния с $|n| \simeq n_0$ и $E_n \simeq E \pm \hbar \omega |\Delta E'| / \hbar \omega = E \pm \Delta E'$. В области $|n| \sim n_0$ введем обозначение $m = n_0 - n \ll n_0$. Тогда $W_m \equiv W_{n_0-m} = J_{n_0-m}^2(n_0)$. Аргумент и индекс функции Бесселя отличаются друг от друга на величину $\varepsilon = \frac{n_0}{n_0 - m} = 1 + \frac{m}{n_0} \sim 1$, что позволяет выразить ее через функцию Эйри:

$$J_{n_0-m}(n_0) = J_{n_0-m}(\varepsilon(n_0-m)) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2}{n_0}} \Phi\left(-\frac{m\sqrt[3]{2}}{\sqrt[3]{n_0}}\right). \quad (17)$$

Вероятность встретить состояние m есть

$$J_{n_0-m}^2(n_0) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{n_0}\right)^{2/3} \Phi^2\left(-\frac{m\sqrt[3]{2}}{\sqrt[3]{n_0}}\right). \quad (18)$$

Эта функция имеет максимум при $m=0$:

$$J_{n_0}^2 = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{n_0}\right)^{2/3}. \quad (19)$$

Ширина пика порядка $m \sim (n_0/2)^{1/3}$. Следовательно число электронов под пиком $\sim n_0^{-1/3}$. При $|n| \ll n_0$ имеет место обычная асимптотика: $J_n^2(n_0) \simeq 1/n_0$. И наконец, в области $|n| \gg n_0$ вероятность убывает экспоненциально. Область $|n| \lesssim n_0$ соответствует классическому равновероятному расплыванию пучка электронов, и в ней сосредоточена основная часть частиц. Область пиков носит квантовый характер.

Заключение

Хотя задача решена с помощью полей, рассчитанных на основе принципа Гюйгенса (с учетом отраженной от щели волны), с таким же успехом можно воспользоваться точными выражениями, полученными методом Винера-Хопфа.

Рассмотрим возможности экспериментального наблюдения и использования полученных результатов. Из формулы (7) следует, что $\Delta E/E \sim \xi$ (для релятивистских частиц $\theta \simeq Mc^2/E$). Для изменения энергии электрона на 0,1% необходимо иметь $\xi \simeq 10^{-3}$, что соответствует, например, плотности мощности 10^{10} вт/см² для лазера на СО₂. Выбрав $2d = 0,1$ мм и $E = 300$ Мэв, получаем, что число поглощенных фотонов есть $n_0 = \xi E/\hbar\omega \simeq 3 \cdot 10^6$. Следовательно, $n_0^{-1/3} \simeq 10^{-2}$, т. е. 1% электронов будет иметь максимально возможную энергию, что легко может быть обнаружено, так как это приведет к уширению энергетического спектра частиц, если его исходная ширина меньше ΔE .

Оценим обратный эффект вынужденного усиления. За единицу времени электронный пучок теряет мощность $P \sim \rho_0 c \beta_z \Delta E$, что составляет 10^9 вт/см² для пучка с энергией 300 Мэв и плотностью частиц $7 \cdot 10^{10}$ см⁻³, если потери энергии частицы составляют 1% от исходной.

Ереванский государственный университет

Поступила 15.VII.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян. Квантовая электроника, 7, 34 (1972).
2. В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян. ЖЭТФ, 5, 62 (1972).
3. В. М. Арутюнян, С. Г. Оганесян. Препринт ЕГУ 76-05 (1976).

4. Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский. УФН, 88, 209 (1966).
5. Д. М. Седракан. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 17, 103 (1964).
6. М. А. Тер-Микаелян, Б. В. Хачатрян. ДАН АрмССР, 40, 13 (1965).
7. Б. В. Хачатрян. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 18, 133 (1965).

ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ՈՉ ԹԱՓԱՆՑԻԿ ԷԿՐԱՆԻ ՃԵՂՔԻ ՎՐԱ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Դիտված են կլանման և առաքման ստիպողական բազմաֆոտոն էֆեկտներ, որոնք տեղի ունեն էլեկտրոնը ճեղքը հատելիս: Ստացված է էլեկտրոնների էներգետիկ սպեկտրի լայնացման արժեքը և կամավոր բազմաֆոտոն պրոցեսի հարաբերական հավանականությունը:

STIMULATED DIFFRACTION EFFECTS ON AN APERTURE IN NON-TRANSPARENT SCREEN

V. M. ARUTYUNYAN, S. G. OGANESYAN

Stimulated multiphoton absorption and emission into a strong electromagnetic field at the passage of an electron through the aperture is discussed. The relative probability of an arbitrary multiphoton process and the broadening of the electron energy spectrum are obtained.

МНОГОФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ТУННЕЛИРОВАНИЕ
В УСЛОВИЯХ КРЭ

Г. М. АРУТЮНЯН

При низких температурах исследованы высокочастотные характеристики световой сверхрешетки в условиях квантового размерного эффекта. Рассмотрено влияние экситонных эффектов на эти характеристики. Изучены особенности туннельного контакта «пленка—пленка в интенсивном поле излучения».

Идея создания полупроводников с управляемым энергетическим спектром в поле мощной стоячей ультразвуковой волны впервые была высказана Келдышем [1]. Дальнейшее развитие этой идеи привело к новому направлению в физике полупроводников — исследованию полупроводников со сверхрешеткой (СР), представляющих собой периодические полупроводниковые структуры с управляемым спектром и получивших уже экспериментальную реализацию [2]*. Применение полупроводников со СР значительно расширяет возможности полупроводниковой электроники и позволяет надеяться на создание принципиально новых типов приборов.

Ниже рассматривается возможность получения световой СР в полупроводнике в условиях квантового размерного эффекта (КРЭ), который возникает, когда толщина образца становится сравнимой с длиной волны квазичастицы [6, 7]. Наличие такого состояния становится возможным благодаря учету ускорения квазичастиц в размерно-квантованных зонах полем интенсивной электромагнитной волны, поляризованной в плоскости пленки (многофотонный резонанс) [8, 9]. В работе исследованы высокочастотные характеристики световой СР в условиях КРЭ, рассмотрено влияние экситонных эффектов на эти характеристики, а также изучены особенности туннельного контакта «пленка—пленка в интенсивном поле излучения».

1. Рассмотрим межзонное поглощение дополнительной слабой электромагнитной волны $A_1(t) = A_1^0 \cos(\omega t - qz)$, где q и ω — ее волновой вектор и частота**. Слабую волну будем учитывать по теории возмущений и воспользуемся формулой для коэффициента поглощения [10]:

$$K(\omega) = \frac{2\pi\hbar c}{n_0\omega} \frac{W}{|A_1^0|^2}, \quad (1)$$

где n_0 — показатель преломления среды, W — вероятность перехода, которую следует вычислять при помощи волновых функций (18) работы [9]; температуру образца полагаем равной нулю.

* В работах [3—5] обсуждено СР-состояние в полупроводниках, возникающее в присутствии лазерного излучения.

** Ниже мы будем придерживаться обозначений работы [9].

Можно показать, что в областях частот $|\omega - N\Omega| < 2F$ (Ω — частота интенсивной волны) межзонное поглощение слабой волны отсутствует, так как в пленке возникает СР-состояние. Выражение для щели, возникающее в данном состоянии вблизи N -фотонного резонанса, есть [9]

$$2\hbar F = |(-W_{nm} + iU_{nm}) \sum_{l, k, k'} (-1)^l i^{l+k'} J_{l+N-1+2(k'-k)}(z_1) J_l(z_2) J_k(\mu_1) J_{k'}(\mu_2) - (W_{nm} + iU_{nm}) \sum_{l, k, k'} (-1)^l i^{l+k'} J_{l+N+1+2(k'-k)}(z_1) J_l(z_2) J_k(\mu_1) J_{k'}(\mu_2)|. \quad (2)$$

Здесь под знаком суммы стоят произведения функций Бесселя целого индекса, аргументы которых есть

$$z_1 = \frac{W_m + W_n}{\hbar\Omega}, \quad z_2 = \frac{U_m + U_n}{\hbar\Omega}, \quad \mu_1 = \frac{\Delta_{1m} + \Delta_{1n}}{2\hbar\Omega}, \quad \mu_2 = \frac{\Delta_{2m} + \Delta_{2n}}{2\hbar\Omega};$$

$$W_n = \frac{e(E_p^0 \cdot v_v) 4\pi^2 n^2 \sin sd}{\Omega (4\pi^2 n^2 - s^2 d^2) sd}, \quad U_n = \frac{e(E_p^0 \cdot v_v) 4\pi^2 n^2 (\cos sd - 1)}{\Omega (4\pi^2 n^2 - s^2 d^2) sd}, \quad (3)$$

$$\Delta_{1n} = \frac{\Delta^v \pi^2 n^2 \sin 2sd}{(\pi^2 n^2 - s^2 d^2) sd}, \quad \Delta_{2n} = \frac{\Delta^v \pi^2 n^2 (1 - \cos 2sd)}{(\pi^2 n^2 - s^2 d^2) sd}, \quad \Delta^v = \frac{e^2 |E_p^0|^2}{4m_v \Omega^2}.$$

В приведенных соотношениях E_p^0 — амплитуда напряженности электрического вектора интенсивной волны, v_v — скорость v -электрона, n и m — квантовые числа в v - и c -зонах, s — волновой вектор интенсивной волны, d — толщина пленки. Выражения для W_m , U_m , Δ_{1m} , Δ_{2m} получаются заменой индексов $n \rightarrow m$, $v \rightarrow c$. Соответствующие выражения для W_{nm} и U_{nm} есть [9]

$$W_{nm} = \frac{e(E_p^0 \cdot v_{cv})}{\Omega} \frac{4\pi^2 mn sd (-1)^{m+n+1} \sin sd}{[\pi^2 (n+m)^2 - s^2 d^2] [\pi^2 (n-m)^2 - s^2 d^2]},$$

$$U_{nm} = \frac{e(E_p^0 \cdot v_{cv})}{\Omega} \frac{4\pi^2 mn sd [(-1)^{m+n} \cos sd - 1]}{[\pi^2 (n+m)^2 - s^2 d^2] [\pi^2 (n-m)^2 - s^2 d^2]},$$

где v_{cv} — недиагональный по индексам зон матричный элемент оператора скорости.

Как видно из (2), область прохождения слабой волны сложным образом зависит от параметров интенсивной волны и размера квантования d . Она, в частности, является немонотонной функцией и испытывает размерные осцилляции в зависимости от соотношения между волновым вектором интенсивной волны и толщиной пленки через параметры $\sin sd$ и $\cos sd$, а также осциллирует из-за наличия беселевых функций. Отметим, что, при частотах $\Omega \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ и реальных толщинах пленок появляется возможность для наблюдения „размерного“ проявления области прохождения слабой волны.

В пределе $sd \ll 1$ (когда возможна связь двух состояний в зонах с $m = n$), $z_2, \mu_2 \rightarrow 0$ и $\mu_1 \ll z_1$ из (2) можно получить

$$F = |a z_1^{-1} N J_N(z_1)|, \quad (4)$$

т. е. область прохождения слабой волны осциллирует с ниспадающей амплитудой ($\alpha \hbar \Omega = e (\mathbf{E}_p^0 \cdot \mathbf{v}_{cv})$).

В случае $\mathbf{v}_{cv} = 0$, $sd \ll 1$, но $\mu_1 = 0$ выражение (2) принимает вид

$$F = |z [J_{\frac{N+1}{2}}(\mu_1) + J_{\frac{N-1}{2}}(\mu_1)]|. \quad (5)$$

В частности, из условия, что $(N \pm 1)/2$ есть целое число, следует, что область прохождения для слабой волны обязана нечетному числу поглощенных фотонов.

При $sd \ll 1$ формула (2) запишется в виде

$$F = |z z_1^{-1} \sum_k (N - 2k) J_{N-2k}(z_1) J_k(\mu_1)|. \quad (6)$$

Представляет интерес случай $\mu_1 \gg z_1$, когда (6) принимает существенно различный вид при четных и нечетных N [9]. Отмеченные особенности создают хорошие предпосылки для создания быстродействующих перестраиваемых фильтров как в СВЧ, так и в оптической области.

Ниже для простоты исследования коэффициента поглощения положим $m_c = m_v = m^*$ и рассмотрим случай $sd \ll 1$. Тогда $z_2, \mu_2 \rightarrow 0$, а z_1 и μ_1 примут вид

$$z_1 = \frac{e \mathbf{E}_p^0 \cdot (\mathbf{v}_c + \mathbf{v}_v)}{\hbar \Omega^2}, \quad \mu_1 = \frac{\Delta^0}{\hbar \Omega}, \quad \Delta^0 = \frac{e^2 |\mathbf{E}_p^0|^2}{4 m^* \Omega^2}$$

и для коэффициента поглощения в интервале частот $|N\Omega - \omega| > 2F$ вблизи N -ой щели при условии $p_N^2 \gg m^* \hbar F$ можно получить ($v_c = v_v = v$):

$$K_1(\omega) = \pm \zeta/d \sum_n |F^n(qd)|^2 E(z_1 \mu_1) \sqrt{\frac{(\omega - N\Omega)^2}{(\omega - N\Omega)^2 - 4F^2}}, \quad (7)$$

где

$$\zeta = \frac{\pi e^2}{n_0 \hbar^2 c \omega}, \quad F^n(qd) = \frac{4 \pi^2 n^2 i [1 - \exp(iqd)]}{qd (4 \pi^2 n^2 - q^2 d^2)}.$$

Выражение $E(z_1 \mu_1)$ в (7) имеет размерность энергии и претерпевает сложные осцилляции в зависимости от параметров z_1 и μ_1 :

$$E(z_1 \mu_1) = a_1^2 (m^{*1/2} v + p_N m^{*-1/2})^2 + (a_2 + a_3)^2 m^* v_{cv}^2 + 2(a_1 a_2 + a_1 a_3) v_{cv} (m^* v + p_N), \quad (8)$$

$$p_N = \sqrt{m^* [N \hbar \Omega - 2 \Delta^0 - \Delta(d)]}, \quad a_1 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} c_l (c_{l+N} + c_{l-N}),$$

$$a_2 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} c_l c_{-l}, \quad (9)$$

$$a_3 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} c_l c_{2N-l}, \quad c_l = \sum_{\gamma=-\infty}^{\infty} J_{l+2\gamma}\left(\frac{z_1}{2}\right) J_{\gamma}\left(\frac{\mu_1}{2}\right).$$

Интересным здесь является возможность многофотонной резонансной перекачки энергии из интенсивной волны в слабую, когда частоты взаимодействующих волн существенно разнятся. Кроме этого, учет внутриуровневого движения квазичастиц приводит к осцилляциям края и величины поглощения.

Когда разность частот намного превосходит величину щели, $N\Omega - \omega \gg F$, для коэффициента поглощения получаем

$$K_2(\omega) = \pm (\zeta/d) m^* v_{cv}^2 \sum_n |F^n(qd)|^2 \{ a_2^2 \Theta_1[\hbar\omega - 2\Delta^0 - \Delta(d)] + \\ + a_3^2 \Theta_2[2N\hbar\Omega - 2\Delta^0 - \Delta(d) - \hbar\omega] \}, \quad (10)$$

где $\Theta(x)$ — единичная ступенчатая функция, а $\Delta(d) = \Delta + \pi^2 \hbar^2 n^2 / m^* d^2$ (Δ — величина невозмущенной щели без учета КРЭ). Из (10) следует, что в интенсивных полях учет нерезонансных членов взаимодействия приводит в межзонном поглощении к членам, ответственным за образование критических точек типа „минимум“ и „максимум“. При $z_1, \mu_1 \rightarrow 0$ формула (10) упрощается и повторяет поведение комбинированной плотности состояний, связанное с КРЭ.

Нетрудно показать, что для частот слабого поля $\omega < 2F$ внутризонное поглощение отсутствует, а при $\omega \gtrsim 2F$ имеет вид

$$K_2(\omega) = \zeta/d \sum_n |F^n(qd)|^2 \frac{F}{\sqrt{\omega^2 - 4F^2}} B(z_1, \mu_1), \quad (11)$$

где

$$B(z_1, \mu_1) = \frac{F}{\omega} (p_N m^{*-1/2} + m^{*1/2} v)^2 b_1^2 + b_2 [b_1 v_{cv} (p_N + m^* v) + b_2 m^* v_{cv}^2],$$

$$b_1 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} c_l^2, \quad b_2 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} c_l c_{N-l}.$$

2. Хорошо известно, что при низких температурах в достаточно чистых образцах экситонные эффекты существенно влияют на ход частотной зависимости коэффициента межзонного поглощения [11]. Как и в [12], рассмотрим полупроводниковые пленки с большими диэлектрическими проницаемостями и малыми эффективными массами. Будем считать также, что толщина пленки меньше радиуса экситона в массивном образце. В этих условиях применима техника уравнения Ванье [13]. Будем исходить из квазиэнергетического спектра электронов и дырок [9], записанного в окрестности N -фотонного резонанса:

$$E_1^{c,v} = \pm \frac{N\hbar\Omega}{2} \pm \hbar F \pm \frac{(p - p_N)^2}{M}, \quad |p| \gtrsim p_N, \\ E_2^{c,v} = \pm \frac{N\hbar\Omega}{2} \mp \hbar F \mp \frac{(p_N - p)^2}{M}, \quad |p| \lesssim p_N, \quad (12)$$

где $M = m^{*2} \hbar F / p_N^2$ — перенормированная масса носителей заряда в присутствии интенсивной волны.

Следуя расчетам [12], можно получить дискретный спектр энергии экситона в окрестности N -фотонного резонанса в предположении, что его центр тяжести покоится:

$$E_{l_0} = N\hbar\Omega \pm 2\hbar F \mp R / \left(l_0 + \frac{1}{2} \right)^2, \quad l_0 = 0, 1, 2, \dots, \quad (13)$$

где $R = m^{*2} e^4 F / 4 \pi^2 \hbar p_N^2$ есть энергия Ридберга в присутствии интенсивной электромагнитной волны. Из (13) видно, что вблизи N -фотонного резонанса возможно образование связанных состояний, расположенных выше и ниже $N\Omega$. Верхний знак в (13) соответствует решениям уравнения Ванье с $|p| > p_N$, а нижний — с $|p| < p_N$. Поэтому возможны эффективное поглощение и вынужденное рекомбинационное излучение на данных экситонных уровнях. Для множителя, определяющего интенсивность пиков в дискретной области, можно получить

$$|\chi_{l_0}(0)|^2 = \frac{(M/m^*)^2}{2\alpha_0^2 \left(l_0 + \frac{1}{2} \right)^3}, \quad (14)$$

где $\alpha_0 = \hbar^2 / m^* e^2$ — обычный борковский радиус.

В случае непрерывных областей вблизи N -фотонного резонанса коэффициент поглощения (усиления) с учетом экситонного эффекта примет вид [13]

$$K_{ex}(\omega) \sim \pm 1/d \sum_n |k^n(qd)|^2 \sqrt{\frac{F}{\pm(\omega - N\Omega) - 2F}} \sum_{\gamma=0}^{\infty} (-1)^\gamma e^{-\gamma\gamma}, \quad (15)$$

$$\omega \geq N\Omega \pm 2F, \quad \gamma = \sqrt{R/\hbar[\pm(\omega - N\Omega) - 2F]}.$$

Интересным здесь является размерное проявление экситонных эффектов при фиксированных параметрах интенсивной волны. А при фиксированном d появляется возможность управления интенсивностями и разрешением пиков поглощения (усиления) с помощью вариации напряженности интенсивной волны [2, 4–6].

3. Известно, что эксперименты по туннелированию позволяют получить подробную картину о структуре вещества [14]. Ниже займемся исследованием СР-состояния вблизи N -фотонного резонанса с помощью изучения вольт-амперной характеристики (ВАХ) контакта «пленка—пленка в интенсивном поле излучения». Следуя [9], для тока такого перехода с точностью до постоянной, имеющей смысл проводимости (при $T = 0$), получим

$$J_1 = 0, \quad eV \leq \hbar F,$$

$$J_2 \sim \frac{m^*}{\hbar^2 d} \sum_n \sqrt{(eV)^2 - \hbar^2 F^2}, \quad eV > \hbar F, \quad (16)$$

где V — приложенный потенциал. Пороговая зависимость позволяет однозначно идентифицировать параметр N -фотонной щели, причем учет

эффекта ускорения квазичастиц приводит к сложному пороговому характеру ВАХ (2). При $T \neq 0$ для ВАХ получается [9]

$$J_3 \sim \frac{m^*}{\hbar^2 d} \sum_n \hbar F \sum_{\nu=1}^{\infty} (-1)^{\nu+1} K_1 \left(\nu \frac{\hbar F}{k_0 T} \right) \operatorname{sh} \left(\nu \frac{eV}{k_0 T} \right), \quad eV < \hbar F, \quad (17)$$

где K_1 — модифицированная функция Бесселя второго рода, а k_0 — постоянная Больцмана. Заметим, что при $eV \sim \hbar F$ под влиянием температуры происходит значительное „размазывание“ порога, поэтому для наблюдения резкого края измерения должны производиться при очень низких температурах.

Приведем отношение токов J_3/J_0 (где $J_0 \sim V$), которое обычно измеряют на эксперименте,

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{J_3}{J_0} \Big|_{\hbar F \gg k_0 T} = \sum_n \sqrt{2\pi \frac{\hbar F}{k_0 T}} \exp \left(-\frac{\hbar F}{k_0 T} \right). \quad (18)$$

Это отношение зависит лишь от температуры и величины N -фотонной щели.

Заметим, что учет эффекта ускорения квазичастиц приводит к возможности создания управляемого запирающего устройства в широкой области напряжений.

Ереванский государственный
университет

Поступила 15.VII.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Келдыш. ФТТ, 4, 2265 (1962).
2. А. Я. Шик. ФТП, 8, 1841 (1974).
3. Ю. Н. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТТ, 17, 2312 (1975).
4. G. M. Arutunyan, S. M. Shahinyan. Phys. Stat. Sol. (b), 77, K171 (1976).
5. Г. М. Арутюнян, С. М. Шаинян. ФТП, 11, 213 (1977).
6. В. Б. Сандомирский. Радиотехника и электроника, 7, 187 (1962).
7. Ю. Ф. Орин, В. Н. Луцкий, М. И. Елинсон. Письма ЖЭТФ, 3, 114 (1966).
8. Г. М. Арутюнян, Х. В. Неркарян. ДАН АрмССР, № 4, 222 (1976).
9. Г. М. Арутюнян. Препринт ПАРФ-76—03 (1976).
10. Оптические свойства полупроводников. Сб. статей под ред. Р. Уиллардсона и Н. Бира, М., 1970.
11. R. J. Elliot. Phys. Rev., 108, 1384 (1957).
12. Г. М. Арутюнян, А. С. Саакян. Ученые записки ЕГУ, № 1, 45 (1976).
13. Р. Нокс. Теория экситонов, М., 1966.
14. Д. Дулаас, Л. Фаликов. Сб. Сверхпроводимость, Изд. Наука, М., 1963.

ՐԱԶՄԱՅՈՏՈՆ ԿԼԱՆՈՒՄ ԵՎ ԹՈՒՆԵԼԱՑՈՒՄ
ԶԲԷ-Ի ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Չափային քվանտացման պայմաններում առանձնահատկապես են լուսային զերցանցի բարձր-
հաճախային բնութագրերը ցածր ջերմաստիճաններում: Դիտարկված է էքսիտոնային երևույթ-

ների ազդեցությունը ալդ բնութագրերի վրա: Ուսումնասիրված են «թաղանթ—թաղանթ ճա-
նապարհման հոդը դաշտում» թունելային կոնտակտի յուրահատկությունները:

MULTIPHOTON ABSORPTION AND TUNNELLING UNDER THE DQE

G. M. ARUTYUNYAN

High-frequency characteristics of a light superlattice under the dimensional-quantization effect are investigated at low temperatures. The influence of exciton effects on these characteristics are examined. The peculiarities of the tunnel "film-to-film contact in intensive radiation field" are studied.

ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ ДИОДОВ С ПРИМЕСЬЮ Zn ПОД ВЛИЯНИЕМ МАЛОГО ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Г. М. АВАКЬЯНЦ, С. А. ТАРУМЯН

Показано, что при данном постоянном смещении и данной амплитуде синусоидального сигнала существует определенная полоса частот, при которых происходит переключение диода из высокоомного состояния в низкоомное.

В настоящее время имеется ряд работ по изучению процессов, протекающих в диодных структурах $p-n-p^+$ -типа в режиме гармонического сигнала, наложенного на постоянное смещение [1—3]. В этих работах рассмотрены структуры с высокоомной некомпенсированной базой. Авторами работы [1] показано, что с увеличением частоты переменного сигнала активное сопротивление вышеуказанной структуры падает. Так как диоды с компенсированной базой имеют S -образную вольт-амперную характеристику, то интересно выяснить, может ли уменьшение активной составляющей сопротивления под действием малого гармонического сигнала привести к переключению диода из высокоомного состояния в низкоомное при напряжениях смещения, заведомо меньших напряжения срыва на постоянном токе.

В настоящей работе исследуются свойства p^+-n-p^+ -структур из кремния, компенсированного цинком, в режиме малого гармонического сигнала, наложенного на постоянное смещение в прямом направлении. Образцы были изготовлены из n -кремния с исходным удельным сопротивлением $4 \div 11$ ом см. После компенсации тип проводимости не менялся, а удельное сопротивление возрастало на три порядка. Технология компенсации материала и изготовления диодов изложена в [4, 5]. Измерения в основном проводились с учетом того, что суммарная величина постоянного и переменного напряжений всегда должна оставаться меньше напряжения срыва диода в статическом режиме. Отклонение от этого условия делалось в основном для точек вблизи срыва.

Исследования показали, что при данном смещении на диоде и при некоторой амплитуде синусоидального сигнала постепенным увеличением частоты до некоторого значения $f_{гр}$ можно добиться срыва, т. е. осуществить переход из заданной точки в точку минимума на ВАХ. Дальнейшее увеличение частоты не вызывает никаких изменений состояния диода. При измерениях выяснилось, что для данного постоянного смещения существует минимальная величина амплитуды переменного сигнала, под действием которого возможен срыв диода. Иначе говоря, если амплитуда синусоидального напряжения меньше определенной величины, то диод остается в выключенном состоянии при любой частоте переменного сигнала в интервале $f = 0 \div 200$ кГц.

Как было сказано выше, если диод переключается переменным сигналом с постепенным увеличением частоты, то с дальнейшим увеличением частоты до указанного предела он остается в точке минимума. С этой точки зрения определенный интерес представляло исследование явления переключения при высоких частотах в случае, когда частота задается заранее, а амплитуда переменного сигнала плавно увеличивается от нуля до значений, больших минимального. Исследования показали, что при частоте порядка нескольких килогерц переключения диода из высокоомного состояния в низкоомное не происходит. Оно не имеет места и при дальнейшем увеличении частоты. Измерения показали, что с уменьшением частоты переключение в низкоомное состояние происходит при сравнительно больших значениях f , чем то, которое наблюдалось при постепенном увеличении частоты. С дальнейшим уменьшением f вплоть до значений $f_{гр}$ и ниже диод остается во включенном состоянии. Если величина переменного напряжения минимальная, то при постоянном понижении частоты срыв происходит именно при той же частоте. Чем выше амплитуда переменного сигнала, тем больше разница этих частот. Было также выяснено, что переключение происходит при любых частотах, заключенных между этими двумя значениями. Таким образом нами установлено, что при данном постоянном смещении в прямом напряжении и при определенной амплитуде синусоидального сигнала имеется некоторая полоса частот, при которых диод из данной точки на ВАХ, расположенной далеко от срыва, переходит во включенное состояние. Измерения показывают, что с увеличением переменного напряжения нижняя граница этой полосы частот уменьшается, а верхняя граница, наоборот, увеличивается.

На рис. 1 приведена зависимость частот синусоидального сигнала, при которых происходит переключение диода в низкоомное состояние, от его амплитуды для разных постоянных смещений. Значение точки поворота на каждой кривой соответствует минимальному напряжению, при котором еще возможно переключение. Чем дальше расположена точка от точки срыва на ВАХ, тем выше значение минимальной амплитуды. С увеличением смещения на диоде точка поворота резко смещается в сторону низких частот. Для образца с $V_{ср} = 52$ в, характеристики которого приведены на рисунке, явление переключения начинается с 17 в и сохраняется вплоть до точки срыва. При постоянных смещениях ниже 17 в переменный сигнал с амплитудой 30 в не вызывал переключения диода. С увеличением смещения на образце монотонное уменьшение нижней границы полосы частот от амплитуды переменного сигнала постепенно переходит в экстремальную, причем область минимума смещается в сторону больших значений синусоидального напряжения. Такая зависимость наблюдается на всех приборах независимо от величины напряжения срыва.

Из приведенного рисунка можно сделать некоторые выводы относительно зависимости границ полосы частот от прямого смещения на

диоде при данных амплитудах переменного сигнала. Однако детальное изучение этих закономерностей выявило некоторые особенности, которые нельзя усмотреть из вышеприведенного графика. Измерения

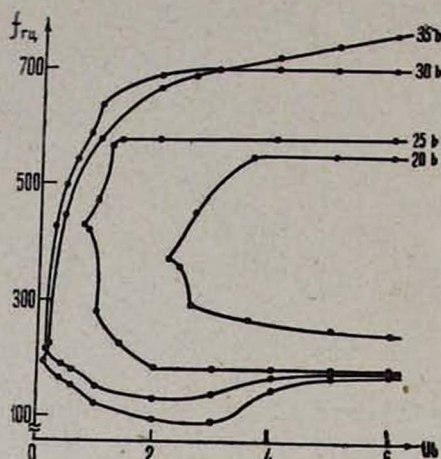


Рис. 1. Зависимость граничных частот, при которых происходит переключение диода в низкоомное состояние, от амплитуды переменного сигнала для разных постоянных смещений.

показывают, что зависимость нижней границы полосы частот от постоянного смещения на диоде при малых амплитудах переменного сигнала является монотонно возрастающей функцией. С увеличением величины синусоидального напряжения она переходит в зависимость с минимумом, которая затем сменяется на убывающую, причем этот минимум сначала углубляется передвигается влево, а затем смещается вправо и исчезает. Поведение верхней граничной частоты от постоянного смещения несколько иное, хотя и в этом случае тоже имеется область с минимумом. В данном случае эта область начинается после быстрого роста частоты. При повышении амплитуды переменного сигнала точка минимума заметно передвигается в сторону малых смещений, „яма“ постепенно выравнивается и в конце концов кривая принимает форму монотонно возрастающей функции.

При исследовании влияния внешней нагрузки на явление переключения выяснилось, что нижняя граница полосы частот с увеличением последовательно подключенного сопротивления сначала резко падает, а затем начинает медленно расти (рис. 2). Было также установлено, что для каждого значения постоянного смещения существует минимальное значение внешней нагрузки, выше которого эффект исчезает. Из рисунка видно, что с увеличением напряжения предельная величина внешней нагрузки возрастает. Разумеется, она является граничной и для верхней граничной частоты. В отличие от нижних верхние частоты сравнительно слабо зависят от внешней нагрузки.

Некоторые из указанных выше особенностей влияния переменного сигнала на характеристики S -диодов с примесью цинка можно объ-

яснить в рамках немоногоного изменения активной составляющей динамического сопротивления с частотой. За время положительного полупериода переменного сигнала происходит инжекция неосновных но-

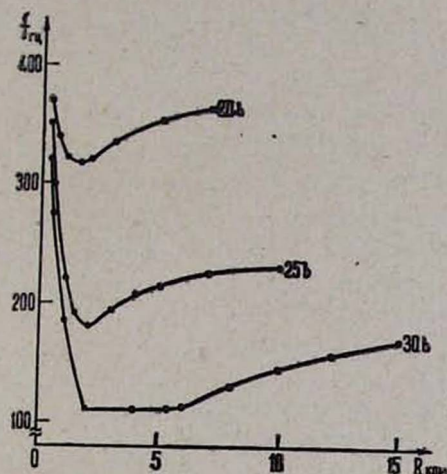


Рис. 2. Зависимость нижней границы полосы частот от нагрузочного сопротивления при разных постоянных смещениях на диоде (амплитуда переменного сигнала — 2σ).

сителей в базу диода. При смене полярности некоторая часть этих носителей остается в базе до прихода следующего положительного полупериода. За время многократного прохождения сигнала количество накапливающихся в базе носителей непрерывно увеличивается. Этому, в частности, способствует большое время жизни носителей при оптимальных размерах базы. Накопление будет продолжаться до тех пор, пока не наступит срыв из-за сильной модуляции сопротивления базы при данном постоянном смещении. Из сказанного ясно, что должна существовать некоторая минимальная частота, чтобы указанное явление (срыв на малом переменном сигнале) имело место. Если частота переменного сигнала будет слишком большой, то дырки, инжектированные за время положительного полупериода, не успеют заметно продиффундировать вглубь базы, так как быстро наступает отрицательный полупериод и находящиеся у p - n -перехода носители экстрагируются из базы. Таким образом легко объясняется наличие полосы частот переменного сигнала, под действием которого происходит переключение диода из высокоомного состояния в низкоомное. В рамках этого объяснения легко понять и зависимость граничных частот от амплитуды синусоидального сигнала. Действительно, чем выше амплитуда, тем больше носителей инжектируется в базу и, следовательно, при меньших частотах произойдет накопление необходимого для срыва числа носителей. Следовательно, с увеличением амплитуды переменного сигнала нижняя граничная частота должна уменьшаться. В области верхней границы полосы частот повышение амплитуды сигнала, очевидно, будет способ-

ствовать „просачиванию“ вглубь базы все большей части носителей, что увеличит верхнюю предельную частоту срыва.

Сравнительно легко понять и зависимость граничных частот от нагрузочного сопротивления. Если величина этого сопротивления мала, то из-за малого RC цепи инжектированные в положительном полупериоде носители за время следующего полупериода успеют выйти из базы и, таким образом, количество оставшихся в базе носителей за один период будет меньше. В этом случае для накопления требуемого количества носителей уже потребуется сравнительно большая частота. Таким образом, с увеличением нагрузочного сопротивления нижняя граничная частота должна падать. Увеличение RC цепи не только препятствует выходу носителей из базы, но и задерживает приток электронов с тылового контакта для поддержания условия квазинейтральности. С целью объяснения результатов, приведенных на рис. 2, можно предположить (скажем, в силу неодинаковости сопротивлений базы до и после инъекции дырок), что при малых $R_{нагр}$ внешняя нагрузка больше влияет на время рассасывания носителей (увеличивая это время), тогда как при сравнительно больших $R_{нагр}$ она уже является определяющей для процесса накопления (задерживая этот процесс). В итоге в первом случае увеличение $R_{нагр}$ уменьшает критическую частоту срыва, а во втором случае критическая частота растет (ибо имеет место слабое накопление носителей).

Вполне понятно, что если нагрузочная линия пересекает вольт-амперную характеристику диода только в одной точке, то в этом случае срыв не произойдет. Именно такая картина и наблюдается, когда при данном смещении на диоде $R_{нагр}$ увеличивается. Ясно, что чем больше постоянное смещение, тем выше будет критическое значение внешней нагрузки, при котором еще возможен срыв (см. рис. 2). Наличие двух и более диапазонов частот, где наблюдается резкое влияние малого переменного сигнала на вольт-амперную характеристику диода, вероятно связано с существованием двух и более участков базы, ответственных за срыв. Эти участки проявляют себя, вообще говоря, в разных частотных интервалах.

Бесспорно, эти соображения могут быть уточнены лишь после проведения теоретических расчетов влияния малого переменного сигнала на ВАХ диодов с детальным учетом специфики исследуемого в настоящей работе кремния, компенсированного цинком [6].

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 8.VII.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Прима, Ю. А. Тхорик. ФТП, 1, 535 (1967).
2. Д. А. Аронов, Я. П. Котов. Радиотехника и электроника, 12, 1479 (1967).
3. I. F. Nordman, R. A. Greiner. IEEE Trans., ED, 10, 171 (1963).
4. Г. М. Авакьянц, Э. Н. Адамян, С. А. Тарумян. ДАН АрмССР, 9, № 2 (1974)
5. Г. М. Авакьянц и др. ДАН АрмССР, 11, № 2 (1971).
6. Э. Н. Адамян, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 484 (1974).

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱԿԱՆ
ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ԻՆՏԵՐՆԱԿԱՆ
ՍԵՐԻԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՏՐԱԿՏ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Ս. Ա. ԹԱՐՄՅԱՆ

Աշխատանքում ցույց է տրված, որ հարմոնիկ ազդանշանի ազդյալ հաստատուն շեղման
և ամպլիտուդայի դեպքում գոյություն ունի հաճախությունների որոշակի տիրույթ, որտեղ
տեղի է ունենում անցում դիոդի մեծ դիմադրության վիճակից փոքր դիմադրության վիճակի:

SWITCHING PROPERTIES OF SILICON DIODES WITH Zn
IMPURITY UNDER THE INFLUENCE OF SMALL
HARMONIC SIGNAL

G. M. AVAKYANTS, S. A. TARUMYAN

Under the given constant bias and amplitude of harmonic signal, a certain frequency band is shown to exist within the range of which the switching from high-resistance into low-resistance state takes place.

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО МИКРОРЕЛЬЕФА МОНОКРИСТАЛЛОВ ХЛОРИСТОГО НАТРИЯ

М. А. БАРТ, З. Ф. ЗАЗЯН, И. С. МЕЗЕНЦЕВ, А. А. ХАНОНКИН

Показано, что субзерна монокристаллов каменной соли имеют радиус кривизны, значительно превышающий макроскопический радиус изгиба кристалла. Экспериментальные данные получены рентгеновским фокусирующим методом. Деформация изгиба монокристалла осуществлялась двумя упругими стальными пластинами.

В в е д е н и е

Разрушению материалов всегда предшествует пластическая деформация. Характерным ее признаком является деформационный рельеф, возникающий на поверхности нагруженного объекта. В настоящей работе изучался рельеф поверхности монокристалла, подвергнутого деформации изгиба. Целью работы являлась экспериментальная проверка предположения [1], заключающегося в том, что разрушение материала можно предотвратить, если деформирование образца производить в условиях, затрудняющих развитие в нем элементарных актов пластической деформации. В качестве объектов исследования были выбраны монокристаллы хлористого натрия. Выбор указанного кристаллического материала обусловлен продолжением исследований деформационного рельефа, начатых в работах [2—4].

1. Графический метод определения знака и величины кривизны субзерен монокристалла

При изгибе макроскопического образца из общих соображений следовало ожидать совпадение знака кривизны субзерен и цельного макрообъекта. В частности, на вогнутой поверхности образца ожидалось обнаружить вогнутые субзерна. Для ионных кристаллов это представляет самостоятельный интерес.

Графический метод определения знака и величины кривизны субзерна заключается в следующем. По оси абсцисс (рис. 1) откладывается расстояние субзерно—рефлекс B , а по оси ординат — ширина рефлекса b . Графическая схема рис. 1 интерпретируется следующим образом: прямая 1 отсекает по оси ординат отрезок, равный ширине выпуклого субзерна (выпуклое зеркало), а по оси абсцисс — мнимый его фокус; аналогично прямая 2 отсекает по оси ординат отрицательный отрезок, равный ширине вогнутого субзерна, а по оси абсцисс — действительный фокус вогнутого субзерна (вогнутое зеркало).

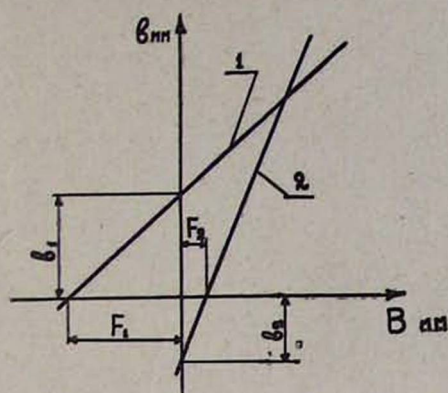


Рис. 1. Графический метод определения параметров субструктуры изогнутого кристалла: 1 — для выпуклых субзерен, 2 — для вогнутых субзерен. F_1 и F_2 — фокусные расстояния субзерен, b_1 и b_2 — ширина субзерен.

2. Методика исследования и аппаратура

В соответствии с работой [5] для обеспечения оптимальных условий исследования субструктуры кристаллов необходимы линейчатые источники рентгеновского излучения. В качестве источников излучения нами использовались аноды рентгеновских трубок для структурного анализа типа БСВ-6 *Cu*. Согласно паспортным данным эти трубки обладают линейчатым фокальным пятном на аноде шириной 0,2 мм и длиной 2,5–3,0 мм. Расстояние кристалл—источник описывается формулой $L = R \sin \theta$ (L — фокусное расстояние, R — радиус изгиба кристалла, θ — угол скольжения), удовлетворяющей фокусировке по Капице-Иоганну при расположении источника лучей на окружности фокусировки. Расстояние кристалл—пленка фиксировалось по шкале с точностью до 0,5 мм. Экспозиции съемок на рентгеновскую пленку типа РМ-1 выбирались с таким расчетом, чтобы плотности почернений фокальных линий находились в области нормальных почернений. Для уменьшения фона рентгеновских лучей на пленке в области фокуса устанавливалась щель, перпендикулярная кругу Роуланда. Таким образом за фокусом кристалла распространялось в основном монохроматическое рентгеновское излучение, соответствующее K_{α} -линии материала анода.

Получение рефлексограмм за фокусом кристалла осуществлялось путем пробных съемок. Начиная с двойного фокусного расстояния кристалл — пленка рефлексограммы делались последовательно на двойном, тройном и т. д. фокусном расстоянии от кристалла. Так поступали до тех пор, пока на рефлексограмме не получалась картина рефлексов, которая качественно не менялась при дальнейшем увеличении расстояния от кристалла до кассеты с рентгеновской пленкой. В этом случае, согласно работе [6], субструктура изогнутого кристалла полностью разрешается: число рефлексов на рентгенограмме не изменяется с дальнейшим увеличением расстояния кристалл—пленка. Это число рефлексов и равно количеству субзерен изогнутого монокристалла.

Методика исследования строений субзерен монокристалла была идентична методике [7] для определения типа кристаллита в поликри-

сталлах. Субзерна изогнутого монокристалла в отличие от зерен поликристалла имеют неодинаковый средний размер в двух измерениях. Вертикальный размер субзерна может меняться в широких пределах — от минимального до величины, равной высоте кристалла (8–10 мм). Поэтому целесообразно было ориентироваться на горизонтальный размер субзерна. Для этого ширину кристалла делили на число рефлексов, укладываемых вдоль его изображения. Такое сравнительно простое определение среднего размера субзерна исключало необходимость измерения размера зерна с помощью микроскопа, что в случае изогнутого объекта трудно осуществить практически.

3. Экспериментальные данные

Пластины кристаллов хлористого натрия выкалывались из ограниченного куска кристалла по плоскостям естественной спайности до размеров $20 \times 15 \times 1$ мм³ и изгибались между двумя стальными пластинами в приспособлении, изображенном на рис. 2. Кристаллодержатель „продольного изгиба“ состоит из двух обжимающих стальных пластин 1 и изгибающего устройства, которое выполнено в виде двух

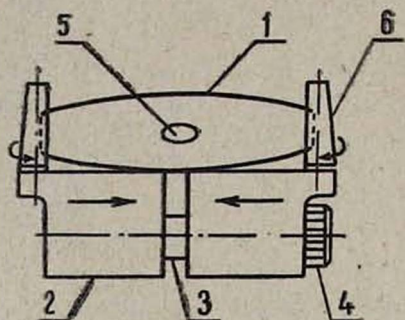


Рис. 2. Принципиальная схема изгибающего устройства. Овальное отверстие расположено в центре передней пластины.

салазок 2, скользящих по направляющей 3 и соединенных между собой стяжным винтом 4. Пластины 1 с зажатой между ними кристаллической пластинкой 5 вставляются в пазы поворотных упоров 6. При вращении винта 4 салазки 2 сближаются и через закрепленные на них поворотные упоры производят давление на торцы обжимающих пластин, которые теряют устойчивость и вместе с кристаллической пластинкой выгибаются, образуя заданную цилиндрическую поверхность. Показанная на рис. 2 форма пластин обеспечивает их изгиб по круговому цилиндру. Если разделить пластину пополам вдоль вертикальной оси симметрии, то каждая половина представит собой балку равного сопротивления. Расчет геометрических размеров пластины производился по формуле для упругой линии — дуги круга [8], из которой при постоянной толщине пластины h для ширины ее длинной стороны в центре имеем

$$D = \frac{6 P (d/h)^3}{E f},$$

где P — сила, изгибающая пластину, d — половина длины обжимающей пластины, f — стрела прогиба, E — модуль продольной упругости.

Пучок рентгеновских лучей попадает на кристаллическую пластинку через окна в обжимающих стальных пластинах, позволяя производить съемку как на отражение, так и на просвет. Окошко в передней пластине имело размеры $6,5 \times 5$ мм², радиус изгиба составлял 200 мм. Таким образом рентгенографированию подвергалась центральная часть образца с угловым раствором порядка 100 угловых минут. Расстояние кристалл—анод составлял 110 мм. Эксперименты проводились при температуре 20°C.

Исследованию подвергалось несколько образцов, изогнутых в описанном устройстве. От каждого из образцов было получено по четыре рефлексограммы при расстояниях кристалл—пленка 330, 550, 990 и 2090 мм; экспозиции составляли соответственно 15, 43, 135 и 600 мин. Кассета с пленкой находилась в параллельном положении по отношению к кристаллу. После фотообработки пленок второй слой эмульсии удалялся и пленки подвергались фотометрированию. Фокусное расстояние субзерен устанавливалось с помощью описанного выше графического метода. На рис. 3 показаны прямые, изображающие

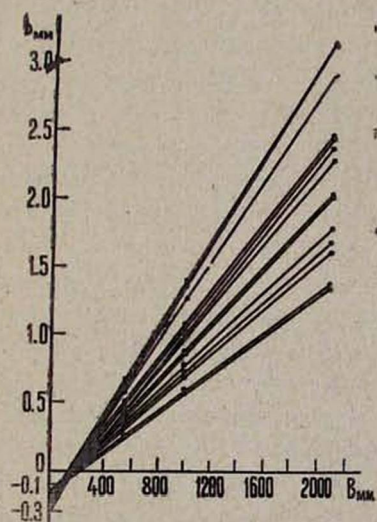


Рис. 3. Определение фокусных расстояний субзерен по экспериментальным данным.

зависимость ширины рефлекса b от расстояния B кристалл—пленка. Как видно из рисунка, указанные прямые пересекают ось абсцисс. Это свидетельствует о том, что кристаллиты являются вогнутыми. Величины их фокусных расстояний находятся в интервале 150–200 мм, что соответствует интервалу 250–350 мм радиусов кривизны вогнутых субзерен (согласно формуле, связывающей фокусное расстояние и радиус изгиба). Ширины субзерен согласно графику на рис. 3 лежат в интервале 0,15–0,30 мм.

4. Обсуждение результатов

В разделах 1—3 показано, что при изгибе монокристаллов каменной соли между двумя упругими стальными пластинами с маленьким окошком (площадь окошка составляет 0,1 площади кристалла) субзерна образца изгибаются несколько меньше, чем кристалл в целом. Деформационный кристаллографический рельеф представляет собой совокупность вогнутых участков субзерен с шириной в несколько десятых долей миллиметра. Анализ напряженного состояния вогнутых субзерен монокристалла каменной соли, выполненный по рентгенографической методике [9], показал, что субзерна деформированы упруго. Напряжение в тонком поверхностном слое выпуклой стороны кристалла, плотно обжимаемой стальной пластиной, определялось по формуле для изгиба пластины [10]:

$$\sigma = \frac{E \cdot l}{\rho},$$

где σ — искомое напряжение в изгибаемой пластине, E — модуль продольной упругости, l — расстояние от поверхности пластины до нейтрального слоя, ρ — радиус изгиба.

Если считать модуль упругости каменной соли равным 4500 кг/мм^2 , то при достижении радиуса изгиба пластины 150 мм можно утверждать, что при толщине пластины в 1 мм напряжение на поверхности кристалла составляет более 15 кг/мм^2 . Существенно подчеркнуть, что согласно данным [1, 11] реальная прочность монокристаллов каменной соли составляет $0,2 \div 0,4 \text{ кг/мм}^2$. Таким образом, в настоящей работе достигнута на порядок бóльшая практическая прочность каменной соли, так как изгибание без образования трещин осуществлялось в описанном выше устройстве вплоть до радиуса 75 мм . Этот экспериментальный результат можно объяснить на основе идеи [1] о возможности повышения практической прочности кристаллов за счет торможения в процессе их деформирования элементарных актов пластической деформации [1]. Действительно, поскольку почти 0,9 площади поверхности кристалла обжимается гладкими упругими стальными пластинами, то на двух наибольших гранях кристалла задерживается образование деформационного рельефа, связанного с элементарными актами пластической деформации: скольжением, двойникованием и т. п. Другими словами, кристалл в описанном изгибающем устройстве деформируется упруго. Об этом свидетельствуют и рентгенографические исследования деформированного состояния субзерен, выполненные по методике [9]. Даже в области кристалла, соответствующей небольшому окошку для доступа рентгеновских лучей, осуществляется не пластическая, а упругая деформация субзерен каменной соли.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. В. Степанов. Основы практической прочности кристаллов, М., 1975, стр. 64.
2. Э. Ф. Зазян, О. И. Мартыщенко, А. А. Ханонкин. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 305 (1975).
3. Э. Ф. Зазян, Ю. В. Ковалёв, А. А. Ханонкин. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 204 (1976).
4. Э. Ф. Зазян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 500 (1976).
5. Е. П. Костюкова. Кристаллография, 4, 826 (1959).
6. И. Б. Старый, А. А. Ханонкин. Сб. Дефекты и свойства кристаллической решетки, вып. 24, 215 (1966).
7. Б. М. Ровинский, Л. М. Рыбакова. Изв. АН СССР, сер. физ., 15, 87 (1951).
8. Машиностроение. Энциклопедический справочник, М., 1948, т. I, книга вторая, стр. 232.
9. Е. П. Костюкова, Б. М. Ровинский. Изв. АН СССР, сер. физ., 26, 113 (1962).
10. С. Н. Никифоров. ФЭС, 2, 100 (1962).
11. А. Ф. Иоффе. Избранные труды, Л., 1974, т. I, стр. 183.

ԿԵՐԱԿՐԻ ԱՂԻ ՄԻԱՔՅՈՒՐԵՂԻ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻՈՆ ՄԻԿՐՈՌԵԼԵՖԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ

Մ. Ա. ԲԱՐՏ, Զ. Ֆ. ԶԱԶՅԱՆ, Ի. Ս. ՄԵԶԵՆՏՅԵՎ, Ա. Ա. ԽԱՆՈՆԿԻՆ

Ցույց է տրված, որ նյութի փշրվելը կարելի է կանխել, եթե նմուշի դեֆորմացիան կատարել ալյումինի պարամոններում, որոնց դեպքում դժվարանում է նյութի մեջ պլաստիկ դեֆորմացիայի առաջացումը: Այսպես, օրինակ, երբ կերակրի աղի միաբույրերը ենթարկվում է ճկման դեֆորմացիայի երկու պողպատյա թիթեղների միջև, ապա նրա ամրության սահմանը ավելանում է ոչ պակաս քան մեկ կարգով:

ROENTGENOGRAPHICAL INVESTIGATION OF A DEFORMED
MICRORELIEF OF SODIUM CHLORINE MONOCHRYSTALS

M. A. BART, Z. F. ZAZYAN, I. S. MEZENTSEV, A. A. KHANONKIN

It has been shown that the material rupture can be prevented if the stress of the sample is performed under the conditions preventing the development of elementary processes of plastic deformation. So, during the deformation of monocrystal plates in a steel band, the resource of durability of sodium salt increases at least to one order.

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА С $\lambda = 10,6$ мкм В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Ю. Х. АЮНЦ, А. С. АЛЕКСАНИАН, В. М. ДЖУЛАКЯН

Приводятся спектральная плотность, распределение вероятностей и автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности лазерного излучения с $\lambda = 10,6$ мкм при его распространении в турбулентной атмосфере на трассе длиной $L = 14,85$ км, проходящей над водной поверхностью.

При распространении лазерного излучения через атмосферу происходит искажение фазового фронта волны, приводящее, в частности, к флуктуациям интенсивности на приемнике излучения. Флуктуации интенсивности лазерного излучения при его распространении через турбулентную атмосферу рассмотрены в ряде теоретических и обзорных (см., например, [1, 2]) и экспериментальных [3—8] работ.

В настоящей работе экспериментально исследовались флуктуации интенсивности инфракрасного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм на трассе длиной $L = 14,85$ км, проходившей над озером Севан. Передающий пункт располагался на высоте около 20 м, а приемный пункт — на высоте 12 м над уровнем воды. Измерения проводились в июле — августе 1973 года.

Методика и результаты эксперимента

На передающем конце трассы с помощью установки, аналогичной описанной в [6], излучение углекислотного лазера с $\lambda = 10,6$ мкм, предварительно модулированное прерывателем с частотой $f = 2$ кГц, формировалось в пучок с эффективным диаметром $2g_{\text{эфф.}} = 35$ см. Эффективный диаметр пучка на приемном конце был порядка 2,2 м. После прохождения атмосферы излучение с интенсивностью I принималось коллиматором, образованным зеркалами с диаметрами $D_1 = 150$ мм и $D_2 = 20$ мм и фокусными расстояниями соответственно $F_1 = 750$ мм и $F_2 = 15$ мм, и фокусировалось на фотосопротивление из легированного ртути германия с рабочей температурой 50°K . Полученный сигнал усиливался селективным вольтметром и подавался на опорный вход синхродетектора. Часть же излучения с помощью линзы диаметром $D = 25$ мм фокусировалась на приемник аналогичного типа, входной сигнал которого после усиления селективным вольтметром подавался на сигнальный вход того же синхродетектора. Сигнал с выхода синхродетектора записывался на шлейфовом осциллографе типа Н—105. Скорость протягивания ленты была выбрана 250 мм/сек. Длина шлейфограмм была около 10 м, т. е. длительность одной реализации составляла примерно 40 сек. Полученные шлейфограммы отцифровывались на устройстве „Силуэт“ с шагом квантования $\Delta t = 1/250$ сек и обрабатывались на ЭВМ „Минск-22“.

Вычислялись спектральная плотность $W_I(f)$, функция распределения вероятностей $P(I \leq I_1)$ и временная корреляционная функция $K(\tau)$ флуктуаций интенсивности. Одновременно определялась структурная постоянная показателя преломления атмосферы C_n^2 по уширению пятна прошедшего ту же трассу лазерного излучения с $\lambda = 0,63$ мкм в фокусе телескопа [9]. По полученным значениям C_n^2 вычислялись значения параметра $\beta_0 = [1,23 \cdot C_n^2 (2\pi/\lambda)^{7/6} L^{11/6}]^{1/2}$ (дисперсия флуктуации интенсивности в плоской волне в первом приближении метода плавных возмущений), который в условиях эксперимента изменялся в пределах $0,8 \leq \beta_0 \leq 1,34$, т. е. измерения приходились на переходную область между „слабыми“ ($\beta_0 < 1$) и „сильными“ ($\beta_0 \geq 1$) флуктуациями.

Спектральная плотность $W_I(f)$ флуктуаций интенсивности вычислялась методом быстрого фурье-преобразования (БФП) по программе, приведенной в [10]. На рис. 1 приведена зависимость спектральной

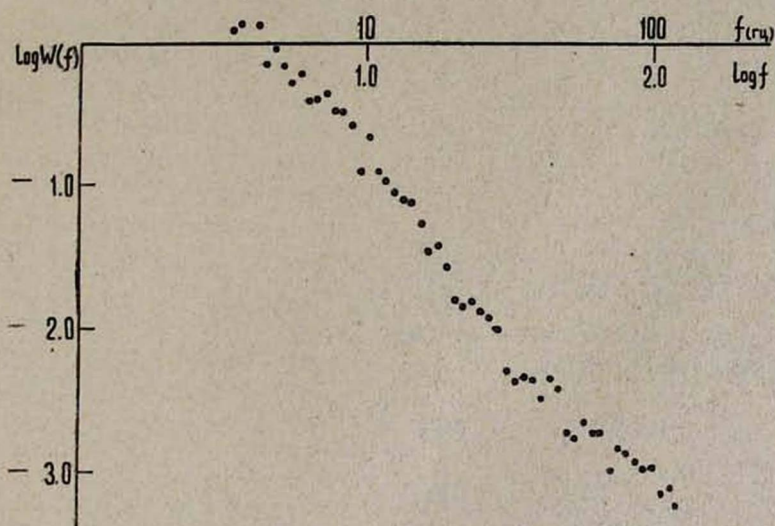


Рис. 1. Зависимость спектральной плотности флуктуаций логарифма интенсивности от частоты.

ной плотности от частоты, полученная для одной из реализаций. Программа БФП позволяла вычислять спектр в диапазоне от 3 до 125 Гц. На основе полученных спектров можно утверждать, что максимальное значение спектральной плотности приходится на область от 0 до 3 Гц. На частоте 100 Гц плотность падает почти на три порядка по сравнению с плотностью при 3 Гц. Крутизна спада зависимости спектральной плотности от частоты $W_I(f) \sim f^{-n}$ в условиях эксперимента оказалась в пределах $-2,62 \leq -n \leq -1,96$. Это подтверждает вывод [7] о том, что при увеличении приемной апертуры крутизна спада спектра увеличивается. Полученные нами спектры качественно совпадают со спектрами, полученными другим способом [8]

при почти одновременных измерениях. Из-за непостоянства направления ветра вдоль трассы измерения его скорости не производились, что делает невозможным получение зависимости ширины спектра от поперечной составляющей ветра для ее сопоставления с теоретическими выводами.

По вычисленным на ЭВМ коэффициентам автокорреляции флуктуаций интенсивности

$$K_{\tau} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I})(I_{i+\tau} - \bar{I})}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I})^2}$$

и построенным для них графикам для каждой из полученных реализаций (один из которых приведен на рис. 2) по касательной к кривой

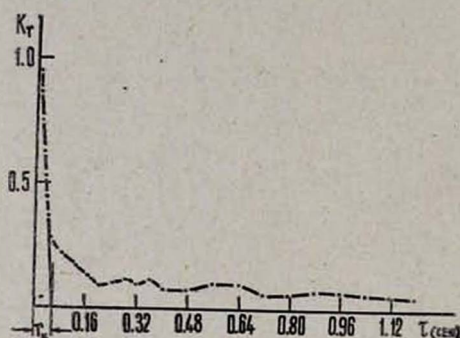


Рис. 2. Коэффициенты автокорреляции флуктуаций интенсивности.

определялось время корреляции τ_k . В условиях эксперимента значения τ_k оказались в пределах от 0,04 до 0,12 сек.

Были вычислены также функции распределения вероятностей флуктуаций интенсивности $P(I \leq I_1)$. На рис. 3 приведены графики полученных распределений в вероятностном масштабе по оси ординат и в логарифмическом по оси абсцисс для двух различ-

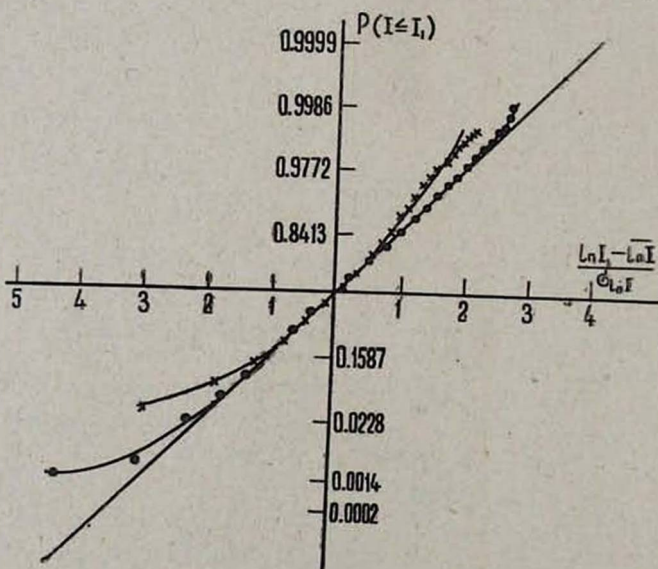


Рис. 3. Распределение вероятностей $P(I < I_1)$ флуктуаций логарифма интенсивности; $\bullet$ — $\beta_0 = 0,90$, $\times$ — $\beta_0 = 1,34$.

ных значений β_0 . В этом масштабе логарифмически-нормальному закону распределений соответствует прямая линия. Как видно из графиков, если для кривой с $\beta_0 = 0,90$ отклонение от логарифмически-нормального закона начинает проявляться для значений $(\ln I_1 - \overline{\ln I}) > 2\sigma$ в одну и $(\ln I_1 - \overline{\ln I}) < -1,8\sigma$ в другую сторону, то для $\beta_0 = 1,34$ это отклонение заметно уже начиная со значений соответственно $(\ln I_1 - \overline{\ln I}) > 0,5\sigma$ и $(\ln I_1 - \overline{\ln I}) < -\sigma$. Можно сказать, что, как и для излучения с $\lambda = 0,63$ мкм [5], при слабой турбулентности распределение близко к логарифмически-нормальному закону и что с увеличением турбулентности наблюдается его более заметное отклонение от указанного закона. Функция распределения $P(I \leq I_1)$ качественно совпадает с функцией распределения, полученной на анализаторе импульсов АИ-128, на той же трассе в почти одинаковых условиях (см. [8], рис. 1, кривая 1).

Авторы выражают благодарность Р. А. Казаряну и К. П. Погосяну за полезные советы и обсуждения, а также А. С. Абрамяну за помощь в измерениях.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 15.I.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере, Изд. Наука, М., 1967.
2. А. М. Прохоров и др. УФН, 114, 415 (1974).
3. А. Л. Виск. Appl. Opt., 6, 703 (1967).
4. А. С. Гурвич, М. А. Каллистратова, Н. С. Тиме. Изв. вузов, Радиофизика, 11, 1360 (1968).
5. М. Е. Грачева и др. Изв. вузов, Радиофизика, 17, 105 (1974).
6. К. П. Полюсян и др. Ученые записки ЕГУ, № 3, 55 (1974).
7. Г. В. Азизян и др. Ученые записки ЕГУ, № 2, 49, 1977.
8. А. С. Гурвич и др. Препринт ИФА АН СССР и ИФИ АН АрмССР, М.-Е., 1974.
9. Э. С. Вартамян и др. Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, 6, 884 (1970).
10. М. Э. Холмянский. Сб. Электронно-вычислительная техника и программирование, Изд. Статистика, вып. 4, 1971.

ՏՈՒՐԲՈՒԼԵՆՏ ՄԹՆՈՒՈՐՏՈՒՄ $\lambda = 10,6$ մկմ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՐ
ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՖԼՈՒԿՏՈՒԱՑԻԱՆԵՐԸ

Յու. Խ. ԱՅՈՒՆՑ, Ա. Ս. ԱԼԵՍԱՆՅԱՆ, Վ. Մ. ԶՈՒԼՆԱԿՅԱՆ

Բերված են $L = 14,85$ կմ երկարությամբ ջրային մակերևույթի վրայով անցնող մթնոլորտային տրասպորտով $\lambda = 10,6$ մկմ ալիքի երկարությամբ լազերային փնջի տարածման դեպքում նրա ինտենսիվության ֆլուկտուացիաների սպեկտրալ խտության, հաճախականությունների բաշխման և ավտոկորելյացիայի ֆունկցիաների փորձնականորեն ստացված արդյունքները:

FLUCTUATIONS OF THE INTENSITY OF LASER BEAM WITH $\lambda = 10,6 \text{ } \mu\text{m}$ IN TURBULENT ATMOSPHERE

Yu. Kh. AYUNTS, A. S. ALEKSANYAN, V. M. DZHULAKYAN

The spectral density, the probability and the autocorrelation function of the intensity fluctuations of a laser beam with $\lambda = 10,6 \text{ } \mu\text{m}$ at its propagation along the $L = 14,85 \text{ km}$ path in turbulent atmosphere over the water surface are given.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ РАЗБАВЛЕННЫХ РАСТВОРОВ МАРГАНЦА В СЕРЕБРЕ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР $1,8 \div 4,12^\circ\text{K}$

А. Г. КАРАГЕЗЯН, А. А. АРЦРУНИ

Измерено электрическое сопротивление разбавленных сплавов системы $\text{Ag} - \text{Mn}$ с концентрациями марганца от 0,02 до 2 ат.%, в интервале температур $1,8 \div 4,12^\circ\text{K}$. Температура $T_{\text{мах}}$, соответствующая максимумам на кривых сопротивления — температура, линейно изменяется с концентрацией c . Отношение $T_{\text{мах}}/c$ равно примерно $17^\circ\text{K}/\text{ат.}\%$ марганца. Сравнение полученных данных с теорией Кондо дает значение $-(0,18 \pm 0,02) \text{ эв}$ для обменной $s-d$ -энергии в системе серебро-марганец.

Изучению свойств сплавов с парамагнитными примесями в последнее десятилетие посвящено много теоретических и экспериментальных работ [1]. Интерес к этим сплавам вообще и к сплавам благородных металлов с примесями переходных $3d$ -элементов в частности вызван низкотемпературными аномалиями кинетических и термодинамических величин, обусловленными изменением амплитуды рассеяния электрона проводимости на примеси (эффект Кондо [2]), с одной стороны, и РККИ — взаимодействием примесей между собой, с другой.

Данные по температурной и концентрационной зависимости электросопротивления этих сплавов дают полезную информацию о доминирующих типах взаимодействий, позволяют определить области температур, где превалирует тот или иной тип взаимодействия, а также могут быть использованы для определения параметров, входящих в выражения, описывающие эти взаимодействия. Во многих работах [2, 3] развита теория электронных взаимодействий с магнитными примесями и предсказано поведение электросопротивления при низких температурах.

Система $\text{Ag} - \text{Mn}$ была исследована в [4—7], однако во всех этих работах использовалось ограниченное количество образцов с различным содержанием примесей, что не позволяет проводить соответствующих сравнений с теорией. Целью настоящей работы было получение дополнительных данных о температурной и концентрационной зависимости резистивных аномалий для системы сплавов серебро-марганец.

В работе исследованы 18 образцов с концентрациями марганца от 0,02 до 2 ат.%. Все образцы были изготовлены из серебра 99,9999% и марганца 99,99% чистоты*. Лигатура приготавливалась индукционной плавкой в медной лодочке с водяным охлаждением в атмосфере аргона. Затем лигатура разбавлялась чистым серебром и сплав требуемой концентрации отливался в графитовый тигель высо-

* Получены из фирмы Johnson Matthey & Co. Ltd., London.

кой чистоты, в котором получались заготовки в виде цилиндриков диаметром примерно 5 мм. После этого заготовка пропусклась через фильтры до получения проволоки диаметром 0,8 мм, из которой нарезались образцы длиной примерно 10 см. Затем образцы протравливались в азотной кислоте и отжигались при 750°C в вакууме 10^{-4} тор в течение 4 часов.

Истинная концентрация примесей в образцах определялась следующим образом. Для каждого образца определялось отношение

$$r = \frac{\rho_{4,2^\circ\text{K}}}{\rho_{273^\circ\text{K}} - \rho_{4,2^\circ\text{K}}}.$$

Найденные значения r откладывались на графике в зависимости от номинальной концентрации и концентрации, полученной из данных спектрографического анализа. С помощью метода наименьших квадратов проводилась прямая, по которой определялись истинные значения концентраций. Точность определения с по такому комбинированному методу составляла не более 2%. Таким путем были получены следующие значения концентраций марганца в ат. %: 0,02; 0,03; 0,04; 0,05; 0,057; 0,073; 0,077; 0,091; 0,12; 0,16; 0,23; 0,30; 0,56; 0,93; 1,30; 1,54; 1,87; 2,0.

Электросопротивление измерялось стандартным четырехконтактным потенциометрическим методом на потенциометре Р-348. Образец в криостате целиком погружался в гелиевую ванну. Температура образца определялась с помощью германиевого термометра сопротивления фирмы Cryocal Inc. (США). Потенциальные и токовые провода припаивались к образцу с помощью припоя ПОС-60. Геометрический фактор образца определялся компаратором ИЗА-2. Относительная погрешность при измерении электросопротивления не превышала 0,1%.

На рис. 1 приведены обработанные методом наименьших квадратов данные по электросопротивлению наиболее разбавленных и наиболее концентрированных образцов, представленные в виде графиков зависимости от температуры. Прямые на рис. 1 (а) удовлетворяют кондовскому логарифмическому выражению

$$\rho = A + B \ln T, \quad (1)$$

где A и B — постоянные, не зависящие от температуры. Прямые на рис. 1 (б) согласуются с предсказанием Харрисона и Клейна [3] о линейном изменении электросопротивления ниже температуры максимума.

На рис. 2 (а) приведены данные по электросопротивлению образцов с промежуточными значениями концентрации примесей, для которых обнаруживаются максимумы в исследованной области температур. Зависимость температур T_{max} , при которых кривые имеют максимум, от концентрации с представлена на рис. 2 (б). Наши данные приведены вместе с данными Малма и Вудса [5], Джа и Джерико [6] и Рамоса [7]. Видно, что данные работы [7] плохо согласуются как

с нашими данными, так и с данными предыдущих работ [5, 6]. Поэтому при построении графика они не были учтены. Сплошная линия, проведенная методом наименьших квадратов, представляет собой прямую с наклоном $T_{\max}/c = 17^\circ\text{K/at.}\%$.

Полученный результат хорошо согласуется с теорией Харрисона и Клейна. Однако некоторый разброс данных не позволяет провести какое-либо сравнение с теорией пар-

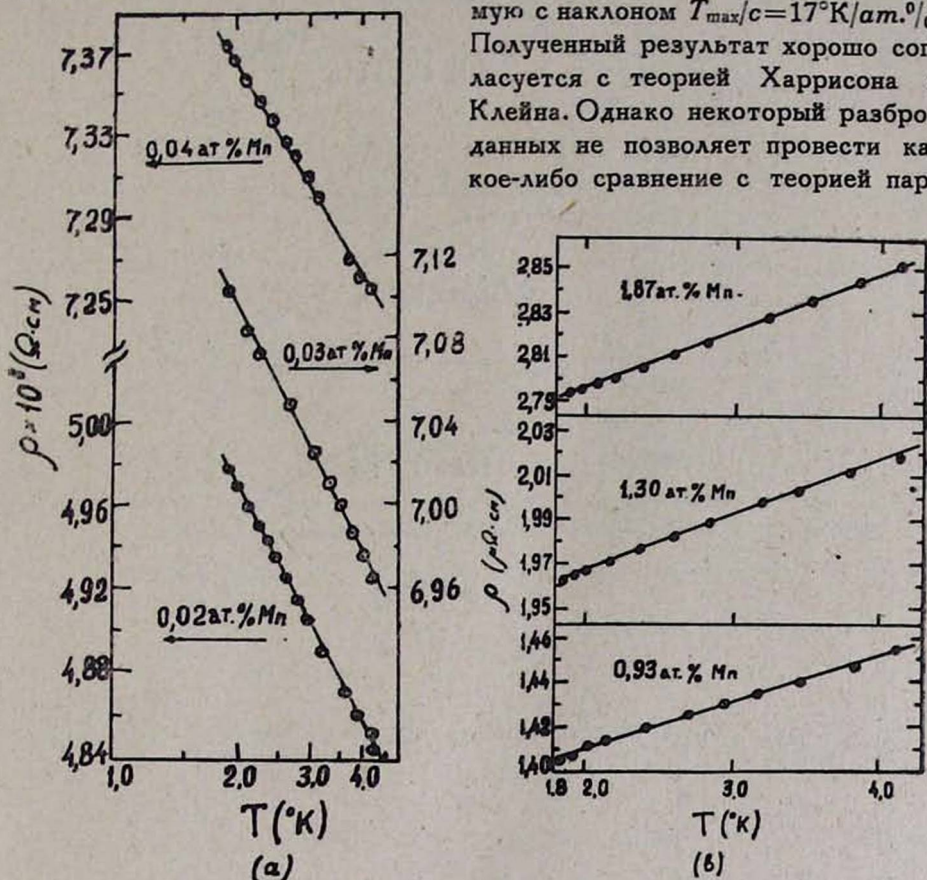


Рис. 1. а) Электросопротивление трех наиболее разбавленных сплавов в зависимости от температуры в полулогарифмическом масштабе. б) Электросопротивление наиболее концентрированных сплавов в зависимости от температуры.

ного приближения Мато и Бил-Моно [3], согласно которой отношение $T_{\max}/c$ не остается постоянным для данной системы сплавов.

На рис. 3 приведен график зависимости экстраполированных значений сопротивления ρ_0 при абсолютном нуле от концентрации примеси. Приближение метода наименьших квадратов, приводящее к линейной зависимости, дает для наклона $\Delta\rho_0/\Delta c$ значение, равное $1,53 \pm 0,03$ мк ом см/at. % примеси. Значение ρ_0 , представляющего собой не зависящий от температуры вклад обычного потенциального и обменного рассеяния без поворота спина, может быть вычислено путем умножения концентрации на величину наклона.

Если представить результат Кондо [2] в виде

$$\rho = \rho_0 + c\rho_m + 3z(c\rho_m)(J/\varepsilon_F)\ln T, \quad (2)$$

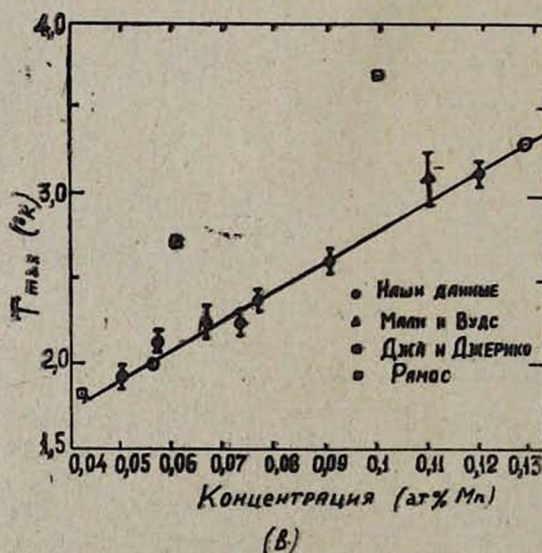
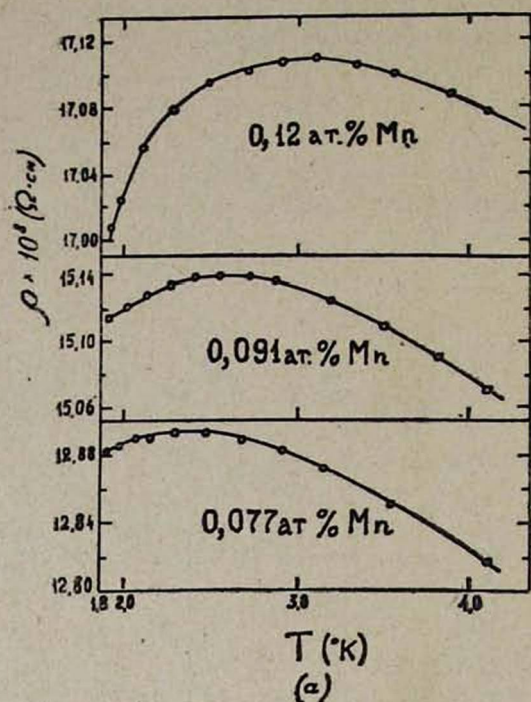


Рис. 2. а) Электросопротивление сплавов с промежуточными значениями концентраций. б) Зависимость температур T_{max} , при которых электро-сопротивление достигает максимума, от концентрации.

где ρ_m — сопротивление, обусловленное рассеянием с поворотом спина, z — число электронов проводимости на атом, принятое в работе равным единице [8], J — s - d -обменная энергия, ε_F — энергия Ферми, для

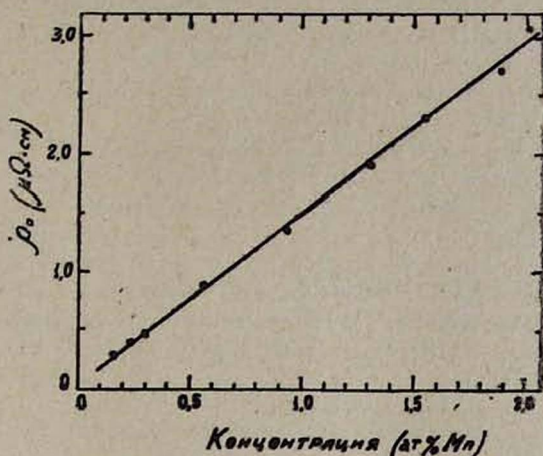


Рис. 3. Экстраполированные значения электросопротивления ρ_0 при абсолютном нуле в зависимости от концентрации.

которой принято значение 5,5 эв для свободных электронов [2], то из сравнения выражений (1) и (2) получаем

$$c\rho_m = A - \rho_0,$$

$$B = 3z(c\rho_m)J/\varepsilon_F,$$

откуда можно определить J . Вычисление J проводилось для каждого из наиболее разбавленных сплавов, а затем бралось среднее этих значений.

Значение, полученное из наших данных, равно

$$J = -(0,18 \pm 0,02) \text{ эв.}$$

Следует заметить, что в работе [7] приводится оценка величины J , равная 0,22 эв. Автор исходил из известного приближения внутренних полей Клейна [3] и использовал значение $T_{\max}/c = 35^\circ\text{K/at.}\%$, которое, как указывалось (см. рис. 2b), не согласуется со значением полученным из анализа наших и ранее полученных данных [5, 6]. Нам не известно какое-либо другое определение J для системы серебро-марганец описанном в работе методом. Полученный нами результат, представляется разумным и хорошо согласуется с теорией [1].

Ереванский государственный
университет

Поступила 3.VIII.1976.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Абрикосов. УФН, 97, 403 (1959).
J. Kondo. Sol. St. Phys., 23, 183 (1969).
A. J. Heeger. Sol. St. Phys., 23, 283 (1969).
M. D. Daybell. Magnetism, ed. by H. Suhl, N. Y.—L., Acad. Press, 1973, v. 5, p. 121.

2. J. Kondo. Progr. Theor. Phys. (Kyoto), 32, 37 (1964).
3. A. A. Abrikosov. Physics, 2, 61 (1965).
R. J. Harrison, M. W. Klein. Phys. Rev., 154, 540 (1967).
M. W. Klein. Phys. Rev., 173, 552 (1968).
A. И. Ларкин, В. И. Мельников, Д. Е. Хмельницкий. ЖЭТФ, 60, 846 (1971).
K. Matho, M. T. Béal-Monod. Phys. Rev., B5, 1899 (1972).
4. A. N. Gerritsen, J. O. Linde. Physica, 17, 573 (1951).
5. H. L. Malm, S. B. Woods. Can. J. Phys., 44, 2293 (1966).
6. D. Jha, M. H. Jericho. Phys. Rev., B3, 147 (1971).
D. A. Tindall, M. H. Jericho, D. Jha. Phys. Rev., B9, 3113 (1974).
7. E. D. Ramos. J. Low Temp. Phys., 20, 547 (1975).
8. D. Shoenberg. Proc. Phys. Soc. (London), 79, 1 (1962).

**ԱՐՄԱԹԻ ՄԵՋ ՄԱՆԳԱՆԻ ՆՈՍՐԱՑՎԱԾ ԼՈՒՄՈՒՅԹՆԵՐԻ
ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԻ
 $1,18 \pm 4,12^\circ\text{K}$ ՏԵՐՈՒՅԹՈՒՄ**

Ա. Գ. ՂԱՐԱԳՅՈՅՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՐՄՐՈՒՆԻ

Չափված է Ag-Mn սխտեմի նոսրացված համաձուլվածքների էլեկտրական դիմադրությունը $0,02$ -ից մինչև 2 առ. % մանգանի կոնցենտրացիաների համար $1,8 \div 4,12^\circ\text{K}$ ջերմաստիճանների տիրույթում: Դիմադրություն-ջերմաստիճան կորերի մաքսիմումներին համապատասխանող ջերմաստիճանները (T_{max}) դժայնորեն են կախված կոնցենտրացիայից (c): T_{max}/c հարաբերությունը մոտավորապես հավասար է $17^\circ\text{K}/\text{առ. \%}$: Ստացված տվյալների համեմատումը Կոնդոյի տեսության հետ տալիս է $-(0,18 \pm 0,02)$ էվ արժեքը $s-d$ -փոխանակային էներգիայի համար Ag-Mn սխտեմում:

**ELECTRICAL RESISTIVITY OF DILUTE SOLUTIONS OF
MANGANESE IN SILVER BETWEEN $1,8 \div 4,12^\circ\text{K}$**

A. G. KARAGYOZIAN, A. A. ARTSRUNI

The electrical resistivity of dilute Ag-Mn alloys with manganese concentration ranging from $0,02$ to 2 at. % has been measured over the $1,8 \div 4,12^\circ\text{K}$ interval. The temperature T_{max} corresponding to the maxima in the resistivity-temperature curves $\rho(T)$ is found to vary linearly with the impurity concentration c ; T_{max}/c being about $17^\circ\text{K}/\text{at. \%}$ of manganese. The comparison of the data with Kondo's theory gives a value of $-(0,18 \pm 0,02)$ eV for the $s-d$ exchange energy of the silver-manganese system.

ВЛИЯНИЕ ИМИНОКСИЛЬНЫХ РАДИКАЛОВ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ МББА И ЭББА

А. Э. ДИНГЧЯН

Проведено исследование величины тока, проходящего через тонкий слой МББА и ЭББА, в зависимости от напряженности электрического поля и температуры в случае, когда жидкие кристаллы содержат добавки иминоксильных радикалов в различных концентрациях по весу. Показано, что во всех рассмотренных случаях ток существенно зависит от типа и концентрации радикалов и определяется формулой $I = I_0 \exp(-E_a/kT)$. Энергия активации проводимости также существенно зависит от концентрации и типа радикалов. Предполагается, что радикалы неодинаково влияют на электрические свойства МББА и ЭББА.

В связи с использованием различных электрооптических эффектов в нематических и холестерических жидких кристаллах изучение электропроводности жидкокристаллических веществ имеет не только теоретический, но и практический интерес. Как уже показано в [1], из многих механизмов воздействия электрического поля на тонкий слой жидкого кристалла существенная роль принадлежит переносу зарядов.

Целью настоящей работы является исследование зависимости величины тока, протекающего через тонкий слой жидких кристаллов МББА и ЭББА, от температуры при добавлении к ним свободных иминоксильных радикалов. Структурные формулы используемых радикалов приведены на рис. 1. Исследование проводилось в измеритель-

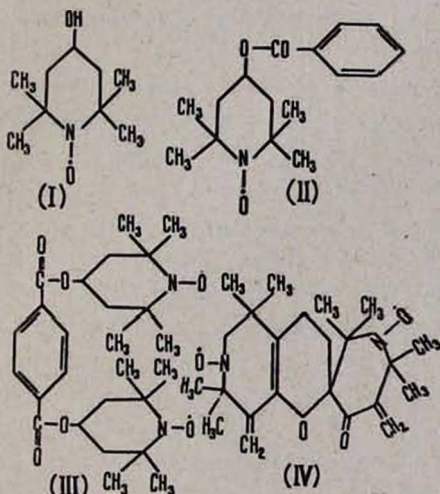


Рис. 1. Иминоксильные свободные радикалы.

ной ячейке с токопроводящими стеклами. Натиранием токопроводящих стекол предварительно была получена монодоменная структура (директор $\vec{L}$ параллелен плоскости стекла).

На рис. 2 приведены температурные зависимости тока, протекающего через тонкий слой ЭББА и ЭББА + (II) (концентрация радикала — 1%), при напряженности поля $E = 7,5$ кВ/см (всюду далее используется это значение напряженности). Из этих кривых следует,

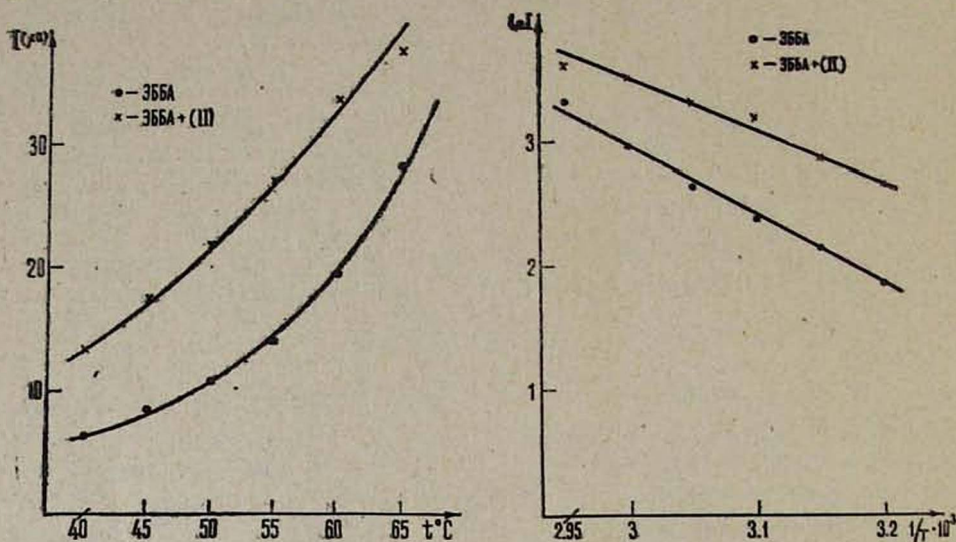


Рис. 2. Температурная зависимость величины тока, протекающего через ЭББА и ЭББА + (II) (концентрация радикала — 1% по весу), при $E = 7,5$ кВ/см; толщина образца $l = 40$ мкм.

что ток в указанных случаях описывается формулой $I = I_0 \exp(-E_a/kT)$, где E_a — энергия активации прохождения тока. Аналогичные результаты получены и для остальных радикалов при концентрациях 0,5, 1 и 2,5%.

Рассмотрим влияние свободных иминоксильных радикалов на величину тока, протекающего отдельно через МББА и ЭББА. На рис. 3 приведена зависимость величины тока в МББА от концентрации свободных радикалов для всех четырех типов радикалов при температуре $t = 22^\circ\text{C}$. При увеличении концентрации радикалов до некоторого значения $C_{\text{мин}}$ ток уменьшается, а затем увеличение концентрации приводит к увеличению тока. Такая закономерность в случае радикала (I) описывалась в [2]. Но концентрация $C_{\text{мин}}$, при которой ток достигает минимального значения, для радикалов (I) и (II) составляет 0,5%, а для (III) и (IV) — 1%. По-видимому эту разницу можно объяснить большими молекулярными весами последних двух радикалов. Из-за разного молекулярного веса при данной концентрации число молекул радикалов (III) и (IV) в смеси жидкий кристалл + радикал ($\dot{K}$) примерно в два раза меньше, чем радикалов (I) и (II).

В качестве другой причины, объясняющей эту разницу, можно привести тот факт, что при прочих равных условиях из-за малой под-

вижности радикалов (III) и (IV) требуется большая плотность объемного заряда. Повышения этой плотности можно добиться за счет увеличения количества радикалов в смеси.

На рис. 4 приведены аналогичные зависимости для ЭББА при $t = 40^\circ\text{C}$. В этом случае наблюдается другая закономерность измене-

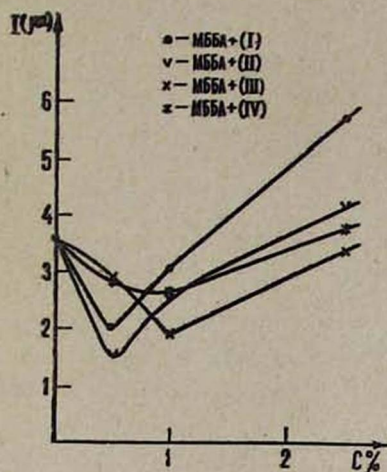


Рис. 3. Зависимость величины тока от концентрации радикала в смесях МББА + $\dot{R}$; $t = 22^\circ\text{C}$, толщина образца $l = 20$ мм.

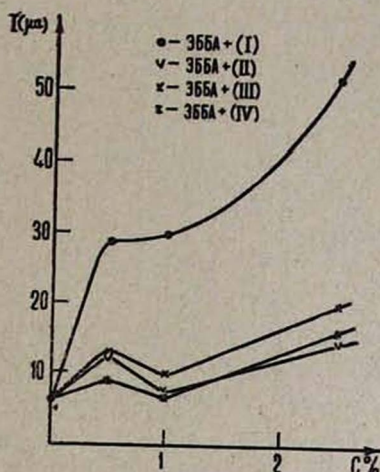


Рис. 4. Зависимость величины тока от концентрации радикала в смесях ЭББА + $\dot{R}$; $t = 40^\circ\text{C}$.

ния величины тока с концентрацией радикалов. До концентрации $C = 0,5\%$ ток увеличивается, затем он уменьшается до $C = 1\%$, а при дальнейшем увеличении концентрации радикалов ток снова увеличивается. Такая зависимость наблюдается для всех радикалов, кроме (I). При увеличении концентрации радикала (I) ток монотонно возрастает.

Отметим, что ток в смесях ЭББА + $\dot{R}$ в отличие от смесей МББА + $\dot{R}$ всегда остается больше, чем в случае чистого ЭББА, и когда концентрация радикала (I) достигает $2,5\%$, ток в этой смеси увеличивается примерно в восемь раз. Такое отличие говорит о разных механизмах взаимодействия радикалов с молекулами ЭББА и МББА. Это предположение подтверждается и ниже приведенными рассуждениями о влиянии концентрации радикалов на энергию активации прохождения тока через исследуемую смесь жидкий кристалл + $\dot{R}$.

Значения энергии активации прохождения тока E_a для смесей МББА + $\dot{R}$ и ЭББА + $\dot{R}$ приведены соответственно в табл. 1 и 2. Как видно из этих таблиц, величина энергии активации МББА и ЭББА меняется в зависимости от типа и концентрации радикалов. Концентрационные зависимости энергии активации имеют экстремальные точки. Это означает, что барьеры переходов объемных зарядов

Таблица 1

Энергия активации E_{a1} в ккал/моль для МББА и смеси МББА + $\dot{R}$ в зависимости от типа и концентрации радикала

Тип радикала	Концентрация рад. (C%)			
	0	0,5	1	2,5
(I)	4,8	4	7	8
(II)	4,8	8,6	11	6
(III)	4,8	8	12	10
(IV)	4,8	12	10	7,6

Таблица 2

Энергия активации E_{a2} в ккал/моль для ЭББА и смеси ЭББА + $\dot{R}$ в зависимости от типа и концентрации радикала

Тип радикала	Концентрация рад. (C%)			
	0	0,5	1	2,5
(I)	12	10	12,4	14
(II)	12	16	8,2	12,8
(III)	12	10	8,2	9,6
(IV)	12	8,4	10,4	8,8

являются функцией от концентрации радикалов. А это, в свою очередь, приводит к заключению, что действительно вязкость ЖК в зависимости от концентрации меняется не монотонно, что и отмечалось в [3].

Чтобы выяснить, как влияет данный радикал на электрические свойства МББА и ЭББА, сопоставим отношение $n = \frac{E_{a2}(0)}{E_{a1}(0)}$ для чи-

стых веществ с отношением $n' = \frac{E_{a2}(C)}{E_{a1}(C)}$ для данной концентрации

радикалов, где E_{a1} и E_{a2} — соответственно энергии активации для МББА и ЭББА. Расчеты показывают, что во всех случаях (кроме 0,5% концентрации для радикала (I)) n получается больше, чем n' . В случае 0,5% концентрации радикала (I) $n = n'$.

Можно предположить, что данный радикал неодинаково влияет на электрические свойства МББА и ЭББА. Чтобы выяснить, в каком из этих ЖК данный радикал существенно влияет на электрические свойства, возьмем разные концентрации $C_1 \neq C_2$. Сопоставление отношения $m = \frac{E_{a2}(C_1)}{E_{a2}(C_2)}$ с отношением $m' = \frac{E_{a1}(C_1)}{E_{a1}(C_2)}$ показывает, что радикалы (I) и (III) существенно влияют на электрические свойства ЭББА, а радикалы (II) и (IV) — на электрические свойства МББА.

Так как радикал (при прочих равных условиях) по-разному влияет на энергию активации тока через МББА и ЭББА, то это означает, что в этих процессах не столь важны полупроводниковые свойства самого радикала, а более существенны взаимодействия молекул жидкого кристалла с радикалами.

Горисские лаборатории
ВЦ АН АрмССР

Поступила 30.VII.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Heilmeter, L. Zanoni, L. Barton. Proc. IEEE, 56, 24 (1968).

2. А. Ц. Саркисян, А. Э. Динчян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 146 (1976).
 3. А. Ц. Саркисян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 476 (1976).

ԻՄԻՆՕՔՍԻԼ ՌԱԴԻԿԱԼՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԲԲԱ ԵՎ ԷԲԲԱ
 Հեղուկ ԲՅՈՒՐԵԳՆԵՐԻ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ա. Է. ԴԻՆՉՅԱՆ

Կատարված է ՄԲԲԱ և ԷԲԲԱ հեղուկ բյուրեղների բարակ շերտով անցնող հոսանքի մեծության ուսումնասիրություն՝ կախված էլեկտրական դաշտի լարվածությունից և ջերմաստիճանից, երբ հեղուկ բյուրեղներին ավելացվում են իմինօքսիլ ռադիկալներ տարբեր կոնցենտրացիաներով ըստ կշռի: Ցույց է տրված, որ դիտարկված բոլոր դեպքերում հոսանքը էապես կախված է ռադիկալի տիպից և կոնցենտրացիայից և որոշվում է հետևյալ բանաձևով $I = I_0 \exp(-E_a/kT)$: Ստացված է, որ հաղորդականության ակտիվացման էներգիան էապես կախված է ռադիկալի տիպից և կոնցենտրացիայից: Արված է հետևություն, որ ռադիկալը միատեսակ չի ազդում ՄԲԲԱ և ԷԲԲԱ-ի էլեկտրական հատկությունների վրա:

THE INFLUENCE OF IMINOXYL RADICALS ON THE
 CONDUCTIVITY OF MBBA AND EBBA LIQUID CRYSTALS

A. E. DINGCHYAN

The dependence of the magnitude of current through thin MBBA and EBBA layers on the electric field tension and the temperature was studied when iminoxil radicals were added to liquid crystals in different weight concentrations. In all the observed cases the current was shown to essentially depend on the type and the concentration of a radical and to be given by the formula $I = I_0 \exp[-E_a/kT]$. It was obtained that the stimulating energy of the conductivity essentially depends on the radical type and the concentration.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ПОТОКЕ ЭНЕРГИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В СРЕДЕ С ЯДЕРНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

В. А. ДЖРБАШЯН

Полный поток энергии квантов в интервале энергий $[E_1 - \Delta E/2, E_1 + \Delta E/2]$, наблюдаемых за пластиной, вычисляется по формуле

$$S = \int_{E_1 - \frac{\Delta E}{2}}^{E_1 + \frac{\Delta E}{2}} E dN(E), \quad (1)$$

где $dN(E)$ — спектральное распределение числа квантов, аналитический вид которого в общем случае дается выражением (3) работы [1]. Поскольку оно является сложной функцией от энергии кванта E , ограничимся рассмотрением двух случаев.

а) *Случай тонких пластин.* При соблюдении условий

$$\frac{aE_1}{2\hbar c} (\gamma^{-2} + 1 - \varepsilon') \ll 1, \quad \frac{aE_1}{2\hbar c} \gamma^{-2} \ll 1, \quad \frac{aE_1}{2\hbar c} \varepsilon'' \ll 1, \quad (2)$$

где a — толщина пластины, ε' и ε'' — действительная и мнимая части диэлектрической постоянной, подставляя в (1) для $dN(E)$ выражение (4) работы [1], будем иметь

$$S = \frac{1}{137\pi E_1} \left(\frac{aE_1}{2\hbar c} \right)^2 \left(\ln \frac{2\gamma^2 \hbar c}{aE_1} - C + 0,5 \right) \int_{E_1 - \frac{\Delta E}{2}}^{E_1 + \frac{\Delta E}{2}} |\varepsilon - 1|^2 E dE. \quad (3)$$

Используя для диэлектрической постоянной выражение [2]

$$\varepsilon = 1 - \frac{\mu}{2} \frac{\Gamma}{E - E_0 + i\Gamma/2} - \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{E^2}, \quad (4)$$

для интеграла в (3) получим

$$\begin{aligned} \int_{E_1 - \frac{\Delta E}{2}}^{E_1 + \frac{\Delta E}{2}} |\varepsilon - 1|^2 E dE = & \frac{1}{8} \mu^2 \Gamma \left[\Gamma \ln \frac{(E_1 - E_0 + \Delta E/2)^2 + \Gamma^2/4}{(E_1 - E_0 - \Delta E/2)^2 + \Gamma^2/4} + \right. \\ & \left. + 4E_0 \operatorname{arctg} \frac{2\Delta E/\Gamma}{1 + \frac{4(E_1 - E_0)^2 - (\Delta E)^2}{\Gamma^2}} + \frac{8E_1}{\mu^2} \left(\frac{\hbar \omega_0}{E_1} \right)^4 \frac{\Delta E}{\Gamma} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

б) *Случай толстых пластин.* При выполнении условий

$$\frac{aE_1}{2\hbar c} (\gamma^{-2} + 1 - \varepsilon') \gg 1, \quad \frac{aE_1}{2\hbar c} \gamma^{-2} \ll 1, \quad \frac{aE_1}{2\hbar c} \varepsilon'' \ll 1 \quad (6)$$

согласно формуле (1) и выражению (1) работы [3] имеем

$$\begin{aligned}
 S = & \frac{2}{137 \pi E_1} \int_{E_1 - \frac{\Delta E}{2}}^{E_1 + \frac{\Delta E}{2}} \left[\ln \frac{\hbar^2 \omega_0^2 \gamma^2}{E^2} - 2 + \left(1 + C + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \ln \frac{aE}{2\gamma^2 \hbar c} \right) \cos \frac{a\hbar \omega_0^2}{2cE} + \frac{\pi}{2} \sin \frac{a\hbar \omega_0^2}{2cE} \right] E dE = \\
 = & \frac{2}{137 \pi E_1} \left\{ E_1 \Delta E \left[\ln \frac{\hbar^2 \omega_0^2 \gamma^2}{E_1^2 - (\Delta E)^2/4} - 1 \right] - \left[E_1^2 + (\Delta E)^2/4 \right] \times \right. \\
 & \times \ln \frac{E_1 + \Delta E/2}{E_1 - \Delta E/2} + \frac{1}{2} \left(1 + C + \ln \frac{aE_1}{2\gamma^2 \hbar c} \right) \left[(E_1 + \Delta E/2)^2 \times \right. \\
 & \times \cos \frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} - (E_1 - \Delta E/2)^2 \cos \frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} + \\
 & + \frac{a\hbar \omega_0^2}{2c} (E_1 - \Delta E/2) \sin \frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} - \frac{a\hbar \omega_0^2}{2c} (E_1 + \Delta E/2) \times \\
 & \times \sin \frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} - \left(\frac{a\hbar \omega_0^2}{2c} \right)^2 \operatorname{ci} \left(\frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} \right) + \\
 & + \left(\frac{a\hbar \omega_0^2}{2c} \right)^2 \operatorname{ci} \left(\frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} \right) \left. \right] + \frac{\pi}{4} \left[(E_1 + \Delta E/2)^2 \sin \frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} - \right. \\
 & - (E_1 - \Delta E/2)^2 \sin \frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} - \frac{a\hbar \omega_0^2}{2c} (E_1 - \Delta E/2) \cos \frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} + \\
 & + \frac{a\hbar \omega_0^2}{2c} (E_1 + \Delta E/2) \cos \frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} - \left(\frac{a\hbar \omega_0^2}{2c} \right)^2 \operatorname{si} \left(\frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 - \Delta E/2} \right) + \\
 & \left. + \left(\frac{a\hbar \omega_0^2}{2c} \right)^2 \operatorname{si} \left(\frac{a\hbar \omega_0^2/2c}{E_1 + \Delta E/2} \right) \right] \left. \right\}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

Ереванский физический институт

Поступила 10.I.1977

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Джрбашян. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 427 (1975).
2. Э. А. Перельштейн, М. И. Подюрецкий. ЯФ, 12, 1149 (1970).
3. В. А. Джрбашян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 423 (1976).

ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՀՈՍՔԸ
ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԴԻՍԿՐԻՄԻԱՅԻՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ՄԻՋԱԿԱՅՐՈՒՄ

Վ. Հ. ԶՐԲԱՇՅԱՆ

Աշխատանքում հեղինակը, օգտվելով իր ավելի վաղ աշխատանքներում ստացված քվանտների թվի սպեկտրալ բաշխման համար բանաձևերից, ստանում է բանաձևեր բարակ և հաստ թիթեղներում առաջացած անցումային ճառագայթման էներգիայի հոսքի համար:

ON THE ENERGY FLUX OF TRANSITION RADIATION IN A MEDIUM WITH NUCLEAR DISPERSION

V. A. DZHRBASHYAN

Starting from formulae obtained by the author for the spectral distribution of the number of quanta, the expression for the energy flux of transition radiation generated in a plate are derived. Two cases concerning thin and thick plates are considered.

КРИТЕРИЙ СРЫВА НАПРЯЖЕНИЯ ОБРАТНО-СМЕЩЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

А. А. ДЖЕРЕДЖЯН, Г. С. КАРАЯН

Для различных многослойных структур (МСС) формирование участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) на вольт-амперной характеристике (ВАХ) коллекторных переходов происходит при разных условиях [1-3], что нельзя объяснить на основе модели многотранзисторной аналогии (МТА). В связи с этим возникает необходимость получения критерия существования участка с ОДС на ВАХ коллекторных переходов произвольной МСС, что и является целью настоящей работы.

Исследуем k -й коллекторный переход МСС, рассмотренный в [1-3], сохраняя принятые там обозначения, где четные индексы $l_{\pm}$ определяются следующими соотношениями:

$$l_- < k < l_+, \quad V_{l_{\pm}} > 1, \quad V_{i \in (k, l_{\pm})} < 1.$$

На основе работы [1] легко получить следующее условие сброса напряжения k -го коллекторного перехода:

$$\hat{a}_k + \frac{d}{dj} \hat{\delta}_k - m_k = 0. \quad (1)$$

Необходимо также, чтобы имело место $\frac{d}{dj} \hat{\delta}_k > 0$, если только $\hat{\delta}_k \neq 0$, т. е. если для k -го перехода существует эффективная утечка. Последнее эквивалентно наличию утечки любого типа хотя бы на одном эмиттерном переходе с номером из интервала $(k, l_{\pm})$. Поэтому критерий существования участка с ОДС на ВАХ k -го перехода можно сформулировать следующим образом: для того, чтобы ВАХ k -го перехода имела участок с ОДС, необходимо и достаточно выполнение следующих соотношений:

$$\hat{\delta}_k \neq 0, \quad \hat{a}_k < m_k. \quad (2)$$

По модели МТА $l_{\pm} = (k \pm 2)$ и рекуррентность величин $\hat{a}_k$ и $\hat{\delta}_k$ исчезает. Указанная рекуррентность отражает наличие взаимодействия между несоседними p - n -переходами МСС. Оно обусловлено перераспределением напряжения на переходах МСС за счет изменения кинетики носителей, связанного с перебросом некоторых коллекторных переходов в режим с $V_i < 1$ и $R_i < 0$.

Необходимо подчеркнуть, что индексы $l_{\pm}$ с увеличением плотности тока могут увеличиваться в связи с асимметрией МСС. Следовательно область распространения взаимодействия между переходами с ростом тока может расширяться. Причиной этого является тот

факт, что с ростом тока возрастает число коллекторных переходов, работающих в режиме $V_i < 1$, $R_i < 0$. Легко видеть, что при всех токах имеют место неравенства

$$\delta_k \leq \hat{\delta}_k, \alpha_k \geq \hat{\alpha}_k. \quad (3)$$

Если из системы уравнений (1), (2) работы [1] и из (1) исключить $V_k(j)$, получим уравнение относительно плотности тока j . Нетрудно доказать, что при условии (2) это уравнение будет иметь положительное решение $j_{k\text{ср}}$, такое, что функция $V_k(j)$ при $j = j_{k\text{ср}}$ достигает своего максимального значения.

Из соотношений (2) и (3) вытекает, что учет взаимодействия между несоседними переходами МСС может привести как к количественному, так и к качественному изменению ВАХ коллекторных переходов МСС. Качественные изменения могут быть двух типов. 1) Участок ОДС на ВАХ k -го коллекторного перехода может образоваться и при отсутствии локальных причин обратной связи (т. е. при $\delta_k = 0$), так как $\hat{\delta}_k$ может быть отличным от нуля и при $\delta_k = 0$. 2) Как следует из (2), при $\alpha_k > 0$ для формирования участка с ОДС лавинное умножение является необходимым, если не учитывать взаимодействия между переходами. В то же время ясно, что $\hat{\alpha}_k$ может быть отрицательным, т. е. ОДС может образоваться и без лавинного умножения носителей тока.

ВАХ k -го коллектора при $V_k \gg 1$ для различных механизмов приведена в таблице, где функция $\varphi_k(j) = \hat{\alpha}_k j + \hat{\delta}_k$ легко определяется

Таблица		
$V_k(j)$	Тип перехода	Механизм образования ОДС
$m_k^{-1} [\varphi_k(j)]$	резкий, диффузионный	лавинный
$r_k \varphi_k(j)$	резкий, диффузионный	омический
$(\varphi_k/i_k^*)^{b_k}$	$b_k = \begin{cases} 2, \text{ если } k\text{-й переход резкий} \\ 3, \text{ если } k\text{-й переход диффузионный} \end{cases}$	тепловой
$[2\varphi_k/(i_k^* + \sqrt{i_k^{*2} + 4\varphi_k/r_k})]^2$	резкий	омический и тепловой

из уравнений (1) и (2) работы [1] при заданных значениях I_- и I_+ . Ток сброса напряжения зависит линейно от коэффициента рекомбинации в первом случае и квадратично — в остальных. Для напряжения сброса зависимость является логарифмической в первом случае, квадратичной во втором, степенной с показателем $2b_k$ — в третьем и степенной с показателем 4 — в четвертом.

Таким образом можно заключить, что эффект взаимодействия между пространственно разделенными частями МСС является суще-

ственным, а его учет — необходимым при исследовании задачи токо-прохождения через МСС.

Выражаем глубокую благодарность проф. Г. М. Авакьянцу за руководство работой.

Институт радиопизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 12.I.1977,

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 402 (1974).
2. Г. С. Караян. Кандидатская диссертация, Ереван, 1976.
3. Г. С. Караян, А. А. Джереджян. ДАН АрмССР, 58, 151 (1974).

ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՀԱԿԱՌԱԿ ՇԵՂՎԱԾ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԻ ԼԱՐՄԱՆ ԽՋՄԱՆ ՉԱՓԱՆԻՇԸ

Հ. Հ. ԶԵՐԵՋՅԱՆ, Հ. Ս. ԴԱՐԱՅԱՆ

Հաշվի առնելով բազմաշերտ կառուցվածքի ոչ հարևան անցումների միջև փոխազդեցու-թյունը, բնդհանուր դեպքում ստացված է կոլեկտորների լարման խզման չափանիշ ստատիկ չեզոքում:

VOLTAGE CUTOFF CRITERION OF REVERSAL JUNCTIONS OF MULTILAYER STRUCTURES

H. H. JEREJYAN, H. S. KARAYAN

Taking into account the interactions between multilayer nonneighbouring junctions, a criterion of voltage cutoff on the collector junction in general case has been determined in the static regime.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ 12 ТОМА ЗА 1977 г.

вып. стр.

Абрамян Р. М., Казарян Э. М., Манукян Г. Г., Оганесян Р. А. Влияние нейтронного облучения на радиальную неоднородность некоторых электрофизических параметров монокристаллов кремния	4	294
Авакьянц Г. М., Тарумян С. А. Переключающие свойства кремневых диодов с примесью Zn под влиянием малого гармонического сигнала	6	456
Авоян Р. С. (см. Дадиванян А. К.)	4	288
Авоян Р. С. (см. Дадиванян А. К.)	4	297
Агасарян В. Ю. (см. Дадиванян А. К.)	4	288
Адонц Г. Г. (см. Арутюнян В. М.)	5	338
Азарян М. О., Бельзер Л. И., Демьянов А. И., Мурзин В. С., Сарычева Л. И. К вопросу о новом механизме генерации ядерных каскадов при высоких энергиях	5	313
Азизов И. К., Аколова А. Б., Картужанский А. Л., Маирадаз Н. В., Мелкумян Л. В., Прохоренко И. П. Поиск изменений физических свойств желатинины в ядерных фотоэмульсиях при действии импульсного электрического поля	3	218
Азнаурян И. Г., Багдасарян А. С. Преобразование Мелоса и радиационные распады $(70,1^-) \rightarrow (56,0^+) + \gamma$	6	416
Айрапетян Г. А. (см. Дадиванян А. К.)	2	149
Айрапетян Г. А. (см. Дадиванян А. К.)	4	288
Айрапетян Г. А. (см. Дадиванян А. К.)	4	297
Аколова А. Б. (см. Азизов И. К.)	3	218
Алехсаян А. Г., Мирзабекян Э. Г. К теории электронного спектра полупроводника, помещенного в магнитное поле и в поле ультразвуковой волны	1	23
Алехсаян А. С. (см. Аюнц Ю. Х.)	6	468
Алгунян С. А., Минаев В. С. Структурные изменения в полупроводниковых халькогенидных стеклах системы Si—Te и их связь с эффектом «памяти»	5	378
Аматуни А. Ц., Магомедов М. Р., Сехосян Э. В., Элбакян С. С. Поляризационные потери релятивистской заряженной частицы в плазме в присутствии сильного внешнего высокочастотного электрического поля	4	244
Амбарцумян А. С., Ян Ши. Рентгеновское излучение, образуемое атомом и двухатомной молекулой при взаимодействии с ультрарелятивистской заряженной частицей	5	320
Аракелян М. М., Сардарян В. С. Особенности распространения звука в одномерном квантованном среде в условиях электронного парамагнитного резонанса	1	22
Арзуманян Г. М. (см. Арутюнян В. М.)	5	338
Арутюнян В. М. Влияние ударной ионизации глубоких уровней на среднюю по времени вольт-амперную характеристику диода Ганна	1	48
Арутюнян В. М., Адонц Г. Г., Папазян Т. А., Саркисян С. М., Арзуманян Г. М., Меликсетян Т. Э. Спектрально-угловое распределение резонансного ВЧПР в трехуровневой среде	5	333
Арутюнян В. М., Варосян А. Г. К теории доменной электрической неустойчивости в двухдолинных полупроводниках	1	41
Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В. Влияние освещения на S-диоды, изготовленные из полупроводника, компенсированного акцепторами, расположенными в верхней половине запрещенной зоны	2	123

	вып.	стр.
Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. Вынужденные дифракционные эффекты на щели в непрозрачном экране	6	443
Арутюнян Г. М. Многофотонное поглощение и туннелирование в условиях КРЭ	6	449
Арутюнян Г. М., Джотян А. П. Многофотонный штарк-эффект в полупроводнике при наличии квантующего магнитного поля	5	352
Арутюнян Г. М., Саакян А. С. Штарк-эффект в полупроводнике при наличии квантующего магнитного поля	1	11
Арутюнян С. Л., Казарян Э. М. Энергетический спектр экситона и поглощение света с учетом экситонных эффектов в размерно-квантованной проволоке	1	16
Асатрян Г. М., Заславский А. Н. Массовые формулы и смешивания в симметриях $SU(8)$ и $SU_W(8)$	6	407
Арцруни А. А. (см. Карагезян А. Г.)	6	473
Аюнц Ю. Х., Алексанян А. С., Джулакян В. М. Флуктуации интенсивности лазерного пучка с $\lambda = 10,6$ мкм в турбулентной атмосфере	6	468
Багдасарян А. С. (см. Азнаурян И. Г.)	6	416
Барт М. А., Зазян Э. Ф., Мезенцев И. С., Ханонкин А. А. Рентгенографическое исследование деформационного микрорельефа монокристаллов хлористого натрия	6	462
Бешишвили Г. А., Гавриленко В. Г., Джандиери Г. В. О влиянии временных флуктуаций на излучение в хаотически-неоднородных средах	5	334
Бельзер Л. И. (см. Азарян М. О.)	5	313
Бостанджян Н. Х., Марилян Г. А. О зависимости смещения трека в искровой камере от частоты ее срабатывания	2	144
Бояджян Н. Г., Керопян М. И., Мамиджян Э. А. Определение пробега поглощения потока энергии в ядерных каскадах в области энергий $1-20$ Тэв	4	239
Варданян А. А., Касаманян Э. А. Поверхностные состояния в улучшенной модели потенциала поверхности	2	129
Варданян Г. А. Бозе-эйнштейновская конденсация вакансион	2	154
Варосян А. Г. (см. Арутюнян В. М.)	1	41
Гавриленко В. Г. (см. Бешишвили Г. А.)	5	334
Гарибян Г. М., Мурадян М. М. Об одной возможности получения направленного пучка синхротронного излучения релятивистского заряда	3	191
Гарибян Г. М., Ян Ши. Излучение ультрарелятивистского заряда в стопке пластин с учетом поглощения и многократного рассеяния	2	105
Гаспарян Ф. В. (см. Арутюнян В. М.)	2	123
Григорян Г. Г. (см. Дадиванян А. К.)	4	297
Дадиванян А. К., Айрапетян Г. А. Ближний ориентационный порядок в набухших полужестких полимерах	2	149
Дадиванян А. К., Айрапетян Г. А., Авоян Р. С., Мушегян А. В., Агасарян В. Ю. Оптические и спектроскопические исследования ближнего ориентационного порядка в полимерных системах	4	288
Дадиванян А. К., Авоян Р. С., Айрапетян Г. А., Мушегян А. В., Григорян Г. Г. Ближний ориентационный порядок и кристаллизация растворов	4	297
Дарбасян А. Т., Касаманян Э. А. О контактных уровнях на границе раздела двух идеальных подсистем	1	75
Демьянов А. И. (см. Азарян М. О.)	5	313
Джандиери Г. В. (см. Бешишвили Г. А.)	5	334
Джереджян А. А., Караян Г. С. Критерий срыва напряжения обратно-смещенных переходов многослойных структур	6	487
Джотян А. П. (см. Арутюнян Г. М.)	5	352
Джрбашян В. А. О потоке энергии переходного излучения в среде с ядерной дисперсией	6	484
Джулакян В. М. (см. Аюнц Ю. Х.)	6	468

Динкчян А. Э. Влияние иминоксильных радикалов на электропроводность жидких кристаллов МББА и ЭББА	6	479
Динкчян К. В., Ишханян М. Н., Карапетян М. А., Мелик-Саркисян А. А., Назарян А. А., Тортомян Г. Б. УФ лазер на молекулярном азоте	2	157
Динкчян К. В., Ишханян М. Н., Карапетян М. А., Мелик-Саркисян А. А., Назарян А. А., Тортомян Г. Б. Генерация на красителях в области 420÷470 нм при накачке УФ азотным лазером	3	229
Дроздов В. А. (см. Потапенко Я. Л.)	1	78
Дроздов В. А. (см. Потапенко Я. Л.)	2	140
Дурларян А. А., Фахем М. А. Дислокационное поглощение ультразвука в монокристаллах Ge	1	54
Дьяченко А. М. (см. Кальнев Н. А.)	5	383
Егизарян Г. А. К вопросу о классификации типов разряда с осциллирующими электронами	3	214
Елиян К. А., Мамян В. А. Экспериментальное исследование дифференциальной восприимчивости двухслойных обменновязанных пленок	4	271
Елиян К. А. (см. Ю. Г. Саноян)	3	197
Ерицян О. С. Взаимодействие света с границами раздела сред с приграничными переходными слоями	2	118
Ерицян О. С. Некоторые особенности распространения электромагнитных волн в намагниченном ферромагнетике	4	251
Есайбеян С. В. Поляризационные эффекты в электрон-дейтронном рассеянии при наличии слабого нейтрального тока	1	3
Зазян Э. Ф. (см. Барт М. А.)	6	462
Заславский А. Н. (см. Асатрян Г. М.)	6	407
Ишханян М. Н. (см. Динкчян К. В.)	2	157
Ишханян М. Н. (см. Динкчян К. В.)	3	229
Кабалян Ю. К. (см. Ованесов Г. Т.)	3	223
Каварян Э. М. (см. Арутюнян С. Л.)	1	16
Казарян Э. М. (см. Абрамян Р. М.)	4	294
Кальнев Н. А. (см. Потапенко Я. Л.)	1	78
Кальнев Н. А. (см. Потапенко Я. Л.)	2	140
Кальнев Н. А., Потапенко Я. Л., Дьяченко А. М., Чувашев Ю. Д. Влияние хрома на электрофизические свойства кремния	5	383
Канчуковский О. П., Мороз Л. В., Преснов В. А., Свиридов И. Ф., Шенкевич А. Л. Влияние осевого давления на параметры контакта металл—полупроводник	3	202
Карагезян А. Г., Арцруни А. А. Электрическое сопротивление разбавленных растворов марганца в серебре в интервале температур 1,8—4,12°K	6	473
Карапетян Г. Г. Излучение заряда, движущегося по спирали внутри идеально проводящего круглого волновода	3	186
Карапетян К. Е. К теории проволочной антенны, расположенной вблизи шара	5	363
Карапетян М. А. (см. Динкчян К. В.)	2	157
Карапетян М. А. (см. Динкчян К. В.)	3	229
Караян Г. С. (см. Джереджян А. А.)	5	487
Картужанский А. Л. (см. Азизов И. К.)	3	218
Касаманян Э. А. (см. Дарбасян А. Т.)	1	75
Касаманян Э. А. (см. Варданян А. А.)	2	129
Керопян М. И. (см. Бояджян Н. Г.)	4	239
Киравосян А. А., Лантов Х. Рассеяние экситона Ванье-Мотта на фононах в тонких полупроводниковых проволоках	5	347
Коваль Л. Н. Инвариантные свойства характера дифракции	2	101
Коваль Л. Н. Классическая теория релятивистских поверхностей	6	432
Корзо В. Ф. (см. Потапенко Я. Л.)	2	140

Костяниан Ф. А., Мергелян О. С. Излучение осциллятора, пролетающего в однородной среде над плоской границей раздела с периодически-неоднородным диэлектриком	3	179
Лантов Х. (см. Киракосян А. А.)	5	347
Мазомедов М. Р. (см. Амагуни А. Ц.)	4	244
Мазрадз Н. В. (см. Азизов И. К.)	3	218
Малакян Ю. П. Правые токи и слабые двухфотонные распады странных частиц	6	427
Мамиджаниян Э. А. (см. Бояджян Н. Г.)	4	239
Мамян В. А. (см. Егиян К. А.)	4	271
Манукян Г. Г. (см. Абрамян Р. М.)	4	294
Марикян Г. А. (см. Бостанджян Н. Х.)	2	144
Маркосян Э. А. (см. Шароян Э. Г.)	1	62
Мезенцев И. С. (см. Барт М. А.)	6	462
Мелик-Саркисян А. А. (см. Динкчян К. В.)	2	157
Мелик-Саркисян А. А. (см. Динкчян К. В.)	3	229
Меликсетян Т. Э. (см. Арутюнян В. М.)	5	338
Мелкумян Л. В. (см. Азизов И. К.)	3	218
Мергелян О. С. (см. Костяниан Ф. А.)	3	179
Минаев В. С. (см. Алтунян С. А.)	5	378
Минасянц М. Х., Шагинян А. А., Чистяков И. Г. Рентгеноструктурное исследование лиотропного жидкого кристалла пентадецилсульфоната натрия	1	67
Минасянц М. Х., Саркисян А. Г., Шагинян А. А., Чистяков И. Г. Рентгеноструктурное исследование жидкокристаллической структуры системы пентадецилсульфонат натрия—вода	3	209
Мирзабекян Э. Г. (см. Алексанян А. Г.)	1	28
Моров Л. В. (см. Канчуковский О. П.)	3	202
Мурадян М. М. (см. Гарибян Г. М.)	3	191
Мурадян М. М. Сила, действующая на пластину при прохождении через нее релятивистской заряженной частицы	5	329
Мурзин В. С. (см. Азарян М. О.)	5	313
Мушегян А. В. (см. Дадиванян А. К.)	4	288
Мушегян А. В. (см. Дадиванян А. К.)	4	297
Назарян А. А. (см. Динкчян К. В.)	2	157
Назарян А. А. (см. Динкчян К. В.)	3	229
Ованесов Г. Т., Саркисян Э. Г., Кабалян Ю. К., Восканян Э. С. Множественность релаксационных процессов в кристаллизующихся полибромопрене и полихлоропрене	3	223
Оганесян Р. А. (см. Абрамян Р. М.)	4	294
Оганесян С. Г. (см. Арутюнян В. М.)	6	443
Папаян Т. А. (см. Арутюнян В. М.)	5	338
Папоян К. В. (см. Седракан Д. М.)	5	357
Патурян С. В., Шахназарян Н. В. Самофокусировка при взаимодействии двух интенсивных волн в системе многоуровневых атомов	4	261
Петросян А. Г. (см. Шароян Э. Г.)	1	62
Погосян Я. М., Шакарян Г. Г., Товмасын Л. Н. Червеобразное движение доменных границ в тонких пермалловых пленках	5	368
Потапенко Я. Л., Дроздов В. А., Кальнев Н. А. Электрофизические свойства пленок окиси кадмия	1	78
Потапенко Я. Л., Дроздов В. А., Корво В. Ф., Кальнев Н. А. Оптические и электрофизические свойства пленок двуокиси германия	2	140
Потапенко Я. Л. (см. Кальнев Н. А.)	5	383
Преснов В. А. (см. Канчуковский О. П.)	3	202
Прохоренко И. П. (см. Азизов И. К.)	3	218
Саакян А. С. (см. Арутюнян Г. М.)	1	11

Саввиди Г. К. Калибровочная инвариантность эффективного действия поля Янга-Миллса	1	72
Самуэлян А. А., Шароян Э. Г. Электронный парамагнитный резонанс в монокристаллах фталоцианина никеля	2	134
Санолян Ю. Г., Егиян К. А. Расчет импеданса и восприимчивости цилиндрических магнитных пленок	3	197
Сардарян В. С. (см. Аракелян М. М.)	1	22
Сардарян В. С., Шекоян А. В. Взаимофокусировка мощного продольного звука в нелинейной среде	4	267
Саркисян А. Г. (см. Минасянц М. Х.)	3	209
Саркисян А. Ц. (см. Сукнасян С. С.)	5	387
Саркисян Э. Г. (см. Ованесов Г. Т.)	3	223
Саркисян С. М. (см. Арутюнян В. М.)	5	338
Сарычева Л. И. (см. Азарян М. О.)	5	313
Свиридов И. Ф. (см. Канчуковский О. П.)	3	202
Седралян Д. М., Пилоян К. В. О распространении звука в диэлектрической среде	5	357
Сехоспян Э. В. (см. Амадуни А. Ц.)	4	244
Сукиасян С. С., Саркисян А. Ц., Шалуц Д. А. Электрические свойства п-эток-сисбензилден-п'-н-бутиланилина	5	387
Тарумян С. А. (см. Авакьянц Г. М.)	6	456
Товмасян Л. Н. (см. Погосян Я. М.)	5	368
Тортомян Г. Б. (см. Динкчян К. В.)	2	157
Тортомян Г. Б. (см. Динкчян К. В.)	3	229
Торосян О. С. (см. Шароян Э. Г.)	1	62
Фахем М. А. (см. Дургарян А. А.)	1	54
Ханонкин А. А. (см. Барт М. А.)	6	462
Чистяков И. Г. (см. Минасянц М. Х.)	1	67
Чистяков И. Г. (см. Минасянц М. Х.)	3	209
Чувашев Ю. Д. (см. Кальнев Н. А.)	5	383
Шабоян С. А. Устройство для визуализации рентгенофотографических картин р-п-структур в процессе изготовления	4	278
Шагинян А. А. (см. Минасянц М. Х.)	1	67
Шагинян А. А. (см. Минасянц М. Х.)	3	209
Шакарян Г. Г. (см. Погосян Я. М.)	5	368
Шалуц Д. А. (см. Сукнасян С. С.)	5	383
Шароян Э. Г. (см. Самуэлян А. А.)	2	134
Шароян Э. Г., Торосян О. С., Петросян А. Г., Маркосян Э. А. ЭПР ионов Mo^{3+} в монокристаллах литецнево-алюминиевого граната	1	62
Шахназарян Н. В. (см. Патуриян С. В.)	4	261
Шахпарян В. П. Квантовый усилитель 8 мм диапазона на рутиле	4	284
Шекоян А. В. (см. Сардарян В. С.)	4	267
Шенкевич А. Л. (см. Канчуковский О. П.)	3	209
Элбакян С. С. (см. Амадуни А. Ц.)	4	244
Ян Ши (см. Гарибян Г. М.)	2	105
Ян Ши (см. Амбарцумян А. С.)	5	320

СОДЕРЖАНИЕ

Г. М. Асатрян, А. Н. Заславский . Массовые формулы и смешивания в симметриях $SU(8)$ и $SU_W(8)$	407
И. Г. Азнаурян, А. С. Багдасарян. Преобразование Меллоша и радиационные распады $[70,1^-] \rightarrow [56,0^+] + \gamma$	416
Ю. П. Малакян. Правые токи и слабые двухфотонные распады странных частиц	427
Л. Н. Коваль. Классическая теория релятивистских поверхностей	432
В. М. Арутюнян, С. Г. Оганесян. Вынужденные дифракционные эффекты на щели в непрозрачном экране	443
Г. М. Арутюнян. Многофотонное поглощение и туннелирование в условиях КРЭ	449
Г. М. Авакьянц, С. А. Тарумян. Переключающие свойства кремниевых диодов с примесью Zn под влиянием малого гармонического сигнала	456
М. А. Барт, Э. Ф. Зазян, И. С. Мезенцев, А. А. Ханонкин. Рентгенографическое исследование деформационного микрорельефа монокристаллов хлористого натрия	462
Ю. Х. Аюнц, А. С. Алексанян, В. М. Джулакян. Флуктуации интенсивности лазерного пучка с $\lambda = 10,6$ мкм в турбулентной атмосфере	468
А. Г. Карагезян, А. А. Арцруни. Электрическое сопротивление разбавленных растворов марганца в серебре в интервале температур $1,8 \div 4,12^\circ K$	473
А. Э. Дингчян. Влияние иминоксильных радикалов на электропроводность жидких кристаллов МББА и ЭББА	479

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В. А. Джрбашян. О потоке энергии переходного излучения в среде с ядерной дисперсией	484
А. А. Джереджан, Г. С. Караян. Критерий срыва напряжения обратно-смещенных переходов многослойных структур	487
Авторский указатель	490

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

2. Մ. Ասատրյան, Ա. Ն. Զառլավսկի . Զանգվածային բանաձևերը և խառնումները	
SU(8) և SU _W (8) սիմետրիաներում	407
Ի. Գ. Ազնաուրյան, Ա. Ս. Բաղդասարյան. Մեյոնի ձևափոխությունները $[70,1^-] \rightarrow [56,0^+] +$ $+ 7$ ռադիացիոն տրոհումները	416
Յու. Պ. Մալախյան. Այ հոսանքները և թույլ երկֆոտոնային տրոհումները	427
Լ. Ն. Կովալ. Ռելյատիվիստիկ մակերևութային կլասիկ տեսություն	432
Վ. Մ. Հառափունյան, Ս. Գ. Հովհաննիսյան. Ստիպողական դիֆրակցիոն էֆեկտները ոչ թափանցիկ էկրանի ճեղքի վրա	443
Գ. Մ. Հառափունյան. Բազմաֆոտոն կլանում և թունելացում ՉՔԵ-ի պայմաններում	449
Գ. Մ. Ավագյանց, Ս. Ա. Բառումյան. Կոմպենսացված սխիզիոմային դիոդների փոխան- ջատիչ հատկությունները թույլ հարմոնիկ ազդանշանների ազդեցության տակ	456
Մ. Ա. Բարտ, Զ. Ֆ. Զաքյան, Ի. Ս. Մեզենցև, Ա. Ա. Խանոնկին. Կերակրի աղի միաբյու- րեղի դեֆորմացիոն միկրոտեխնիկ ուսումնասիրությունը ունեղենյան մեթոդով	462
Յու. Խ. Այունց, Ա. Ս. Ալեքսանյան, Վ. Մ. Զուլպյան. Տուրբուլենթ մթնոլորտում $\lambda = 10,6$ մկմ լազերային փնջի ինտենսիվության ֆլուկտուացիաները	468
Ա. Գ. Ղաբաղյանց, Ա. Ա. Արծրունի. Արծաթի մեջ մանգանի նոսրացված լուծույթների էլեկտրական դիմադրությունը ջերմաստիճանների $1,8 \div 4,12^\circ\text{K}$ տիրույթում	473
Ա. Է. Դեմքյան. Իմիտացիոն ռադիակայների ազդեցությունը ՄՐՔԱ և ԷՐՔԱ հեղուկ բյուրեղ- ների էլեկտրահաղորդականության վրա	479
Համառոտ հաղորդումներ	
Վ. Հ. Զրբալյան. Անցումային ճառագայթման էներգիայի հոսքը միջուկային դիսպեր- սիայով օժտված միջավայրում	
Հ. Հ. Զեյնջյան, Հ. Ս. Ղաբալյան. Բազմաշերտ կառուցվածքների հակառակ շրջված ան- ցումների լարման խզման շափանիշը	487



Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 02589 Подписано к печати 24/1 1978 г. Тираж 615 Изд. 4735. Заказ 1233.
Формат бумаги 70 × 108¹/₁₆. Печ. л. 6,0. Бум. л. 3,0. Усл. печ. л. 8,4
Уч. изд. листов 6,5

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутян, 24.