

ՀԱՍՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ  
ФИЗИКА

1981

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

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամառյանի, Վ. Մ. Հաղարյանյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր),  
**Է. Գ. Միրզաբեկյան**, Մ. Ն. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շանեազարյան  
(պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շահաբյան, Գ. Ս. Սահակյան,  
Հ. Հ. Վաղապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагюни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), **Э. Г. Мирзабекян**, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян,  
Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

## О ПОГЛОЩЕНИИ ИНТЕНСИВНОГО НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО УЛЬТРАЗВУКА В ДИЭЛЕКТРИКЕ

А. Г. ТОРИКЯН

Обсуждается зависимость поглощения интенсивной немонахроматической ультразвуковой волны от интенсивности при прохождении через диэлектрическую среду с учетом эффекта стохастичности, обусловленного взаимодействием частотных резонансов гармоник волны и гармоник тепловых колебаний решетки.

### Введение

Распространение интенсивной ультразвуковой волны через полупроводники и диэлектрики сопровождается интересными нелинейными эффектами [1—5]. В работе [1] рассматривалось поглощение монохроматической ультразвуковой волны. В настоящей работе обсуждается поглощение немонахроматической ультразвуковой волны диэлектриком благодаря явлению стохастичности, возникающему из-за взаимодействия частотных резонансов гармоник волны и гармоник тепловых колебаний решетки. Рассматривается область низких температур, когда колебания решетки описываются набором частот—фононов. Это обусловлено тем, что при высоких температурах фазы тепловых колебаний хаотизированы естественным образом, поэтому внешний звук не может внести хаотизацию в диэлектрик, поскольку она уже существует и без звукового воздействия.

С другой стороны, возбуждение низких мод в нелинейной колебательной системе не обязательно приводит к стохастическим явлениям [6]. Иными словами, при низких температурах нелинейную фононную систему диэлектрика можно описать тепловыми волнами с фиксированной фазой. Роль внешнего звука при наличии эффекта стохастичности будет сводиться к сбиванию фазы тепловой волны—фонона, в результате чего последний будет набирать энергию пропорционально времени. Строго говоря, описание взаимодействия звука с фононной системой при низких температурах нужно проводить с помощью матрицы плотности. Однако для больших чисел заполнения в области характерных фононов еще можно применять функцию распределения, что и будет использовано в дальнейшем в целях упрощения математических выкладок без ущерба для качественной стороны явления.

### 1. Выбор модели

Рассмотрим ультразвуковую волну, распространяющуюся в диэлектрике и имеющую частоту основной гармоники  $\Omega$ , превышающую обратное время  $\tau_{\phi}^{-1}$  релаксации фононов в диэлектрике

$$\Omega \tau_{\phi} \gg 1. \quad (1)$$

Будем считать, что выполняются следующие условия:

$$\Omega \ll N\Omega \sim \omega_x = \frac{T}{\hbar}, \quad T \ll \Theta, \quad (2)$$

где  $\omega_x$  — частота характерных тепловых фононов,  $T$  — температура в энергетических единицах,  $\Theta$  — дебаевская частота,  $N$  — номер наивысшей гармоники спектра волны.

Как и в [1, 2], рассмотрим достаточно большие интенсивности внешней волны, позволяющие, однако, применять линейную теорию упругости. Будем предполагать, что амплитуды высших соседних гармоник равны друг другу по порядку величины, но гораздо меньше амплитуды основной гармоники, которая также считается малой, благодаря чему с учетом (2) звуковая волна может рассматриваться как слабое внешнее поле, действующее на фононную систему диэлектрика.

В дальнейшем, чтобы избежать недоразумений, под «резонансом» будем подразумевать резонанс по скоростям, а под «частотным резонансом» — резонанс по частотам между  $n$ -ой гармоникой внешней ультразвуковой волны и  $m$ -ой гармоникой колебания решетки.

При достаточно большой интенсивности внешней ультразвуковой волны энергия  $\varepsilon_{ql}$  фононов среды является, вообще говоря, функцией тензора деформации  $u_{ik}$ . Внешнее звуковое поле, модулирующее энергию фононов, вызывает силу, действующую на фононную систему, что приводит к дополнительному члену в уравнениях теории упругости для звуковой волны:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{iklm} \frac{\partial u_{lm}}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \frac{1}{V} \sum_{q,l} \frac{\partial \varepsilon_{ql}}{\partial u_{ik}} n_{ql} \right], \quad (3)$$

где  $\rho$  — плотность среды,  $u_i$  — вектор смещения,  $c_{iklm}$  — упругий тензор,  $V$  — полный объем,  $n_{ql}$  — функция распределения фононов ветви  $l$  с волновым вектором  $q$  [1].

Ниже будет показано, что вид модулированной энергии  $\varepsilon_{ql}$  фононов среды в «стохастическом» случае может существенно отличаться от ахизеровского вида модуляции для монохроматической волны [7]:

$$\varepsilon_{ql} = \hbar \omega_{ql} \left[ 1 + \lambda_{ik}(\mathbf{q}) \frac{\partial u_i(\mathbf{r}, t)}{\partial x_k} \right], \quad (4)$$

где  $\lambda_{ik}$  — безразмерный тензор Ахизера. Это обстоятельство, в свою очередь, приводит к зависимости коэффициента поглощения от интенсивности, отличной от зависимости, полученной в [1].

## 2. Функция Гамильтона. Критерий стохастичности

Используем соображения, приведенные в [8], для получения критерия стохастичности применительно к рассматриваемой задаче. Для этого будем считать диэлектрическую среду слабо нелинейной, т. е. допустим, что

колебания атомов решетки слабо неизохронны. Это значит, что частота фонона  $\omega_{q_l}$  слабо зависит от обобщенной переменной — действия  $I_{q_l}$ . Подчеркнем, что сделанное допущение вполне законно для низких температур. Тогда (4) можно переписать в виде

$$\varepsilon_{q_l}(I_{q_l}) = \hbar\omega_{q_l}(I_{q_l}) + \lambda_{lk}(\mathbf{q}) \hbar\omega_{q_l}(I_{q_l}) \frac{\partial u_l(\mathbf{r}, t)}{\partial x_k}. \quad (5)$$

Для наглядной иллюстрации наиболее существенных особенностей эффекта стохастичности, а также из-за больших трудностей, возникающих в случае трехмерных волн произвольной формы, рассмотрим случай одномерной поперечной волны, движущейся в направлении оси  $x$ . Тогда для модулированной энергии фононов  $\varepsilon_{q_l}$  как функции действия  $I_{q_l}$  из (5) будем иметь

$$\varepsilon_{q_l}(I_{q_l}) = \hbar\omega_{q_l}(I_{q_l}) + \hbar\omega_{q_l}(I_{q_l}) \lambda_{yx}(\mathbf{q}) \frac{\partial u_y(x, t)}{\partial x}, \quad (6)$$

где  $u_y$  — поперечное смещение вдоль оси  $y$  волны, движущейся в направлении оси  $x$ , которое представим в виде

$$u_y(x, t) = u_0 \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{n} \sin[n(kx - \Omega t)]; \quad (7)$$

$k$  — волновой вектор основной гармоникой ультразвука,  $u_0$  — амплитуда,  $a_n$  — безразмерный коэффициент. Из (7) имеем

$$\frac{\partial u_y}{\partial x} = u_0 k \sum_{n=1}^N a_n \cos[n(kx - \Omega t)]. \quad (8)$$

В (7) и (8), в соответствии с вышеизложенным в разделе 1, принято, что  $|a_1| \gg |a_{n+1}|$ .

Положим далее в (8)

$$x = x' + \xi_{q_l}(t), \quad (9)$$

где  $x'$  — координата узла решетки,  $\xi_{q_l}$  — смещение атома узла решетки, колеблющегося с частотой  $\omega_{q_l}$ . Как было показано в [9], поперечный звук эффективно взаимодействует с продольным фононом, поэтому  $\xi_{q_l}$  является продольным смещением атома. Поскольку колебания атомов считаются слабо неизохронными, то  $\xi_{q_l}$  в первом приближении по малому внешнему полю можно представить в виде [10]

$$\xi_{q_l}(t) = a_q(I_q) \cos[\omega_q(I_q) \cdot t], \quad (10)$$

где  $a_q(I_q)$  и  $\omega_q(I_q)$  — слабо зависящие от действия медленно меняющиеся за период ультразвуковой волны соответственно амплитуда и частота продольных колебаний атома моды  $\sigma_q$ .

Введем обозначения

$$\hbar\omega_q(I_q)\lambda_{yx}(q)\frac{\partial u_y}{\partial x} \equiv \varepsilon V_q(I_q, x, \Omega t),$$

$$\varepsilon \equiv \lambda_{yx} k u_0, \quad (11)$$

$$V_q(I_q, x, \Omega t) \equiv \hbar\omega_q(I_q) \sum_{n=1}^N a_n \cos[n(kx - \Omega t)].$$

В (10) и (11) выделены фононы квазипродольной ветви, параметр  $\varepsilon$  считается малым (малое внешнее поле). Подстановка (9) и (10) в (11) дает

$$V_q(I_q, \omega_q t, \Omega t) = \hbar\omega_q(I_q) \sum_{n=1}^N a_n \cos[nkx' + n\alpha_q(I_q) \cos \omega_q t - \Omega t]. \quad (12)$$

Таким образом,  $V_q$  является периодической функцией  $\omega_q t$  и  $\Omega t$  с периодом  $2\pi$ . Запишем (6) с учетом (12):

$$\varepsilon_q(I_q) = \hbar\omega_q(I_q) + \varepsilon V_q(I_q, \Omega t, \omega_q t). \quad (13)$$

Выражение (13) является гамильтонианом нелинейного (неизохронного) осциллятора при малом ( $\varepsilon \ll 1$ ) периодическом по  $\omega_q t$  и  $\Omega t$  возмущении в переменных действие—угол. В работе [8] подробно исследована стохастическая неустойчивость нелинейных колебаний и, в частности, получено выражение для константы связи резонансов или параметра стохастичности  $S$ , которое в рассматриваемом случае имеет следующий вид:

$$S = \left| \frac{4V \varepsilon \omega'_q V_{n,m}(I_p)}{\Delta} \right|, \quad (14)$$

где  $\omega'_q = d\omega_q/dI_q$  — производная частоты  $\omega_q$  по действию  $I_q$  в точке  $I_q = I_p$ , соответствующей точному резонансу ( $n\Omega + m\omega_q(I_p) = 0$ ),  $\Delta$  — расстояние между соседними резонансами,  $V_{n,m}$  — коэффициент Фурье функции  $V_q$  в точке  $I_q = I_p$ .

Для получения критерия стохастичности необходимо определить  $\Delta$  и  $V_{n,m}$ . За расстояние между соседними резонансами вполне естественно выбрать частоту основной гармоники внешнего ультразвука  $\Omega$ . Представим правую часть (12) в виде двойного ряда Фурье. После тригонометрических преобразований будем иметь

$$V_q = \sum_{n,m} V_{n,m} \cos(n\Omega t + m\omega_q t),$$

$$V_{n,m} = \begin{cases} \frac{1}{2} \hbar\omega_q a_n (f_m - g_m), & m, n \geq 0 \\ \frac{1}{2} \hbar\omega_q a_n (f_m + g_m), & m \geq 0, n \leq 0, \end{cases} \quad (15)$$

где  $f_m$  и  $g_m$  задаются следующими интегралами

$$f_m = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(nkx' + nka_q \cos \theta_q) \cos m\theta_q d\theta_q, \quad (16)$$

$$g_m = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sin(nkx' + nka_q \cos \theta_q) \cos m\theta_q d\theta_q$$

и введено обозначение  $\theta_q \equiv \omega_q t$ .

Нас интересует частотный резонанс  $n\Omega + m\omega_q \approx 0$  при значениях  $n = N$ ,  $m = -1$ .  $V_{N, -1}$  имеет вид

$$V_{N, -1}(I_p) = \frac{1}{2} \hbar \omega_q(I_p) a_N (f_{-1} + g_{-1}). \quad (17)$$

Для  $f_{-1}$  и  $g_{-1}$  вычисления дают

$$f_{-1} = -\sin(Nkx') \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sin(Nka_q \cos \theta_q) \cos \theta_q d\theta_q, \quad (18)$$

$$g_{-1} = \cos(Nkx') \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sin(Nka_q \cos \theta_q) \cos \theta_q d\theta_q.$$

Подставляя (17) с учетом (18) в (14) и полагая  $\Delta = \Omega$ , для параметра стохастичности  $s(x')$  получаем выражение

$$s^2(x') = \left| 8\sqrt{2} \varepsilon \hbar \omega_q(I_p) \frac{d\omega_q(I_p)}{dI_q} a_N \cos\left(Nkx' + \frac{\pi}{4}\right) \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sin(Nka_q \cos \theta_q) \cos \theta_q d\theta_q \right| \Omega^{-2}. \quad (19)$$

Поскольку действие  $I$  связано с энергией системы  $W_c$  соотношением  $dW_c(I)/dI = \omega(I)$ , то

$$\frac{dW_c(I_p)}{dI_q} = \frac{d\{\hbar\omega_q(I_p)\}}{dI_q} = \omega_q(I_p). \quad (20)$$

Подставляя (20) в (19), с учетом (11) будем иметь

$$s^2(x') = 8\sqrt{2} \lambda_{yx} k u_0 \left[ \frac{\omega_q(I_p)}{\Omega} \right]^2 \left| a_N \cos\left(Nkx' + \frac{\pi}{4}\right) \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sin(Nka_q \cos \theta_q) \cos \theta_q d\theta_q \right|. \quad (21)$$

Интеграл в (21) можно вычислить приближенно, используя то обстоятельство, что  $Nka_q \ll 1$ . Действительно, по определению  $N \simeq \omega_q / \Omega$ . С другой стороны, как известно,

$$\frac{k}{q} \simeq \frac{w}{v_s \omega_q} \frac{\Omega}{\left(1 - \frac{\delta\omega_q}{\omega_q}\right)}, \quad (22)$$

где  $\delta\omega_q = \omega_q (qa_p)^2$  — дисперсионная поправка к частоте  $\omega_q$  [1],  $w$  и  $v_s$  — соответственно скорости продольного и поперечного фононов в невозмущенной звуком диэлектрической среде, откуда, считая  $\delta\omega_q \ll \omega_q$ , для  $Nka_q$  получаем

$$Nka_q \ll Nka_p \simeq \frac{w}{v_s} \left| \sqrt{\frac{\delta\omega_q}{\omega_q}} \right| \ll 1, \quad (23)$$

где  $a_p$  — решеточная постоянная.

Используя (23), после усреднения (21) по длине ультразвуковой волны окончательно получаем

$$s^2 \simeq \frac{16\sqrt{2}}{\pi} \lambda_{yx} k u_0 \left[ \frac{\omega_q(I_p)}{\Omega} \right]^2 \left| a_N \right| \sqrt{\frac{\delta\omega_q(I_p)}{\omega_q(I_p)}} \frac{w}{v_s} \frac{a_q(I_p)}{a_p}. \quad (24)$$

При начальной стохастизации ( $s \simeq 1$ ) происходит перекрытие только двух соседних резонансов:  $(N-1)\Omega - \omega_q \simeq 0$  и  $N\Omega - \omega_q \simeq 0$ . Амплитуды соответствующих гармоник, согласно вышесказанному, равны друг другу по порядку величины, т. е.  $|a_{N-1}| \sim |a_N|$ . Это обусловлено тем, что требование  $s \simeq 1$  подразумевает перекрытие резонансов одного порядка величины [8].

Условие начальной стохастизации моды  $\omega_q$  есть

$$\frac{16\sqrt{2}}{\pi} \lambda_{yx} k u_0 \left[ \frac{\omega_q(I_p)}{\Omega} \right]^2 \left| a_N \right| \sqrt{\frac{\delta\omega_q(I_p)}{\omega_q(I_p)}} \frac{w}{v_s} \frac{a_q(I_p)}{a_p} \simeq 1. \quad (25)$$

Неравенство (25) может иметь место при одновременном выполнении условий

$$\omega_q \tau_\phi \gg \Omega \tau_\phi \gg \overline{\omega_0(t) \tau_\phi} \gg 1,$$

где

$$\begin{aligned} \omega_0(t) \tau_\phi &\sim \Omega \tau_\phi \sqrt{\alpha_{yx}^2(\mathbf{q}) \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)_{\max}^2 \Omega t}, \\ \delta\omega_q \tau_\phi &\ll 1, \quad \lambda_{yx} k u_0 \ll 1, \quad |a_N| \ll |a_1| = 1, \\ \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)_{\max}^2 &\ll 1, \quad \frac{a_q}{a_p} \ll 1. \end{aligned} \quad (26)$$

Оценка величин всех параметров в (26) указывает на реальность выполнения условия (25). Таким образом, (25) имеет место в области частот

$$\frac{1}{\tau_\phi} \ll \Omega \ll \frac{\theta}{h} \left( \frac{1}{\omega_x \tau_\phi} \right)^{1/2} \ll \omega_x, \quad (27)$$

когда дисперсионная поправка к частоте меньше столкновительного уширения ( $\delta\omega_q \tau_\phi \ll 1$ ) [1]. В (26) введена безразмерная величина  $\omega_0 \tau_\phi$ . Черта означает усреднение по промежутку времени порядка  $[\Omega_{yx}]^{-1}$ , где  $\alpha_{yx}(q)$  — безразмерная величина.

Выяснилось, что  $\omega_0 \tau_\phi$  играет роль параметра нелинейности, аналогичного введенному в [1], являясь по существу отношением времени релаксации фононов  $\tau_\phi$  к мгновенному периоду  $T_0(t) \sim 2\pi/\omega_0(t)$  колебаний захваченных резонансных фононов в яме звукового потенциала волны. Требование  $\overline{\omega_0 \tau_\phi} \gg 1$  означает возможность ограничения нулевым членом в разложении добавки  $g_q$  к равновесной функции распределения фононов  $n_q^0(\varepsilon_q)$  в ряд по параметру  $\omega_0(t) \tau_\phi$ , что будет использовано в дальнейшем.

Как известно (см., например, [8]), при действии малого возмущения, содержащего несколько гармоник, на нелинейный (неизохронный) осциллятор энергия его колебаний в случае одновременного частотного резонанса нескольких гармоник периодического возмущения с гармониками неизохронного осциллятора ( $s \gtrsim 1$ ) будет расти в среднем пропорционально времени (при отсутствии затухания). Этот особый тип колебательного движения, похожий на случайное движение, называется стохастичностью. В рассматриваемом случае роль малого внешнего периодического воздействия, имеющего несколько гармоник, на неизохронный осциллятор играет монохроматическая ультразвуковая волна, действующая на неизохронную фононную систему. Таким образом, считая условие (25) выполненным, мы уже не вправе записать энергию фонона  $\varepsilon_q$  в виде (6), так как при  $s \gtrsim 1$  происходит перекрытие соседних резонансов, и фонон, являющийся осциллятором в нормальных координатах, согласно [8], должен вести себя подобно случайно движущейся частице, а энергия его при этом будет расти примерно пропорционально времени. Это дает, как нам кажется, право представить энергию фонона  $\varepsilon_q$  в поле монохроматического ультразвука в виде

$$\varepsilon_q = \hbar\omega_q + F_q \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \cdot \Omega t. \quad (28)$$

В (28) выделены фононы квазипродольной ветви. Коэффициент пропорциональности  $F_q$ , вообще говоря, должен быть функцией тензора деформации  $\partial u_y / \partial x$ , поскольку в отсутствие возмущения ( $\partial u_y / \partial x \equiv 0$ ) энергия фонона  $\varepsilon_q$  равна невозмущенному значению  $\hbar\omega_q$ . С другой стороны, требование роста энергии  $\varepsilon_q$  со временем означает, как легко видеть, положительную определенность функции  $F_q$ , т. е.  $F_q \geq 0$ . Это значит, что  $F_q$  не зависит от знака  $\partial u_y / \partial x$ . Этим требованиям, очевидно, удовлетворяет функция  $F_q$ , зависящая от четных степеней  $\partial u_y / \partial x$ . Считая функцию  $F_q$  четной относительно  $\partial u_y / \partial x$  и разложимой в ряд по степеням  $(\partial u_y / \partial x)^2$  и ограничиваясь членами не выше второго порядка малости по  $\partial u_y / \partial x$ , для  $F_q$  получим

$$\varepsilon_q = \hbar\omega_q + \frac{1}{2} \hbar\omega_q \sigma_{yx}^2(q) \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 \Omega t, \quad (29)$$

где введена безразмерная положительная величина  $\alpha_{2yx}$ , о которой упомянулось выше. Отметим, что выражение (29) ни в коей мере не является строгим, поскольку основывается на результатах работы [8], которые, в свою очередь, имеют лишь полукачественный характер. Поэтому в выборе функций  $F_q$  в (29) допущен известный произвол. Однако представление  $\varepsilon_q$  в виде (29) нам кажется разумным. Величина  $\alpha_{yx}^2$  предполагается малой ( $\alpha_{yx}^2 \ll 1$ ). Действительно, малость  $\alpha_{yx}^2$  обусловлена тем обстоятельством, что при  $s \lesssim 1$  происходит перекрытие только двух соседних резонансов. Поскольку формула (29) не является строгой, то о величине  $\alpha_{yx}$  нельзя сказать больше, чем говорилось выше. Дальнейшие рассуждения по той же причине являются лишь полукачественными.

### 3. Расчет коэффициента поглощения немонохроматической волны

Рассмотрим взаимодействие внешнего поперечного интенсивного ультразвука с продольным тепловым фононом. Для случая одномерной поперечной волны положим  $u_1 = u_y$ ,  $u_2 = u_3 = 0$ ,  $c_{iklm} = c$ , где  $u_y = u_y(x, t)$  определяется согласно (7). Введем безразмерные переменные, аналогичные введенным в [2]:  $\Omega t \equiv \tau$ ,  $kx \equiv X$ ,  $ku_y \equiv U_y$ ,  $\sqrt{c/\rho} \equiv v$ ,  $\Omega/k \equiv v_s$ . Тогда уравнение (3) можно переписать в виде

$$\frac{\partial^2 U_y}{\partial \tau^2} - \frac{v^2}{v_s^2} \frac{\partial^2 U_y}{\partial X^2} = \frac{1}{k\rho v_s^2} \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{1}{V} \sum_q \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial (\partial u_y / \partial x)} n_q \right]. \quad (30)$$

В (30) выделены фононы квазипродольной ветви.

Подставляя (29) в (30), получаем

$$\frac{\partial^2 U_y}{\partial \tau^2} - \frac{v^2}{v_s^2} \frac{\partial^2 U_y}{\partial X^2} = \frac{1}{k\rho v_s^2} \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{1}{V} \sum_q \hbar \omega_q \alpha_{yx} \frac{\partial u_y}{\partial x} \Omega t n_q \right]. \quad (31)$$

Правая часть (31) в силу допущения о малости  $\alpha_{yx}$  остается малой в течение времени  $t$  порядка  $[\Omega \alpha_{yx}]^{-1} \gg \Omega^{-1}$ . Рассматривая задачу на этом промежутке времени, можно сказать, что форма волны  $U_y$  мало меняется в пространстве и во времени за один период, что дает возможность усреднить по периоду волны методом [4, 10]. Производя необходимые вычисления, аналогичные изложенным в [2], для коэффициента поглощения  $\Gamma$  получаем выражение

$$\Gamma = \frac{1}{\rho v_s^2 V} \frac{\left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \sum_q \hbar \omega_q \alpha_{yx}^2 \frac{\partial u_y}{\partial x} \Omega t n_q \right] \frac{\partial u_y}{\partial x} \right\}}{\left\{ \frac{\partial u_y}{\partial x} \right\}^2}. \quad (32)$$

В (32) черта означает усреднение по длине внешней волны.

Для определения  $\Gamma$  из (32) необходимо знать функцию распределения  $n_q(\varepsilon_q)$ , которая находится из кинетического уравнения

$$\frac{\partial n_q}{\partial t} + \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial q_x} \frac{\partial n_q}{\partial x} - \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial x} \frac{\partial n_q}{\partial q_x} + I_{\text{ст.}}(n_q) = 0. \quad (33)$$

В (33) также выделены фононы квазипродольной ветви. Решение (33) ищем в виде [1, 2]

$$n_q(\varepsilon_q) = n_q^0(\varepsilon_q) + g_q(x, t), \quad (34)$$

где  $n_q^0$  — равновесная функция распределения Планка,  $\varepsilon_q$  определяется согласно (29).

Подставляя (34) в (33) с учетом (27) и (29) и используя соображения, аналогичные изложенным в [1], для  $g_q$  получаем

$$\begin{aligned} (w_x - v_s) \frac{\partial g_q}{\partial \xi} - \left( \alpha_{y\xi}^2 \omega_q \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \frac{\partial^2 u_y}{\partial \xi^2} \Omega t \right) \frac{\partial g_q}{\partial \xi} + \frac{g_q}{\tau_\Phi} = \\ = - \frac{dn_q^0(\omega_q)}{d\omega_q} v_s \alpha_{y\xi}^2 \omega_q \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \frac{\partial^2 u_y}{\partial \xi^2} \Omega t, \end{aligned} \quad (35)$$

где  $\xi \equiv x - v_s t$ ,  $w_x$  — проекция скорости продольного фонона на направление распространения звука.

В рассматриваемом случае роль адиабатической переменной играет величина [1]

$$E = w \frac{(q_\xi - q_\xi^0)^2}{2q_\perp} \left( 1 - \frac{v_s^2}{w^2} \right)^{3/2} + \frac{1}{2} \alpha_{y\xi}^2 \omega_q \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)^2 \Omega t, \quad (36)$$

где  $q_\xi$  и  $q_\xi^0$  — те же величины, что и в [1]. Уравнение (35) легко интегрируется методом характеристик [1]. Первым интегралом (35) является выражение (36). Второй интеграл находится из уравнения

$$\begin{aligned} (\pm) \sqrt{2 \frac{w}{q_\perp} \left( 1 - \frac{v_s^2}{w^2} \right)^{3/2} \left[ E - \frac{1}{2} \alpha_{y\xi}^2 \omega_q \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)^2 \Omega t \right]} \frac{\partial g_q^\pm}{\partial \xi} + \frac{g_q^\pm}{\tau_\Phi} = \\ = \frac{dn_q^0(\omega_q)}{d\omega_q} \omega_q v_s \alpha_{y\xi}^2 \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \frac{\partial^2 u_y}{\partial \xi^2} \Omega t. \end{aligned} \quad (37)$$

Знаки (+) и (-) в (37) соответствуют разным направлениям продольного импульса фононов.

Ограничимся нахождением коэффициента поглощения некогерентной звуковой волны захваченными фононами, для которых будем считать, что имеет место  $\omega_0(t) \tau_\Phi \gg 1$ . Граничные условия уравнения (37)

для захваченных фононов  $\left( 0 \leq E \leq \max \left[ \frac{1}{2} \alpha_{y\xi}^2 \omega_q \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)^2 \Omega t \right] \right)$  имеют вид

$$g_q^+(E, \xi_{1,2}) = g_q^-(E, \xi_{1,2}), \quad (38)$$

$$\frac{1}{2} \alpha_{y\xi}^2 \omega_q \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)^2 \Omega t |_{\xi_1, \xi_2} = E.$$

Сравнивая (37) с уравнением (12) в [1], можно показать, что параметр нелинейности  $\omega_0(t) \tau_\Phi$  пропорционален  $\Omega \tau_\Phi \left[ \alpha_{y\xi}^2 \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)^2 \Omega t \right]^{-1/2}$

Усредняя его по промежутку времени  $[0, 1/\Omega \alpha_{y\xi}]$ , для усредненного параметра получаем

$$\overline{\omega_0(t) \tau_\phi} \sim \Omega \tau_\phi \sqrt{\alpha_{y\xi} \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)_{\max}^2} \gg 1. \quad (39)$$

С учетом требования  $\overline{\omega_0(t) \tau_\phi} \gg 1$  для  $g_q^+$  и  $g_q^-$  имеем

$$g_q^+(E, \xi) = \int_{\xi_1}^{\xi} \frac{T \frac{\partial n_q^0}{\partial T} v_s \alpha_{y\xi}^2 \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \frac{\partial^2 u_y}{\partial \xi^2} \Omega t d\xi}{\sqrt{2 \frac{w}{q_\perp} \left(1 - \frac{v_s^2}{w^2}\right)^{3/2} \left[ E - \frac{1}{2} \alpha_{y\xi}^2 \omega_q \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)^2 \Omega t \right]}}, \quad (40)$$

$$g_q^-(E, \xi) = - \int_{\xi_1}^{\xi} \frac{T \frac{\partial n_q^0}{\partial T} v_s \alpha_{y\xi}^2 \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \frac{\partial^2 u_y}{\partial \xi^2} \Omega t d\xi}{\sqrt{2 \frac{w}{q_\perp} \left(1 - \frac{v_s^2}{w^2}\right)^{3/2} \left[ E - \frac{1}{2} \alpha_{y\xi}^2 \omega_q \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)^2 \Omega t \right]}}.$$

Подстановка (34) в (32) дает в интегральной форме

$$\Gamma W = \frac{1}{2} \left\{ \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^3} \int dq_\parallel \hbar \omega_q \alpha_{y\xi}^2 \left( \frac{\partial g_q^+}{\partial \xi} + \frac{\partial g_q^-}{\partial \xi} \right) \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)^2 \Omega t \right\}, \quad (41)$$

где  $W \equiv \rho v_s^2 \left\{ \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right\}^2$  — интенсивность звуковой волны. Преобразуя (41)

с использованием (36), (37) и (40), для  $\Gamma$  получаем

$$\Gamma W = - \frac{1}{3} \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^3} \frac{\hbar}{\tau_\phi} \left[ \frac{\alpha_{y\xi} \omega_q q_\perp}{w \left(1 - \frac{v_s^2}{w^2}\right)^{3/2}} \right]^{3/2} T \frac{\partial n_q^0(\omega_q)}{\partial T} \left\{ \left( \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right)^3 (\Omega t)^{3/2} \right\}. \quad (42)$$

Для простоты вычислений положим

$$u_y = u_0 \sin \psi + \frac{\alpha_{N-1}}{N-1} u_0 \sin [(N-1)\psi] + \frac{\alpha_N}{N} u_0 \sin N\psi, \quad (43)$$

где  $\psi \equiv k\xi$ , коэффициент  $\alpha_1$  принимается равным единице,  $|\alpha_{N-1}| \sim |\alpha_N|$ . Из (43) будем иметь

$$W \equiv \rho v_s^2 \left\{ \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right\}^2 = \rho v_s^2 (ku_0)^2 (1 + \alpha_{N-1}^2 + \alpha_N^2). \quad (44)$$

Подставляя (43) в (42), с учетом (44) окончательно получаем

$$\Gamma = - \frac{\alpha_{N-1} \alpha_N}{2(1 + \alpha_{N-1}^2 + \alpha_N^2)^{3/2}} \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^3} \frac{\hbar}{\tau_\phi} \left[ \frac{\alpha_{y\xi}^2(\mathbf{q}) \omega_q q_\perp}{w \left(1 - \frac{v_s^2}{w^2}\right)^{3/2}} \right]^{3/2} \times \\ \times T \frac{\partial n_q^0(\omega_q)}{\partial T} \left( \frac{\Omega t}{\rho v_s^2} \right)^{3/2} \sqrt{|W|}. \quad (45)$$

Из (45) видно, что в зависимости от знаков  $\alpha_{N-1}$  и  $\alpha_N$  коэффициент поглощения  $\Gamma$  может быть как положительным, так и отрицательным. За-

метим, что при определенном выборе  $u_y$  коэффициент поглощения равен нулю. Действительно, если произведение гармоник (в случае трех гармоник) есть четная функция фазы  $\psi$ , как, например, при

$$u_y = u_0 \cos \psi + u_0 \frac{\alpha_{N-1}}{N-1} \cos [(N-1)\psi] + u_0 \frac{\alpha_N}{N} \cos N\psi, \quad (46)$$

то  $\left\{ \frac{\partial u_y}{\partial \xi} \right\}^2 \equiv 0$  и, согласно (42),  $\Gamma = 0$ .

Таким образом, при сильной нелинейности ( $\overline{\omega_0 \tau_\phi} \gg 1$ ) в случае внешней интенсивной немонахроматической ультразвуковой волны при наличии эффекта стохастичности коэффициент поглощения  $\Gamma$  волны в зависимости от формы последней может быть положительным, отрицательным и равным нулю. Отметим еще раз, что полученный результат является лишь полукачественным, а потому особенно нуждается в экспериментальной проверке.

В заключение, пользуясь случаем, автор выражает благодарность В. С. Сардаряну за многочисленные обсуждения и ряд ценных замечаний.

Армянский педагогический  
институт им. Х. Абовяна

Поступила 5. V. 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Казан. ФТТ, 19, 39 (1977).
2. В. С. Сардарян, А. Г. Торикян. ФТТ, 21, 3118 (1979).
3. В. Д. Казан. ФТТ, 16, 1966 (1974).
4. Ю. В. Гуляев. ФТТ, 12, 415 (1970).
5. А. Г. Торикян. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 331 (1979).
6. Ф. М. Израйлев, Б. В. Чуриков. ДАН СССР, 166, 57 (1966).
7. А. И. Ахиезер. ЖЭТФ, 8, 1318 (1938).
8. Г. М. Заславский, Б. В. Чуриков. УФН, 105, 3 (1971).
9. Ю. Б. Румер. Сб. трудов Л. Д. Ландау, Изд. Наука, 1969, т. 1, стр. 226.
10. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, Изд. Наука, М., 1974, стр. 54.

#### ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՈՒՄ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ՈՉ ՄՈՆՈԲՐՈՄԱՏԻԿ ՈՒՏՐԱՉԱՅՆԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Լ. Գ. ԹՈՐԻԿՅԱՆ

Քննարկվում է դիելեկտրիկ միջավայրով անցնող ինտենսիվ ոչ մոնոբրոմատիկ ուլտրաձայնային ալիքի կլանման կախվածությունը ինտենսիվությունից, հաշվի առնելով ստոխաստիկության էֆեկտը, որը պայմանավորված է ալիքի հարմոնիկների հաճախական ռեզոնանսների և ցանցի հարմոնիկների ջերմային տատանումների փոխհարաբերությամբ:

#### ON THE ABSORPTION OF INTENSE NONMONOCHROMATIC ULTRASOUND IN A DIELECTRIC

L. G. TORIKYAN

The intensity dependence of the absorption of an intense nonmonochromatic ultrasonic wave transmitting through a dielectric medium is discussed with due regard for the effect of stochasticity, due to the interaction between the frequency resonances of wave harmonics and the thermal oscillation harmonics of the grating.

## ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ УМЕНЬШЕНИЯ ВКЛАДА ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ПРОХОДЯЩЕЙ ЧАСТИЦЫ В ДЕТЕКТОРАХ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Р. А. АСТАБАТЯН, М. П. ЛОРИКЯН, К. Ж. МАРКАРЯН

Приводятся формулы, на основе которых можно оценить зависимость формы и амплитуды импульса на выходе детектора излучения от пространственного распределения ионизации, образованной излучением. Обсуждается возможность практического использования вышеуказанной зависимости для разделения ионизаций от фотонов РПИ и проходящей частицы при использовании в качестве детектора излучений пропорциональной камеры. Приводятся результаты экспериментальных исследований.

В ряде методических задач физики высоких энергий может возникнуть необходимость выделения локальной ионизации на фоне непрерывной. Важным примером является регистрация рентгеновского переходного излучения (РПИ). Малость интенсивности и угла излучения РПИ и относительно большие ионизационные потери энергии падающей частицы, на фоне которой ведется регистрация фотонов РПИ, создают определенные трудности при использовании РПИ для идентификации частиц высоких энергий. Однако различие в пространственном распределении ионизаций от РПИ и частицы может позволить при соответствующих условиях регистрации эффективнее выделять фотоны РПИ на фоне ионизационных потерь энергии падающей частицы. В работах [1] был предложен детектор, состоящий из радиаторов РПИ, чередующихся с многопроволочными пропорциональными камерами, в котором использован тот факт, что из-за локального характера поглощения фотонов РПИ в газе камеры можно уменьшить вклад ионизации от частицы посредством регистрации РПИ по отдельным отсекам.

Однако вклад ионизационных потерь энергии можно компенсировать в детекторах РПИ и другим путем. Рассмотрим камеру, содержащую область дрейфа и регистрирующий детектор. Излучение проходит через дрейфовый отсек, образованные при этом электроны ионизации под действием электрического поля движутся к детектору и регистрируются. Такой тип камеры позволяет изменять условия дрейфа электронов ионизации без существенного изменения режима работы регистрирующего детектора.

Форма и амплитуда образованного импульса, помимо других факторов, зависят от разброса во времени прихода электронов ионизации в чувствительную область детектора. Рассмотрим эту зависимость. Форма импульса, образованного единичным электроном ионизации, задается следующим выражением [2]:

$$V(t) = \frac{1}{C} \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \int_0^t \exp\left(\frac{t}{RC}\right) I(t) dt, \quad (1)$$

где  $I(t)$  — ток в регистрирующем детекторе, образованный единичным электроном ионизации,  $C$  — эквивалентная емкость входа,  $RC$  — постоянная времени формирования импульса.

Если число первичных электронов больше единицы, то импульс, образованный на выходе детектора, представляет собой суперпозицию импульсов, образованных каждым электроном ионизации. Обозначим через  $T$  время сбора электронов ионизации в чувствительную область детектора (время дрейфа) и начало отсчета этого времени будем вести с момента попадания первого электрона ионизации в эту область. Тогда импульс от  $j$ -го электрона будет смещен на время  $T_j$  относительно импульса от первого электрона, а форма импульса будет задаваться выражением (1) с заменой  $t$  на  $t - T_j$ . Если число первичных электронов ионизации есть  $N_0$  и известен дифференциальный закон  $N(T)$  распределения этих электронов по времени сбора в чувствительную область регистрирующего детектора, который удовлетворяет условию нормировки  $N_0 = \int_0^{\infty} N(T) dT$ , то суммарный импульс на выходе детектора будет даваться формулой

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-T}{RC}\right) N(T) \left[ \int_0^{t-T} \exp\left(\frac{t-T}{RC}\right) I(t-T) dt \right] dT. \quad (2)$$

В частном случае одновременного сбора электронов ионизации в чувствительную область детектора  $N(T)$  представляет собой  $\delta$ -функцию и выражение (2) принимает вид

$$U(t) = \frac{1}{C} N_0 \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \int_0^t \exp\left(\frac{t}{RC}\right) I(t) dt = N_0 V(t), \quad (3)$$

т. е. получаем хорошо известную пропорциональную зависимость импульса от числа первичных электронов. В общем же случае амплитуда образованного импульса, вообще говоря, не будет пропорциональна числу первичных электронов  $N_0$ , так как условие  $N(T) = \delta(T)$  может не выполняться.

Рассмотрим случай, когда время задержки электронов ионизации друг относительно друга есть  $\Delta t = T_0/N_0 = \text{const}$ , где  $T_0$  — полное время сбора. Тогда функция  $N(T)$  имеет вид

$$N(T) = \frac{N_0}{T_0} \quad \text{при} \quad T \leq T_0,$$

$$N(T) = 0 \quad \text{при} \quad T > T_0$$

и интеграл (2) может быть представлен суммой

$$U(t) = \sum_{j=1}^{N_0} \varphi(t - j\Delta t), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi(t - j\Delta t) &= V(t - j\Delta t) \quad \text{при } t \geq j\Delta t, \\ \varphi(t - j\Delta t) &= 0 \quad \text{при } t < j\Delta t; \end{aligned}$$

$V(t - j\Delta t)$  определяется выражением (1), в котором  $t$  заменено на  $t - j\Delta t$ ,  $j\Delta t$  — время задержки  $j$ -го электрона относительно первого.

Из сравнения формул (3) и (4), соответствующих одновременному сбору электронов ионизации и сбору с постоянным временным сдвигом между электронами, легко получить, что амплитуда импульса, рассчитанная по формуле (4), меньше амплитуды импульса, рассчитанной по формуле (3), и это различие тем больше, чем больше  $\Delta t$  и меньше  $RC$ .

При достаточно больших  $N_0$  дальнейшее увеличение числа первичных электронов ионизации не ведет к увеличению амплитуды сигнала, рассчитанной по формуле (4), т. е. зависимость амплитуды от числа первичных электронов выходит на плато. Это объясняется тем, что доля импульса, образованного единичным электроном, компенсируется вследствие процесса разряда эквивалентной емкости на сопротивлении нагрузки.

Зависимость амплитуды сигнала от числа первичных электронов ионизации проиллюстрируем на примере пропорциональной камеры в качестве регистрирующего детектора. Конструктивные параметры камеры и поперечный разрез приводятся ниже.

Функцию  $I(t)$  для пропорциональной камеры можно получить из [3], проинтегрировав выражение для индуцированного на аноде заряда по времени:

$$I(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{qMe}{V_0} \frac{1}{2\beta} \frac{1}{\exp\left(\frac{t+t_0}{2\beta}\right) - 1}, \quad (5)$$

где

$$\beta = 2q\pi^2\omega/s^2, \quad t_0 = \frac{1}{\beta} \ln \operatorname{ch} \pi d/2s,$$

$q$  — заряд, приходящийся на единицу длины проволоки,  $V_0$  — поданное на камеру напряжение,  $\omega$  — подвижность положительных ионов,  $M$  — коэффициент газового усиления,  $s$  — шаг между сигнальными проволоками,  $d$  — межэлектродное расстояние.

На рис. 1 представлена зависимость амплитуды импульсов от числа первичных электронов  $N_0$ , рассчитанная по формулам (3) (кривая 1) и (4) (кривая 2). Кривые даны в единицах  $qM/V_0C$ . Расчеты проводились при  $RC = 30$  нс,  $\Delta t = 1$  нс.

В приведенной формуле (5) и в проведенных расчетах не учитывался вклад электронной, наиболее быстрой компоненты в импульсе. Очевид-

но, что учет последнего вклада приведет к еще большей разнице между амплитудами и формой сигналов, рассчитанных по формулам (3) и (4). Из вышеизложенного следует, что если обеспечить разброс времени сбора первичных электронов ионизации, направленный вдоль падающего излучения, то амплитуда импульса от частицы, создающей непрерывную ионизацию, будет меньше амплитуды импульса от частицы, создающей локальную ионизацию, при одинаковых энерговыделениях, и это отличие существенно зависит от  $\Delta t$ ,  $RC$  и  $N_0$ .

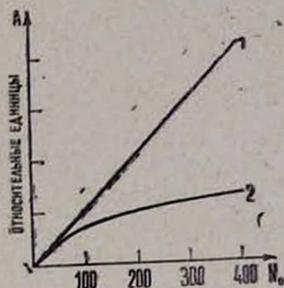


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость амплитуды сигнала в единицах  $qM/V_0C$  от числа первичных электронов ионизации при  $RC = 30$  нс: кривая 1 — расчет произведен согласно формуле (3) в случае одновременного сбора первичных электронов ионизации в чувствительную область анода; кривая 2 — расчет произведен по формуле (4) при  $\Delta t = 1$  нс.

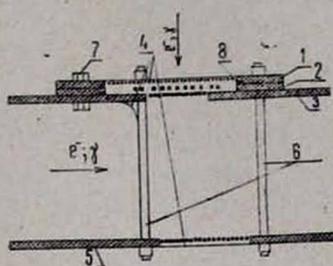


Рис. 2.

Рис. 2. Поперечный разрез детектора.

Однако необходимо отметить, что в реальном случае из-за разброса передач энергии в соударениях образованные на треке первичной частицы  $\delta$ -электроны будут несколько ограничивать эффективность разделения.

Экспериментальные исследования проводились путем регистрации  $\gamma$ -квантов и электронов от радиоактивных источников детектором, содержащим многопроволочную пропорциональную камеру и дрейфовый отсек, совмещенных в одном газовом объеме [4]. Поперечный разрез детектора показан на рис. 2. Детектор работает следующим образом: при прохождении излучения через дрейфовый отсек образованные электроны ионизации под действием электрического поля движутся к пропорциональной камере и, проходя через проволочную сетку катода, регистрируются.

Вкратце опишем конструкцию детектора. Пропорциональный отсек состоит из четырех диэлектрических рам (1 и 3 — проволочные катоды, 2 — сигнальный электрод, 5 — дрейфовый электрод), изготовленных из стеклотекстолита и стягиваемых по углам болтами 7. Уплотнением служит пористая резина 8. Каждая рама имеет наклеенный печатный электрод, выполненный на фольгированном стеклотекстолите. На печатные электроды запаиваются проволоки высоковольтных и сигнальных плоскостей. Шаг намотки высоковольтных плоскостей составляет 2 мм. Нити сигнальной плоскости диаметром 20 мкм натянуты с шагом 20 мм. Расстояние между любой парой плоскостей пропорционального отсека — 6 мм, а между дрей-



фовой плоскостью, стягиваемой с пропорциональным отсеком шпильками 6 из тефлона, и ближайшим катодом — 100 мм. Газовый объем изолировался майларом 4 толщиной 60 мкм. Рабочим газом детектора служила смесь  $Ar + (5 \div 7)\% CH_4$  при нормальном атмосферном давлении. Нити пропорциональной камеры объединялись на общую нагрузку 5 кОм. Емкость одной сигнальной нити составляла 5 пФ, емкость входа усилителя — 15 пФ. Таким образом, измерения проводились при постоянной времени формирования сигнала  $RC = 175$  нс. На высоковольтные плоскости пропорциональной камеры подавалось напряжение 1,38 кВ.

Сигнал с камеры после усиления подавался на схему ворот, далее на анализатор DIDAC-4000. Линейность всего измерительного тракта в интервале энергий  $\gamma$ -квантов ( $3 \div 26$ ) кэВ контролировалась с помощью радиоактивных  $\gamma$ -изотопов  $Am^{241}$  и  $Co^{57}$ .

Если излучение падает под углом  $\theta = 0$  к электродам камеры, то разброс времени дрейфа первичных электронов ионизации осуществляется на основе использования неоднородного электрического поля в дрейфовом отсеке. Известно, что скорость дрейфа электронов в определенной области значений напряженности поля зависит от последней. Поэтому подбором соответствующей неоднородности поля можно создать разброс между временами сбора электронов ионизации, образованных на разных участках траектории частицы. Для этого на дрейфовую плоскость подавалось распределенное напряжение с шагом 2 мм и периодом, равным шагу между сигнальными нитями (20 мм).

На рис. 3а, б, в сплошными линиями представлены амплитудные распределения ионизационных потерь энергии электронов с энергиями

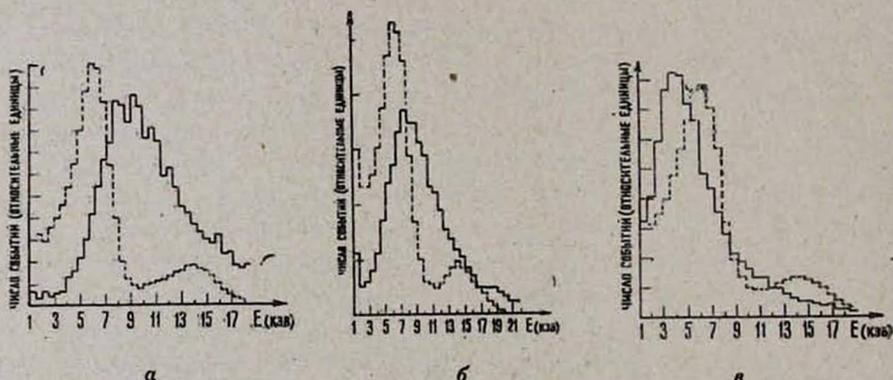


Рис. 3. Распределение амплитуд импульсов при регистрации фотонов от изотопа  $Co^{57}$  (пунктирная линия) и при прохождении электронов с энергиями ( $1 \div 2$ ) МэВ (сплошная линия): а) случай однородного электрического поля в дрейфовом отсеке; б) случай неоднородного электрического поля в дрейфовом отсеке при подаче на дрейфовый электрод распределенного потенциала с шагом  $\Delta U = 280$  В; в) случай неоднородного электрического поля в дрейфовом отсеке при подаче на дрейфовый электрод распределенного потенциала с шагом  $\Delta U = 360$  В.

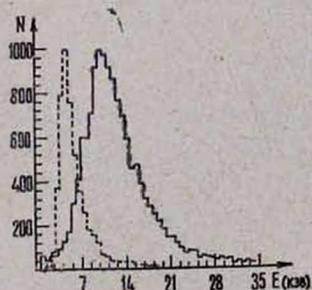
$E = (1 \div 2)$  МэВ, проходящих через детектор параллельно электродам камеры перпендикулярно к анодным нитям. Для сравнения пунктирными

линиями изображены распределения от  $\gamma$ -изотопа  $Co^{57}$  с энергиями 6,4 и 14,4 кэВ. Гистограммы, изображенные на рис. 3а, соответствуют измерениям с постоянным электрическим полем в дрейфовом отсеке. В этом случае на дрейфовый электрод подавалось постоянное напряжение в 4,0 кВ, обеспечивающее скорость дрейфа электронов 4 см/мкс. Гистограммы на рис. 3б, в получены в случае неоднородных полей в дрейфовом отсеке, соответствующих единичному шагу распределенного напряжения  $\Delta U = 280$  В и  $\Delta U = 360$  В. Во всех трех сериях измерений экспериментальная установка была полностью идентичной, а сбор ионизации производился с четырех сигнальных нитей, объединенных на один усилитель. Вероятные значения амплитудных распределений ионизационных потерь энергии проходящего электрона, как видно из рис. 3а, б, в, соответствуют 9,5, 8 и 4,3 кэВ. Во всех сериях измерений отклонение от линейной зависимости амплитуды импульса от энергии  $\gamma$ -квантов не наблюдалось. Это объясняется тем, что неоднородность электрического поля в дрейфовом отсеке не влияет на процессы формирования импульса в случае регистрации  $\gamma$ -квантов, так как пробег электронов в аргоне при энергиях  $E \leq 20$  кэВ локализован в пространстве с линейными размерами, составляющими доли миллиметра, а изменение напряженности электрического поля в пределах этой области незначительное. Экспериментально наблюдаемая форма импульса имеет плавно нарастающий передний фронт для  $\gamma$ -квантов, а также для ионизационных потерь энергии в случае однородного поля.

По мере увеличения неоднородности поля все большее число  $\delta$ -электронов дает «всплески» на переднем фронте импульса от ионизационных потерь энергии, так как все более сказывается неоднородная структура передач энергии при столкновениях.

Эффекта уменьшения амплитуды сигнала от непрерывной ионизации можно достичь и в случае однородного поля в дрейфовом отсеке, если излучение падает под углом  $\theta \neq 0$  к электродам камеры. Разброс времени сбора электронов ионизации при этом возникает из-за разности путей прохождения электронов от места их рождения до входа в пропорциональную камеру. На рис. 4 приводятся амплитудные распределения ионизационных потерь энергии электронов в случаях, когда электроны проходят параллельно плоскости электродов ( $\theta = 0$ , сплошная линия) и когда электроны проходят перпендикулярно к плоскости электродов ( $\theta = 90^\circ$ , пунктирная линия). В обоих случаях чувствительная длина трека в дрейфовом

Рис. 4. Амплитудные распределения импульсов при прохождении электронов с энергиями (1÷2) МэВ: сплошная линия — частицы проходят параллельно плоскости электродов перпендикулярно сигнальным нитям; пунктирная линия — частицы проходят перпендикулярно к плоскости электродов.



ионизационных потерь энергии электронов в случаях, когда электроны проходят параллельно плоскости электродов ( $\theta = 0$ , сплошная линия) и когда электроны проходят перпендикулярно к плоскости электродов ( $\theta = 90^\circ$ , пунктирная линия). В обоих случаях чувствительная длина трека в дрейфовом

отсеке составляла 10 см, а измерения проводились при объединении пяти нитей на один усилитель.

Предложенный метод можно использовать при разделении ионизаций от фотонов РПИ и ионизационных потерь энергии первичной частицы в детекторах РПИ.

Будучи сравнимыми по энерговыделению, ионизации от поглощения фотонов РПИ и проходящей частицы отличны по распределению в пространстве, являясь соответственно локальной и равномерно распределенной (с точностью до образования  $\delta$ -электронов на треке) вдоль направления падающего излучения. Если в детекторе РПИ обеспечить разброс времени сбора электронов ионизации, то выбрав постоянную времени формирования импульса  $RC$  меньше полного времени сбора электронов ионизации, можно более эффективно разделять ионизации от первичной частицы и РПИ.

В предельном случае, когда «шаг сканирования» ионизационных потерь энергии будет доведен до нескольких миллиметров, что в нашем случае соответствует величине  $RC = (20-40)$  нсек, единственным фактором, ограничивающим эффективность разделения, будет фон от  $\delta$ -электронов с энергиями  $E_e \geq 4$  кэВ.

Предложенный метод уменьшения амплитуды сигнала от ионизационных потерь энергии проходящей частицы представляется наиболее перспективным при использовании детекторов с малыми временами релаксации.

Ереванский физический институт

Поступила 15. V. 1980

## ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Исприян и др. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 209.  
А. Г. Оганесян и др. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 269.
2. В. И. Калашникова, М. К. Козодаев. Детекторы элементарных частиц. Изд. Наука, М., 1966, стр. 62.
3. Ж. Шарпак. УФН, 108, 363 (1972).
4. G. Charpak et al. Nucl. Inst. Meth., 80, 13 (1970).

### ՌԵՏԳՅԵՑԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐՈՒՄ ԱՆՑՆՈՂ ՄԱՍՆԻԿԻ ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ԼՈՒՄԱՅԻ ՓՈՔՐԱՑՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Հ. ԱՍՏԱԲԱՏՅԱՆ, Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Կ. Ժ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

Բերվում են բանաձևեր, որոնց հիման վրա կարելի է գնահատել դետեկտորի ելքում իմպուլսի ձևի և ամպլիտուդայի կախվածությունը իոնիզացիայի տարածական բաշխումից: Քննարկվում է վերը նշված կախման գործնական կիրառումը ունեղենյան անցումային ճառագայթման ֆոտոնների ստեղծած իոնիզացիան անցնող մասնիկների իոնիզացիայից տարազատելու համար, օգտագործելով համեմատական խցիկը որպես ճառագայթման դետեկտոր: Բերվում են փորձնական հետազոտության արդյունքները:

# ON THE POSSIBILITY OF REDUCING THE CONTRIBUTION OF IONIZATION ENERGY LOSSES OF A TRAVERSING PARTICLE IN ROENTGEN TRANSITION RADIATION DETECTORS

R. A. ASTABATSYAN, M. P. LORIKYAN, K. Zh. MARKARYAN

Formulae are given for the estimation of the dependence of shape and height of detector output pulses on the space distribution of produced ionization. The possibility of practical utilization of this dependence for the separation of ionization from RTR photons and from a traversing particle is discussed when using proportional chambers as the radiation detector. The results of experimental investigation are given.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДЕТЕКТОРА ЧАСТИЦ

В. Г. ГАВАЛЯН, С. М. ГУКАСЯН, Р. Л. КАВАЛОВ,  
Р. А. КАРАПЕТЯН, М. П. ЛОРИКЯН

Измерена временная дисперсия и амплитудное разрешение диэлектрического детектора (ДД) частиц. Приведены также данные о поведении эффективности регистрации частиц в зависимости от времени непрерывного действия рабочего и обратного напряжений. Найдено, что временная дисперсия системы ДД и сцинтилляционный счетчик есть величина порядка 1 нс, а амплитудное разрешение ДД—порядка 100%.

В работах [1—9] было показано, что при создании в пористом диэлектрике электрического поля внешними электродами эффективный дрейф и размножение электронов, образованных проходящей через слой частицей, происходит и при толщинах диэлектрика, достигающих нескольких сот мкм, а число электронов, эмитируемых в вакуум, увеличивается на несколько порядков. На этом эффекте основана работа диэлектрического детектора (ДД) частиц, в котором вторичные электроны собираются на тонкие анодные нити, натянутые внутри слоя диэлектрика [10].

В работах [11—14] нами были исследованы некоторые особенности ДД. В частности, было обнаружено, что после включения рабочего напряжения эффективность регистрации частиц в течение 2÷10 мин падает практически до нуля при облучении  $\alpha$ -частицами с энергией 5,5 МэВ и интенсивностью  $10^4$  частиц/с. Далее, было показано, что в случае рабочих веществ из щелочно-галогидных соединений ( $KCl$  и  $CsI$ ) после подачи на детектор напряжения, по полярности обратной работе, эффективность регистрации частиц полностью восстанавливается. В импульсном режиме, когда периодически меняется полярность напряжения, прикладываемого к внешним электродам, детектор работает стабильно, со 100% эффективностью регистрации.

В настоящей работе приводятся результаты исследования временной дисперсии и некоторых других характеристик ДД. Детектор имел следующие параметры. В качестве рабочего вещества использовался  $CsI$  с относительной плотностью 1,7% от монокристалла, зазор между плоскостями анодных нитей с диаметром 20 мкм и катодных электродов составлял  $\approx 200$  мкм, расстояние между анодными нитями —  $\approx 250$  мкм. Все нити были объединены на один вход усилителя. Катодные электроды, выполненные из мелкоструктурной никелевой сетки, имели ячейки с размерами  $80 \times 80$  мкм<sup>2</sup> и прозрачность  $\approx 57\%$ .

ДД с рабочей площадью  $S = 5$  см<sup>2</sup> помещался на расстоянии 2 см от радиоактивного  $\alpha$ -источника с энергией 5,5 МэВ и интенсивностью

$10^4$  частиц/с. Кривая эффективности регистрации частиц для этого детектора достигала плато на уровне 100% в области рабочих напряжений от 800 до 1200 В. Выше 1200 В детектор пробивался.

1. Основные причины, приводящие к временной дисперсии ДД, следующие: а) разность путей прохождения лавин в зависимости от места попадания первичной частицы; б) так как величина напряженности электрического поля не однородна в объеме рабочего вещества, то отличаются и средние скорости электронов в лавине от разных первичных частиц; в) флуктуация времени в зависимости от амплитудного разброса выходных сигналов; г) неоднородности плотности рабочего вещества по всему объему. Так, грубая оценка временного разброса только по причине, указанной в пункте (а), дает величину порядка 0,2 нс.

Для измерения временной дисперсии применялся метод совпадений с использованием время-амплитудного преобразователя, на входы которого подавались импульсы от ДД и сцинтилляционного счетчика, установленного под ДД. Импульсы от счетчиков формировались дискриминаторами, работающими по принципу пересечения нуля. Сигналы от ДД усиливались быстрым усилителем с входным сопротивлением 50 Ом, с коэффициентом усиления 500 и полосой пропускания 160 МГц. В связи с тем, что был применен метод совпадений, мы практически измеряли суммарное временное разрешение ДД и сцинтилляционного счетчика.

На рис. 1 представлена измеренная кривая временной дисперсии при рабочем напряжении на ДД 900 В. По оси абсцисс отложено время в нс, по оси ординат — число случаев. Цена канала амплитудного анализатора

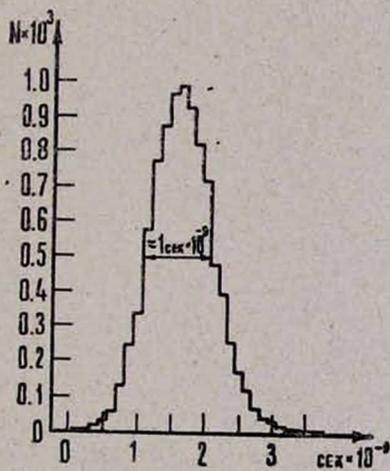


Рис. 1.

Рис. 1. Гистограмма суммарной временной дисперсии диэлектрического детектора и сцинтилляционного счетчика.

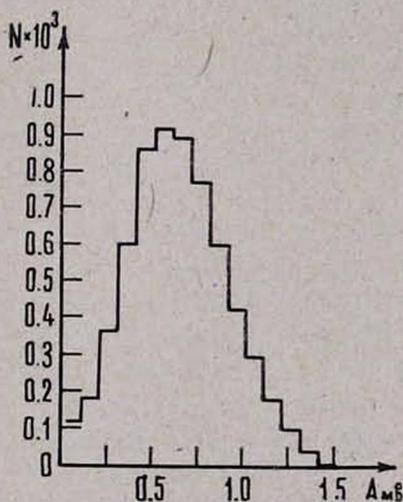


Рис. 2.

Рис. 2. Амплитудное разрешение диэлектрического детектора.

ра — 0,135 нс/канал, а разрешающая способность всего измерительного тракта — 0,37 нс. Предварительно было показано, что относительно плохое разрешение тракта обусловлено усилителем.

Как видно из рис. 1, кривая практически имеет симметричный вид и ее ширина на полувысоте составляет 1 нс. Далее, была исследована временная дисперсия ДД в зависимости от рабочего напряжения и от расстояния между анодными нитями. Измерения были выполнены в интервале рабочих напряжений  $700 \div 900$  В для двух значений шага намотки нитей 500 и 250 мкм. Было показано, что во всех случаях и форма кривой временной дисперсии, и ее ширина на полувысоте не меняются. Отсутствие изменения ширины можно объяснить следующим образом. Зависимость времени дрейфа  $\tau$  от энергии электронов лавины  $E$  имеет вид  $\tau \sim E^{-1/2}$ . Естественно, что флуктуации этого времени таким же образом зависят от  $E$ . Оценки показывают, что изменение времени дрейфа в указанном интервале рабочего напряжения находится в пределах разрешающей способности установки.

Отсутствие же зависимости временной дисперсии для указанных расстояний между двумя анодными нитями свидетельствует о том, что время дрейфа электронов в обоих случаях меньше временного разрешения установки или равно ему.

2. Амплитудное разрешение ДД измерялось с помощью многоканального амплитудного анализатора DIDAC-4000, на вход которого подавался линейно усиленный и расширенный сигнал от ДД. Входное сопротивление спектрометрического усилителя имело величину 50 Ом, коэффициент усиления составлял 500, порог дискриминации — 0,1 В, выходная емкость ДД — порядка нескольких десятков пикофард. Сформированный же сигнал от сцинтилляционного счетчика служил мастером и одновременно монитором для определения эффективности ДД. Линейность и амплитудное разрешение тракта ДД проверялись сигналами от специального быстрого триггера. При этом с хорошей точностью можно было считать тракт линейным, а амплитудное разрешение — порядка 30%.

Амплитудное разрешение измерялось для рабочего напряжения  $V_{\text{раб}} = 850$  В, при котором эффективность регистрации составляла 100%. На рис. 2, где по оси абсцисс отложено значение амплитуды  $A$  в мВ, а по оси ординат — число случаев  $N$  в каналах, приведено это распределение. Расчет ширины распределения на полувысоте показал, что она — порядка 100%. Дальнейшие исследования показали, что в пределах разрешающей способности установки ширина не зависит от рабочего напряжения в интервале  $V_{\text{раб}} = 750 \div 900$  В. Плохое амплитудное разрешение ДД связано с большими флуктуациями в процессах размножения и поглощения вторичных электронов. Кроме этого в ДД отсутствует область дрейфа электронов без размножения [11]. Поэтому коэффициент размножения зависит от места прохождения первичной частицы, что, очевидно, приводит к амплитудному разбросу. К флуктуациям амплитуды сигнала приводит также неравномерность средней плотности рабочего вещества по всему объему ДД. Кстати, из-за последнего обстоятельства у разных образцов ДД ширина на полувысоте амплитудного разрешения меняется в пределах  $60 \div 120\%$ , а разброс рабочего напряжения для фиксированного значения эффективности регистрации составляет  $\approx 200$  В.

3. Как указывалось выше, при непрерывной работе ДД в течение нескольких минут эффективность регистрации падает практически до нуля. Это связано с накоплением положительного объемного заряда в рабочем веществе. Влияние этого заряда на эффективность регистрации может проявляться двояким образом. Во-первых, электрическое поле, создаваемое ими, направлено обратно приложенному извне, что уменьшает эффективное поле в объеме рабочего вещества. Во-вторых, они захватывают электроны лавины.

На рис. 3, где по оси абсцисс отложено время в минутах, а по оси ординат — эффективность регистрации  $\eta$  в процентах, точками показан спад

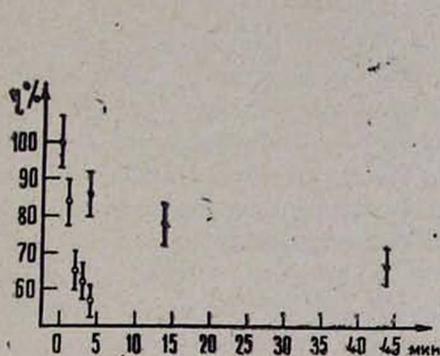


Рис. 3.

Уменьшение эффективности регистрации  $\eta$  диэлектрического детектора при непрерывном действии рабочего напряжения (точки) и при одновременном непрерывном действии рабочего напряжения и облучении  $\alpha$ -частицами (кружки).

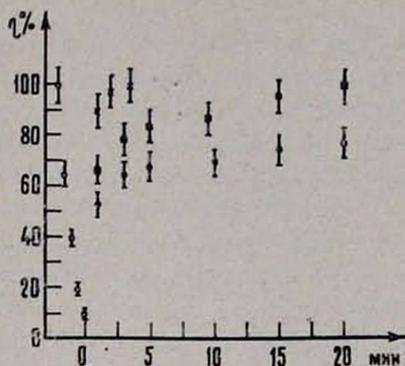


Рис. 4.

Уменьшение эффективности регистрации диэлектрического детектора при непрерывном действии рабочего напряжения и облучении  $\alpha$ -частицами (кружки) и восстановление эффективности регистрации при непрерывном действии обратного напряжения (точки, квадраты и крестики соответственно для  $V_{обр} = 0, 300$  и  $600$  В).

эффективности регистрации после подключения рабочего напряжения в непрерывном режиме без облучения  $\alpha$ -частицами. Эта зависимость была получена следующим образом. Через определенные промежутки времени непрерывного действия рабочего напряжения на короткое время подводился  $\alpha$ -источник и измерялась эффективность регистрации. После измерения  $\alpha$ -источник отводился в сторону. На том же рисунке кружками показан спад эффективности регистрации при одновременном действии как рабочего напряжения, так и облучения  $\alpha$ -частицами. В этом случае спад эффективности регистрации происходит значительно быстрее. Обе зависимости были сняты при коэффициенте усиления усилителя 2000 и пороге регистрации 0,7 В.

Далее был исследован процесс восстановления эффективности регистрации в зависимости от обратного напряжения и от времени его действия. Измерения проводились следующим образом. При непрерывном действии рабочего напряжения и облучении  $\alpha$ -частицами через определен-

ные промежутки времени измерялась эффективность регистрации до спада ее на уровне  $\approx 10\%$ . После того, как эффективность падала до указанного уровня, снималось рабочее напряжение и включалось обратное напряжение и начиналось восстановление эффективности. Чтобы снять ход восстановления  $\eta$  при непрерывном действии обратного напряжения через определенные промежутки времени на короткое время переключалось рабочее напряжение и измерялось значение  $\eta$ .

Во всех случаях время, за которое измерялась эффективность регистрации, составляло примерно  $2 \div 3$  с. За такое короткое время изменением эффективности регистрации в ходе измерения можно было пренебречь.

Так как измерения проводились на одном и том же ДД, предварительно было установлено, что кривые при многократном спаде и восстановлении совпадают для любого фиксированного значения рабочего и обратного напряжений. Это свидетельствует о полном восстановлении состояния рабочего вещества без каких-либо остаточных явлений.

На рис. 4, где по оси абсцисс отложено время в минутах, а по оси ординат—эффективность регистрации  $\eta$  в процентах, крестиками, квадратами и точками изображен ход восстановления  $\eta$  от уровня  $\sim 10\%$  при непрерывном действии обратного напряжения  $V_{\text{обр}}$  соответственно величиной 600, 300 и 0 В. Во всех трех случаях после каждого восстановления  $\eta$  до 100% снималось обратное напряжение и подавалось одно и то же значение рабочего напряжения  $V_{\text{раб}} = -800$  В. Поэтому спад  $\eta$  происходил одинаково, и на рисунке кружками обозначена одна зависимость спада. Так как в этих измерениях порог регистрации составлял 0,7 В, а усиление — 500, то спад до уровня  $\approx 10\%$  происходил за  $\approx 2$  мин, т. е. быстрее, чем на рис. 3 (кружки).

Из данных рис. 4 можно извлечь практическую пользу. Например, как видно из приведенных зависимостей, обозначенные кружками и квадратами спад эффективности регистрации при  $V_{\text{раб}} = -800$  В и ее восстановление при  $V_{\text{обр}} = 300$  В происходят соответственно за 2 и 20 мин. Значит можно ожидать, что при отношении 1:10 времени работы ко времени восстановления при указанных значениях обратного и рабочего напряжений ДД будет работать стабильно с высокой эффективностью регистрации. Действительно, детектор с режимом работы  $V_{\text{раб}} = -800$  В,  $V_{\text{обр}} = 300$  В и  $t_{\text{раб}}: t_{\text{обр}} = 1:10$  работал стабильно с 100% эффективностью регистрации в течение 250 часов измерений.

Авторы выражают благодарность А. Ц. Амагуни за постоянный интерес к работе.

Ереванский физический  
институт

Поступила 8. VIII. 1980

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. П. Лорикян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 297 (1971).
2. М. П. Лорикян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 118 (1972).
3. М. П. Лорикян, Р. Л. Кавалов, Н. Н. Трофимчук. Письма ЖЭТФ, 16, 320 (1972).
4. М. П. Лорикян, Р. Л. Кавалов, Н. Н. Трофимчук. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 33 (1973).
5. М. Р. Lorikyan, R. L. Kavalov, N. N. Trofimtchuk. Nucl. Instr. and Meth., 122 377 (1974).
6. М. П. Лорикян и др. Научное сообщение ЕФИ-84 (74), 1974.
7. Н. Н. Трофимчук и др. ЖЭТФ, 69, 640 (1975).
8. Н. Н. Трофимчук, М. П. Лорикян, Р. Л. Кавалов. ПТЭ, 5, 149 (1974).
9. М. П. Лорикян и др. Научное сообщение ЕФИ-131 (75), 1975.
10. С. М. Гукасян и др. Препринт ЕрФИ-280 (5), 1978.
11. С. М. Гукасян, Р. Л. Кавалов и др. Препринт ЕрФИ-370 (28), 1979.
12. С. М. Гукасян, Р. Л. Кавалов, М. П. Лорикян. Препринт ЕрФИ-372 (30), 1979.
13. С. М. Гукасян, Р. Л. Кавалов, М. П. Лорикян. Изв. АН СССР, 44, 634 (1980).
14. С. М. Гукасян и др. ПТЭ (в печати).

### ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԴԵՏԵԿՏՈՐԻ ՈՐՈՇ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Վ. Գ. ԳԱՎԱԼՅԱՆ, Ս. Մ. ԳՈՒԿԱՍՅԱՆ, Ռ. Լ. ԿԱՎԱԼՈՎ,  
Ռ. Ա. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ

Զարկած է մասնիկների գրանցման դիելեկտրիկ դետեկտորի (ԴԴ) ժամանակային դիսպերսիան, Բերված են տվյալներ մասնիկների գրանցման էֆեկտիվության վարքի մասին՝ կախված աշխատանքային և հակառակ լարման անընդհատ ներգործությունից: Ստացված է, որ ԴԴ սցինտիլյատորային հաշվիչ համակարգի ժամանակային դիսպերսիան 1 նվրկ կարգի է, իսկ ամպլիտուդային լուծողականությունը՝ 100% է:

### INVESTIGATION OF SOME PROPERTIES OF THE DIELECTRIC PARTICLE DETECTOR

V. G. GAVALYAN, S. M. GUKASYAN, R. L. KAVALOV,  
R. A. KARAPETYAN, M. P. LORIKYAN

The time dispersion and the pulse-height resolution of a dielectric detector (DD) is measured. The data on the dependence of particle detection efficiency on the time of its continuous operation under working and reverse voltages are given. The time dispersion of the system DD-scintillation counter makes  $\approx 1$  nsec and the pulse-height resolution of DD is about 100%.

О КАНАЛИРОВАНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ  
В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

В. С. САРДАРЯН, Р. А. ГАСПАРЯН

Эффект каналирования в кристаллических твердых телах впервые теоретически был предсказан в работе [1]. В дальнейшем этот эффект и связанное с ним явление пространственного перераспределения потока заряженных ионов в кристаллических решетках были использованы в работе [2] для определения местоположения примесного атома в кристаллах. В [3] была отмечена возможность проявления нового эффекта — спонтанного излучения релятивистских каналированных заряженных частиц в рентгеновском и гамма-диапазонах. Экспериментальное наблюдение эффекта излучения каналированных частиц осуществлено в ряде работ (см., например, [4]), а в [5] теоретически проанализированы некоторые вопросы электродинамики спонтанного излучения.

В настоящей работе рассмотрен вопрос о каналировании релятивистских электронов в гетероструктурах и показано, что, регистрируя когерентное излучение каналированных электронов, можно определить порядковые числа  $Z$  атомов и межатомные расстояния в кристаллических атомных рядах и плоскостях гетероструктур. Обработка экспериментов по эффекту каналирования может дать информацию о структурном совершенстве и ширине границы перехода гетероструктур.

Кратко поясним суть дела. Когда электронный пучок попадает на определенную плоскость ориентированного кристалла и направление движения электронов составляет с данной атомной цепочкой кристалла угол, меньший угла Линдхарда [1], то несколько атомных рядов образуют канал, потенциал которого близок к гармоническому. Благодаря этому в канале формируется периодическое (поперек канала) движение электрона. Однократное и многократное рассеяния электронов на ядрах атомного ряда носят статистический характер, который приводит к деканалированию электронов, когда угол рассеяния становится больше критического угла Линдхарда.

Если составляющая скорости вдоль оси атомной цепочки достаточно большая, а электрон оказался довольно близко от ядра атома данного ряда и выполняется условие Линдхарда, то из-за скоррелированности актов рассеяния на отдельных ядрах цепочки электрон не может покинуть данный ряд атомов или атомную плоскость. В этих условиях канал формируется лишь одним атомным рядом или одной атомной плоскостью. Периодическое движение электронов в канале аналогично ондуляторному движению электрона, излучающего электромагнитные волны.

Как известно, когда лоренц-фактор  $\gamma \geq 30$ , потери энергии частиц на тормозное излучение при  $Z \geq 50$  преобладают над столкновительными потерями. При  $\gamma \geq 10^3$  основные потери движущегося в ориентированных кристаллах электрона обусловлены излучением из-за каналирования. Поэтому для определенности рассмотрим каналирование и связанное с ним когерентное излучение релятивистских электронов с  $\gamma \geq 10^3$ . Если достаточно коллимированными электронами сканировать гетероструктуру, то по излучению каналированных электронов можно получить информацию о порядковых числах атомов и межатомных расстояниях тех или иных атомных рядов.

Отметим, что при каналировании ионов или протонов канал формируется несколькими рядами атомов или атомных плоскостей. Следовательно, традиционная методика каналирования может дать информацию о совокупности всех атомных рядов и плоскостей, формирующих канал, а не об отдельном атомном ряде или отдельной плоскости. В этом смысле каналирование релятивистских электронов имеет существенное преимущество перед каналированием ионов.

Учет однократного резерфордовского рассеяния электронов, движущихся в канале, сформированном одним атомным рядом, приводит к тому, что средняя длина канала вдоль движения электронов оказывается порядка

$$l \simeq \frac{2ER_T^2}{Ze^2}, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия электрона,  $R_T$  — средняя амплитуда теплового колебания атомов ряда,  $e$  — заряд электрона.

Средняя энергия когерентного излучения на длине канала равна

$$\Delta E = \frac{16Ze^4E^3}{3d^2(m_0c^2)^4}, \quad (2)$$

где  $d$  — межатомное расстояние рассматриваемого атомного ряда,  $m_0$  — масса покоя электрона,  $c$  — скорость света.

Частота излучения каналированного электрона есть

$$\omega_{из} = \gamma^2 \frac{ec}{R_T} \sqrt{\frac{2Z}{Ed}}. \quad (3)$$

Для иллюстрации оценим величины (1)–(3) на примере гетероструктуры  $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$  [6] с ориентацией (100) с  $x = 0,5$  и постоянной решетки.  $GaAs$   $a = 565$  пм для случаев атомных рядов  $Gaz_{-31}$  [011],  $Asz_{-33}$  [011],  $(Ga-Al)z_{cp-22}$  [011]. В направлении [011] в  $GaAs$  межатомное расстояние равно  $a/\sqrt{2}$ . В этом случае оценка величин (1)–(3) дает следующие значения:

$$As \quad l = 23,6 \text{ мкм}, \quad \Delta E = 4,06 \text{ ГэВ}, \quad \omega_{из} = 6,1 \cdot 10^{23} \text{ Гц};$$

$$Ga \quad l = 25,1 \text{ мкм}, \quad \Delta E = 3,81 \text{ ГэВ}, \quad \omega_{из} = 5,9 \cdot 10^{23} \text{ Гц};$$

$$Ga - Al \quad l = 35,4 \text{ мкм}, \quad \Delta E = 27 \text{ ГэВ}, \quad \omega_{из} = 5 \cdot 10^{23} \text{ Гц}.$$

Как нетрудно видеть, интенсивности в разных атомных рядах сильно отличаются друг от друга, что легко детектировать экспериментально. Что же касается области перехода, то здесь преобладает тормозное излучение  $\sim \gamma$  [7], интенсивность которого при  $\gamma \geq 10^4$  будет приблизительно на порядок меньше вышеприведенных значений. Вследствие этого легко отличить границу перехода и определить среднюю плотность атомов в ней.

В заключение авторы выражают свою искреннюю благодарность Ж. И. Алферову и участникам руководимого им 8-го координационного совещания секции по полупроводниковым гетероструктурам за стимулирующее обсуждение работы.

Армянский педагогический институт  
имени Х. Абовяна  
Институт радиофизики и электроники  
АН АрмССР

Поступила 2. IX. 1980

## ЛИТЕРАТУРА

1. И. Линдхард. УФН, 99, 249 (1969).
2. М. А. Кумахов. УФН, 115, 427 (1975).
3. М. А. Kumatov. Phys. Lett., 57A, 17 (1976).
4. А. О. Азянц и др. Препринт ЕФИ, 312 (37)—78, 1978.
5. М. А. Кумахов, Х. Г. Трикалинос. ЖЭТФ, 78, 1623 (1980).
6. В. Н. Андреев, Л. М. Долгинов, Д. Н. Третьяков. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов, Изд. Советское радио, М., 1975.
7. Дж. Джексон. Классическая электродинамика, Изд. Мир, 1965.

## ՀԵՏԵՐՈՎԱՌՈՒՑՎԱԾ ՔՆՆԵՐՈՒՄ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԿԱՆԱԼԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ռ. Հ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Հաշվված է ուղիարկված էլեկտրոնների կանալային միջին երկարությունը, նրանց կոհերենտ ճառագայթման միջին էներգիան և հաճախությունը հետերոկառուցվածքներում:

## ON THE CHANNELING OF RELATIVISTIC ELECTRONS IN HETEROSTRUCTURES

V. S. SARDARIAN, R. A. GASPARIAN

The mean path of channeled relativistic electrons in heterostructures, the average energy and frequency of the emitted coherent radiation are calculated.

ВЛИЯНИЕ ГАММА-ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ  
ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ  $LiNbO_3 : Fe$ Н. Р. АГАМАЛЯН, Р. Г. АРШАКУНИ, Ж. О. НИНОЯН,  
М. Б. ЧРЯН, И. Н. КИСЕЛЕВА

Чистый и примесный кристаллы  $LiNbO_3$  нашли широкое применение в качестве электрооптического затвора в лазерных системах для управления параметрами выходного излучения [1], для преобразования частоты лазеров [2] и для записи объемных фазовых голограмм [3]. Эти качества делают его одним из перспективных материалов для голографических запоминающих устройств. В кристаллах, в частности  $LiNbO_3$ , подвергнутых действию гамма-облучения, возникают ионизационные дефекты, вызывающие изменение оптических характеристик кристаллов.

Нами было изучено влияние гамма-облучения на изменение оптических спектров пропускания  $LiNbO_3 : Fe$ . Исследования были проведены на образцах кристаллов  $LiNbO_3 : Fe$ , выращенных методом Чохральского, с различными концентрациями  $Fe_2O_3$  (0,01—0,07 вес. %) в расплаве. Образцы использованных кристаллов были X-среза и имели толщину 0,4 см.

Кристаллы  $LiNbO_3 : Fe$  подвергались гамма-облучению на установке К-120000 ( $Co^{60}$ ) дозой мощностью 300 рад/с с использованием интервала интегральных доз  $10^4$ — $10^8$  рад при комнатной температуре, а спектры пропускания измерялись в области 0,35—3 мкм на спектрофотометрах СФ-8, ИКС-22.

Измерения оптических спектров проводились в поляризованном свете перпендикулярно ( $\sigma$ ) к оптической оси кристаллов и параллельно ( $\pi$ ) ей.

Чистый  $LiNbO_3$  оптически прозрачен в области от 0,32 мкм до 6 мкм [4]: Примеси железа вызывают характерные полосы поглощения, которые рассматривались нами. В дальнейшем мы используем обозначения этих полос, введенные Дишлером и др. [5]. Изменения этих полос, вызванные гамма-облучением, дают информацию о превращениях различных примесных центров.

Гамма-облучение кристаллов  $LiNbO_3 : Fe$  приводит к увеличению  $A$ - и  $D$ -полос поглощения.  $D$ -полоса (с центром  $\lambda = 476$  нм), ответственная за фоторефракции, приписывается межвалентному переходу  $Fe^{2+} \rightarrow Nb^{5+}$  [6]. Изменения  $D$ -полосы поглощения  $LiNbO_3 : Fe$  при разных дозах гамма-облучения приведены на рисунке.

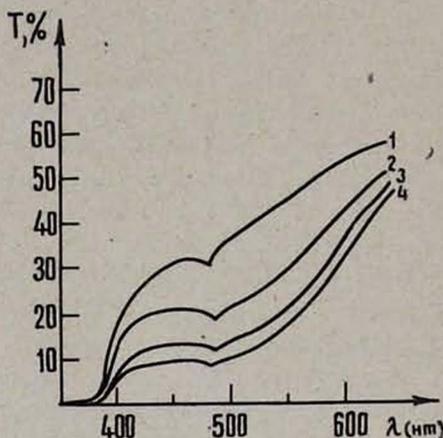
На поляризованном спектре видна слабая и узкая  $F$ -полоса поглощения (с центром  $\lambda = 484,5$  нм), которая обусловлена спин-запрещенным переходом  $d \rightarrow d$  на  $Fe^{2+}$ -центрах [6]. Как видно из спектров,  $F$ -полоса уменьшается с увеличением дозы облучения кристаллов  $LiNbO_3 : Fe$ . Однако количественные оценки несколько затруднены, так как эффекты частично скрыты  $D$ -поглощением.

В зависимости от увеличения дозы облучения поглощение на  $A$ -полосе (с центром  $\lambda = 1,127$  мкм) также увеличивается (данные приведены в таблице).  $A$ -полоса поглощения, характеризующая  $Fe^{2+}$ -ионы, представляет собой  $de \rightarrow d\gamma$  переход [6].  $A$ -полоса поглощения значительно интенсивнее в  $\sigma$ -поляризованном спектре. В  $\pi$ -поляризованном спектре  $A$ -полоса поглощения не обнаруживается. Как видно из таблицы, для всех кристаллов  $LiNbO_3 : Fe$  с различной концентрацией железа коэффициент поглощения увеличивается с ростом дозы облучения до  $5 \cdot 10^6$  рад.

Таблица

Значения коэффициента поглощения ( $\mu$ )  $A$ -полосы при различных концентрациях железа в  $LiNbO_3 : Fe$  в зависимости от поглощенной дозы облучения в  $\sigma$ -поляризованном свете.

Концентрация ионов Fe в LiNbO <sub>3</sub> (в вес. %)	Поглощение $\mu$ (см <sup>-1</sup> )			
	необлуж.	10 <sup>6</sup> рад	5 10 <sup>6</sup> рад	10 <sup>7</sup> рад
0,01	0	0,125	0,193	0,190
0,02	0,044	0,136	0,22	0,190
0,03	0,055	0,139	0,251	0,21
0,05	0,294	0,328	0,404	0,384
0,07	0,274	0,297	0,414	0,381



Спектры пропускания при разных дозах гамма-облучения для образца кристалла  $LiNbO_3 : Fe$  с концентрацией 0,03 вес. %: 1 — необлученный образец; 2 — облученный дозой  $10^6$  рад; 3 — дозой  $10^7$  рад; 4 — дозой  $5 \cdot 10^6$  рад.

Увеличение интенсивности  $A$ - и  $D$ -полос поглощения  $LiNbO_3 : Fe$ , аналогичное их изменению под действием гамма-облучения, имело место при восстановительном отжиге кристаллов в атмосферах  $Ar$ ,  $N_2$  и в вакууме [5, 7]. Из таблицы также видно, что максимальные значения коэффициента поглощения  $A$ -полосы достигаются при концентрации железа в  $LiNbO_3 : Fe$  в 0,05 вес. %.

Исследовалась также зависимость  $OH^-$ -поглощения при  $\lambda = 2,87$  мкм от дозы гамма-облучения.  $OH^-$ -полоса полностью поляризована перпендикулярно к кристаллической  $C$ -оси [8]. Интерпретация этой полосы дана в работе [9]. Характер изменения коэффициента для всех образцов был одинаков. Заметен спад коэффициента поглощения  $OH^-$ -полосы при дозе  $5 \cdot 10^7$  рад.

Институт физических исследований  
АН АрмССР

Кироваканский химический завод

Поступила 4. XI. 1980

## ЛИТЕРАТУРА

1. I. P. Kaminov et al. Appl. Phys. Lett., 22, 326 (1973).
2. L. F. Johnson et al. J. Appl. Phys., 40, 297 (1969).
3. F. S. Chen et al. Appl. Phys. Lett., 13, 223 (1968).
4. W. Bollmann, M. Gernand. Phys. Stat. Sol. (a), 9, 301 (1972).
5. B. Dischler et al. Sol. St. Comm., 14, 1233 (1974).
6. M. G. Clark et al. J. Chem. Phys., 59, 6209 (1973).
7. H. Kurz et al. J. Appl. Phys., 12, 355 (1977).
8. R. G. Smith et al. J. Appl. Phys., 39, 4600 (1968).
9. J. R. Herrington et al. Sol. St. Comm., 12, 351 (1973).

### ԳԱՄՄԱ-ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ $LiNbO_3:Fe$ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ն. Ռ. ԱԳԱՄԱԼՅԱՆ, Ռ. Գ. ԱՐՇԱԿՈՒՆԻ, Ժ. Հ. ՆԻՆՅԱՆ,  
Մ. Բ. ՉՐՅԱՆ, Ի. Ն. ԿԻՍԵԼՅՈՎԱ

Ուսումնասիրվել է դամմա-ճառագայթման ազդեցությունը երկաթի տարրեր կոնցենտրացիաներով (0,01—0,07 քառալիս%)  $LiNbO_3:Fe$  միաբյուրեղների կլանման սպեկտրների վրա: Բյուրեղները ճառագայթվել են  $Co^{60}$ -ով  $10^4$ — $10^8$  ռադ ինտերվալում, 300 ռադ/վրկ հզորությամբ: Կլանման սպեկտրները հանվել են 0,35—3 մկմ տիրույթում: Նկատվել են երկաթի խառնուրդով պայմանավորված կլանման շերտերի փոփոխություններ: Տրված է այդ շերտերի առաջացման և փոփոխության մեխանիզմը:

### THE INFLUENCE OF GAMMA-RAY IRRADIATION ON THE ABSORPTION SPECTRA OF $LiNbO_3:Fe$ CRYSTALS

N. R. AGAMALYAN, R. G. ARSHAKUNI, G. O. NINOYAN,  
M. B. CHRYAN, I. N. KISELIOVA

The influence of gamma-ray irradiation on the absorption spectra of  $LiNbO_3:Fe$  single crystals with different contents of  $Fe$  (0.01—0.07 weight %) was investigated. The crystals were irradiated with gamma-rays from  $Co^{60}$  source in the range ( $10^4$ — $10^8$ ) radn., the irradiation power being 300 radn./sec. The absorption spectra were measured in the 0.35—3  $\mu$ m range. Some differences in the absorption bands due to the  $Fe$  impurities were observed. The mechanism of the origin and variation of these bands is proposed.

## СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

## НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

XXVI съезду Коммунистической партии Советского Союза была посвящена научная сессия Отделения физико-математических наук АН Армянской ССР, которая состоялась 26 и 29 января 1981 г. в зале заседаний Института математики АН Армянской ССР.

Ниже публикуются некоторые из прочитанных докладов.

### НЕСТАЦИОНАРНОСТЬ И ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД\*

Л. В. МИРЗОЯН

Уже в 30-х годах нашего столетия было обращено внимание на то обстоятельство, что физическая нестационарность, по крайней мере иногда, связана с эволюционными изменениями их состояния. Например, в работе В. А. Амбарцумяна и Н. А. Козырева [1] были получены оценки масс газовых оболочек, выбрасываемых звездами типов Р Лебеда и Вольфа—Райе, которые непосредственно указывали на то, что соответствующие стадии эволюции должны быть весьма непродолжительными (порядка десяти миллионов лет). На такие же небольшие сроки указывало рассмотрение процессов крайне расточительного расходования массы звездами спектральных классов О-В-горячих гигантов и сверхгигантов вследствие их мощного излучения.

К этому же времени относятся исследования процессов динамической нестационарности, приводящих к постепенному распаду звездных скоплений. Наиболее эффективный из них обусловлен близкими прохождением звезд в системе, которые приводят к установлению в ней максвелловского распределения скоростей звезд, вследствие чего появляющиеся звезды со скоростями, превышающими скорость убегания из скопления, покидают систему [2]. Этот процесс — процесс «испарения» звезд, повторяющийся многократно, после прохождения каждого очередного периода установления максвелловского распределения (времени релаксации), — и вызывает постепенный распад звездных скоплений. Однако даже этот наиболее эффективный процесс может приводить к распаду открытых звездных скопле-

\* Подробное рассмотрение этой проблемы, основанное на современных наблюдательных данных, содержится в книгах автора: «Вспыхивающие звезды» (на арм. яз.), Изд. АН АрмССР, Ереван, 1973 и «Нестационарность и эволюция звезд», Изд. АН АрмССР, Ереван, 1981.

ний за значительно более продолжительное время — за сотни миллионов и миллиардов лет [2].

Динамическая неустойчивость иной природы — гораздо более быстродействующая и имеющая эволюционное значение — была выявлена после открытия В. А. Амбарцумяном [3] в 1947 г. звездных систем нового типа — звездных ассоциаций. Их изучение позволило вскрыть огромную роль нестационарных явлений физической и динамической природы в эволюции звезд и звездных систем.

В отличие от звездных скоплений звездные ассоциации обладают меньшей звездной плотностью, чем общее звездное поле Галактики. Именно из-за этой особенности звездных ассоциаций долгое время они оставались незамеченными. В звездных ассоциациях, однако, весьма высока парциальная плотность звезд определенных спектральных особенностей, что и послужило основой для их открытия.

По характерному звездному населению звездные ассоциации можно разделить на два типа: О-ассоциации, состоящие из звезд спектральных классов О-В-горячих гигантов и сверхгигантов, и Т-ассоциации, состоящие из звезд типа Т Тельца, причем во всех достаточно близких О-ассоциациях, где можно было наблюдать звезды типа Т Тельца, уже обнаружены переменные этого типа. Однако многие Т-ассоциации не содержат О-В-звезд. Очень характерен тот факт, что звезды типов Р Лебедя и Вольфа—Райе, расточительно выбрасывающие свою массу, почти без исключения входят в состав О-ассоциаций.

Звездные ассоциации содержат и звезды других спектральных классов, обычно также газо-пылевые туманности и т. д. Звездные ассоциации в своем составе имеют, как правило, одно или несколько ядер — физические группировки звезд, в частности, в виде звездных скоплений, кратных звезд типа Трапеции Ориона и звездных цепочек. Это свойство звездных ассоциаций лучше исследовано для О-ассоциаций.

Из-за небольшой средней звездной плотности (по сравнению со звездной плотностью общего галактического звездного поля) в звездных ассоциациях силы взаимного притяжения между звездами недостаточны для их удержания вокруг центра тяжести системы, вследствие чего они как системы должны довольно быстро (за время порядка десяти миллионов лет) распасться. Иначе говоря, звездные ассоциации, как звездные системы, динамически неустойчивы с начала их формирования и в настоящее время распадаются. При этом распад звездных ассоциаций, как свидетельствует их более или менее сферическая форма, ускоряется тем, что звезды, рождающиеся в ядрах ассоциаций, с самого начала своего формирования приобретают скорости, значительно превышающие параболическую скорость, благодаря чему они и вылетают в различных направлениях из объемов материнских ассоциаций.

Этот принципиальный вывод, полученный В. А. Амбарцумяном [4] на основе анализа сил, действующих на звезды в ассоциациях, позволил ему предсказать явление расширения звездных ассоциаций. Речь впервые шла о расходящихся радиально от центра системы движениях звезд ассоциаций, о движениях, по природе не известных до тех пор в науке.

Расширение звездных ассоциаций было вскоре подтверждено А. Блаау [5] в случае ассоциации Персей II на основе собственных движений звезд в системе. Позже свидетельства о расширении, основанные на собственных движениях звезд, были получены и для некоторых других близких ассоциаций (см., например, [6]). Однако для сравнительно далеких ассоциаций точность определения собственных движений звезд быстро падает, и поэтому собственные движения не могут быть достаточно определенными для исследования характера внутренних движений звезд в них. Для этой цели были успешно применены лучевые скорости звезд — членов звездных ассоциаций — которые практически независимы от расстояния. Они привели к новым свидетельствам о расширении звездных ассоциаций [7—9].

Открытие и изучение звездных ассоциаций привели к следующим принципиально новым выводам (см., например, [6]).

1. Звездные ассоциации являются динамически неустойчивыми системами, которые, постепенно расширяясь, распадаются за время порядка  $10^7$  лет.

2. Звездные ассоциации представляют собой очаги звездообразования в Галактике, где формирование звезд, начавшееся несколько миллиардов лет назад, продолжается и в настоящее время.

3. Звезды в ассоциациях рождаются группами, в виде кратных звезд и звездных скоплений, многие из которых динамически неустойчивы и распадаются за время порядка  $10^6$  лет (например, кратные звезды типа Трапеции и звездные цепочки [10]).

Исследование звезд — членов звездных ассоциаций — показало, что они обычно характеризуются сильной физической нестационарностью. Было установлено (см., например, [11]), что нестационарность является закономерной фазой эволюции звезд и звездных систем. При этом нестационарные объекты находятся в поворотных стадиях своего развития, когда наиболее отчетливо проявляются их эволюционные изменения. В исследовании физической нестационарности, тесно связанной с молодостью указанных звезд, важные результаты были получены относительно звезд типа Т Тельца и примыкающих к ним объектов.

Звезды типа Т Тельца, в спектрах которых наблюдаются необычные особенности: эмиссионные линии и ультрафиолетовый избыток непрерывного излучения — непрерывная эмиссия, показывают практически непрерывно изменяющиеся изменения мощности и состава излучения. Анализ непрерывной эмиссии [12] свидетельствует о том, что она имеет нетепловую природу, а быстрые ее изменения не могут быть объяснены известными механизмами излучения. Вместе с тем и линейчатый спектр звезд типа Т Тельца не соответствует тому факту, что эти звезды имеют низкие поверхностные температуры.

Эти удивительные особенности излучения наблюдаются и у вспыхивающих звезд в короткие периоды их вспышек. Обычно вспыхивающие звезды спокойны и их спектры почти не отличаются от спектров нормальных звезд. Однако время от времени эти звезды показывают вспышки,

когда яркость звезды за время порядка минуты, а порою и меньше, возрастает в несколько, иногда в десятки и сотни раз, после чего она сравнительно медленнее возвращается к первоначальному значению. В эти кратковременные периоды спектры вспыхивающих звезд приобретают особенности, характерные для спектров звезд типа Т Тельца.

Это дало основание В. А. Амбарцумяну [12] заключить, что вспыхивающие звезды физически родственны со звездами типа Т Тельца. Этот вывод вскоре подтвердился, когда Г. Аро и сотрудники (см., например, [13]) открыли первые вспыхивающие звезды в ассоциации Ориона. Несколько позже Г. Л. Джонсон и Р. Т. Митчелл [14] случайно открыли вспыхивающую звезду в скоплении Плеяды, которое на один порядок старше звездных ассоциаций и где уже нет звезд типа Т Тельца. Последующее открытие вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона, в скоплении Плеяды и в других звездных агрегатах — ассоциациях и сравнительно молодых скоплениях привело Г. Аро [15] к идее о том, что вспыхивающие звезды представляют собой стадию эволюции звезды, наступающую после эволюционной стадии типа Т Тельца.

В 1968 г. В. А. Амбарцумян [16] оценил полное число вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды. Основываясь на данных о всего 60 вспыхивающих звездах, обнаруженных к этому времени в области указанного агрегата, он показал, что полное число таких звезд в агрегате должно быть несколько сот\*. Это означало, что практически все звезды достаточно низких светимостей в этом сравнительно молодом звездном агрегате являются вспыхивающими. Отсюда непосредственно следовало, что после прохождения стадии эволюции типа Т Тельца, когда излучение звезды почти непрерывно меняется, молодая звезда вступает в стадию вспыхивающей звезды, когда наиболее характерной особенностью звезды становится способность показывать временами вспышки. Иначе говоря, стадия вспыхивающей звезды является закономерной стадией эволюции звезд, через которую проходят все звезды с массами порядка одной солнечной массы и меньше, причем продолжительность этой стадии возрастает с уменьшением массы и достигает сотен миллионов и миллиардов лет при массах порядка одной десятой солнечной массы и меньше. Следовательно, для таких маломассивных звезд способность производить вспышки является характерной особенностью в течение почти всей их жизни.

Таким образом, стадия вспыхивающей звезды представляет собой одну из наиболее ранних стадий развития звезд, а соответствующая ей физическая нестационарность носит эволюционный характер.

Для изучения связи между двумя ранними стадиями эволюции звезд типа Т Тельца и вспыхивающей звезды важное значение имело открытие

---

\* Последующие наблюдения, выполненные главным образом в обсерваториях Азнаго (Италия), Бюраканская и Тонантинтла (Мексика), подтвердив этот вывод, позволили уточнить полученную оценку полного числа вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды (метод В. А. Амбарцумяна дает нижний предел этого числа [17]). Благодаря этим наблюдениям в настоящее время в области агрегата Плеяды известно более 500 вспыхивающих звезд, а полное их число оценивается больше 1000 [18].

в ассоциациях Ориона и NGC 2264 звезд типа Т Тельца, показывающих одновременно классические вспышки, т. е. являющихся также вспыхивающими звездами (см., например, [15]). Это свидетельствовало о том, что стадии эволюции типа Т Тельца и вспыхивающей звезды взаимно перекрываются. В этот период звезда обладает одновременно нестационарностью типа Т Тельца и вспышечной активностью. Оценка полного числа звезд типа Т Тельца, обладающих вспышечной активностью, в ассоциации Ориона [19] показало, что продолжительность периода, когда звезда обладает одновременно активностью типа Т Тельца и вспышечной активностью, равна около четверти продолжительности стадии типа Т Тельца. Следовательно, следует считать, что стадия вспыхивающей звезды наступает перед прекращением активности типа Т Тельца и некоторое время эти два вида нестационарности сосуществуют, после чего нестационарность типа Т Тельца прекращается и звезда становится классической вспыхивающей звездой.

Изложенная выше картина эволюции звезд получена исключительно благодаря наблюдательному подходу к вопросам эволюции звезд и звездных систем (см., например, [20—22]), основанному на обобщении и всестороннем анализе данных наблюдений, важным преимуществом которого является практическая его независимость от предвзятых предположений, часто мало обоснованных и во многом предопределяющих конечные результаты.

Не удивительно, что эта картина плохо укладывается в рамки принятой большинством теоретиков гипотезы о формировании звезд путем конденсации диффузной материи, не имеющей такого преимущества. Нестационарность динамического характера (расширение звездных ассоциаций, неустойчивость кратных звезд типа Трапеции Ориона и звездных цепочек), так же как и физического характера (необычные особенности излучения звезд типа Т Тельца, звездные вспышки), тесно связанные с ранними стадиями эволюции звезд, не удастся объяснить в рамках представления о конденсации диффузного вещества в звезды.

Вместе с тем эти явления удовлетворительно можно интерпретировать в рамках представления о противоположном направлении эволюции космической материи, обусловленном переходами от более плотных состояний к менее плотным. Именно этим была вызвана разработка В. А. Амбарцумяном [23] гипотезы о сверхплотных протозвездах, распад которых приводит к формированию звездных ассоциаций.

Согласно этой гипотезе, необычные изменения мощности и состава излучения звезд типа Т Тельца и звездные вспышки обусловлены выходом в наружные слои звезды сгустков, содержащихся в недрах молодых звезд,— протозвездной сверхплотной материи и последующим освобождением внутризвездной энергии, носителями которой они являются (см., например, [12]). Эта гипотеза естественным образом объясняет и различие между частотными и цветовыми характеристиками так называемых «быстрых» и «медленных» вспышек [24].

Примечательно объяснение в рамках гипотезы сверхплотных прото-

звезд явления фуора — феномена FU Ориона [24]. Как известно, эта звезда в 1939 году в течение нескольких месяцев возросла в светимости более чем на два порядка, после чего несколько ослабла и до сих пор почти постоянно излучает со светимостью, в 100 раз превышающей светимость звезды до «поярчания». Такое радикальное и весьма кратковременное изменение светимости звезды трудно объяснить изменением внутреннего строения звезды. Поэтому для его объяснения Дж. Хербиг [25] предложил механизм быстрого коллапса, происшедшего в период формирования звезды, в рамках гипотезы о конденсации диффузной материи в звезды. Это объяснение казалось весьма успешным, и автор его [25] считал, что открытие нового фуора явится блестящим подтверждением указанной гипотезы.

Однако открытие нового фуора выявило принципиальное противоречие между объяснением Дж. Хербига [25] и действительной картиной эволюции явления. Это объяснение не выдержало испытания временем и пришлось от него отказаться [26]. Открытие фуора V 1057 Лебедя, имеющего до резкого возрастания блеска спектр типа T Тельца, а также последующих фуоров показало (см., например, [26]), что явление фуора происходит у уже сформировавшихся звезд типа T Тельца и не имеет ничего общего с явлением коллапса.

Вместе с тем оказалось, что явление фуора по природе, по-видимому, не отличается от звездных вспышек и легко объяснимо, если в соответствии с гипотезой сверхплотных протозвезд допустить, что до резкого возрастания блеска около звезды имелись сгустки протозвездной материи — источники частиц высоких энергий, которые в последующем в результате выброса звездной газовой оболочки постепенно оказались внутри этой оболочки, чем и обусловлено преобразование энергии корпускулярного излучения в оптическое излучение и как следствие этого резкое возрастание блеска звезды [24]. В пользу такого объяснения явления фуора свидетельствует наблюдательный факт о появлении профилей линий типа P Лебедя в спектре фуоров, свидетельствующих о выбросе звездой газовой оболочки.

Гипотеза о сверхплотных протозвездах с самого начала сталкивалась с двумя принципиальными затруднениями. Первое из них было связано с возможностью существования в природе сверхплотных конфигураций материи. Это затруднение было преодолено В. А. Амбарцумяном и Г. С. Саакяном [27—29], которые показали теоретическую возможность существования сверхплотных конфигураций, обладающих плотностями материи порядка ядерной плотности, в виде барионных звезд. Второе затруднение касалось возможности существования динамически устойчивых систем протозвезд, которые в результате распада в последующем могли бы формировать звездные ассоциации. Для преодоления этого затруднения был построен [23] пример достаточно массивной и динамически устойчивой системы протозвезд.

Следует отметить, что гипотеза о сверхплотных протозвездах развита еще недостаточно. Это связано не только с тем, что гипотетические про-

то звезды до сих пор не были отождествлены ни с одним из наблюдаемых классов объектов, вследствие чего мы практически не знаем их физических свойств, но также с тем, что явления космической нестационарности для своего объяснения, по-видимому, нуждаются в открытии новых физических законов и в развитии новых представлений о фундаментальных свойствах материи.

Можно надеяться поэтому, что изучение космической нестационарности приведет в будущем не только к открытию новых закономерностей эволюции звезд и звездных систем, но и будет способствовать расширению существующих представлений о макро- и микромире.

В заключение следует отметить, что изложенные выше результаты, свидетельствующие о тесной связи космической нестационарности с эволюцией звезд и звездных систем и способствовавшие разработке нового представления о продолжающемся в настоящее время звездообразовании в Галактике, были распространены на другие галактики и привели в конечном итоге к плодотворной идее об активности ядер галактик, играющей решающую роль в их формировании и эволюции [30, 31].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. *Ambarzumian*, N. A. *Kostrev*. Z. *Astrophys.*, 7, 320 (1933).
2. В. А. Амбарцумян. Ученые записки ЛГУ, сер. астр., 22, 19 (1938).
3. В. А. Амбарцумян. Эволюция звезд и астрофизика, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1947.
4. В. А. Амбарцумян. Астрон. ж., 26, 3 (1949).
5. A. *Blaauw*. Bull. *Astron. Inst. Netherlands*, 12, 405 (1952).
6. Л. В. Мирзоян. Проблемы современной космогонии, под ред. В. А. Амбарцумяна, 2-е изд., Изд. Наука, М., 1972, гл. II.
7. Л. В. Мирзоян. Сообщ. Бюраканской обс.; 29, 81 (1961).
8. Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян. Астрофизика, 6, 411 (1970).
9. Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 6, 337 (1970).
10. В. А. Амбарцумян. Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3 (1954).
11. В. А. Амбарцумян. Проблемы современной космогонии, под ред. В. А. Амбарцумяна, 2-е изд., Изд. Наука, М., 1972, гл. I.
12. В. А. Амбарцумян. Сообщ. Бюраканской обс., 13, 3 (1954).
13. G. *Haro*. Non-Stable Stars, IAU Symposium, № 3, ed. G. H. Herbig, University Press, Cambridge, 1957, p. 26.
14. H. L. *Johnson*, R. T. *Mitchell*. *Astrophys. J.*, 128, 31 (1958).
15. G. *Haro*. Stars and Stellar Systems, vol. 7, ed. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, University Press, Chicago, 1968, p. 141.
16. В. А. Амбарцумян. Звезды, туманности, галактики. Труды Бюраканского симпозиума, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969, стр. 283.
17. В. А. Амбарцумян и др. Астрофизика, 6, 3 (1970).
18. Л. В. Мирзоян и др. Астрофизика, 17, 71 (1981).
19. В. А. Амбарцумян. Астрофизика, 6, 31 (1970).
20. L. V. *Mirzoyan*. Stars and Galaxies From Observational Points of View, Proc. III, European Astronomical Meeting, ed. E. K. Kharadze, Ac. Sci. Georgian SSR, Tbilisi, 1976, p. 121.
21. Л. В. Мирзоян. Вопросы физики и эволюции Космоса, под ред. Л. В. Мирзояна, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1978, стр. 197.

22. V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan. Fundamental Problems in the Theory of Stellar Evolution, IAU Symposium № 93, Kyoto, 1980 (in press).
23. В. А. Амбарцумян. ДАН АрмССР, 16, 97 (1953).
24. В. А. Амбарцумян. Астрофизика, 7, 557 (1971).
25. G. H. Herbig. Sci. Amer., 217, 30 (1967).
26. G. H. Herbig. Astrophys. J., 217, 693 (1977).
27. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян. Астрон. ж., 37, 193 (1960).
28. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян. Вопросы Космогонии, 9, 3 (1960).
29. Г. С. Саакян. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Изд. Наука, М., 1972.
30. V. A. Ambartsumian. La structure et l'évolution de l'Univers, Editions Stoops-Bruxelles, 1958, p. 241.
31. В. А. Амбарцумян. Вопросы космогонии, 8, 3 (1962).

## ԱՍՏՂԵՐԻ ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ԷՎՈՂՅՈՒՑԻԱՆ

Լ. Վ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ

Քննարկվում են դիտողական այն փաստերը, որոնք վկայում են, որ աստղերում ու աստղային համակարգերում ընթացող ֆիզիկական ու դինամիկական ընդլայնման անկայունության երևույթները նրանց էվոլյուցիայի դրսևորումներ են: Այդ երևույթների ուսումնասիրությունը սույն է ալի, որ անկայունությունը օրինաչափ փուլ է աստղերի էվոլյուցիայում: Այն հանդիսանում է աստղառաջացման պրոցեսի կարևորագույն օրինաչափությունների, նրա շարունակական ու խմբական բնույթի բացահայտմանը: Այդ բանը հնարավոր դարձավ 1947 թ. աստղասփյուռների՝ Գալիլեոյիկայում աստղառաջացման օջախների հայտնագործման շնորհիվ: Աստղասփյուռների դինամիկական անկայունության, նրանց կազմում գտնվող աստղերի ֆիզիկական անկայունության ուսումնասիրության արդյունքները հակասում են դիֆուզ նյութի սեղմման միջոցով աստղերի ձևավորման դասական վարկածին: Նրանք հիմք են ծառայել գերխիա նախաստղերի տրոհման հետևանքով աստղերի ու միզամածությունների առաջացման նոր վարկածի առաջադրման համար, որը համաձայնության մեջ է դիտումների հետ:

## INSTABILITY AND EVOLUTION OF STARS

L. V. MIRZOYAN

The observational data are discussed which testify that the phenomena of physical and dynamical instability of stars and stellar systems are definite manifestations of their evolution. The study of these phenomena has shown that the instability is a regular phase of stellar evolution. It has resulted in the recognition of the most important regularities of the process of star formation concerning its continuous and group nature. This became possible due to the discovery in 1947 of stellar associations being the birthplaces of stars in our Galaxy. The results of the study of the dynamical instability of stellar associations and of the physical instability of constituent stars contradict the predictions of classical hypothesis of stellar condensation. These data supplied a basis for a new hypothesis on the formation of stars and nebulae by the decay of superdense protostars, which was in agreement with observations.

## АКТИВНЫЕ ГАЛАКТИКИ

Э. Е. ХАЧИКЯН

Сейчас трудно представить, что лет 45—50 тому назад мы не имели понятия о существовании других галактик кроме нашей Галактики с большой буквы. Только благодаря интенсивным исследованиям американского астронома Хаббла [1], в распоряжении которого находился крупнейший в то время 2,5-м телескоп, в середине 20-х годов стало ясно, что существуют и другие гигантские звездные миры вне нашей Галактики.

Однако в последующие двадцать пять лет каких-либо принципиально новых открытий в этой области почти не было. В основном велись лишь интенсивные работы по классификации форм галактик и их фотометрированию. Мало кто обращал внимание на центральные области галактик — ядра, которые являются между тем характерной деталью почти всех галактик высокой светимости. Галактики представлялись вполне оформившимися устойчивыми системами с богатым прошлым, и никто не предполагал, что они могут претерпеть в будущем коренные изменения, и тем более, что причиной этого окажутся именно ядра. Говорить об активности галактик в то время означало подвергать себя гневной критике и вызывать в лучшем случае ироническую улыбку.

В. А. Амбарцумян был первым, кто обратил внимание на специфические динамические явления в галактиках, имеющие прямую связь с их ядрами. Начиная с 1956 года он выдвигает и развивает концепцию о фундаментальной роли ядер галактик в их эволюции [2—4]. Стимулом для этой концепции послужил ряд важных открытий во внегалактической астрономии, сделанных в конце 40-х и в начале 50-х годов.

В 1949 году были открыты радиогалактики [5]. В 1954 году Бааде и Минковский [6] отождествили один из мощных радиисточников Лебедь-А с галактикой, имеющей два ядра. О необычных физических процессах и сильных турбулентных движениях в этой галактике говорили широкие, интенсивные эмиссионные линии, наблюдаемые в спектре этой галактики. Такая же картина наблюдалась и у радиисточника Персей-А. Затем были выявлены выбросы, струи и голубые сгущения из ядер гигантских эллиптических галактик, представляющие из себя конгломераты облаков релятивистских электронов, газа и горячих звезд. Большинство из этих выбросов и сгущений было открыто в Бюраканской обсерватории.

В 1956 году мексиканский астроном Аро [7] обнаружил 44 галактики совершенно необычного для нормальных галактик цвета — голубого. Следует особо отметить также очень важную работу К. Сейферта [8], выполненную еще в 1943 г., но оставшуюся без внимания почти двадцать лет. Исследованные им галактики выделяются большой светимостью их

ядер и, что особенно важно, необычно широкими бальмеровскими эмиссионными линиями. Большая ширина эмиссионных линий указывает на то, что в ядрах этих галактик, получивших название «сейфертовских», турбулентные движения газовых облаков имеют скорости более 3000 км/с.

Все эти факты свидетельствуют о том, что в ядрах некоторых галактик происходят грандиозные физические процессы, сопровождающиеся выделением огромных энергий, не вмещающихся в рамки тепловых механизмов. Это и есть, согласно концепции В. А. Амбарцумяна, проявление активности ядер галактик.

Активность галактик проявляется в различных формах и в различных масштабах. Наиболее активными формами, связанными с выделением наибольшего количества энергии, являются:

1) радиовспышки, приводящие к превращению галактики на некоторое время в радиогалактику;

2) взрывы, сопровождающиеся выбросом протяженных газовых облаков с массой порядка миллионов солнечных масс;

3) выбросы струй и компактных голубых карликовых галактик. В последнем случае возможно также деление ядра на два и более сравнимых компонента, дающих начало образованию кратных галактик. Такие галактики по праву можно назвать взрывающимися, хотя в действительности взрывается не сама галактика, а ее ядро. Наличие какой-либо из этих форм активности позволяет назвать галактику активной.

В Бюраканской обсерватории в конце 50-х годов были начаты поиски галактик с активными ядрами. В. А. Амбарцумян и Р. К. Шахбазян [9] обнаружили голубые выбросы и сгущения, связанные с активными эллиптическими галактиками. Затем Б. Е. Маркаряном были открыты галактики с ультрафиолетовым континуумом [10], число которых к настоящему времени доходит до 1500. Эти галактики отличаются необычным голубым цветом и избытком ультрафиолетового излучения по сравнению с нормальными галактиками. В последние годы М. А. Казаряном [11] также опубликованы списки галактик с ультрафиолетовым избытком.

Первые же детальные спектральные исследования этих галактик, выполненные сначала автором [12], а затем автором совместно с американскими астрономами [13—15], показали, что большинство галактик Маркаряна обладает тем или иным признаком активности.

Большой процент объектов Маркаряна (более 85%) имеет эмиссионный спектр, что уже является признаком активности. Дело в том, что подавляющее большинство нормальных галактик, как и наше Солнце, имеет абсорбционный спектр, т. е. спектр с линиями поглощения. Это и понятно, ведь галактики в основном построены из карликовых желтых и красных звезд типа нашего Солнца. А спектр галактик представляет собой наложение спектров (интегральный спектр) миллионов и миллионов таких звезд. Эмиссионные линии в спектрах нормальных галактик встречаются чрезвычайно редко. Отсюда и понятно, почему маркаряновские объекты, у 85% которых наблюдаются эмиссионные линии, являются активными объектами.



Спектральное исследование ряда галактик сейфертовского типа из списков Маркаряна, выполненное автором совместно с Д. Видманом [16], привело к обнаружению двух типов таких галактик. Галактики первого типа имеют широкие и яркие эмиссионные линии водорода из серии Бальмера, а запрещенные линии азота, кислорода, неона и др. элементов — очень узкие и слабые. Ширина водородных линий в этих галактиках соответствует доплеровским скоростям порядка 3000—5000 км/с и больше. В то же самое время их ядра компактны и звездообразны, как квазары.

В спектрах же сейфертовских галактик второго типа широкими являются практически все линии, как водородные, так и запрещенные. Для наглядности на рис. 1 приведены регистрограммы спектров галактик Маркаряна 10 (первого типа, снимок слева) и Маркаряна 3 (второго типа). Хотя эти галактики уступают галактикам первого типа по своим светимостям и величине ультрафиолетового избытка, однако активность их ядер довольно высока.

Чтобы иметь представление об энергетике сейфертовских галактик, отметим, что сейфертовские галактики первого типа излучают энергию в пределах от  $10^{12}$  до  $10^{46}$  эрг/с. Кроме этой огромной энергии, излучаемой сейфертовскими галактиками, в их ядрах нередко наблюдаются крупномасштабные взрывоподобные явления. Например, у сейфертовской галактики второго типа, занимающей шестой номер в списках Маркаряна, впервые наблюдаются спектральные изменения, свидетельствующие в пользу взрыва в ее ядре [17]. Спектральные наблюдения этой галактики проводились с перерывами на протяжении трех лет. В течение одного года в ее спектре появились эмиссионные компоненты у водородных линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ , смещенные в сторону коротких длин волн на величину, соответствующую доплеровской скорости около 3000 км/с (рис. 2).

Эти данные говорят о том, что в ядре этой галактики произошел взрыв, вследствие чего из него было выброшено водородное облако в не-

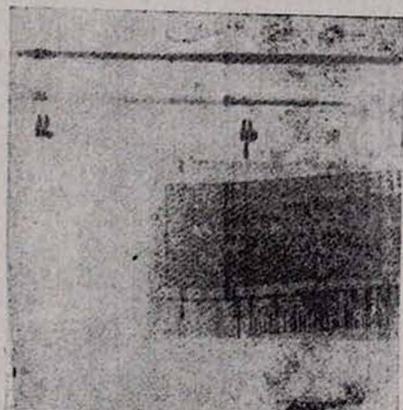


Рис. 2. Спектры Маркаряна 6, полученные до взрыва в ядре (нижний снимок) и после него. На верхних спектрах видны вновь появившиеся компоненты у линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ .

сколько сот солнечных масс в сторону Земли со скоростью 3000 км/с в проекции на луч зрения.

## 2. Галактики с «расщепленными ядрами»

Ряд галактик с ультрафиолетовым избытком в своих центральных областях не имеет определенного одного ядра, а состоит из отдельных ярких сгущений, часто погруженных в диффузную оболочку. В спектрах этих сгущений наблюдаются яркие эмиссионные линии водорода и запрещенные линии однажды ионизированных серы, азота, кислорода, дважды ионизированного кислорода, неона, т. е. те же линии, что и в спектрах сейфертовских галактик. Однако в отличие от сейфертовских галактик ширина этих линий небольшая и по порядку сравнима с инструментальной. Что же представляют собой эти сгущения? По своим спектральным и фотометрическим характеристикам они похожи на сверхассоциации или, как их иначе называют, гигантские области H II, состоящие в основном из молодых, горячих звезд. Светимость таких сверхассоциаций доходит до нескольких миллиардов солнечной светимости. Во многих случаях лучевые скорости отдельных сгущений в одной и той же галактике различаются на несколько сот км/с.



Рис. 3.

Рис. 3. Фотография NGC 6306, полученная на 6-м телескопе. Хорошо видны отдельные сгущения в центральной области галактики.

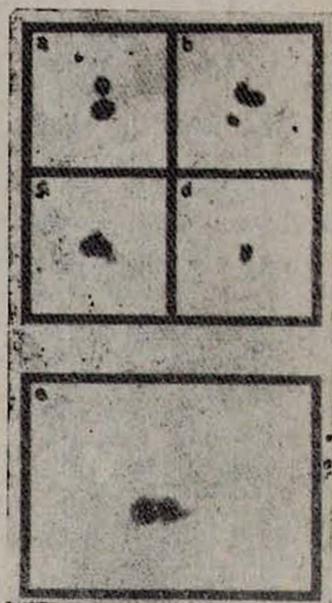


Рис. 4.

Рис. 4. Галактики с двойными ядрами: а) Маркарян 480; б) Маркарян 551; в) Маркарян 739; д) Маркарян 930; е) Маркарян 212.

Ядра таких галактик, по-видимому, вследствие большой активности расщеплены на отдельные сгущения, которые, в свою очередь, являются центрами активного звездообразования. К этому типу галактик относятся, например, Маркарян 7, 8, 325 и др. Фотография галактики NGC 6306,

включенной в список Казаряна, представлена на рис. 3. Она имеет пять сгущений в центре, от которых в двух противоположных направлениях отходят прямолинейные струи.

К этому типу галактик можно отнести «объекты-близнецы», составляющие вместе с галактиками Маркаряна 261 и 262 одну физическую систему [18]. В данном случае мы имеем лишь два совершенно похожих сгущения — сверхассоциации, причем как бы «голых», лишенных диффузной оболочки. Их внешний вид, размеры, светимости, спектры и лучевые скорости совершенно одинаковы. Расстояние между ними для космических масштабов совершенно ничтожно — 4 кпс. Естественно напрашивается вывод о том, что они образовались в результате деления первоначального тела на два объекта.

### 3. Галактики с кратными ядрами

Как уже отмечалось выше, одной из возможных форм активности является деление ядра и образование кратных галактик. Недавно автору с коллегами [19] удалось показать, что среди галактик с ультрафиолетовым избытком нередко встречаются объекты с двойными и кратными ядрами. Здесь мы хотели бы остановиться на последних исследованиях двухядерных галактик, выполненных в Бюракане. Относительно этих объектов получен ряд интересных данных. Из них отметим следующие: а) размеры компонент-ядер находятся в пределах от 1 до 3 кпс; б) расстояние между ними в большинстве случаев не превосходит 4 кпс, т. е. ничтожно мало по сравнению с размерами нормальных галактик; в) абсолютные звездные величины компонент-ядер доходят до  $-18^m$ ; что сравнимо с таковыми гигантских галактик; г) по мере увеличения расстояния между компонентами в них чаще появляются новые структурные детали — выбросы, спиральные рукава в начальной стадии (см. рис. 4). Интересно отметить такую деталь: размеры компонент у кратных ядер меньше, чем у двойных ядер. Эти данные можно интерпретировать в рамках гипотезы о делении первоначально плотного ядра с большой массой на компоненты, удалении их друг от друга и формировании отдельных структурных деталей. Большой интерес представляют детальные спектральные исследования некоторых галактик с двойными ядрами, выполненные на крупнейшем в мире 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории АН СССР. Благодаря высокому разрешению 6-м телескопа удалось сфотографировать спектры компонент ядер в отдельности. Подобные наблюдения за рубежом еще не выполнялись. Такие наблюдения представляли особый интерес для сейфертовских галактик, так как были найдены сейфертовские галактики, имеющие двойные ядра. Важно было установить, какой из компонентов ядра ответственен за сейфертовский спектр. А может быть оба компонента ядра показывают спектральные признаки сейфертовского типа?

Ответы на эти вопросы были получены с помощью 6-м телескопа. Выяснилось, что компоненты двойных ядер не сейфертовских галактик спектроскопически не всегда тождественны и иногда сильно отличаются как по

виду спектра, так и по силе непрерывного спектра и интенсивности линий. Но почти во всех случаях оба компонента показывали эмиссионный спектр, причем ширина линий была небольшой [20].

Что же касается сейфертовских галактик, то относительно них получены весьма любопытные данные [21]. Были исследованы четыре галактики, причисляемые к сейфертовским: Маркарян 463, 673, 739, 789 и галактика Маркарян 266, которая, как это выяснилось в дальнейшем, также имеет слабые признаки сейфертовских галактик второго типа. Оказалось, что у Маркарян 463, 673, 789 спектры обоих компонентов в большей или меньшей мере характерны для сейфертовских галактик второго типа. Кроме того у Маркарян 789 эмиссионные линии одного из ядер имеют компоненты, подобные тем, какие наблюдаются у Маркарян 6 (см. выше), но смещенные уже в длинноволновую область спектра на величину, соответствующую доплеровской скорости примерно 300 км/с.

У Маркарян 739 одно из ядер имеет типичный спектр сейфертовской галактики первого типа, а другое — спектр с узкими и сравнительно слабыми линиями (рис. 5).

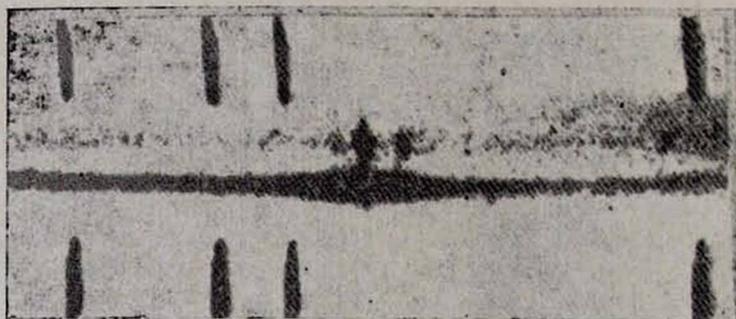


Рис. 5. Спектры ядер сейфертовской галактики Маркарян 739 у линии  $H_{\alpha}$ . У одного из ядер линия  $H_{\alpha}$  очень интенсивная и широкая (нижний спектр).

Особый интерес среди галактик с двойными ядрами представляет Маркарян 266. Ее ядро состоит из двух очень ярких сгущений, от которых берут начало слабые спиральные рукава. Галактика погружена в диффузную оболочку. В спектрах компонентов ядра наблюдаются те же эмиссионные линии, что и у сейфертовских галактик, но их ширина сравнительно мала, но тем не менее достаточно широка, чтобы причислить оба компонента или ядра к сейфертовским галактикам второго типа (рис. 6).

Но самым интересным является обнаружение того факта, что ядра вращаются в противоположные стороны, что хорошо видно на рис. 6 по наклону эмиссионных линий. Яркое из ядер вращается со скоростью около 130 км/с, слабое — со скоростью 290 км/с, причем их соприкасающиеся области удаляются от нас. Кроме того, центры ядер имеют разные лучевые скорости, и она достигает 280 км/с. Пока трудно сказать определенно, обусловлена ли эта разность орбитальным вращением ядер вокруг центра

масс или просто удалением их друг от друга. Во всяком случае на основании этих данных можно вычислить некоторые физические параметры системы. Например, массы ядер равны  $3 \cdot 10^{10}$  и  $7 \cdot 10^9$  солнечных масс, их моменты вращения составляют примерно  $10^{72}$  и  $10^{73}$  г·см<sup>2</sup>/с, а орбитальный момент —  $4 \cdot 10^{72}$  г·см<sup>2</sup>/с. Если ядра рассматривать как разлетающуюся систему, то можно оценить энергию разрыва, которая оказалась порядка  $8 \cdot 10^{57}$  эрг.

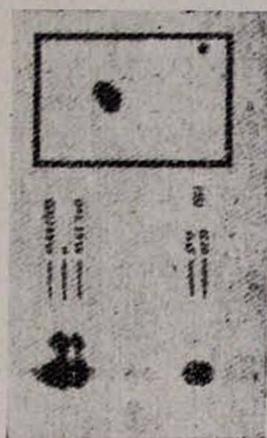


Рис. 6.

Рис. 6. Фотография и спектр Маркария 266.

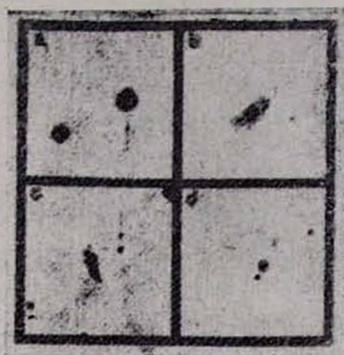


Рис. 7.

Рис. 7. Галактики, имеющие различную морфологическую структуру и одинаковые звездообразные ядра, но показывающие разную степень активности: а) Маркария 9; б) Маркария 10; в) Маркария 305; д) Казарян 73.

Все эти данные позволяют сделать важное заключение. Существование двухъядерных галактик не исключает того, что лишь один из компонентов ядра имеет действительно ядерную природу, а другой является лишь сверхассоциацией, ибо, как уже отмечалось, спектры многих двойных ядер не отличаются фактически от спектров сверхассоциаций. Но существование галактик с двумя ядрами, когда оба они обладают характеристиками сейфертовских ядер, доказывает возможность существования галактик с двумя ядрами.

### Заключение

Таким образом, можно сделать общий вывод о том, что многим галактикам с ультрафиолетовым избытком свойственны те или иные формы активности. И хотя они иногда сильно отличаются своими морфологическими характеристиками и формой активности, всех их объединяет наличие ультрафиолетового избытка. Как было показано выше, схожи и их спектры, хотя наблюдаются различия в деталях и ширине эмиссионных линий.

Сопоставляя эти данные, можно предположить, что активность рассмотренных галактик имеет общую природу, и она связана именно с ядром или центральной областью галактик.

Активность мало зависит от морфологии внешних частей галактик. Но интересно, что и внешний вид ядра также однозначно не определяет форму активности. Так, например, галактики Маркарян 9 и 10, а также Казарян 102 сильно отличаются друг от друга. Маркарян 9—компактная галактика, Маркарян 10—гигантская спиральная система диаметром 55 кпс, а Казарян 102—квазизвездный объект. Но несмотря на все это они являются сейфертовскими галактиками первого типа. Сильно отличаются по активности две спиральные галактики с яркими, почти звездообразными ядрами—Маркарян 10 и Казарян 73. Как отмечалось выше, Маркарян 10—очень активная галактика типа сейферта, а Казарян 73—нет. А звездообразная галактика Маркарян 305 вообще не имеет эмиссионных линий в спектре.

Следовательно, звездообразные объекты—будь то ядро спиральной галактики или просто «голое» ядро—демонстрируют совершенно различные формы активности. Но если это так, если форма активности не зависит от внешних и внутренних морфологических особенностей галактик, то естественно предположить, что решающую роль здесь играет какой-то неизвестный агент, являющийся составной частью любого ядра, но по-разному проявляющий себя. Возможно, что этот агент и есть то сверхплотное дозвездное вещество, существование которого впервые предположил В. А. Амбарцумян.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Hubble. *Ap. J.*, 63, 236 (1926).
2. В. А. Амбарцумян. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 9 (1958).
3. V. A. Ambartsumian. *Trans. IAU XI B, Academic Press, London—New York, 1962, p. 145.*
4. V. A. Ambartsumian. *The Structure and Evolution of Galaxies, Interscience Publ., London, 1965, p. 1.*
5. J. G. Bolton, G. J. Stanley, O. B. Slee. *Nature*, 164, 101 (1949).
6. W. Baade, R. Minkowski. *Ap. J.*, 119, 205 (1954).
7. G. Haro. *Bol. Obs., Tonantzintla*, 14, 8 (1956).
8. K. Seyfert. *Ap. J.*, 97, 28 (1943).
9. В. А. Амбарцумян, Р. К. Шахбазян. *ДАН АрмССР*, 25, 185 (1957).
10. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 3, 55 (1967).
11. М. А. Казарян. *Астрофизика*, 15, 5 (1979).
12. Е. Ye. Khachikian. *Astronom. J.*, 73, 891 (1968).
13. H. C. Arp, E. Ye. Khachikian, G. R. Lynds, D. W. Weedman. *Ap. J.*, 152, L 103 (1968).
14. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян. *Астрофизика*, 4, 587 (1968).
15. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян. *Астрофизика*, 5, 113 (1969).
16. Е. Ye. Khachikian, D. W. Weedman. *Astrofizika*, 7, 389 (1971).
17. Е. Ye. Khachikian, D. W. Weedman. *Ap. J.*, 164, L 103 (1971).
18. Г. Арп, Дж. Айдман, Э. Е. Хачикян. *Астрофизика*, 10, 7 (1974).
19. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян. *Астрофизика*, 14, 69 (1978).
20. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян. *Астрофизика*, 15, 209 (1979).
21. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян. *Астрофизика*, 15, 373 (1979).

## ԱԿՏԻՎ ԳԱԼԱՔՏԻԿԱՆՆԵՐ

Է. Ե. ԽԱՉԻԿՅԱՆ

Բերված են ուլտրամանուշակագույն կոնտինուումով դալատիկաների լուսաչափական և սպեկտրալ ուսումնասիրության արդյունքները: Պարզարանված է, որ նրանցից շատերը ցուցաբերում են այս կամ այն ձևի ակտիվություն: Ազդակազմում է, որ ակտիվության աստիճանը կախված չէ ինչպես դալատիկայի ձևից, այնպես էլ աստղանման միջուկի առկայությունից:

## THE ACTIVE GALAXIES

E. Ye. KHACHIKIAN

The results of photometry and spectroscopy of some UV-galaxies are presented. It is shown that many of them have some or other form of activity. A conclusion is drawn that the form of activity is independent of the morphology and of the presence of a starlike nucleus.

## КВАРК-ГЛЮОННАЯ МОДЕЛЬ И ПРОВЕРКА НЕКОТОРЫХ ЕЕ СЛЕДСТВИЙ НА ЕРЕВАНСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ УСКОРИТЕЛЕ

А. Ц. АМАТУНИ

В отличие от астрономии и астрофизики задачей физики высоких энергий или физики элементарных частиц является исследование свойств материи на малых расстояниях. Так, свойства электрона и  $\mu$ -мезона как точечных частиц — частиц без размеров — проверены до расстояний  $10^{-16}$  см. Протон, нейтрон,  $\pi$ -мезон и большое семейство родственных им сильновзаимодействующих частиц — адронов — обнаружили наличие внутренней структуры на расстояниях на несколько порядков больших, и это было известно сравнительно давно из опытов по определению упругих формфакторов нуклонов и ядер. В начале семидесятых годов на самом крупном в мире электронном ускорителе в Стенфорде (США) при исследовании глубоко неупругого рассеяния электронов на протоне (аналог опыта Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц на атомах, приведшего в начале нашего века к открытию атомного ядра) было экспериментально обнаружено наличие точечных заряженных составляющих внутри протона. Эти точечные заряженные составляющие получили название партонов [1].

Указание на возможное существование составляющих, из которых «построен» не только протон, но и все семейство адронов, было теоретически получено еще раньше, в начале шестидесятых годов, на базе схемы симметрии адронов, основанной на группе  $SU(3)$ . В этой плодотворной схеме симметрии, предсказавшей много новых элементарных частиц, впоследствии обнаруженных экспериментально, основное представление размерности 3 оставалось незаполненным. Допустив наличие гипотетических частиц, заполняющих это представление, — трех кварков, Гелл-Манн и Цвайг [2] легко показали, что все остальные адроны могут быть построены из кварк-антикварковых пар (мезоны) или из трех кварков (барионы). Трудность или, точнее, необычность, связанная с таким подходом, состояла в том, что кварки должны, согласно правилам  $SU(3)$ -группы, обладать дробным электрическим зарядом ( $Q = +2/3 e, -1/3 e$ ) и дробным барионным зарядом ( $B = 1/3$ ). Понятие целочисленности электрического заряда настолько прочно укоренилось в физике после опытов Милликена, выполненных в начале нашего века, что от него трудно было отказаться. Кроме этого, все попытки экспериментального обнаружения свободных кварков в потоке космических лучей, на ускорителях, в реликтовых образцах пород и др. оказались безуспешными. С другой стороны, многочисленные предсказания модели кварков — качественные и, в значительной мере, количественные — успешно проверялись на опыте, и уверенность в су-

уществовании кварков, не как удобного математического понятия, а как физической реальности, росла из года в год, от эксперимента к эксперименту. Люди, знакомые с Библией, не без юмора стали даже вспоминать послание апостола Павла к евреям, где упоминается понимание того, что «... из невидимого произошло видимое».

Ситуация стала особенно драматической в семидесятые годы, когда с запуском вновь созданных электрон-позитронных накопительных колец в США, ФРГ и СССР началось систематическое изучение явления аннигиляции электронов и позитронов с превращением их в адроны. Многочисленные особенности этого явления удалось успешно объяснить в предположении, что процесс этого превращения идет в два этапа — электрон и позитрон при аннигиляции рожают пару кварк-антикварк, которая потом уже превращается в адроны. Экспериментальные открытия новых семейств частиц [3, 4] на электрон-позитронных накопительных кольцах и на протонных ускорителях в 1974—80 гг. стали новым этапом революционного развития современной физики элементарных частиц. Путем введения дополнительного четвертого кварка (необходимость введения которого ранее была предсказана теоретически и который получил название «очарованного») оказалось возможным объяснить энергетический спектр [3] нового семейства мезонов (рис. 1), построенных из очарованного и антиочарованного кварков. Впоследствии аналогичным образом

### СПЕКТРОСКОПИЯ ЧАРМОНЦИЯ ( $c\bar{c}$ )

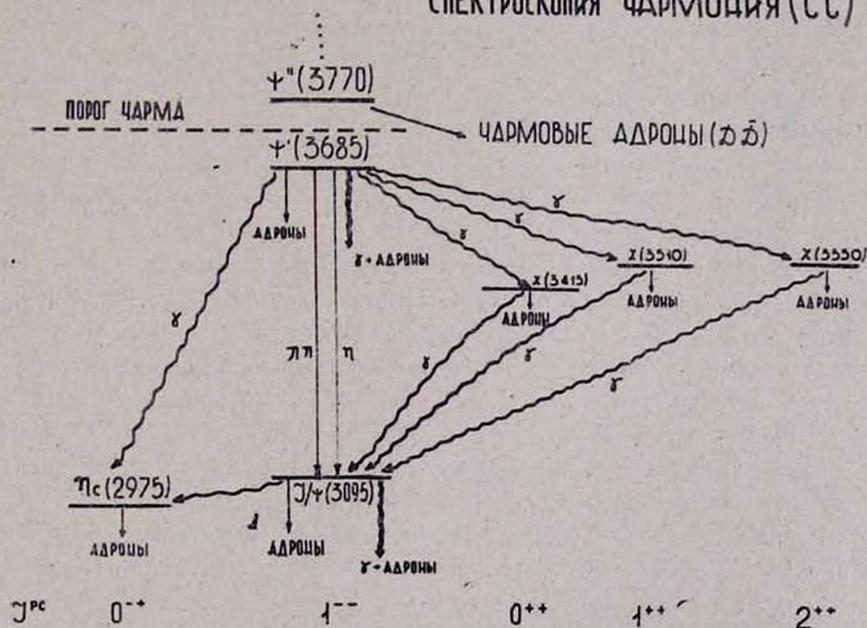


Рис. 1. Схема уровней чармония — нового семейства мезонов, построенных из очарованного ( $c$ ) и антиочарованного ( $\bar{c}$ ) кварков: цифры в скобках указывают массы этих частиц в МэВ,  $J^{PC}$  — спин, пространственная и зарядовая четности; волнистыми линиями показаны радиационные переходы (с испусканием  $\gamma$ -кванта) между различными уровнями, прямыми линиями — распады в обычные адроны.

были объяснены свойства еще одного семейства, обнаруженного при более высоких энергиях [4] и построенного из кварков пятого типа, обладающих новым квантовым числом — «прелестью». Эти и ряд других экспериментов, выполненных на ускорителях, в частности, с использованием пучков нейтрино, убедили физиков в необходимости принятия кварковой картины строения материи, несмотря на всю ее парадоксальность, проявляющуюся, как уже упоминалось, в дробности электрических зарядов и ненаблюдаемости (или невылетании) свободных кварков.

Уже в 1965 г. при создании кварковой модели было замечено, что в ней может нарушаться принцип Паули: так, частица  $\Delta^{++}$  (резонанс в системе протон —  $\pi^+$ -мезон) состоит из трех одинаковых (протонных) кварков, помещенных, в противоречии с принципом Паули, в одно и то же состояние с параллельными спинами (спин кварка равен  $1/2$ , спин  $\Delta^{++}$  —  $3/2$ ). Выход из этого положения был предложен на пути использования новых статистик для кварков, так называемых парастатистик Ферми, где число заполнения квантового состояния может быть любым (но конечным). В частности, кварковую структуру  $\Delta^{++}$  можно было бы объяснить, допустив, что кварки подчиняются парастатистике Ферми ранга три, в которой максимальное число заполнения квантового уровня равно трем. Другой, более физический способ решения этой трудности состоял в том, чтобы приписать кваркам дополнительное новое квантовое число — цвет (рис. 2). Тогда  $\Delta^{++}$  состоит из трех кварков, во всем одинаковых, кроме их цветов, — например, желтого, синего и красного. Это новое квантовое число не проявляется в эксперименте с участием  $\Delta^{++}$ , оно взаимно компенсируется внутри этой частицы, так как равная смесь желтого, синего и красного цветов дает белый цвет. Концепция цвета оказалась чрезвычайно плодотворной не только потому, что она позволила построить все необходимые белые адроны из цветных кварков, но еще особенно потому, что она стала основой теории взаимодействия кварков — квантовой хромодинамики.

Действительно, кварки должны взаимодействовать, иначе из них нельзя построить адроны. Это взаимодействие по аналогии, например, с электродинамикой должно обуславливаться обменом мезонами со спином 1. Эти мезоны получили название глюонов (от английского слова глю — клей). Оказалось, что не противоречащее эксперименту и теории описание кварк-глюонного взаимодействия можно получить, приписав цвет также и глюонам. Иначе, например, обменом белым глюоном нельзя было бы объяснить одновременно связь трех кварков в протоне и кварка и антикварка в  $\pi$ -мезоне. Силы притяжения между тремя кварками в протоне или в  $\Delta^{++}$ -резонансе возникают тогда, когда обмен цветным глюоном приводит к изменению цвета кварков. Цвет в этой картине приобретает новое качество — он связывается с наличием или отсутствием взаимодействия и приобретает свойство нового, цветного заряда. Так, протон, не имеющий, как уже говорилось, цвета (так как цвета входящих в него кварков скомпенсировались и придали протону белый цвет, что эквивалентно отсутствию цветного заряда) не может взаимодействовать с дополнительным кварком или антикварком (рис. 3, 4).

Квантовая хромодинамика — теория, описывающая взаимодействие цветных зарядов, — существенно отличается от квантовой электродинамики,

Лептоны		Кварки		
		Красный	желтый	синий
I	$\nu_e$	$u$		
	$e^-$	$d$		
II	$\nu_\mu$	$c$		
	$\mu^-$	$s$		
III	$\nu_\tau$	$t$		
	$\tau^-$	$b$		
Антилептоны		Антикварки		
I	$e^+$	$\bar{d}$		
	$\bar{\nu}_e$	$\bar{u}$		
II	$\mu^+$	$\bar{s}$		
	$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{c}$		
III	$\tau^+$	$\bar{b}$		
	$\bar{\nu}_\tau$	$\bar{t}$		
		антикрасный (зеленый)	антижелтый (фиолетовый)	антисиний (оранжевый)

Рис. 2. Семейства кварков и лептонов. В верхней правой части рисунка указаны 6 различных типов («ароматов») кварков,  $u, d, s, c, b, t$ , предсказываемых в теории (все они, кроме  $t$ -кварка, уже открыты). Каждый кварк может находиться в трех цветовых состояниях. В нижней правой части указаны 6 антикварков, каждый из них — в трех антицветовых состояниях, отвечающих дополнительным цветам. В левой части рисунка указаны 6 типов наблюдаемых лептонов ( $e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$ ). Каждой паре лептонов соответствует пара кварков, так что реализуются три семейства (I, II, III) фундаментальных частиц.

ки, описывающей взаимодействие электрических зарядов. Отличие состоит в том, что глюонное поле, будучи цветным и обладая, следовательно, цветным зарядом, существенно нелинейно. В этой теории есть прямое и силь-

ное взаимодействие глюонов, в частности, двух глюонов с образованием третьего. В квантовой электродинамике, как известно, нет прямого взаимодействия фотона с фотоном; электромагнитное поле само по себе линейно, для него справедлив принцип суперпозиции, и слабая нелинейность возникает лишь при учете и через взаимодействия электромагнитного поля с зарядами.

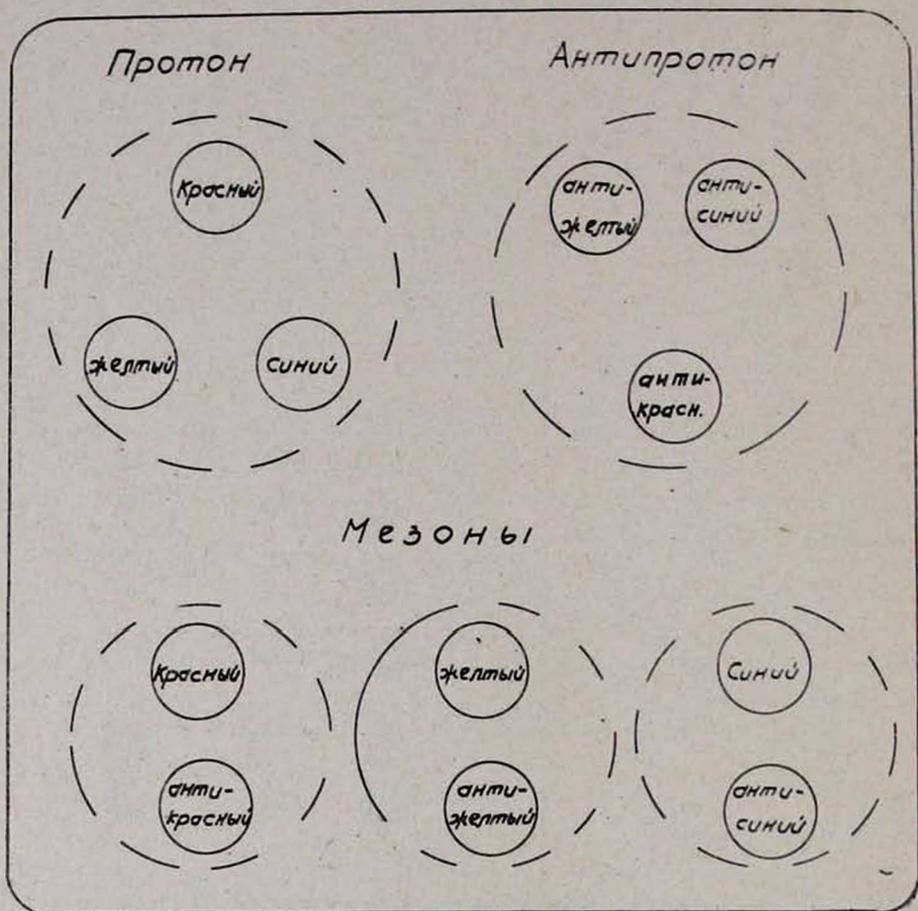


Рис. 3. Кварковая структура протона, антипротона и мезонов: цвета входящих в них кварков взаимно компенсируются.

Упомянутая особенность глюонного поля приводит к целому ряду характерных особенностей взаимодействия цветных зарядов. Одна из них, возможно, связана с ненаблюдаемостью свободных цветных кварков (и свободных цветных состояний адронной материи вообще). Известно, что обмен фотонами между двумя покоящимися электрическими зарядами приводит к закону Кулона. Обмен глюонами между цветными зарядами приводит к совершенно иному закону — скорее, к известному закону Гука для пружин: с ростом расстояния между зарядами увеличивается сила взаимодействия. На малых расстояниях взаимодействие мало и возникает так

называемая асимптотическая свобода [5] — малость эффективной константы связи кварк-глюонного поля на малых расстояниях, позволяющая, в частности, применять теорию возмущений для расчета, например, процессов глубоко неупругого рассеяния или  $e^+e^-$ -аннигиляции. В свою очередь, увеличение взаимодействия на больших расстояниях, по-видимому, объясняет «невыветание» кварков, т. е. невозможность наблюдать кварки в свободном состоянии, что решает так называемую проблему «конфайнмента» или заточения кварков внутри протона и других адронов.

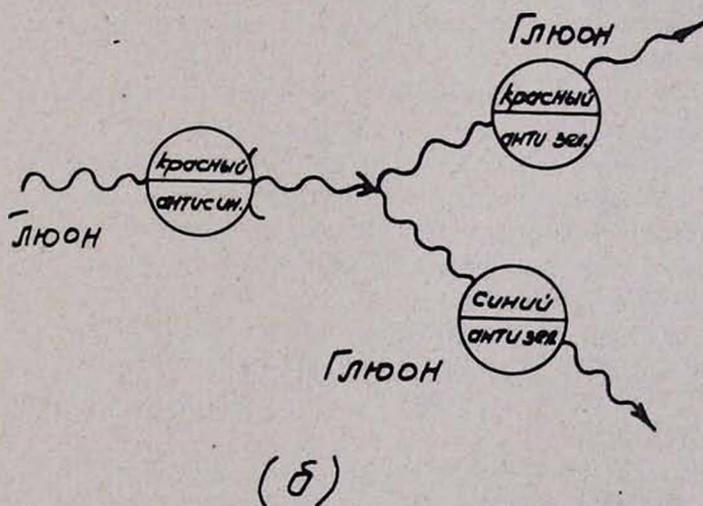
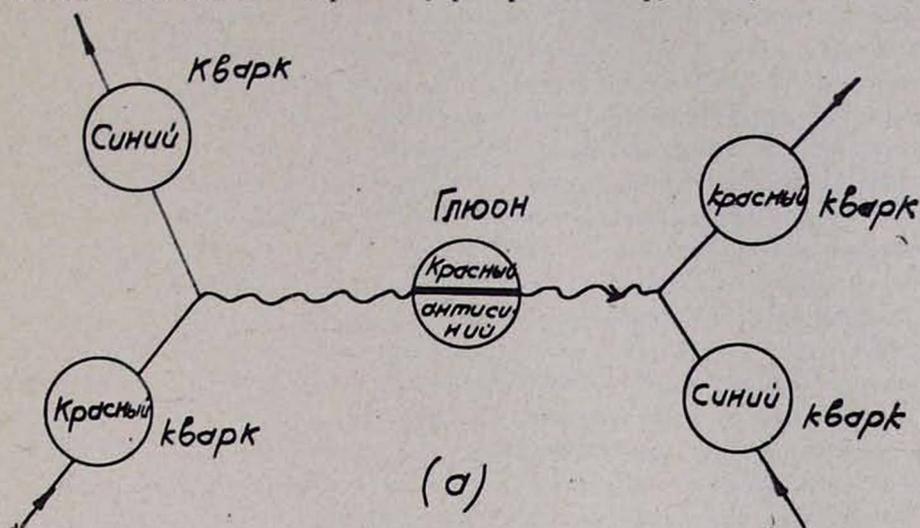


Рис. 4. Диаграммы, отвечающие простейшим типам взаимодействий в квантовой хромодинамике: а) рассеяние кварка на кварке путем обмена цветным глюоном; б) взаимодействие трех цветных глюонов (глюоны несут двойной цвет).

Другой фундаментальный этап развития теории элементарных частиц за последние годы, непосредственно связанный с кварками, касается поисков путей объединения различных типов взаимодействий частиц. В частности, на сегодняшний день уже всесторонне проверена на опыте и вошла в обиход физиков теория объединения слабого и электромагнитного взаимодействий Вайнберга—Салама [6], основанная на группе  $SU(2) \times U(1)$ . Создание этой теории «электрослабого» взаимодействия, выявляющей единую природу таких различных явлений, как  $\beta$ -распад и электромагнитное излучение, можно, пожалуй, сравнить лишь с объединением электромагнитных и оптических явлений, предпринятым Максвеллом более ста лет назад. Первоначально теория Вайнберга—Салама была сформулирована лишь для лептонов ( $e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \dots$ ) — частиц, не испытывающих сильных взаимодействий. Включение в нее адронов стало возможным только на основе кварковой модели, благодаря фундаментальной и не понятой еще до конца симметрии между известными нам лептонами и кварками: каждой паре лептонов ( $e^-, \nu_e$ ), ( $\mu^-, \nu_\mu$ ), ( $\tau^-, \nu_\tau$ ) ставится в соответствие пара кварков ( $ud$ ), ( $cs$ ), ( $tb$ ) (рис. 2). В теории Вайнберга—Салама эти пары отвечают одинаковым дублетным представлениям группы  $SU(2) \times U(1)$ , т. е. иначе говоря, кварковый и лептонный секторы этой теории полностью симметричны. Возможно, это отражает какой-то более фундаментальный уровень строения материи, на котором и кварки, и лептоны не являются уже фундаментальными, а построены из одних и тех же первичных объектов (преонов, пользуясь терминологией А. Салама). Соответственно, и выявленная на сегодня «стандартная» картина трех взаимодействий — слабого, электромагнитного и сильного —  $(SU(2) \times U(1) \times SU(3)^{\text{цвет}})$  есть отражение единого, еще более фундаментального взаимодействия, объединяющего все три типа взаимодействий на основе одной группы симметрии (т. н. «великое объединение») (см., например, обзор [7]).

Обрисованная в общих чертах кварк-глюонная картина строения адронов, также как и схема объединения взаимодействий, еще далека от завершения. Однако, без сомнения, их возникновение знаменует собой один из этапов поистине революционного периода, который мы сейчас переживаем в развитии физики элементарных частиц и который можно сравнить, быть может, только с периодом возникновения и создания квантовой механики и теории относительности.

После этого несколько затянувшегося, но, тем не менее, поверхностно введения я хотел бы рассказать о некоторых работах, выполненных в Ереванском физическом институте по развитию и применению кварк-глюонной картины.

Особенности глюонного поля, его существенная нелинейность были подробно исследованы в работах С. Г. Матиняна и Г. К. Саввиди [8]. На примере постоянного глюонного поля (аналогичного постоянному магнитному полю в электродинамике) было показано, что при определенных значениях напряженности глюонного поля его энергия имеет минимум, т. е. сама пустота — вакуум — не является состоянием с минимальной энер-

гий. Этот фундаментальный результат, широко известный как у нас в стране, так и за рубежом и получивший название вакуума Саввиди—Матинияна, вызвал к жизни за последние два года большое количество работ, развивающих это направление исследований с целью объяснения явления конфайнмента.

В работах А. А. Григоряна и А. Б. Кайдалова [9] на основе свойств аналитичности амплитуд рассеяния теоретически предсказано существование новых кварковых образований — экзотических барионных резонансов, построенных из трех кварков и определенного количества кварк-антикварковых пар. Авторам удалось предсказать массу, спин, изотопический спин и другие квантовые числа наиболее простого резонанса, построенного из трех кварков и одной пары кварк-антикварк, — новой пятикварковой системы. Это теоретическое предсказание так называемого  $E_{53}$ -резонанса породило целый ряд экспериментальных исследований в ОИЯИ, ИТЭФ и ЦЕРНе. В работе одной из групп ОИЯИ получено экспериментальное указание на существование предсказанного А. А. Григоряном и А. Б. Кайдаловым резонанса с массой  $M \approx 1,44$  ГэВ. Этот комплекс теоретических предсказаний и его экспериментальное подтверждение — одно из ярких доказательств наличия в природе отклонений от стандартной или, как ее иначе называют, наивной модели кварков, по которой барионы состоят из трех кварков.

Фундаментальные кварковые взаимодействия, предсказываемые в «стандартной теории»  $SU(2) \times U(1) \times SU(3)_{\text{цвет}}$  (Вайнберг—Салам, КХД), наиболее четко проявляются в наблюдаемых свойствах адронов, содержащих тяжелые кварки ( $c, b, \dots$ ), поскольку массы этих кварков много больше их энергии связи внутри адронов и поэтому в тяжелых адронах выделена характерная область малых расстояний, где взаимодействие почти полностью определяется теорией возмущений, примененной к кварк-кварковым взаимодействиям.

В работах А. Ю. Ходжамиряна [10] исследовались распады адронов, содержащих четвертый кварк —  $c$ -кварк (очарованных адронов и  $cc$ -мезонов). Получен ряд теоретических соотношений между вероятностями слабых нелептонных распадов очарованных адронов, проверка которых на опыте поможет выявить устройство кваркового слабого взаимодействия. Используя дисперсионные соотношения и основываясь на фундаментальном свойстве асимптотической свободы кварк-глюонного взаимодействия, удалось вычислить вероятности радиационных распадов  $cc$ -мезонов. Предсказания, полученные в этих работах, подтвердились в опытах на электрон-позитронном накопителе в Стэнфорде (США).

Процессы фоторождения мезонов при энергиях фотона до нескольких ГэВ проходят через стадию образования резонанса ( $\gamma + N \rightarrow N^* \rightarrow M + N$ ), который затем распадается на конечные адроны. Поэтому теоретическое и экспериментальное исследование этих процессов дает нам уникальную возможность получения данных об электромагнитных характеристиках ну-клонных резонансов, в частности, о константах радиационных распадов  $N^* \rightarrow \gamma + N$ . Процессы фоторождения пионов, например, в I—IV резо-

нансных областях идут через образование 17 известных резонансов, и только для шести из них константы определены более или менее надежно, остальные подлежат определению. Используя релятивистскую кварковую модель, И. Г. Азнаурян и сотрудники получили теоретические предсказания для этих констант [11].

Экспериментальные исследования процессов фоторождения пионов на Ереванском электронном ускорителе группами Г. А. Вартапетяна и Р. О. Авакяна [12] позволяют проверить эти предсказания кварковой модели экспериментально.

В экспериментах на ускорителе используются поляризованные фотоны, получаемые при торможении электронов ускорителя в ориентированной алмазной мишени, и одновременно измеряется также поляризация конечных протонов. С созданием поляризованной мишени в ближайшие два года будут реализованы условия для постановки полного опыта в фоторождении. Это создаст новые экспериментальные возможности по проверке предсказаний кварковой модели, касающихся систематики резонансов и их электромагнитных свойств (см. рис. 5, 6). В ближайшие год-два начнет работать вновь создаваемая установка по электророждению частиц. Явление электророждения соответствует явлению фоторождения, происходящему с помощью виртуальных фотонов, обладающих массой и наряду с поперечной поляризацией еще и продольной поляризацией. Ясно, что наличие этих двух дополнительных «управляемых» параметров у виртуального фотона расширяет экспериментальные возможности по проверке следствий модели кварков в процессах электророждения.

Группа молодых теоретиков института (И. Г. Азнаурян, С. В. Есаян, Н. Л. Тер-Исаакян) рассчитала [13] электромагнитные формфакторы нуклона при больших переданных импульсах, т. е. грубо говоря, распределение эффективного заряда внутри нуклона на малых расстояниях. Расчет был проведен в кварк-глюонной модели в низшем порядке теории возмущений, когда кварки на малых расстояниях обмениваются одним глюоном. Оказалось, что в этой модели формфакторы с ростом переданного импульса меняют знак. Экспериментальная проверка этого предсказания теории была бы очень интересна с точки зрения понимания роли высших поправок в квантовой хромодинамике.

В последние годы усилиями ряда ведущих ученых института развивались исследования, которые в целом можно назвать ядерной физикой с использованием фотонов и электронов высоких энергий. Чтобы представить себе, как в этих исследованиях может проявляться модель кварков, вспомним, что такое относительно простое ядро как дейтрон (ядро дейтерия) состоит из протона и нейтрона, каждый из которых в свою очередь состоит из трех кварков.

В экспериментах, выполненных на Стэнфордском ускорителе [14] по рассеянию электронов на дейтерии с передачей большого импульса  $Q^2 \cong 6$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, ядро дейтерия проявило себя как система из шести кварков. Это было в 1975 г., а в 1973 г. в известной работе В. А. Матвеева, Р. М. Мурадяна и А. Н. Тавхелидзе [15] (все авторы из ЛТФ ОИЯИ)

на основании теории размерностей и гипотезы масштабной инвариантности в кварковой модели было получено правило кваркового счета. В этой же работе, исходя из предположения о том, что дейтрон состоит из шести кварков, было предсказано проверенное впоследствии в Стэнфордском

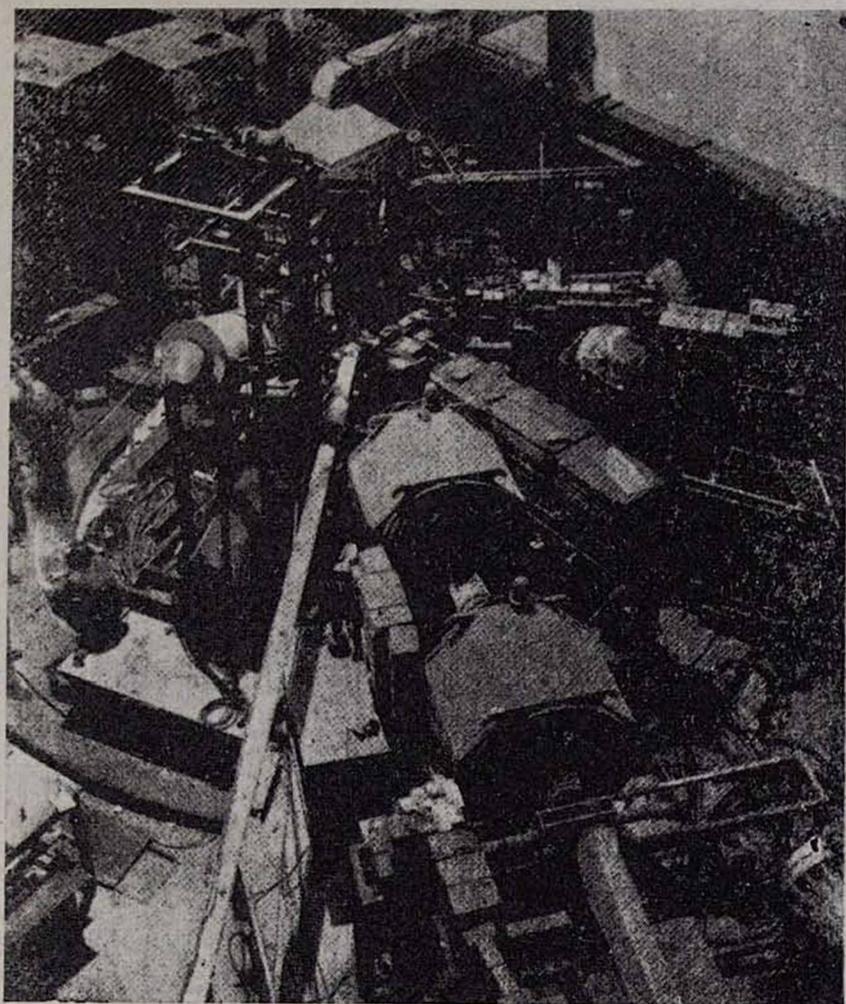


Рис. 5. Большой магнитный спектрометр, используемый в экспериментах по фоторождению на Ереванском электронном ускорителе.

эксперименте поведение формфактора дейтрона при больших переданных импульсах. Можно думать, что в средних и тяжелых ядрах, состоящих из многих протонов и нейтронов, при определенных условиях эксперимента могут проявляться многокварковые комплексы, существующие внутри ядра. Взаимодействие фотонов и электронов высоких энергий с такими комплексами будет обладать рядом интересных особенностей, которые проявляются на эксперименте. Экспериментальному исследованию упомяну-

тых процессов посвящены работы групп К. Ш. Егияна [16], Ж. В. Петросяна [17], Г. В. Бадаляна [18] на Ереванском ускорителе.

Теоретическому рассмотрению этих и других следствий кварковой модели при взаимодействии фотонов и электронов с ядрами посвящены работы группы С. Р. Геворкяна [19].

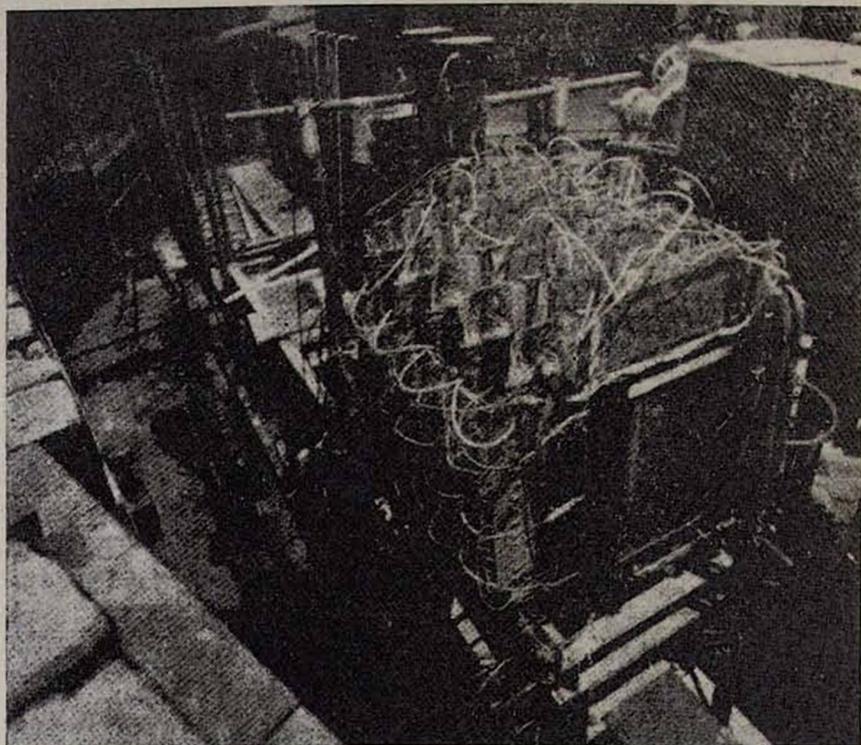


Рис. 6. Пробежный спектрометр-поляриметр на проволочных искровых камерах.

В 1980 г. группе ученых института под руководством Г. А. Вартапетяна присуждена Государственная премия Армянской ССР за исследование процессов фоторождения мезонов на ядрах. В частности, в этот цикл исследований вошли работы по фоторождению  $\eta$ -мезона на ядрах. Родившись при взаимодействии фотона с одним из нуклонов внутри ядра,  $\eta$ -мезон, прежде чем вылететь из ядра, взаимодействует с другими нуклонами, и потому вылетевший  $\eta$ -мезон несет определенную информацию об этом взаимодействии. Теория этого явления позволяет, в частности, как обработать данные эксперимента, что из них получается сечение взаимодействия  $\eta$ -мезона с нуклоном ( $\sigma_{\eta N}$ ). Эту величину невозможно измерить непосредственно ввиду нестабильности  $\eta$ -мезона. Однако ее можно предсказать теоретически, используя модель кварков. Результаты опыта [20] в пределах экспериментальных ошибок совпали с предсказаниями модели кварков (рис. 7).

Приведенные примеры не исчерпывают всех проводимых и планируемых в Ереванском физическом институте теоретических и экспериментальных работ по развитию и проверке следствий кварк-глюонной модели строения адронов, которые ранее считались элементарными частицами. При этом в силу того, что энергия нашего ускорителя в настоящее время практически не превышает 5 ГэВ, речь идет о проверке достаточно многочисленных следствий модели, основанной на трех кварках —  $u$ ,  $d$ ,  $s$ . Для

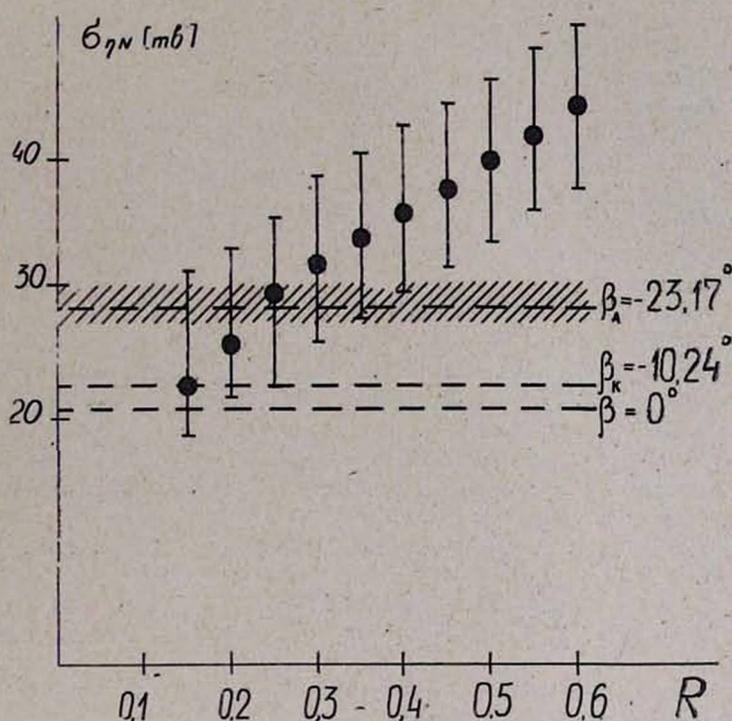


Рис. 7. Зависимость  $\sigma_{\gamma N}$  от  $R = \frac{d\sigma/dt(\gamma n \rightarrow \gamma n)}{d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \gamma p)}$  вместе с соответствующими предсказаниями модели кварков при различных значениях  $\beta$  — угла  $\gamma X$ -смешивания.

образования состояний с участием очарованных и более тяжелых кварков нужны более высокие энергии. Однако и для Ереванского синхротрона, особенно с учетом программы его уощнения и модернизации, как видно из вышеизложенного, существует богатое поле исследований в области кварк-глюонной модели — одного из наиболее ярких и впечатляющих достижений современной физики.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить всех, кто помог мне подготовить этот доклад в сжатые сроки, — С. Г. Матиняна, Г. А. Вартапетяна, А. Ю. Ходжамиряна, И. Г. Азнаурян, С. Р. Геворкяна, Р. М. Мурадяна и А. С. Есина, а также Г. М. Гарибяна, по инициативе которого началась подготовка к этому докладу.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *P. P. Фейнман*. Взаимодействие фотонов с адронами, Изд. Мир, М., 1975.
2. *M. Gell-Mann*. Phys. Lett., 8, 214 (1964).  
*G. Zweig*. CERN Preprints TH-401. 402, 1964.
3. *J. J. Aubert et al.* Phys. Rev. Lett., 33, 1404 (1974).  
*J. E. Augustin et al.* Phys. Rev. Lett., 33, 1406 (1974).  
*G. Goldhaber et al.* Phys. Rev. Lett., 37, 255 (1976).
4. *S. W. Herb et al.* Phys. Rev. Lett., 39, 1240 (1977).  
*D. Andrews et al.* Phys. Rev. Lett., 45, 219 (1980).
5. *D. J. Gross, F. Wilczek*. Phys. Rev. Lett., 30, 1343 (1973).  
*H. D. Politzer*. Phys. Rev. Lett., 30, 1346 (1973).
6. *S. Weinberg*. Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).  
*A. Salam*. Proc. of VIII Nobel Symposium, Stockholm, 1968, p. 367.
7. *С. Г. Матинян*. УФН, 130, 3 (1980).
8. *G. K. Savvidy*. Phys. Lett., 71B, 133 (1977).  
*S. G. Matinyan, G. K. Savvidy*. Nucl. Phys., B134, 539 (1978).
9. *А. А. Григорян, А. Б. Кайдалов*. Письма ЖЭТФ, 28, 318 (1978); ЯФ, 32, 540 (1980).
10. *А. Ю. Ходжамирян*. ЯФ, 30, 824 (1979).  
*A. Yu. Khodjamirian*. Phys. Lett., 90B, 460 (1980).
11. *И. Г. Азнаурян, А. С. Багдасарян*. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 416 (1977).  
*И. Г. Азнаурян, Н. Л. Тер-Исаакян*. ЯФ, 31, 1680 (1980).
12. *L. O. Abramian et al.* Phys. Lett., 48B, 463 (1974).  
*Л. О. Абрамян и др.* Письма ЖЭТФ, 23, 415 (1974).  
*Г. А. Вартапетян*. Раппортерский доклад на XIX Международной конференции по физике высоких энергий, Токко, 1978.
13. *I. G. Aznauryan, S. V. Esaybegyan, N. L. Ter-Isaakyan*. Phys. Lett., 90B, 151 (1980).
14. *R. G. Arnold et al.* Phys. Rev. Lett., 35, 776 (1975).
15. *V. A. Matveev, R. M. Muradyan, A. N. Tavkhelidze*. Lett. Nuovo Cim., 7, 719 (1973).
16. *К. В. Аланакян и др.* ЯФ, 26, 1018 (1977); Письма ЖЭТФ, 31, 381 (1980).
17. *Р. О. Авакян и др.* ЯФ, 29, 1212 (1979).
18. *В. Н. Арутюнян и др.* Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 172 (1979).
19. *С. Р. Геворкян, В. М. Жалкочян*. ЯФ, 23, 122 (1976).  
*С. Р. Геворкян*. Письма ЖЭТФ, 32, 258 (1980).
20. *L. O. Abramian et al.* Phys. Lett., 44B, 301 (1973).

**ՔՎԱՐԿ-ԳՆՅՈՒՆԱՅԻՆ ՄՈԴԵԼԸ ԵՎ ՆՐԱ ՈՐՈՇ ՀԵՏԵՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ  
ՍՏՈՒԳՈՒՄԸ ԵՐԵՎԱՆԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉՈՒՄ**

Ա. Յ. ԱՄԱՏՈՒՆԻ

*Զեկուցման մեջ շարադրված են տարրական մասնիկների կառուցվածքի քվարկ-գլյուոնային մոդելի և այդ մասնիկների փոխազդեցությունները միավորող մոդելների հիմնական գաղափարները: Բերված են նշված մոդելների հետևությունների ստուգմանը և զարգացմանը նվիրված վերջին տարիներին Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտի աշխատակիցների կողմից կատարված փորձական և տեսական աշխատանքների օրինակները: Ցույց է տրված, որ Երևանի*

սինքրոտրոնը, հաշվի առնելով նրա հզորացման և արդիականացման ծրագիրը, օժտված է  
ունակ հնարավորություններով «հին»— $u$ ,  $d$ ,  $s$ -քվարկների վրա հիմնված քվարտ-գլյուոնային  
մոդելի ասպարեզում ակտուալ հետազոտություններ կատարելու համար:

## THE QUARK-GLUON MODEL AND THE TEST OF SOME ITS PREDICTIONS AT THE YEREVAN ELECTRON SYNCHROTRON

A. Ts. AMATUNI

In this report the main concepts of the quark-gluon model of elementary particles as well as the unification models of their interactions are reviewed. Some results obtained last years by Yerevan Physics Institute scientists concerning the theoretical development of these models and the experimental verification of their predictions are discussed. The possibility for the performance of important investigations in the range of the "old" quark-gluon model based on  $u$ ,  $d$ ,  $s$ -quarks at the Yerevan Synchrotron is shown especially after the completion of its modernization program.

## О НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ РАЗВИТИЯ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Г. М. ГАРИБЯН, Р. А. САРДАРЯН

Описательный подход, заключающийся в накоплении и систематизации фактов, является необходимым, но не достаточным элементом в исследованиях по истории науки и не является ее сегодняшним днем. Такой подход неудовлетворителен уже потому, что он не может претендовать на установление закономерностей развития науки. Последнее же становится особенно важным в наше время, когда в научную деятельность вовлечено большое число людей и наука не только составляет заметную долю созидательной и культурной деятельности человека, но и активно вторгается практически во все стороны человеческой жизни.

Новая постановка вопроса заключается в том, чтобы на основе изучения взаимоотношения идей и их развития в определенном научном сообществе выявить некоторые закономерности. Эта задача была рассмотрена Куном [1] на материале истории естественных наук за последние несколько веков\*. Ниже будет «аксиоматически» и несколько детализированно изложена наиболее рациональная, как нам представляется, часть точки зрения Куна в форме, пригодной для практического использования. Во второй части работы будут рассмотрены некоторые, важные с нашей точки зрения, закономерности, характерные для науки и техники наших дней.

### 1. Основные понятия и схема

*Нормальная наука* — это исследования, опирающиеся на одно или несколько научных достижений, которые в течение некоторого промежутка времени признаются определенным научным сообществом как основа для профессиональной деятельности. В эти периоды постепенного развития науки кумулируются (накапливаются) факты и развивается теория в пределах определенной концепции. Образцом творческой мастерской, в которой создается наука, является сообщество ученых, объединенных определенной научной концепцией в их профессиональной деятельности в познании природы. Научные концепции вместе с сообществом ученых называются, по Куну, *парадигмой* [1] (образец, пример, греч.)\*\*.

Введение понятия парадигма является фундаментальным для понимания развития науки. Оно фактически отражает глубокую мысль Маркса

\* Работа [1] вызвала большую дискуссию во всем мире. В частности, имела место дискуссия и в нашей печати, см., например, [2-6].

\*\* К сожалению, понятие парадигма вводится Куном не всегда однозначно.

о том, что наука — явление общественное [7]. История науки должна рассматриваться в тесной связи с историей развития общества, с идеологией, культурой, политикой, экономикой и другими общественными явлениями.

Основные отличительные черты парадигмы следующие. Прежде всего, она является необходимым условием для развития нормальной науки; парадигма должна быть конкурентоспособной, т. е. большинство ученых, даже не работающих в этой области, выбирает одну определенную концепцию среди других претендентов на парадигму; она должна быть устойчивой, без чего не может служить основой для более или менее длительной нормальной научной деятельности; парадигма должна сохранять привлекательность для нового поколения ученых с тем, чтобы обеспечить непрерывность научного исследования; она может широко применяться для решения большого числа разнообразных задач; с ее помощью можно отбрасывать и критически оценивать факты. В то же время парадигма, как правило, имеет уязвимые места, определенные неясности, которые на начальном этапе не имеют определяющего значения, но которые несут в себе возможную смену парадигмы, когда такая необходимость назреет.

*Научное сообщество* — это, очевидно, исследователи с определенной научной специальностью, получившие сходное образование и профессиональные навыки. Если *научное сообщество* ведет исследования, направленные на разработку тех явлений и теорий, существование которых предполагает *парадигма*, то это составляет предмет *нормальной науки*, которая устанавливает факты, классифицирует их и анализирует, разрабатывает теорию и сопоставляет факты с теорией. Такие исследования (ординарные работы) обычно явно не ориентированы на крупные открытия. Но, как известно, такие открытия регулярно происходят, и это — нормальное явление в развитии науки. К открытиям приводят *аномалии* в нормальном научном исследовании. Здесь вводится новая важная категория — *аномалии в нормальной науке*, которые заключаются в том, что исследования в рамках определенной парадигмы приводят к ситуациям, явно не предусмотренным парадигмой и не очевидным с точки зрения их достоверности. Если *аномалия* разрешается средствами *нормальной науки*, то она приводит к уточнению и развитию действующей парадигмы. К открытиям может приводить также разработка самой концепции, которая обычно содержит в себе много неиспользованных возможностей, особенно, если она сформулирована строго математически.

В рамках парадигмы открытия бывают двух типов. Первый тип приводит к возникновению нового направления в нормальной науке. Второй тип к этому не приводит, так как такое открытие носит локальный характер. Наука становится все более строгой, накапливается все больше информации и уточняется соответствие между наблюдением и теорией. Это, с одной стороны, приводит к тому, что парадигма становится все более чувствительным индикатором аномалий, которые уже невозможно решать средствами нормальной науки, с другой стороны, дальнейшее уточнение и разработка парадигмы приводит ко все большей профессионализации

ученых, что сильно ограничивает поле зрения ученого и заставляет его настойчиво сопротивляться всяким изменениям в парадигме.

Таким образом, следующий этап в развитии науки — это *открытие новых явлений*, не укладывающихся в рамках нормальной науки. Открытие начинается с осознания *аномалии*, а затем и ее признания. Это — трудный процесс, тесно связанный с психологическим аспектом творчества. Наличие такого процесса, обусловленного тем, что научное сообщество изучает природу, которая значительно богаче описывающей ее концепции, позволяет понять, почему нормальная наука, которая не ставит своей целью крупные открытия и даже, более того, подавляет их, может быть эффективным инструментом, порождающим новые открытия. Если в какой-либо период времени возрастает число аномалий и новых теорий, то это свидетельствует о нарастающем *кризисе* научного исследования. Здесь также возможны случаи, когда кризис может быть разрешен нормальными средствами, т. е. на основе старой, пока еще действующей парадигмы. Пока парадигма объясняет факты, смена ее крайне нежелательна. Этой мере прежде всего сопротивляются ученые, которые с трудом отказываются от парадигмы, даже если она привела к *кризисной ситуации*. Как правило, более решительными в вопросе смены парадигмы оказываются ученые *нового поколения*, так как старшее поколение связано условностями старой парадигмы, которая успешно работала в течение почти всего периода их профессиональной деятельности, и психологически отказ от старой парадигмы дается им с трудом. Как писал Планк в своей научной автобиографии, «обычно новые научные истины побеждают не так, что их противников убеждают и они признают свою неправоту, а большей частью так, что противники эти постепенно вымирают, а подрастающее поколение усваивает истину сразу» [8].

Отказ от парадигмы может привести к психологическому кризису ученого, поскольку отказ от старой парадигмы без замены ее на новую есть вообще отказ от науки, т. е. этот акт отражается не на парадигме, а на ученом. Итак, *нормальное научное исследование* в рамках определенной парадигмы с неизбежностью приводит к *кризисной ситуации*, когда увеличивается число *аномалий*, находящихся в противоречии с действующей *парадигмой*. Кризисная ситуация характеризуется увеличением числа конкурирующих теорий, числа ученых, выражающих явное недовольство сложившейся ситуацией и обращающихся к философии, от которой они обычно держатся на почтительном расстоянии, и обсуждающих фундаментальные положения, которые еще недавно ни у кого не вызывали сомнения. Все это есть симптомы перехода от нормального исследования к экстраординарному, которое приводит к возникновению новой парадигмы.

Таким образом, можно выделить пять типов научно-исследовательских работ: *ординарные исследования*, разрабатывающие парадигму, но не приводящие к открытию новых явлений; *открытия первого типа*, приводящие к возникновению неожиданных направлений в нормальной науке, но не выходящие за рамки старой парадигмы; *открытия второго типа*, сделанные в рамках парадигмы, но не приведшие к возникновению новых на-

правлений; экстраординарные исследования, разрушающие основы старой парадигмы и приводящие к возникновению новой; экстраординарные исследования, разрушающие основы старой парадигмы, но в смысле перспективности тупиковые. При этом авторы, выполняющие экстраординарные исследования, обычно стремятся к тому, чтобы предложить решающие эксперименты, проведение которых позволило бы выяснить, насколько правильны основы новой, разрабатываемой ими концепции с тем, чтобы не делать ненужной работы.

Переход к новой парадигме — это *научная революция*. Научные революции, или, скажем словами Гинзбурга [6], подлинные научные революции — это такие некумулятивные периоды развития науки, во время которых старая парадигма целиком или частично заменяется новой. Социальная природа научных исследований делает применимыми здесь понятия, разработанные в общественных науках. Очевидно, что предложенная модель развития науки имеет много общего с закономерностями развития общества, вскрытыми классиками марксизма-ленинизма. В частности, определение Ленина, что «революция есть такое преобразование, которое ломает старое в самом основном и коренном», полностью применимо и к научным революциям [9]. Нормальное исследование является кумулятивным, так как оно основывается на относительно четких предписаниях парадигмы. Последние определяют «здоровый смысл» ученых, и революционное преобразование — это действительно «ломка старого» здравого смысла, выход за рамки повседневного исследовательского опыта.

Научные революции начинаются с осознания того, что старая парадигма перестает удовлетворять какую-то часть научного сообщества. При этом другая часть продолжает придерживаться старой парадигмы и активно выступает против каких-либо новшеств, затрагивающих основы сложившегося мировоззрения. Начинается довольно болезненный этап споров о парадигмах. Эти споры имеют особенности, связанные с социальной психологией ученых. Они разрешаются не с помощью логики, а на основе добровольного соглашения. Здесь уместно вспомнить слова Эйнштейна, что «все познание реальности исходит из опыта и возвращается к нему», но «... аксиоматическая основа теоретической физики не может быть извлечена из опыта, а должна быть свободно изобретена» [10].

Большое значение имеют авторитеты, которые часто сильно тормозят принятие новой парадигмы, или, наоборот, если парадигма ими уже принята, то признание ее остальными учеными существенно облегчается. При принятии *новой парадигмы* убедительным аргументом может оказаться демонстрация ее работоспособности при решении большого круга задач.

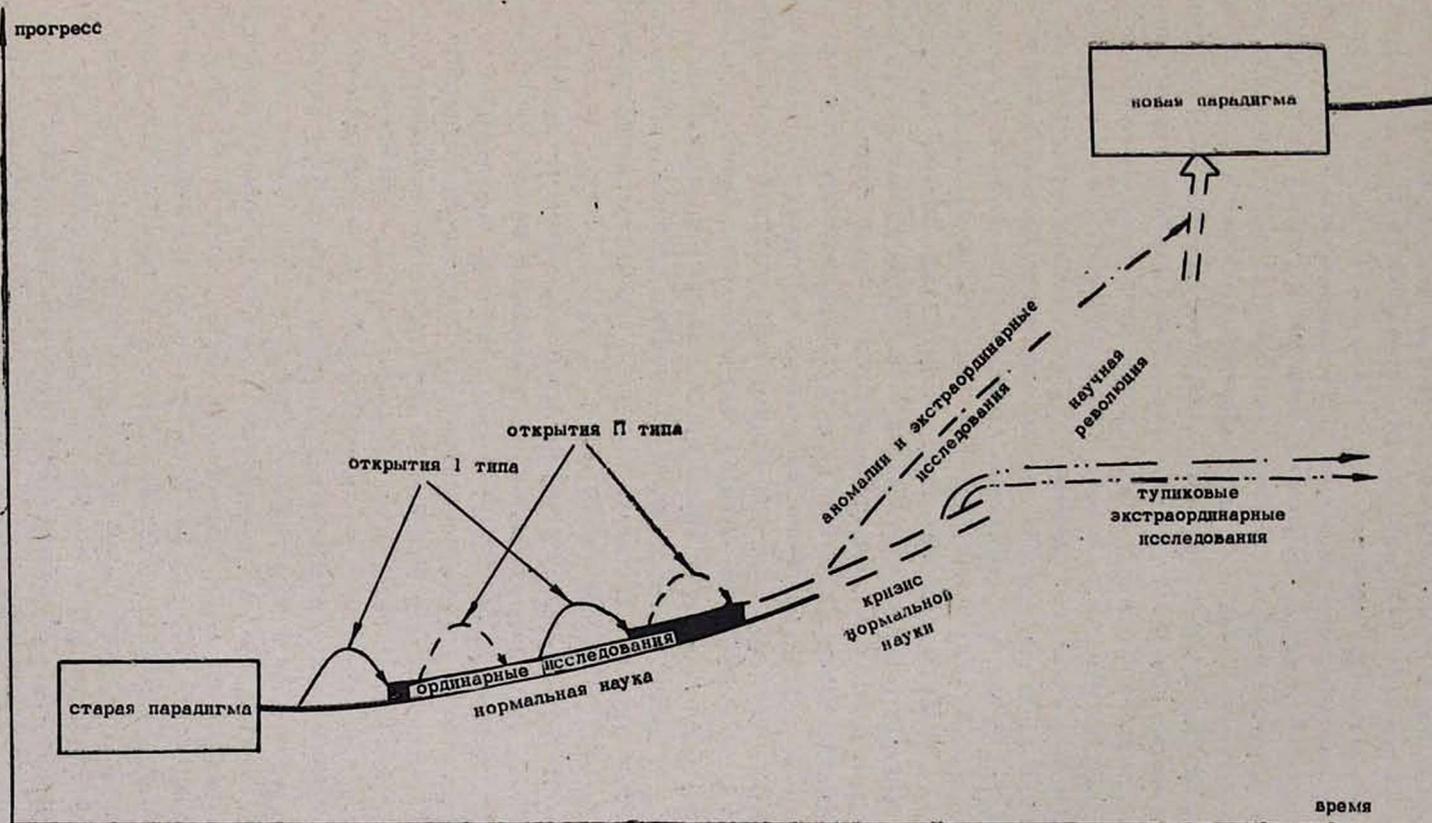
Таким образом, *научные революции* приводят к трансформации мышления ученых, сдвигу их *научного видения*. Тех ученых, у которых не произошел такой сдвиг *видения*, невозможно обратить в веру *новой парадигмы*. Новое *видение* позволяет ученым получить новые результаты, увидеть новое тогда, когда даже используется старая методика или старое экспериментальное оборудование. Экспериментатор, у которого произо-

шла трансформация видения, может увидеть новый результат, тогда как со старым видением это часто бывает невозможно. Здесь есть нечто общее с восприятием в искусстве, когда для понимания революционных произведений требуется не только высокий уровень образования, но и переключение видения.

Важную роль в убеждении играют решающие эксперименты, способные наиболее четко провести грань между двумя парадигмами. Более того, именно они являются поворотными моментами, меняющими представления о природе и закрепляющими приоритет определенной парадигмы. Особенно убедительными аргументами в пользу новой парадигмы являются предсказания явлений, о существовании которых старая парадигма и не подозревала. Экспериментальные подтверждения этих предсказаний являются решающими. Имеются и другие аргументы, например, эстетические, которые немаловажны, так как разрешение кризиса с помощью громоздкой, эстетически неприемлемой концепции, как правило, не устраивает научное сообщество. Предпочтение отдается парадигме, которая с помощью наименьшего числа основных положений объясняет наиболее простым и удобным способом наибольшее число явлений. При этом нужно иметь в виду, что если из старой парадигмы не следует новая, победившая в результате научной революции парадигма, то из новой парадигмы в предельном случае следует старая, хотя такой переход не всегда является очевидным. В этом пункте авторы не согласны с некоторыми разочаровывающими рассуждениями Куна (по этому поводу см. также статью Вейда [11]), когда он ставит под сомнение тезис о том, дает ли новая парадигма лучшее понимание мира, чем старая, хотя по случайным причинам здесь возможны иногда флуктуации.

Заметим, что могут быть также такие ситуации, когда в течение определенного промежутка времени сосуществуют несколько парадигм в какой-либо конкретной области исследования. Это означает, что в данной области науки наблюдаются кризисные явления, т. е. из-за невозможности по той или иной причине поставить решающие эксперименты не очень ясны основы соответствующих концепций и возникают различные их вариации. Затем развитие парадигм проясняет эти спорные моменты и в конце концов после тяжелых дискуссий остается парадигма, наиболее близкая к природе, и это означает, что произошла научная революция.

Результатом успешной творческой работы любого вида является прогресс. В науке прогресс складывается из нормальной научной деятельности через кризисы и научные революции к новому знанию. При этом не следует рассматривать прогресс как движение к какой-то конечной цели, заранее определенной природой. Прогресс можно определить как *уровень научной культуры*, достигнутый человечеством. Таковы внутренние процессы, предшествующие и приводящие к научным революциям (см. рисунок), которые, как отмечается в работе Амбарцумяна и Казютинского [12], могут отличаться друг от друга также своими масштабами.



Простейшая схема развития науки от старой парадигмы к новой: старая парадигма = научная концепция + сообщество ученых; новая парадигма = новая научная концепция + новое научное сообщество (в условиях современной НТР новое научное сообщество = научно-техническое сообщество + техническое обеспечение),

## 2. Некоторые особенности современной НТР

Надо заметить, что развитие науки и сейчас идет в основном по описанной выше схеме (см. рисунок), но современная НТР привела к осознанию важных закономерностей.

В естествознании революции глобального масштаба, происходившие в конце XIX и начале XX веков, привели к резкой интенсификации взаимодействия науки и техники. Все более сокращались сроки между научными открытиями и их использованием в технике и далее в промышленности. Эти процессы, которые с середины XX века стало переживать человечество, привели к тому, что ясно проявилась новая закономерность развития науки и техники, которая носит глобальный характер и которая не может быть не учтена человеческим обществом в своем развитии. Эта закономерность, носящая название *современной научно-технической революции* и заключающаяся в глубоком взаимном проникновении науки и техники [13], привела к большим социальным последствиям. Эти последствия заключаются в том, что современная НТР стала мощным инструментом в управлении наукой и фактически служит основой долгосрочного планирования научных исследований и выработки социальных заказов общества. В проекте «Основные направления экономического и социального развития СССР на 1981—1985 годы и на период до 1990 года» в разделе «Развитие науки и ускорение технического прогресса» отмечается необходимость учета требований современной научно-технической революции, а именно, повышения эффективности научных исследований и сокращения сроков внедрения достижений науки и техники в производство, решения ряда насущных для человечества глобальных проблем, а также намечаются магистральные направления науки и техники. Отметим характерные особенности современной науки.

а). Изучение истории развития науки показывает, что важной закономерностью ее развития является *дифференциация и интеграция наук*. Процессы дифференциации и интеграции, практически наблюдавшиеся во все исторические эпохи, стали особенно существенными со вступлением в эпоху современной НТР. Они вышли на качественно новый уровень, когда *дифференциация и интеграция выступают как единый процесс*. Дифференциация связана со все большим углублением научных исследований, приводящим ко все большей специализации. Ученые, углубляясь в своей конкретной области исследования, теряют кругозор и все хуже представляют себе другие, даже соседние области исследования. Поэтому возникает тенденция охватить пограничные, «ничи» области исследований, т. е. происходит интеграция наук. Вторжение в «чужую» область оказывается часто плодотворным и приводит к новым открытиям или даже к возникновению новых научных дисциплин. В этом проявляется единство процессов дифференциации и интеграции, когда интеграция приводит к еще большей дифференциации. Например, после второй мировой войны очень сильно развились такие ранее существовавшие разделы физики как ядерная физика (была создана атомная бомба) и физика твердого тела (появились

осуществившие переворот в технике полупроводники), т. е. произошла дифференциация физики. В 1959—61 гг. на стыке этих двух направлений немецким физиком Р. Мёсбауэром было открыто замечательное явление, названное его именем, т. е. произошла их интеграция. Особенно привлекла ученых возможность использования этого эффекта в различных приложениях. Были созданы и создаются весьма своеобразные направления мёсбауэровской спектроскопии, на основе которых по-новому решаются вопросы ядерной физики, физики твердого тела, биологии, медицины, акустической спектроскопии и даже археологии, т. е. снова произошла дифференциация. Одновременно с этим сейчас намечается синтез эффекта Мёсбауэра с новым явлением — каналированием частиц в монокристаллах, т. е. происходит опять интеграция. Итак, благодаря интенсификации наук дифференциация и интеграция их выступают как единый процесс.

6). Еще одной закономерностью развития науки является тот факт, что «наиболее революционные применения в технике, технологии и экономике возникают на основе наиболее глубоких, фундаментальных исследований» [14]. Фундаментальные исследования должны опережать прикладные для обеспечения последним перспектив развития, и при этом необходимо соблюдение соответствующей пропорции между ними. Например, открытие Дж. Максвеллом в 1861—64 гг. уравнений, которые управляют электродинамическими явлениями и, в частности, на основе которых было предсказано существование свободных электромагнитных волн, привело к тому, что в XX веке радиовещание и телевидение буквально ворвались в наш быт. Установление Э. Резерфордом в 1911 г. наличия атомного ядра привело после второй мировой войны к овладению ядерной энергией, что имело также и большие социальные последствия.

Если раньше приборы для научных исследований занимали небольшие площади и вполне умещались в рамках небольшой лаборатории, то в настоящее время для фундаментальных исследований строятся индустриальные комплексы, оснащенные самой современной техникой. Мастерские при научных лабораториях, типичные еще несколько десятков лет назад, постепенно уступают место опытным заводам при современных научно-исследовательских институтах. В 1928 г. Кокрофт запросил для сооружения статического ускорителя в Кавендишской лаборатории всего 1000 фунтов стерлингов [15]. Сейчас же на строительство очередного ускорителя частиц высоких энергий требуется ориентировочно 1 миллион долларов на каждый миллиард электрон-вольт (ГэВ). Заметим, что в мире проектируются и строятся ускорители на несколько тысяч ГэВ, и каждый из них потребует нескольких миллиардов долларов. Поэтому стала обычной координация научных и финансовых усилий многих стран. Так, например, были созданы Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ) в СССР, объединяющий усилия стран социалистического содружества в области физики ядра и элементарных частиц, и аналогичный институт в Швейцарии — ЦЕРН, объединяющий страны Западной Европы. Советская программа по освоению Космоса предусматривает участие в ней не только социалистических стран, но и капиталистических (проект Со-

юз—Аполлон). Совместными усилиями многих стран с 1 июля 1957 г. по 31 декабря 1958 г. осуществлялись исследования по программе Международного геофизического года, уже 25 лет координируются усилия по освоению Антарктиды. Большое значение имеет создание международных информационных центров, таких как, например, ИНИС по ядерной информации и др. Обсуждаются проекты мировых ускорителей и других установок.

в). Как следствие современной НТР, фундаментальные исследования все теснее оказываются связанными с современной техникой и производством. Ученые не только создают и эксплуатируют большие физические установки для раскрытия глубинных свойств материи, но и сами разрабатывают образцы новой техники, проникают в прикладные области, откуда открывается прямой выход в производство. *Интеграция фундаментальных и прикладных исследований* — это следствие исторической закономерности дифференциации и интеграции. При решении фундаментальных задач большое стимулирующее значение имеют заказы, которые промышленность выполняет для науки. Показателен такой факт. По имеющимся в литературе данным [16] с 1955 по 1973 гг. ЦЕРН сделал заказы в европейской промышленности на сумму 877 млн швейцарских франков. За счет стимулированного этими заказами прогресса в технологии и резкого увеличения сбыта этой продукции не только научным учреждениям, занимающимся физикой высоких энергий, но и вне науки прибыль, полученная фирмами, составила 4860 млн франков, тогда как бюджет ЦЕРНа по всей программе за эти же годы составил 3500 млн франков.

Усложнение задач, стоящих перед наукой и требующих комплексного решения в тесной связи с современной техникой и промышленностью, делает необходимым привлечение к совместным исследованиям не только групп ученых, но и больших коллективов. Происходит коренная ломка старых представлений о научной деятельности. Поскольку наука превращается в производительную силу общества, то в корне меняется взгляд на науку как на мероприятие, направленное на удовлетворение любознательности, свойственной человеку. Наука финансируется государством, которое заинтересовано в скорейшем внедрении научных достижений в практику. Превращение науки в ведущую сферу экономической и социальной деятельности подразумевает, что эпоха ученых-одиночек ушла в прошлое. Изменяется социальный статус ученого. Он все меньше отличается от работников в других производственных сферах, например, в промышленности. Представление о научной работе как о деятельности отдельных гениальных личностей уходит в прошлое. При этом не отрицается роль отдельных личностей, но эта роль имеет новые особенности, связанные с психологическими аспектами личности как лидера коллектива.

Последствия научных исследований настолько велики, что бесконтрольная деятельность становится социально опасной. Возникают проблемы сохранения природных ресурсов и окружающей среды, в том числе человека, находящегося под угрозой термоядерного уничтожения. Важными становятся моральные и этические проблемы. На ученых ложится ответ-

ственность не допустить использования научных достижений в антигуманных целях. Это заставляет их активно участвовать в общественной жизни, влиять на формирование общественного мнения. Одновременно возрастают требования к профессиональным знаниям каждого человека, занятого в науке, технике и производстве. Усиление творческого начала в любой сфере трудовой деятельности приводит к тому, что характер работы каждого человека постепенно приближается к характеру деятельности ученого. Изменение характера труда, превращение его «из простого процесса труда в научный процесс», предсказанное еще Марксом и Энгельсом [17], особенно отчетливо стало проявляться в период современной НТР.

Непонимание социальных последствий современной НТР, качественно новых методов организации научных исследований, необходимости тесной связи с практикой приводят к кризису личности ученого. Ученые, не принявшие коллективного стиля работы, вторжения в его деятельность техники, будут выпадать из научного сообщества.

г). Раскрытие закономерностей развития науки и техники и исторический опыт делают возможным разработку целевых программ по решению важнейших научно-технических проблем на основе прогнозирования тенденций развития. Дальнейшее углубление знаний о закономерностях развития науки делает возможным прогнозирование не только основных направлений исследований, но и научных открытий, либо прикладных, либо назревающих фундаментальных. Например, в современной науке коллективными усилиями физиков всего мира прогнозируются: 1) возможность практического использования термоядерной энергии, 2) открытие сверхпроводимости при «высоких» температурах, 3) «великое объединение» слабого, электромагнитного, сильного и гравитационного взаимодействий и др. [18], причем в отличие от того, что имело место в прошлом, над этими вопросами сейчас планомерно работают многие коллективы ученых и инженеров в разных странах мира. Поэтому здесь происходит не спорадическое, как это было зачастую раньше в зависимости от успехов или неудач отдельных личностей, развитие этих направлений, а имеет место почти неуклонное, поступательное движение науки и техники, определяемое не только внутренней логикой их развития, но насущными потребностями всего общества.

В заключение авторы выражают свою признательность А. Ц. Аматыни за стимулировавшие выполнение настоящей работы беседы и замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Кун. Структура научных революций, М., 1975.
2. В. Л. Гинзбург. Природа, 1976, № 6, стр. 73.
3. А. Е. Левин. Природа, 1976, № 10, стр. 59.

4. Б. С. Грязнов. Природа, 1976, № 10, стр. 63.
5. Б. М. Кедров. Природа, 1976, № 10, стр. 68.
6. В. А. Гинзбург. Вопросы философии, 1980, № 12, стр. 24.
7. К. Маркс, Ф. Энгельс. Из ранних произведений, М., 1956, стр. 590.
8. М. Планк. Избранные труды, М., 1975, стр. 656.
9. В. И. Ленин. Полн. собр. соч., М., 1964, т. 44, стр. 232.
10. А. Эйнштейн. Собрание научных трудов, М., 1967, т. IV, стр. 182, 184.
11. N. Wade. Science, 1977, 197, № 4229, p. 143.
12. В. А. Амбарцумян, В. В. Казютинский. Вопросы философии, 1978, № 3, стр. 57.
13. Б. М. Кедров. Вопросы философии, 1980, № 6, стр. 3; Вопросы истории естествознания и техники, 1980, № 3, стр. 61.
14. Б. Е. Патон. Вопросы философии, 1980, № 10, стр. 22.
15. U. Amaldi. Particle Accelerators and Scientific Culture, CERN 79-06, 1979.
16. H. Schmied. A Study of Economic Utility Resulting from CERN Contracts, CERN 75-5, 1975.
17. К. Маркс, Ф. Энгельс. Соч., 2 изд., М., 1969, т. 46, ч. 2, стр. 208.
18. И. М. Халатников. Вестник АН СССР, 1980, № 4, стр. 62.

## ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՏԵԽՆԻԿԱՅԻ ՉԱՐԳԱՅՄԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՕՐԻՆԱԶԱՓՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Ռ. Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկված է գիտության զարգացման ընդհանուր սխեման, ինչպես նաև ժամանակակից պայմաններում գիտության և տեխնիկայի զարգացման մի քանի օրինաչափությունները: Առաջին մասում քննարկված է գիտության զարգացման սխեմայի առավել ուսցիտնալ մասը ըստ Կունի, որը, որոշ ճշգրտումներից հետո, գիտության զարգացման հիմնական գծերը նկարագրող մոդել կարող է ծառայել: Երկրորդ մասում շարադրված են ժամանակակից գիտա-տեխնիկական հեղափոխության մի քանի առանձնահատկություններ: Յուրյ է տրված, որ այդ առանձնահատկությունները օրինաչափությունների բնույթ են կրում, որոնք ազդեցություն են թողնում ոչ միայն ինքնին գիտության և տեխնիկայի զարգացման, այլ և ամբողջապես հասարակության վրա:

## ON THE REGULARITIES IN THE DEVELOPMENT OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

G. M. GARIBIAN, R. A. SARDARIAN

A scheme for the development of science as well as some trends in the development of science and technology under modern conditions are discussed. As a model describing main features of the process in question we consider a modification of science development scheme according to Kuhn. Some peculiarities of the modern scientific-technical revolution are given. The regularities of this progress are shown to affect not only the development of science and technology, but also the society as a whole.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Վ. Գ. Թորիկյան. Դիէլեկտրիկում ինտենսիվ ոչ մոնոքրոմատիկ ուլտրաձայնի կլանման մասին	95
Ռ. Հ. Աստարատյան, Մ. Պ. Լորիկյան, Կ. Ժ. Մարգարյան. Ռենտգենյան անցումային ճառագայթման դետեկտորնեկրում անցնող մասնիկի իոնիզացիոն կորուստների լումայի փոքրացման հնարավորության մասին	106
Վ. Գ. Գավայան, Ս. Մ. Ղուկասյան, Ռ. Լ. Կավալով, Ռ. Ա. Կարապետյան, Մ. Պ. Լորիկյան. Մասնիկների գրանցման դիէլեկտրիկ դետեկտորի որոշ հատկությունների ուսումնասիրությունը	114

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԳՈՒՄՆԵՐ

Վ. Ս. Սարգսյան, Ռ. Հ. Գասպարյան. Հետերոկառուցվածքներում ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնների կանալացման մասին	120
Ն. Ռ. Աղաբաբյան, Ռ. Գ. Առշակունի, Ժ. Հ. Նինոյան, Մ. Բ. Զոյան, Ի. Ն. Կիսելյովա. Գամմա-ճառագայթման ազդեցությունը $LiNbO_3:Fe$ բյուրեղների կլանման սպեկտրների վրա	123

ԽՈՐՀՐԳԱԿՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԵՎ ԿՈՆՖԵՐԱՆՄՆԵՐ

Հայկական ՍՍՀ ԿԱ Ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների բաժանմունքի գիտական նստաշրջանը	
Լ. Վ. Միրզոյան. Աստղերի անկայունությունը և էվոլյուցիան	126
Է. Ն. Խաչիկյան. Ակտիվ զալակտիկաներ	134
Ա. Ց. Ամատունի. Քվարկ-գլյուոնային մոդելը և նրա որոշ հետևությունների ստուգումը Երևանի էլեկտրոնային արագացուցիչում	144
Գ. Մ. Ղարիբյան, Ռ. Ա. Սարգսյան. Գիտության և տեխնիկայի զարգացման մի քանի օրինաչափությունների մասին	153

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Л. Г. Торилян.</i> О поглощении интенсивного немонахроматического ультразвука в диэлектрике . . . . .	95
<i>Р. А. Астабатьян, М. П. Лорилян, К. Ж. Маркарян.</i> Об одной возможности уменьшения вклада ионизационных потерь энергии проходящей частицы в детекторах рентгеновского переходного излучения . . . . .	106
<i>В. Г. Гавалян, С. М. Гукасян, Р. А. Кавалов, Р. А. Карапетян, М. П. Лорилян.</i> Исследование некоторых свойств диэлектрического детектора частиц . . . . .	114

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

<i>В. С. Сардарян, Р. А. Гаспарян.</i> О каналировании релятивистских электронов в гетероструктурах . . . . .	120
<i>Н. Р. Агамадян, Р. Г. Аршакуни, Ж. О. Ниңоян, М. Б. Чрян, И. Н. Киселева.</i> Влияние гамма-облучения на оптические спектры поглощения кристаллов $LiNbO_3:Fe$ . . . . .	123

## СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

Научная сессия Отделения физико-математических наук Академии наук Армянской ССР.

<i>Л. В. Мирзоян.</i> Нестационарность и эволюция звезд . . . . .	126
<i>Э. Е. Хачикян.</i> Активные галактики . . . . .	134
<i>А. Ц. Амагуни.</i> Кварк-глюонная модель и проверка некоторых ее следствий на Ереванском электронном ускорителе . . . . .	144
<i>Г. М. Гарибян, Р. А. Сардарян.</i> О некоторых закономерностях развития науки и техники . . . . .	158