ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1969

Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 197—202 (1969)

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК

Р. Г. ТАРХАНЯН

Исследовано влияние анизотропии тонкой полупроводниковой пленки на оптические свойства пленки на основе модели потенциальной ямы. Показано, что анизотропия, вызванная заселением новой подзоны, приводит к скачкообразному изменению характера продольных колебаний газа свободных носителей—появляются две ветви колебаний, частоты которых являются функциями толщины пленки. Получены и исследованы выражения для показателей преломления различных типов волн.

1. В последнее время появилось в свет множество работ, посвященных исследованию квантовых размерных эффектов в тонких пленках (см. обзоры [1, 2]). Квантование энергии квазичастиц, связанное с кнеопределенностью нормальной к плоскости пленки проекции квазиимпульса, оказывается существенным при рассмотрении кинетических, термодинамических, а также оптических [3, 4] свойств тонких полупроводниковых пленок, толщина которых сравнима с дебройлевской длиной волны электронов. В настоящей заметке исследуется оптическая анизотропия тонких полупроводниковых пленок, обусловленная квантованием поперечного движения носителей тока. Известно, что анизотропия может возникнуть также в результате учета пространственной дисперсии (оптическая анизотропия негиротропных кубических кристаллов [5]). Чтобы не затемнить интересующий нас эффект, вычислим тензор диэлектрической проницаемости тонкой пленки, пренебрегая пространственной дисперсией*. Для определенности рассмотрим полупроводниковую пленку n-типа с изотропной эффективной массой m, толщиной L. Пусть ось z направлена по нормали к пленке. Аппроксимируем пленку прямоугольной потенциальной ямой с бесконечно высокими стенка-

---

* Пренебрежение пространственной дисперсией требует выполнения условий $k_\perp L \ll 1$ и $\left(\frac{k_\parallel v}{\omega}\right)^2 \ll 1$, где $k_{\perp,\parallel}$ — нормальная и параллельная к плоскости пленки компоненты волнового вектора, v—тепловая скорость. Второе условие удобнее записать в виде $n^2 \frac{v^2}{c^2} \ll 1$, где n— показатель преломления. Например, для обыкновенной волны (см. пункт 3) требуемые условия выполняются, как легко видеть, в области частот $\omega_0 \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \ll \omega \ll \sqrt{\omega_0^2 + \frac{c^2}{\varepsilon_0 L^2}}$, откуда в случае n—$InSb$ при толщине $L \sim 10^{-5}$ *см*, концентрации $N \sim 10^{16}$ *см*$^{-3}$ и $T = 100$°K получим, что пространственная дисперсия несущественна в области частот от $2{,}8 \cdot 10^{11}$ до 10^{15} *герц*.

ми: $u(z)=0$ при $|z|<\frac{L}{2}$ и $u(z)=\infty$ при $|z|\geqslant\frac{L}{2}$. Такой выбор пленочного потенциала эквивалентен предположению о зеркальном характере отражения носителей тока от поверхности. Следует отметить, что результаты, полученные на основе модели бесконечной ямы, не претендуют на количественное согласие с экспериментом, однако качественно правильно описывают явления, связанные с наиболее характерной особенностью одночастичных состояний в пленке—ограниченностью поперечного движения квазичастиц. Периодический потенциал в пленке, зависящий от x и y, учтем, как обычно, введением эффективной массы. Тогда гамильтониан отдельного электрона при наличии переменного электрического поля имеет вид

$$\hat{H}=\hat{H}_0+\hat{H}',\quad \hat{H}_0=\frac{\hat{p}^2}{2m}+u(z),\ \hat{H}'=\frac{e}{2mc}\left(\vec{A}\hat{\vec{p}}+\hat{\vec{p}}\vec{A}\right),\tag{1}$$

где $\hat{\vec{p}}=\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}$, $\vec{A}=\frac{c}{i\omega}\vec{E}_0e^{i(\vec{\varkappa}\vec{r}-\omega t)}$ — векторный потенциал электромагнитной волны. Собственные значения и нормированные собственные функции невозмущенного гамильтониана $\hat{H}_0$ равны

$$\varepsilon_\alpha=\frac{\hbar^2}{2m}\left(k_x^2+k_y^2+\frac{\pi^2n^2}{L^2}\right),\quad n=1,2,3,\cdots\tag{2}$$

$\psi_\alpha(\vec{r})=\sqrt{\frac{2}{v}}\,e^{i(k_xx+k_yy)}\cdot\Phi_n(z)$ при $|z|<\frac{L}{2}$; $\psi(\vec{r})=0$ при $|z|\geqslant\frac{L}{2}$,

$\Phi_n(z)=\sin\left(\frac{\pi nz}{L}\right)$ для четных n, $\Phi_n(z)=\cos\left(\frac{\pi nz}{L}\right)$ для нечетных n.

α — совокупность квантовых чисел n, k_x, k_y, v — объем пленки. Предполагаем, что объемными столкновениями можно пренебречь, так что частота рассматриваемых электромагнитных волн ω намного превосходит частоту столкновений $\frac{1}{\tau}$. Предполагается выполненным также условие малости размытия спектра вследствие столкновений относительно энергетического расстояния между соседними подзонами:

$$\frac{3\hbar^2\pi^2}{2mL^2}\gg\frac{\hbar}{\tau}.$$

2. Плотность тока, индуцированного в пленке, определяется выражением

$$\vec{j}(\vec{r})=-\frac{e}{2mv}\,S_p\,\hat{\rho}(\vec{r}')\left[\left(\hat{\vec{p}}+\frac{e}{c}\vec{A}\right)\delta(\vec{r}-\vec{r}')+\delta(\vec{r}-\vec{r}')\left(\hat{\vec{p}}+\frac{e}{c}\vec{A}\right)\right],\tag{3}$$

где $\hat{\rho}$ — линейное по самосогласованному полю решение бесстолкновительного кинетического уравнения для одночастичной матрицы плотности

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \hat{H}\,\hat{\rho} - \hat{\rho}\,\hat{H}. \tag{4}$$

Используя соотношения (1—4), переходя к представлению Фурье в (3), для тензора удельной электропроводности в отсутствие пространственной дисперсии получим известное выражение

$$\sigma_{ij} = \frac{iNe^2}{m\omega}\,\delta_{ij} + \frac{ie^2}{m^2\omega}\sum_{\alpha,\beta}\frac{f_{\alpha\beta}\,p^{i}_{\alpha\beta}p^{j}_{\beta\alpha}}{\varepsilon_{\alpha\beta} - \hbar\omega}, \tag{5}$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta$, $f_{\alpha\beta} = f_\alpha - f_\beta$, f_α—равновесная функция распределения электронов с энергией ε_α; в дальнейшем предполагаем, что электроны подчиняются статистике Больцмана; N—концентрация электронов проводимости. Последняя является функцией толщины пленки и в случае невырожденного электронного газа определяется формулой

$$N = \frac{mkT}{\pi\hbar^2 L}\, e^{\frac{\zeta}{kT}} \sum_n e^{-\frac{\hbar^2\pi^2 n^2}{2mkTL}}, \tag{6}$$

где ζ—химический потенциал, который определяется из уравнения нейтральности полупроводника; суммирование по n производится по всем заполненным подзонам. В случае, когда заполнена лишь первая подзона, тензор деэлектрической проницаемости (речь идет о его эрмитовой части) $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0\delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{ij}$ вырождается в скаляр

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)\delta_{ij}. \tag{7}$$

Здесь ε_0 — диэлектрическая постоянная пленки без носителей тока; предполагается, что ε_0 не зависит от частоты, что законно, когда последняя значительно больше характерных частот колебаний решетки; $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m\varepsilon_0}}$ — плазменная частота. Легко видеть, что в случае, когда начинает заполняться новая подзона, компонента ε_{zz}, в отличие от ε_{xx} и ε_{yy}, скачком изменяется, и пленка при этом становится оптически анизотропной*. Так, при заселении подзон с номерами $n=1$, 2 с помощью (5) для компоненты ε_{zz} получим

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_0\left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\left(1 + \frac{256}{27\pi^2}\,\frac{\tilde{\omega}^2}{\omega^2 - \tilde{\omega}^2}\, th\,\frac{\hbar\tilde{\omega}}{2kT}\right)\right], \tag{8}$$

где $\tilde{\omega} = \frac{3\hbar\pi^2}{2mL^2}$. При этом концентрация электронов в зоне проводимости определяется формулой

---

*Аналогичный эффект имеет место также в массивном образце при наличии квантующего магнитного поля.

$$N=\left(\frac{mkTN_D}{\pi\hbar^2L}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot e^{-\frac{\varepsilon_D}{2kT}}\left(1+e^{-\frac{\hbar\tilde{\omega}}{kT}}\right), \tag{9}$$

где N_D концентрация доноров. При выводе (9) предполагалось, как и в работе [6], что глубина залегания примесных уровней настолько велика, что выполняется условие $\exp\left(\frac{\zeta+\varepsilon_D}{kT}\right)\gg 1$, где ε_D — энергия активации.

3. Рассмотрим кратко влияние анизотропии на распространение волн в пленке вдали от области дипольного перехода, связанного с резонансным поглощением электромагнитной волны частоты $\tilde{\omega}$ свободными носителями тока. Ограничимся случаем, когда распространение происходит в плоскости xz. Исследование дисперсионного уравнения показывает, что в среде возможно распространение двух волн: обыкновенной поперечной волны с показателем преломления $n^2=\varepsilon_{xx}=\varepsilon_0\left(1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$ и необыкновенной волны с показателем преломления

$$n_p^2=\frac{\varepsilon_{xx}\,\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}\,s_x^2+\varepsilon_{zz}\,s_z^2}, \tag{10}$$

где $\vec{s}$ — единичный вектор в направлении распространения волны. Обыкновенная волна существует в области $\omega>\omega_0$, а при $\omega=\omega_0$ имеет место отсечка, т. е. фазовая скорость волны обращается в бесконечность. Заметим, что с уменьшением толщины пленки частота отсечки возрастает по закону $\omega_0\sim L^{-\frac{1}{4}}$.

Показатель преломления необыкновенной волны обращается в нуль при трех частотах: $\omega=\omega_0$ и $\omega=\omega_\pm$, где

$$\omega_\pm^2=\frac{1}{2}\left\{\omega_0^2+\tilde{\omega}^2\pm\left[(\tilde{\omega}^2-\omega_0^2)^2+\frac{1}{3}\left(\frac{32}{\pi}\,\omega_0\tilde{\omega}\right)^2 th\left(\frac{\hbar\tilde{\omega}}{2kT}\right)\right]^{\frac{1}{2}}\right\}. \tag{11}$$

Разность $\omega_+-\omega_-$ принимает минимальное значение при толщине $L_0=\frac{1}{2}\left(\frac{9\varepsilon_0\hbar^2\pi^3}{mNe^2}\right)^{\frac{1}{4}}$, для $n-InSb$ при $N\sim10^{17}$ $см^{-3}$ $L_0\sim10^{-5}$ $см$.

Необыкновенная волна существует ($n_p>0$), вообще говоря, в нескольких областях частот: $\omega>\max(\omega_+,\omega_0)$ и $\omega_->\omega>\omega_0$ при произвольном направлении распространения; $\omega_+>\omega>\max(\omega_0,\omega_-)$ при распространении внутри конуса $\mathrm{tg}^2(z,\vec{s})=\frac{256}{27\pi^2}\cdot\frac{\omega_0^2\tilde{\omega}^2}{(\omega^2-\omega_0^2)(\omega^2-\tilde{\omega}^2)}-1$; $\omega_+<\omega<\omega_0$ и $\omega<\min(\omega_0,\omega_-)$ при распространении вне того же конуса.

При распространении вдоль оси x ($s_z = 0$, $s_x = 1$) необыкновенная волна расщепляется на поперечную волну с показателем преломления $n_{\perp}^{2} = \varepsilon_{zz}$ и на продольную волну с дискретной (в отсутствие пространственной дисперсии) частотой $\omega = \omega_0$.

Поперечная волна существует в двух областях частот: $\omega > \omega_+$ и $\omega < \omega_-$, на границах которых имеет место отсечка, а в области частот $\omega_- < \omega < \omega_+$ эта волна распространяться не может, так как $n_{\perp}^{2} < 0$. На частоте $\omega = \breve{\omega}$ эта волна имеет односторонний резонанс ($n_{\perp} \to \infty$) со стороны меньших частот. На частоте продольных колебаний $\omega = \omega_0$ показатель преломления поперечной волны равняется

$$n_{\perp}^{2} = \frac{256}{27\pi^2} \frac{\varepsilon_0 \breve{\omega}^2}{\breve{\omega}^2 - \omega_0^2} th \left(\frac{\hbar \breve{\omega}}{2kT} \right), \tag{12}$$

при этом волна существует лишь при толщине пленки, удовлетворяющей условию $L < L_0$, а при $L = L_0$ ($\omega_0 = \breve{\omega}$) имеет место резонанс. При распространении вдоль оси z необыкновенная волна расщепляется на поперечную волну с таким же показателем преломления, что и обыкновенная волна, и на продольную волну с двумя дискретными частотами $\omega = \omega_{\pm}$.

При произвольном направлении распространения необыкновенная волна становится продольной при условии

$$\varepsilon_{xx} s_x^2 + \varepsilon_{zz} s_z^2 = 0, \tag{13}$$

при этом $n_p \to \infty$ (плазменный резонанс). Уравнение (13) определяет частоты двух продольных колебаний, зависящих от направления распространения:

$$\omega_{\pm}^{s} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\breve{\omega}^2 + \omega_0^2 \pm \sqrt{(\breve{\omega}^2 - \omega_0^2)^2 + \frac{1024}{27\pi^2} s_z^2 \omega_0^2 \breve{\omega}^2 th \left(\frac{\hbar \breve{\omega}}{2kT} \right)} \right]^{\frac{1}{2}}. \tag{14}$$

С ростом угла $(\vec{s}, z)$ ω_-^s возрастает от значения ω_- при $s_x = 0$ до $\omega_-^s = \min(\omega_0, \breve{\omega})$ при $s_z = 0$; при этом ω_+^s убывает от ω_+ до $\max(\omega_0, \breve{\omega})$. Разность $\omega_+^s - \omega_-^s$ с ростом угла $(\vec{s}, z)$ уменьшается, достигая минимального значения, равного $|\breve{\omega} - \omega_0|$, при $s_z = 0$. Последнее с ростом толщины сначала убывает, обращается в нуль при $L = L_0$, а затем возрастает. Отметим, что в случае заселения только первой подзоны плазменный резонанс возникает лишь на частоте $\omega = \omega_0$.

Таким образом, анизотропия, вызванная заселением новой подзоны, приводит к скачкообразному изменению характера продольных колебаний—появляются две ветви продольных колебаний, частоты которых являются функциями толщины пленки, а также направления распространения. При условии $L = L_0$ и $s_z = 0$ эти ветви пересекаются, соответствующая частота продольных колебаний равняется $\omega = \omega_0 = \tilde{\omega}$.

В заключение выражаю свою признательность Г. М. Гарибяну за интерес к работе.

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Поступила 29.IV.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. М. Лифшиц, М. И. Каганов*, УФН, 78, 411 (1962).
2. *Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский*, УФН, 96 (1968).
3. *В. Н. Луцкий*, Письма ЖЭТФ, 2, 391 (1965).
4. *Н. С. Рытова*, ФТТ, 8, 2762 (1966).
5. *В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург*, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Изд. „Наука", М., 1965.
6. *Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский*, ФТТ, 5, 644 (1963).

ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊԻԱՆ

Ռ. Հ. ԹԱՐԽԱՆՅԱՆ

Պոտենցիալ փոսի մոդելի հիման վրա ուսումնասիրված է բարակ կիսահաղորդչային թաղանթի անիզոտրոպիայի ազդեցությունը թաղանթի օպտիկական հատկությունների վրա։ Ցույց է տրված, որ նոր ենթաշերտի լցման հետևանքով առաջացած անիզոտրոպիան հանգեցնում է ազատ հոսանքակիրների գազի երկայնական տատանումների բնույթի թռիչքային փոփոխմանը։

THE OPTICAL ANISOTROPY OF THIN SEMICONDUCTOR FILMS

R. H. TARKHANIAN

On the basis of a model of square-well potential the influence of the anisotropy of thin semiconductor films on the optical properties is studied. It is shown that anisotropy caused by population of the following level leads to an uneven change of the nature of longitudinal oscillation of the free carrier gas.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 203—218 (1969)

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ ОТ ИСТОЧНИКА

Б. М. БОЛОТОВСКИЙ, О. С. МЕРГЕЛЯН, С. Н. СТОЛЯРОВ

Показано, что на больших расстояниях от источника вклад в волновое поле дают те излучаемые волны, у которых групповая скорость направлена от источника в точку наблюдения. При этом фазовая скорость излученных волн, вообще говоря, не направлена в точку наблюдения. В качестве примеров рассмотрено поле излучения источника в движущейся среде и одноосном кристалле. Результаты, касающиеся излучения в движущихся средах, говорят в пользу выражения для потока энергии, которое следует из тензора энергии импульса Минковского.

1. Как известно, поле излучения в изотропной среде на больших расстояниях от источника может быть представлено в виде сферических волн:

$$A_\omega(r, \vartheta, \varphi) = f(\vartheta, \varphi)\,\frac{e^{ikr}}{r}, \tag{1}$$

где $A_\omega(r, \vartheta, \varphi)$ — значение поля частоты ω в точке r, ϑ, φ. Под функцией A_ω мы будем понимать некоторое решение волнового уравнения. В частности, функция A_ω может обозначать любую компоненту электрического поля $\vec{E}$ или магнитного поля $\vec{H}$, или компоненту потенциала электромагнитного поля. В дальнейшем мы будем ограничивать рассмотрение областью электродинамики, хотя полученные ниже выводы справедливы для любых волновых пакетов (напр., для задач о рассеянии звука на неоднородностях в кристалле, для задач акустики и т. д.).

Входящая в формулу (1) величина k связана с частотой волны ω и скоростью света в среде c/n,

$$k = \frac{\omega}{c}\cdot n = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}, \tag{2}$$

В изотропной среде показатель преломления n не зависит от направления. Если же среда является анизотропной, то показатель преломления n будет зависеть от направления распространения волны. В этом случае следует уже уточнить само понятие „направление распространения". Дело в том, что в анизотропной среде направления фазовой и групповой скорости не совпадают между собой. Рассмотрим для этого плоскую волну частоты ω

$$A(\vec{x}, t) = A_0\cdot e^{i(\vec{k}\vec{x}-\omega t)} \tag{3}$$

в анизотропной среде с дисперсией. Дисперсионное уравнение в такой среде связывает волновой вектор $\vec{k}$ с частотой ω соотношением вида

$$\vec{k} = \vec{s} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot n(\vec{s}, \omega), \tag{4}$$

где $\vec{s}$ — единичный вектор в направлении $\vec{k}$. Как мы видим, здесь уже показатель преломления $n(\vec{s}, \omega)$ зависит не только от частоты ω, но и от направления $\vec{s}$.

Фазовая скорость волны (3), как известно, записывается в виде

$$\vec{v}_{\text{фаз.}} = \vec{s}\frac{\omega}{k} = \vec{s} \cdot \frac{c}{n(\vec{s}, \omega)} \tag{5}$$

и, следовательно, направлена по волновому вектору $\vec{k}$. Групповая скорость волны (3) имеет вид

$$\vec{v}_{\text{груп.}} = \frac{d\omega}{d\vec{k}} \tag{6}$$

и ее нетрудно вычислить, воспользовавшись соотношением (4). В изотропной среде частота ω может быть выражена через абсолютную величину волнового вектора, и в этом случае из (6) следует, что групповая скорость также направлена по $\vec{s} = \frac{\vec{k}}{k}$, т. е. направление фазовой и групповой скоростей совпадает. В анизотропной среде, как видно из (4), связь между ω и $\vec{k}$ зависит от направления $\vec{s}$, т. е. групповая скорость не совпадает по направлению с фазовой. Так как групповая скорость дает направление потока электромагнитной энергии то отсюда следует, что в анизотропной среде поток энергии направлен не по волновому вектору.

Нашей задачей является определение асимптотики электромагнитного поля в анизотропной среде в присутствии источников этого поля. Естественно было бы ожидать, что и в анизотропной среде поле на больших расстояниях от источника имеет вид (1) с той только разницей, что величина $\vec{k}$ в показателе экспоненты зависит от направления на точку наблюдения:

$$A_\omega(r, \vartheta, \varphi) = f(\vartheta, \varphi) \cdot \frac{e^{i\frac{\omega}{c}n(\vartheta, \varphi)r}}{r}. \tag{7}$$

Однако, как показывает дальнейший расчет, это ожидание не оправдывается, и поле имеет более сложный вид. Ниже мы получим выражение для поля на больших расстояниях от источника в анизотропной среде и обсудим физический смысл полученного выражения.

Пусть для волны с частотой ω и волновым вектором $\vec{k}$ показатель преломления n равен

$$n(\omega, \vec{s}) = n\left(\omega, \frac{\vec{k}}{k}\right) = n(\omega, \vartheta, \varphi),$$

где ϑ и φ — углы, определяющие направление вектора $\vec{s} = \vec{k}/k$.

Тогда поле частоты ω может быть представлено в виде

$$A_\omega(\vec{r}) = \int \mathfrak{M}_\omega(\vartheta, \varphi) \cdot e^{i\frac{\omega}{c} n(\vartheta, \varphi)\vec{s}\,\vec{r}} \sin\vartheta d\vartheta d\varphi, \tag{8}$$

где $\mathfrak{M}_\omega(\vartheta, \varphi)$ — некоторая функция углов ϑ и φ; единичный вектор $\vec{s}$ имеет направление ϑ, φ, а направление радиуса вектора $\vec{r}$ в точку наблюдения характеризуется углами ϑ_0, φ_0, т. е.

$$\vec{s}\,\vec{r} = r \cdot [\cos\vartheta \cdot \cos\vartheta_0 - \sin\vartheta \cdot \sin\vartheta_0 \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)]. \tag{9}$$

Поэтому в подынтегральном выражении (8) множитель в показателе экспоненты, зависящий от углов, имеет вид

$$\Phi(\vartheta, \varphi) = n(\vartheta, \varphi) \cdot [\cos\vartheta \cdot \cos\vartheta_0 - \sin\vartheta \cdot \sin\vartheta_0 \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)], \tag{10}$$

а все выражение (8) может быть переписано в виде

$$A_\omega(\vec{r}) = \int \mathfrak{M}_\omega(\vartheta, \varphi) \cdot e^{i\frac{\omega}{c} r\Phi(\vartheta, \varphi)} \sin\vartheta d\vartheta d\varphi. \tag{11}$$

Рассмотрим теперь поле на больших расстояниях r от начала координат

$$\frac{\omega}{c} \cdot r \cdot \Phi(\vartheta, \varphi) \gg 1. \tag{12}$$

Тогда для вычисления интеграла (11) можно применить метод стационарной фазы. В силу условия (12) экспоненциальный множитель в (11) сильно осциллирует, и вклад в интеграл дадут только окрестности тех точек ϑ', φ', где одновременно выполняются два условия

$$\frac{\partial\Phi(\vartheta', \varphi')}{\partial\vartheta} = 0; \quad \frac{\partial\Phi(\vartheta', \varphi')}{\partial\varphi} = 0. \tag{13}$$

Таких точек может быть несколько. Следует выбирать те из них, которым соответствует групповая скорость, направленная к точке наблюдения.

В окрестности точек стационарной фазы ϑ', φ' функцию $\Phi(\vartheta, \varphi)$ можно разложить в ряд Тейлора и вынести за знак интегрирования значение подынтегрального выражения в точке стационарной фазы. Тогда мы получим

$$A_\omega(\vec{r}) = \mathfrak{M}_\omega(\vartheta', \varphi') \cdot \sin\vartheta' \cdot e^{i\frac{\omega}{c} r\Phi(\vartheta, \varphi')} \cdot \int d\vartheta d\varphi \cdot \exp i \frac{\omega}{c} r \Big[a(\vartheta - \vartheta')^2 +$$

$$+ b(\vartheta - \vartheta')(\varphi - \varphi') + c \cdot (\varphi - \varphi')^2 \Big], \tag{14}$$

где мы ввели обозначения

$$a = \frac{1}{2} \frac{\partial^2\Phi(\vartheta, \varphi)}{\partial\vartheta^2}; \; b = \frac{\partial^2\Phi(\vartheta, \varphi)}{\partial\vartheta\partial\varphi}; \; c = \frac{1}{2} \frac{\partial^2\Phi(\vartheta, \varphi)}{\partial\varphi^2}, \tag{15}$$

а все производные вычисляются в точке $\vartheta = \vartheta'$ и $\varphi = \varphi'$. При больших значениях r пределы интегрирования в (14) можно считать бесконечными.

Вычисляя интеграл в (14), получим

$$A_\omega(\vec{r}) = \frac{2\pi c \cdot \sin\vartheta'}{i\omega r \sqrt{4ac - b^2}} \mathfrak{M}_\omega(\vartheta' \varphi') \cdot e^{i\frac{\omega}{c} r\Phi(\vartheta' \varphi')}. \tag{16}$$

С учетом формул (8), (9) и (10) это выражение можно переписать в виде

$$A_\omega(\vec{r}) = \frac{2\pi c \cdot \sin\vartheta'}{i\omega \sqrt{4ac - b^2}} \mathfrak{M}_\omega(\vec{s}') \frac{e^{i\frac{\omega}{c} n(\vec{s}') \cdot (\vec{s}' \vec{r})}}{r}. \tag{17}$$

Рассмотрим полученное выражение. Напомним, что радиус-вектор $\vec{r}$ имеет угловые координаты ϑ_0, φ_0, т. е. $\vec{r} = \vec{s}_0 \cdot r$. Мы видим, однако, что в фазу экспоненциального выражения входит величина показателя преломления не в направлении наблюдения $\vec{s}_0$, а в направлении $\vec{s}'$, угловые координаты которого удовлетворяют условиям (13), т. е. дают точку стационарной фазы. Кроме того, в фазу входит скалярное произведение $(\vec{s}' \vec{r}) = (\vec{s}' \vec{s}_0) \cdot r$, пропорциональное проекции векторов $\vec{s}_0$ и $\vec{s}'$ друг на друга. Легко видеть, что экспонента описывает волну, фазовая скорость которой направлена по $\vec{s}'$. Это следует из того, что волновой вектор волны (17) равен

$$\vec{k}' = \frac{\omega}{c} \cdot n(\vec{s}') \cdot \vec{s}', \tag{18}$$

т. е. направлен по $\vec{s}'$. Следовательно, в силу выражения (5), фазовая скорость тоже направлена по $\vec{s}'$. Таким образом, мы видим, что в анизотропной среде поле на больших расстояниях от источника представляет собой волну, фазовая скорость которой не совпадает с направлением наблюдения. Нетрудно видеть, что с направлением наблюдения в данном случае совпадает групповая скорость. Для того, чтобы в этом убедиться, построим поверхность волновых векторов при заданной частоте ω, для чего отложим от начала кординат в каждом данном направлении $\vec{s}$ волновой вектор $\vec{k}$ по формуле (4). Часть полученной поверхности изображена на рис. 1. На этом рисунке от начала координат проведена также прямая в направлении точки наблюдения $\vec{r} = \vec{s}_0 \cdot r$. Точка стационарной фазы ϑ', φ' может быть найдена на рис. 1 графически. Проведем плоскость, перпендикулярную вектору $\vec{r}$ так, чтобы эта плоскость касалась поверхности волновых векторов. Точка касания как раз и есть точка стационарной фазы. Действительно, легко видеть, что в малой окрестности этой точки величина $(\vec{k}\,\vec{r})$ не меняется, что является признаком точки стационарной фазы. На рисунке видно, что волновой вектор, соответствующий точке стационарной фазы, направлен по $\vec{s}'$, т. е. его направление отличается от $\vec{s}_0$. Как известно, направление групповой скорости волны совпадает с направлением нормали к поверхности волновых векторов. Из рисунка видно, что нормаль к поверхности волновых векторов в точке стационарной фазы параллельна направлению наблюдения $\vec{s}_0$. Это означает, что и групповая скорость волны (17) совпадает по направлению с вектором $\vec{r} = \vec{s}_0 \cdot r$.

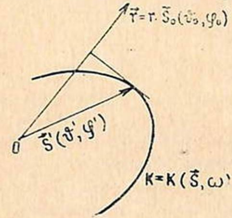


Рис. 1.

2. Обратимся теперь к конкретным физическим примерам. Рассмотрим изотропную в системе покоя среду с диэлектрической постоянной ε и магнитной проницаемостью μ. Пусть эта среда движется равномерно со скоростью $\vec{u}$ в направлении оси z. Движение среды приводит к тому, что она становится анизотропной, и групповая скорость волн в такой среде может быть, вообще говоря, направлена иначе, чем фазовая.

Пусть, далее, в этой среде движется точечная частица с зарядом q. Закон ее движения зададим в виде $\vec{r} = \vec{r}_1(t)$.

Движущийся заряд создает в среде электромагнитное поле, которое мы будем описывать потенциалами $\vec{A}$ и φ. Фурье-компоненты этих потенциалов имеют следующий вид [1]:

$$\vec{A}_\omega(\vec{r}) = \frac{\mu q}{2\pi} \int e^{i\omega t'}\, dt' \left\{ \frac{\vec{v}(t')}{c} - \frac{\varkappa\gamma^2}{1+\varkappa} \cdot \frac{\vec{u}}{c} \left[1 - \frac{\vec{u}\,\vec{v}(t')}{c^2} \right] \right\} \frac{e^{i\frac{\omega}{c} R \cdot n_{эф}(\vartheta)}}{R\sqrt{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta}}, \tag{19}$$

$$\varphi_\omega(\vec{r}) = \frac{\mu q}{2\pi} \int e^{i\omega t'}\, dt' \left\{ 1 - \frac{\varkappa\gamma^2}{1+\varkappa} \left[1 - \frac{\vec{u}\,\vec{v}(t')}{c^2} \right] \right\} \frac{e^{i\frac{\omega}{c} R \cdot n_{эф}(\vartheta)}}{R\sqrt{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta}},$$

где приняты следующие обозначения:

$$\vec{R}(t') = \vec{r} - \vec{r}_1(t'),\ R = |\vec{R}|,\ \beta = \frac{4}{c},\ \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}},\ \varkappa = \varepsilon\mu = 1 \tag{20}$$

и

$$n_{\text{эф}}(\vartheta) = \frac{\sqrt{1+\varkappa}\cdot\sqrt{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta} - \varkappa\beta\gamma^2\cdot\cos\vartheta}{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta}. \tag{21}$$

В формулах (19) вектор $\vec{r} = \vec{s}_0\, r$ дает положение точки наблюдения, положение заряда определяется вектором $\vec{r}_1(t')$. Угол ϑ — это угол между направлениями движения среды $\vec{u}$ и вектора $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_4(t')$; при движении заряда угол ϑ меняется. Для углов ϑ, для которых выполняется неравенство $\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta > 1$, потенциалы тождественно обращаются в нуль. (Это возможно лишь при $\varepsilon\mu\beta^2 > 1$, т. е. если скорость перемещения среды превосходит скорость света в покоящейся среде).

Найден вид потенциалов (19) на достаточно больших расстояниях от области движения заряда, когда

$$r \gg r_1.$$

Разлагая в ряд величину $R(t') = |\vec{r} - \vec{r}_1(t')|$, мы можем привести, например, потенциал $\vec{A}_\omega(\vec{r})$ к виду

$$\vec{A}_\omega(\vec{r}) = \frac{\mu q}{2\pi}\cdot\frac{e^{i\frac{\omega}{c} r\cdot n_{\text{эф}}(\vartheta_0)}}{r\sqrt{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta_0}}\int \frac{e^{i\omega t' - i\frac{\omega}{c}\frac{\vec{r}\,\vec{r}_1(t')}{r^2} n_{\text{эф}}(\vartheta)}}{1-\frac{\vec{r}\,\vec{r}_1(t')}{r^2}}\times$$

$$\times\left\{\frac{\vec{v}(t')}{c} - \frac{\varkappa\gamma^2}{1+\varkappa}\cdot\left[1-\frac{\vec{u}\,\vec{v}(t')}{c^2}\right]\cdot\frac{\vec{u}}{c}\right\}dt'. \tag{24}$$

Мы рассматриваем поле заряда на больших расстояниях от области его движения. В соответствии с этим можно считать, что функция $n_{\text{эф}}(\vartheta)$ под знаком экспоненты, входящая в множитель перед интегралом, зависит от угла ϑ_0 между радиус-вектором точки наблюдения $\vec{r}$ и скоростью среды $\vec{u}$. Все малые поправки, зависящие от времени t', остаются при этом под знаком интеграла.

Выражение (24), так же как (16), представляет собой сферическую волну. Фаза этой волны равна $\frac{\omega}{c} n_{\text{эф}}(\vartheta_0)\cdot r$, в то время как фаза волны (16), как видно из (17), равна $\frac{\omega}{c} n(\vec{s}')\cdot(\vec{s}'\,\vec{r})$. Здесь $\vec{s}'$ определяет направление волнового вектора такой волны, у которой групповая скорость направлена в точку наблюдения $\vec{r}$. Ниже мы покажем, что фаза волны (24) может быть приведена к тому же виду, что и фаза волны (16).

Запишем выражение для показателя преломления $n(\vartheta)$ электромагнитной волны, волновой вектор которой составляет угол ϑ с направлением скорости среды $\vec{u}$ [2]:

$$n(\vartheta)=\frac{\sqrt{1+\varkappa+\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta}-\varkappa\beta\gamma^2\cos\vartheta}{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\cos^2\vartheta}. \tag{25}$$

Как мы видим, в отличие от общего случая показатель преломления n зависит только от угла ϑ и не зависит от азимутального угла φ. Это означает, что поверхность волновых векторов обладает азимутальной симметрией. Волновой пакет в среде с таким показателем преломления может быть записан в виде (11)

$$A_\omega(\vec{r})=\int\mathfrak{M}_\omega(\vartheta,\varphi)\,e^{i\frac{\omega}{c}r\Phi(\vartheta,\varphi)}\sin\vartheta d\vartheta d\varphi,$$

причем функция Φ определяется выражением (10), куда надо подставить $n(\vartheta)$ в виде формулы (25),

$$\Phi(\vartheta,\varphi)=n(\vartheta)\cdot[\cos\vartheta\cdot\cos\vartheta_0-\sin\vartheta\cdot\sin\vartheta_0\cdot\cos(\varphi-\varphi_0)]. \tag{26}$$

Углы ϑ_0, φ_0 определяют направление на точку наблюдения $\vec{r}$; углы ϑ, φ — направление, по которому ведется интегрирование. Точка стационарной фазы φ', ϑ' определяется из условий (13), которые дают для нашего случая

$$\varphi'=\varphi_0,\quad \frac{d}{d\vartheta}[n(\vartheta)\cdot\cos(\vartheta-\vartheta_0)]|_{\vartheta=\vartheta'}=0. \tag{27}$$

Из условий (27) после громоздких вычислений можно получить следующие соотношения между углами ϑ' и ϑ_0:

$$\operatorname{tg}\vartheta_0=\frac{(1+\varkappa\gamma^2)\cdot\operatorname{tg}\vartheta'}{(1+\varkappa)-\varkappa\beta\gamma^2\sqrt{1+\varkappa+(1+\varkappa\gamma^2)\operatorname{tg}^2\vartheta'}} \tag{28}$$

и ему обратное

$$\operatorname{tg}\vartheta'=\frac{\operatorname{tg}\vartheta_0\sqrt{1+\varkappa}\cdot(1-\varkappa\beta^2\gamma^2)}{\sqrt{1+\varkappa}+\varkappa\beta\gamma^2\cdot\sqrt{1+(1-\varkappa\beta^2\gamma^2)\operatorname{tg}^2\vartheta_0}}. \tag{29}$$

В силу соотношений (25) и (27) значение функции Φ (26) в точке стационарной фазы принимает вид

$$\Phi(\vartheta',\varphi')=\frac{\sqrt{1+\varkappa+\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta'}-\varkappa\beta\gamma^2\cos\vartheta'}{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\cos^2\vartheta'}\cdot\cos(\vartheta_0-\vartheta'). \tag{30}$$

Подставляя сюда то значение ϑ', которое получается из формулы (29), можно после громоздких вычислений убедиться в том, что

$$\Phi(\vartheta',\varphi')=n_{\text{эф}}(\vartheta_0), \tag{31}$$

т. е. выражение (24) действительно описывает поле, обладающее теми же физическими свойствами, что и разобранное в разделе I. Именно, на больших расстояниях от области движения заряженной частицы поле описывается волной вида (24), групповая скорость которой направлена в точку наблюдения (по вектору $\vec{s}_0$). Фазовая же скорость этой волны направлена по вектору $\vec{s}'$, определяющему точку стационарной фазы.

В этом случае, так же как и в разделе I, направление на точку наблюдения совпадает с нормалью к поверхности показателя преломления $n(\vartheta)$ в точке стационарной фазы. Убедиться в этом можно с помощью второго условия (27), определяющего точку перевала,

$$\frac{d}{d\vartheta}\left[n(\vartheta)\cdot\cos(\vartheta-\vartheta_0)\right]\Big|_{\vartheta=\vartheta'}=0.$$

Проводя диференцирование, получаем

$$\operatorname{tg}\vartheta_0=\frac{n(\vartheta')\cdot\operatorname{tg}\vartheta'-\left.\dfrac{dn(\vartheta)}{d\vartheta}\right|_{\vartheta=\vartheta'}}{n(\vartheta')+\operatorname{tg}\vartheta'\cdot\left.\dfrac{dn(\vartheta)}{d\vartheta}\right|_{\vartheta=\vartheta'}}. \tag{32}$$

Как известно [3], как раз такое выражение и определяет нормаль к поверхности $n=n(\vartheta)$ в точке ϑ'.

Представляет интерес вопрос о том, как направлен поток энергии в поле излучения, то есть поток вектора Пойнтинга $\vec{p}=\frac{c}{4\pi}[\vec{E},\vec{H}]$. Для удобства ограничимся случаем аксиальной симметрии, когда среда и заряд двигаются в одном направлении z. Выберем ось ρ перпендикулярно оси z. Тогда угол ϑ_0, который составляет вектор $\vec{p}$ с осью z, определяется равенством

$$\operatorname{tg}\vartheta_0=\frac{P_\rho}{P_z}=-\frac{E_z}{E_\rho}. \tag{33}$$

Это отношение амплитуд электрического поля мы можем, с другой стороны, найти из условия поперечности волн $\operatorname{div}\vec{D}=0$, которое в движущейся среде принимает вид [4]

$$(\vec{k}\vec{E})+\varkappa\gamma^2\left(\frac{\omega}{c}-\frac{\vec{k}\vec{u}}{c}\right)\left(\frac{\vec{u}\vec{E}}{c}\right)=0. \tag{34}$$

Отсюда сразу следует

$$-\frac{E_z}{E_\rho}=\frac{k_\rho}{k_z(1-\varkappa\beta^2\gamma^2)+\varkappa\beta\dfrac{\omega}{c}\gamma^2}. \tag{35}$$

Если мы теперь введем угол ϑ между волновым вектором $\vec{k}$ и осью z, то с помощью дисперсионного уравнения для волны в движущейся среде [3]

$$\vec{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} - \varkappa\gamma^2\left(\frac{\omega}{c} - \frac{\vec{k}\vec{u}}{c}\right)^2 = 0 \tag{36}$$

можно вычислить отношение E_z/E_ρ и показать, что

$$\operatorname{tg}\vartheta_0 = \frac{(1+\varkappa\gamma^2)\cdot\operatorname{tg}\vartheta}{(1+\varkappa) - \varkappa\beta\gamma^2\sqrt{1+\varkappa+(1+\varkappa\gamma^2)\operatorname{tg}^2\vartheta}}. \tag{37}$$

Последнее соотношение совпадает с формулой (28), дающей связь угла наблюдения с углом стационарной фазы, если под углом ϑ понимать угол стационарной фазы ϑ'. Отсюда следует, что поток $\vec{P}$ энергии излучения тоже направлен в точку наблюдения.

Мы получили выражение для поля заряда в движущейся среде на далеких расстояниях в том случае, когда он движется в ограниченной области пространства. В этом случае всегда можно отойти от этой области на такое достаточно далекое расстояние, что угол $\vartheta(t') \simeq \vartheta_0$ и волна имеет вид (24). Однако, если заряд движется в неограниченной области, как это имеет место при его равномерном и прямолинейном движении (напр., вдоль оси z), то угол $\vartheta(t)$ между осью z и направлением от заряда в точку наблюдения может изменяться в интервале от 0 до π. В этом случае вычисление интегралов (19) нужно проводить более аккуратно даже для поля на достаточно далеких расстояниях.

Для того чтобы посмотреть, как осуществляется переход от поля для заряда, движущегося в ограниченной области, к полю заряда, движущегося равномерно от $t = -\infty$ до $t = +\infty$, рассмотрим потенциалы (19) для заряда, двигавшегося равномерно вдоль оси z от $t = -T$ до $t = +T$, то есть когда

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = q\vec{v}\cdot\rho(\vec{r}, t) = \begin{cases} q\vec{v}\cdot\delta(z - vt) & \text{при } -T \leqslant t \leqslant T \\ 0 & \text{при } t \text{ вне } [-T, T]. \end{cases}$$

Это означает, что в выражениях (19) $R(t') = |\vec{r} - \vec{r}_1(t')| = \sqrt{(z - vt')^2 + \rho^2}$, где ρ — расстояние точки наблюдения от оси z, а z — координата точки наблюдения и $\operatorname{tg}\vartheta(t') = \frac{\rho}{(z - vt')}$. Если мы подставим теперь все эти выражения в формулы (19), то получим, что $\vec{A}_\omega = A_{z\omega}\vec{e}_z$ равно

$$A_{z\omega}(\vec{r}) = \frac{\mu q}{2\pi}\left\{\frac{v}{c} - \frac{\varkappa\gamma^2}{1+\varkappa}\cdot\frac{u}{c}\left(1 - \frac{uv}{c^2}\right)\right\}\cdot J(\omega, z, \rho), \tag{38}$$

$$\varphi_\omega(\vec{r}) = \frac{\mu q}{2\pi} \cdot \left\{1 - \frac{\varkappa\gamma^2}{1+\varkappa}\left(1 - \frac{uv}{c^2}\right)\right\} \cdot J(\omega, z, \rho),$$

где интеграл $J(\omega, z, \rho)$ имеет вид

$$J(\omega, \rho, z) = \int\limits_{-T}^{+T} \frac{dt' \cdot e^{i\frac{\omega}{c}\left\{ct' + \frac{\sqrt{1+\varkappa}\cdot\sqrt{(1-\varkappa\beta^2\gamma^2)\rho^2+(z-vt')^2} - \varkappa\beta\gamma^2(z-vt')}{1-\varkappa\beta^2\gamma^2}\right\}}}{\sqrt{(1-\varkappa\beta^2\gamma^2)\rho^2 + (z-vt')^2}}.$$

Этот интеграл можно вычислить точно. Однако мы оценим его для достаточно больших расстояний

$$z \gg vT \text{ и } [z^2 + \rho^2(1-\varkappa\beta^2\gamma^2)] \gg 2\,vT\cdot z.$$

В этом случае мы можем разложить корни в ряд и получить

$$J = \frac{2\cdot e^{i\frac{\omega r}{c}\cdot n_{\text{эф}}(\vartheta_0)}}{r\cdot\sqrt{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta_0}} \cdot \frac{\sin\left\{\alpha(\vartheta_0)\frac{\omega T}{c}\right\}}{\alpha(\vartheta_0)\frac{\omega}{c}}, \tag{39}$$

где все величины были определены ранее, а

$$r = \sqrt{\rho^2 + z^2},\ \operatorname{tg}\vartheta_0 = \rho/z. \tag{40}$$

Величина

$$\alpha(\vartheta_0) = 1 - \frac{v}{c(1-\varkappa\beta^2\gamma^2)}\cdot\left[\frac{\sqrt{1+\varkappa}\cdot z}{\sqrt{z^2+(1-\varkappa\beta^2\gamma^2)\rho^2}} - \varkappa\beta\gamma^2\right] =$$

$$= 1 - \frac{v}{c(1-\varkappa\beta^2\gamma^2)}\cdot\left[\frac{\sqrt{1+\varkappa}\cdot\cos\vartheta_0}{\sqrt{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta_0}} - \varkappa\beta\gamma^2\right], \tag{41}$$

стоящая в последнем сомножителе, определяет поведение поля равномерно движущегося заряда с возрастанием пройденного пути $l = vT$. При $T \to \infty$ последний сомножитель в (39) приобретает характер δ-функции. Это означает, что поле заряда на больших расстояниях будет отлично от нуля только в том случае, когда

$$\alpha(\vartheta_0) = 1 - \frac{v/c}{1-\varkappa\beta^2\gamma^2}\cdot\left[\frac{\sqrt{1+\varkappa}\cdot\cos\vartheta_0}{\sqrt{1-\varkappa\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta_0}} - \varkappa\beta\gamma^2\right] = 0. \tag{42}$$

Это условие эквивалентно хорошо известному условию излучения Вавилова-Черенкова [2]

$$1 - \frac{v}{c}\cdot n(\vartheta')\cdot\cos\vartheta' = 0 \tag{43}$$

для той волны, волновой вектор которой $\vec{k} = \vec{s}\cdot\frac{\omega}{c}n(\vartheta)$ направлен в точку стационарной фазы $\vartheta = \vartheta'$. Для того, чтобы показать это, достаточно в выражении (42) заменить угол ϑ_0 через угол ϑ' с помощью соотношения (28) и воспользоваться формулой (25) для показателя преломления $n(\vartheta)$ волны, распространяющейся в среде под углом $\vartheta = \vartheta'$.

Таким образом, мы видим, что потенциалы равномерно движущегося заряда в движущейся изотропной среде опять пропорциональны экспоненте $\frac{1}{r} e^{i\frac{\omega}{c}\Phi(\vartheta')r}$ вида (16). Однако амплитуда этих потенциалов зависит от выполнения определенных фазовых условий между волной и зарядом, т. е. от выполнения условия (43) излучения Вавилова-Черенкова в движущейся среде $\frac{c}{n(\vartheta')} \cdot \cos\vartheta' = v$. Во всех этих выражениях, как мы видим, основной вклад дает окрестность точки стационарной фазы $\vartheta = \vartheta'$, $\varphi = \varphi_0 = \varphi'$, направление на которую отличается от направления наблюдения $\vartheta = \vartheta_0$, $\varphi = \varphi_0$.

В рассмотренных примерах излучения в движущейся среде в точку наблюдения направлен поток энергии, который вычисляется по формуле $\vec{P} = \vec{P}_M = \frac{c}{4\pi}[\vec{E}, \vec{H}]$, вытекающей из выражения для тензора энергии-импульса Минковского. Туда же направлена групповая скорость. Если бы для потока энергии в движущейся среде была справедлива формула Абрагама $\vec{P}_A = \frac{c}{4\pi}[\vec{E}, \vec{H}] + \frac{c}{4\pi} \cdot ([\vec{E}, \vec{H}] - [\vec{D}, \vec{B}]) \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \frac{\vec{u}}{u}$, то он бы не был направлен в точку наблюдения. Поэтому можно считать, что в безграничной среде следует пользоваться тензором энергии-импульса Минковского (так как задание одной компоненты тензора устраняет неоднозначность, даваемую вариационным принципом).

3. В качестве еще одного примера рассмотрим поле переходного излучения заряженной частицы, пересекающей границу изотропной среды и одноосного кристалла. Оптическая ось кристалла предполагается перпендикулярной к границе раздела.

Пусть имеется одноосный кристалл с тензорной диэлектрической проницаемостью вида

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad \mu_{ik} = \mu\,\delta_{ik}. \tag{44}$$

Как известно [5], в такой среде могут распространяться обыкновенные и необыкновенные волны с показателями преломления соответственно

$$n_0 = \sqrt{\varepsilon\mu}, \quad n_e = \sqrt{\frac{\varepsilon_3\mu}{\sin^2\vartheta + \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon}\cos^2\vartheta}}, \tag{45}$$

где ϑ есть угол между волновым вектором $\vec{k} = \vec{s} \cdot k$ и осью z.

Прежде чем переходить к рассмотрению полей излучения получим некоторые соотношения, связывающие направления фазовой скорости $\vec{v}_{\text{фаз.}} = \frac{\omega}{k} \cdot \vec{s}$ с направлением потока энергии $\vec{P} = \frac{c}{4\pi}[\vec{E}, \vec{H}]$ в одноосном кристалле. Как известно, направление потока энергии в среде совпадает с направлением групповой скорости $\vec{v}_{гр} = \frac{d\omega}{d\vec{k}}$, или, как говорят, с направлением луча [6].

Поэтому полученные ниже формулы для одноосного кристалла аналогичны формулам (28) (или (37)) для случая движущейся среды или общим формулам (32) для случая произвольной зависимости $n(\vartheta)$.

Для простоты рассмотрим плоские монохроматические волны с магнитным полем $\vec{H}$, перпендикулярным оси z, т. е.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = (E_\rho \cdot \vec{e}_\rho + E_z \cdot \vec{e}_z) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t}; \ \vec{H} = H_\varphi \cdot \vec{e}_\varphi \cdot e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t},$$

где $\vec{e}_\varphi$, $\vec{e}_\rho$, $\vec{e}_z$ — единичные векторы цилиндрической системы координат. В этом случае угол ϑ_0, который характеризует направление распространения энергии в кристалле, определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \vartheta_0 = \frac{P_\rho}{P_z} = -\frac{E_z}{E_\rho}. \tag{46}$$

Если воспользоваться условием поперечности $\operatorname{div} \vec{D} = \vec{k}\vec{D} = 0$, которое в нашем случае принимает вид

$$\varepsilon\, k_\rho E_\rho + \varepsilon_3 \cdot k_z E_z = 0, \tag{47}$$

то можно получить

$$\operatorname{tg} \vartheta_0 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_3} \cdot \frac{k_\rho}{k_z} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_3} \cdot \operatorname{tg} \vartheta, \tag{48}$$

где угол ϑ определяет направление волнового вектора $\vec{k}$, т. е. $\operatorname{tg} \vartheta = \frac{k_\rho}{k_z}$. Таким образом, для плоских монохроматических волн в кристалле направление групповой и фазовой скорости не совпадают между собой.

Рассмотрим теперь, какой вид имеют поля переходного излучения заряженной частицы в одноосном кристалле. Мы покажем, что поля на далеких расстояниях от источника имеют вид сферической волны (16), в которой в фазу экспоненциального выражения входит величина показателя преломления не в направлении наблюдения, характеризуемым углом ϑ_0, а в направлении $\vartheta = \vartheta'$, угловые координаты которого удовлетворяют соотношению (48).

Итак, пусть заряженная частица двигается по оси z и пересекает границу раздела между изотропной средой с постоянными ε_1, μ_1 и одноосным кристаллом с тензорами ε_{ik} и μ_{ik} вида (44). Плоскость границы раздела расположена при $z=0$, а ось z перпендикулярна этой плоскости.

Электрический вектор $\vec{E}(\vec{r}, t)$ собственного поля, переносимого этим зарядом, как известно [7], имеет вид

$$\vec{E}_1(\vec{r},\ t)=\frac{iq}{2\pi^2}\int\frac{1}{\varepsilon_1}\cdot\frac{\frac{\omega\vec{v}}{c^2}\cdot\varepsilon_1\mu_1-\vec{k}}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1}\cdot e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{v}t)}d\vec{k} \tag{52}$$

в изотропной среде при $z<0$ и

$$\vec{E}_2(\vec{r},t)=\frac{iq}{2\pi^2}\int\frac{1}{\varepsilon}\cdot\frac{\frac{\omega\vec{v}}{c^2}\varepsilon\mu-\vec{k}}{\varkappa^2+\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon}k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_3\mu}e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{v}t)}d\vec{k} \tag{53}$$

в кристалле при $z>0$.

Здесь введена цилиндрическая система координат в $\vec{k}$- и $\vec{r}$-пространстве так, что вектор $\vec{k}$ имеет компоненты $\left(\vec{\varkappa},\ k_z=\frac{\omega}{v}\right)$, а вектор $\vec{r}-\{\vec{\rho},\ z\}$; $d\vec{k}=\varkappa d\varkappa d\varphi\ \frac{d\omega}{v}\cdot$

Напомним еще раз, что заряд, движущийся по оси одноосного кристалла, возбуждает только необыкновенные волны.

При пересечении зарядом границы раздела кроме этих полей появляются дополнительные поля переходного излучения. В изотропной среде при $z<0$ мы обозначим это поле через $\vec{E}_1'(\vec{r},\ t)$, а внутри кристалла при $z>0$ — через $\vec{E}_2'(\vec{r},\ t)$. Мы можем записать эти поля в виде [6]

$$\vec{E}_{1,2}'(\vec{r},t)=\int\vec{E}_{1,2}'(\vec{k})\cdot e^{i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}+\lambda_{1,2}\cdot z-\omega t)}d\vec{k}, \tag{54}$$

где

$$\lambda_1=-\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1-\varkappa^2}\ \text{ и }\ \lambda_2=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_3}\cdot\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_3\mu-\varkappa^2\right)}, \tag{55}$$

а $\vec{E}_{1,2}'(\vec{k})$ — пока неизвестные амплитуды.

Нас будет интересовать в дальнейшем лишь то поле переходного излучения, которое уходит в кристалл, ибо только на этом поле будут сказываться все специфические особенности анизотропной среды. Неизвестную амплитуду $E_{2z}'(\vec{k})$ этого поля нетрудно определить из условий сшивания полных полей на границе раздела. Фурье-компонента этого поля равна

$$E_{2z}'(\vec{k})=\frac{iq}{2\pi^2}\cdot\Phi\left(\varkappa,k_z=\frac{\omega}{v}\right),\ \text{где}\ \Phi(\varkappa,\omega)=\frac{\varepsilon}{\varepsilon_3}\cdot\frac{\varkappa^2}{\varepsilon_1\lambda_2-\varepsilon_2\lambda_1}\cdot$$

$$\cdot\left\{\frac{\left(\frac{v\lambda_1}{\omega}-\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}\right)\frac{\varepsilon}{\varepsilon_3}}{\frac{\omega^2}{v^2}-\lambda_2^2}+\frac{1-\frac{v\lambda_1}{\omega}}{\frac{\omega^2}{v^2}-\lambda_1^2}\right\}. \tag{55}$$

Если ввести теперь расстояние R от начала координат, помещенного в точку пересечения зарядом границы раздела, до точки наблюдения, то координаты ρ и z в (54) можно записать в виде $\rho=R\cdot\sin\vartheta_0$, $z=R\cdot\cos\vartheta_0$, где ϑ_0—угол, составляемый направлением наблюдения, т. е. направлением луча, с осью z.

Подставляя эти выражения в формулу (54) для $\vec{E}'_2(\vec{r}, t)$, интегрируя по азимутальному углу φ и считая, что величины $\varkappa\rho$ и $\lambda_2 z$ много больше единицы, получим выражение для Фурье-компоненты частоты ω поля переходного излучения в кристалле на больших расстояниях

$$E'_{2z}(\omega, R)=\frac{iq}{\pi v}\int\frac{\sqrt{\varkappa}\cdot\Phi(\varkappa,\omega)}{\sqrt{2\pi\sin\vartheta_0 R}}\cdot e^{i(\varkappa\sin\vartheta_0+\lambda_2\cos\vartheta_0)R-i\frac{\pi}{4}}\,d\varkappa. \tag{57}$$

Поскольку мы рассматриваем поле на больших расстояниях от источника (который помещен в начало координат), то экспонента в подынтегральном выражении будет быстро осциллировать и мы опять можем вычислить этот интеграл по $\varkappa$ методом стационарной фазы. Можно показать, что точкой стационарной фазы в данном случае является точка

$$\varkappa'=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_3\mu}\cdot\frac{\sin\vartheta_0}{\sqrt{\sin^2\vartheta_0+\frac{\varepsilon}{\varepsilon_3}\cos^2\vartheta_0}}$$

и при этом

$$\lambda'_2=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_3\mu}\cdot\frac{\cos\vartheta_0}{\sqrt{\sin^2\vartheta_0+\frac{\varepsilon}{\varepsilon_3}\cos^2\vartheta_0}}\cdot\frac{\varepsilon}{\varepsilon_3}\,.$$

Тогда формула (57) дает следующее выражение для Фурье-компоненты $E'_{2z}(\omega, R)$ поля переходного излучения в кристалле на далеких расстояниях от источника:

$$E'_{2z}(\omega, R)=\frac{q}{\pi v}\sin^2\vartheta_0\cdot\cos\vartheta_0\cdot\xi(\vartheta_0)\cdot\frac{e^{i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_3\mu}\cdot\alpha(\vartheta_0)R}}{R}, \tag{58}$$

где

$$\alpha(\vartheta_0)=\sqrt{\sin^2\vartheta_0+\frac{\varepsilon}{\varepsilon_3}\cdot\cos^2\vartheta_0}\,;\quad \gamma(\vartheta_0)=\sqrt{\varepsilon_1\mu_1\cdot\alpha^2(\vartheta_0)-\varepsilon_3\mu\sin^2\vartheta_0}$$

и

$$\xi(\vartheta_0)=\frac{\varepsilon\mu\beta^2\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_3}\cdot\frac{1}{\alpha^2(\vartheta_0)}}}{\varepsilon_1\varepsilon\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_3}}\cdot\cos\vartheta_0+\varepsilon_3\cdot\gamma(\vartheta_0)}\cdot\left\{\frac{\varepsilon\beta\cdot\gamma(\vartheta_0)-\varepsilon_1\alpha(\vartheta_0)}{\alpha^2(\vartheta_0)-\beta^2\cdot\varepsilon\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_3}}\cos^2\vartheta_0}+\right.$$

$$+\left.\frac{\varepsilon_3}{\alpha\,(_0)-\beta\cdot\gamma\,(\vartheta_0)}\right\},$$

$$\beta=\frac{v}{c}\cdot$$

Из выражения (58) видно, что поле переходного излучения в кристалле опять представляет из себя сферическую волну типа (16), фаза которой равна $\Phi_0=\frac{\omega}{c}\sqrt{\mu\varepsilon_3}\cdot\alpha\,(\vartheta_0)\,R.$

Величина $\sqrt{\mu\varepsilon_3}\cdot\alpha\,(\vartheta_0)$, как и в предыдущих случаях, не совпадает с величиной показателя преломления необыкновенной волны $n_e\,(\vartheta_0)$ (45) в направлении наблюдения ϑ_0. Однако, если воспользоваться соотношением (45), связывающим между собой направление фазовой скорости $\vartheta=\vartheta'$ в точку стационарной фазы и направление групповой скорости $\vartheta=\vartheta_0$ в одноосном кристалле, то можно показать, что фаза сферической волны (58) имеет вид

$$\Phi=\frac{\omega}{c}\cdot\alpha\,(\vartheta_0)\sqrt{\mu\varepsilon_3}\cdot R=\frac{\omega}{c}\cdot n_e(\vartheta')\cdot\cos\,(\vartheta_0-\vartheta')=\frac{\omega}{c}\,n_e(\vartheta')\cdot(\vec{s}'\,\vec{R}),\qquad(59)$$

где

$$\vec{s}'=\frac{\vec{k}'}{k'},\ \text{а}\ \operatorname{tg}\vartheta'=\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon}\operatorname{tg}\vartheta_0.$$

ФИАН СССР и Ереванский
физический институт

Поступила 12.V.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. Н. Столяров*, Изв. ВУЗ-ов, Радиофизика, 6, 1268 (1963).
2. *Б. М. Болотовский, А. А. Рухадзе*, ЖЭТФ, 37, 1346 (1959).
3. *С. П. Фиников*, Дифференциальная геометрия, Учпедгиз, 1939.
4. *С. Н. Столяров*, ЖТФ, 33, 565 (1963).
5. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, М.. 1957.
6. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
7. *В. Е. Пафомов*, Труды ФИАН, т. 16, 94, 1961.

ԱՆԻԶՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԱՇՏԻ ՈՐՈՇ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ ԱՂԲՅՈՒՐԻՑ ՄԵԾ ՀԵՌԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Բ. Մ. ԲՈԼՈՏՈՎՍԿԻ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ, Ս. Ն. ՍՏՈԼՅԱՐՈՎ

Ցույց է տրված, որ աղբյուրից մեծ հեռավորությունների դեպքում ալիքային դաշտի մեջ ներդրում են կատարում այն ճառագայթվող ալիքները, որոնց խմբային արագությունը ուղղված է աղբյուրից դեպի դիտման կետը։ Ընդ որում, ճառագայթված ալիքների ֆազային արագու-

թյունը դեպի դիտման կետը չի ուղղված։ Որպես օրինակ դիտարկվել է աղբյուրի ճառագայթման դաշտը շարժվող միջավայրում և միառանցք բյուրեղում։ Շարժվող միջավայրերում կատարվող ճառագայթումներին վերաբերող արդյունքները խոսում են էներգիայի հոսքի այն արտահայտության օգտին, որը բխում է Մինկովսկու էներգիայի—իմպուլսի տենզորից։

CERTAIN FEATURES OF THE RADIATION FIELD IN AN ANISOTROPIC MEDIA AT A LONG DISTANCE FROM THE SOURCE

B. M. BOLOTOVSKY, O. S. MERGELIAN, S. N. STOLIAROV

It is shown that the only radiated waves, having a group velocity which is di_ rected away from the source to the point of observation, makes a contribution to the wave field. At the same time the phase velocity of the radiated waves is not directed to the point of observation. The radiated field of the source in a moving medium and in a single axis crystal is concidered as an example. The data on the radiation in the moving media are in agreement with the expression for the flow of energy which follows from the Minkovsky tensor of energy and momentum.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 219—229 (1969)

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О СТРУКТУРЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Р. М. КАЛАШЯН

Рассматривая элементарные частицы как составные, состоящие из частиц с целочисленным зарядом, предлагается их классификация с помощью теории Кеммера, Паули и Данкова [1]. Получены некоторые данные о магнитных моментах нуклона и гиперонов и показана разница в массе P и N. Произведена также оценка константы сверхсильных взаимодействий инфрачастиц (d) с адронным ядром (X) и адронных ядер друг с другом.

Часть I

Элементарные частицы комбинируются из триплета типа Сакаты

$$X = \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{c} Q \\ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{array}.$$

В конструкции нуклона участвует и бозонный триплет

$$d = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{c} Q \\ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \end{array}.$$

Учитывая физическую роль гипотетических частиц триплета Сакаты в построении составной модели частиц, назовем их адронными ядрами и обозначим через X. В зависимости от значения проекции изотопического спина T_3, обычного спина σ, странности S, заряда Q, барионного числа B и гиперзаряда Y, будем различать адронные ядра соответственно:

Таблица 1

Триплет	Q	T_3	Y	σ	B	S	Антитриплет	Q	T_3	Y	σ	B	S
X	$+1$	$1/2$	1	$1/2$	1	0	$\overline{X}$	-1	$-1/2$	-1	$-1/2$	-1	0
X^*	0	$-1/2$	1	$1/2$	1	0	$\overline{X}^*$	0	$1/2$	-1	$-1/2$	-1	0
X^s	0	0	0	$1/2$	1	-1	$\overline{X}^s$	0	0	0	$-1/2$	-1	1

Гипотетические частицы бозонного триплета назовем инфрачастицами и обозначим через d со следующими квантовыми числами:

Таблица 2

	Q	σ	T_3	B	S
d^+	$+1$	0	$+1$	0	0
d^-	-1	0	-1	0	0
d^0	0	0	0	0	0

Отсюда самая простая конструкция для протона P, нейтрона N, согласующаяся со всеми физическими требованиями, выглядит следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} P &= X + d^+ + d^- + d^0 = X + d \\ N &= X^* + d^+ + d^- + d^0 = X^* + d \end{aligned}\right\} \qquad (\mathrm{I})$$

$$\left.\begin{aligned} \overline{P} &= \overline{X}^* + d^+ + d^- + d^0 = \overline{X} + d \\ \overline{N} &= \overline{X}^* + d^- + d^+ + d^0 = \overline{X}^* + d \end{aligned}\right\} \qquad (\mathrm{II})$$

На основе известного соотношения Гелл-Манна и Нишиджимы

$$Q = T_3 + (B + S)/2$$

из адронных ядер можно представить схему построения современных элементарных частиц (табл. 3).

Таблица 3

Барионы	S	T_3	Мезоны	S	T_3
$P = X + d$	0	1/2	$\pi^+ = X\overline{X}^*$	0	1
$N = X^* + d$	0	$-1/2$	$\pi^- = \overline{X}X^*$	0	-1
$\Lambda = X^*\overline{X}^*X^s$	-1	0	$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(X\overline{X} - X^*\overline{X}^*)$	0	0
$\Sigma^+ = X\overline{X}^*X^s$	-1	1	$K^- = \overline{X}X^s$	-1	$-1/2$
$\Sigma^- = \overline{X}X^*X^s$	-1	-1	$K^+ = X\overline{X}^s$	1	1/2
$\Sigma^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(X\overline{X} - X^*\overline{X}^*)\ X^s$	-1	0	$\overline{K}^0 = \overline{X}^*X^s$	-1	1/2
$\Sigma^- = \overline{X}X^sX^s$	-2	$-1/2$	$K^0 = X^*X^s$	1	1/2
$\Sigma^0 = \overline{X}^*X^sX^s$	-2	1/2			

Для описания реальных частиц рассматривается составная модель, в основу которой принимается триплет $D(1,0)$ или $D(0,1)$. Для этого зададим гиперзаряды для компонент $D(1,0)$ и $D(0,1)$ соответственно

$$\left.\begin{aligned} \psi^a\ (a = 1,2) &\rightarrow Y = 1;\ \psi_b\ (b = 1,2) \rightarrow Y = -1 \\ \psi^3\ &\rightarrow Y = 0;\ \psi^3\ \qquad\qquad \rightarrow Y = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

следовательно гиперзаряд задается следующей формулой:

$$Y=(p-q)-p(3)+q(3). \tag{2}$$

Отсюда связь собственных значений Y, T^2 и T_3 с компонентами произвольного тензора $D(p, q)$ устанавливается легко. Действительно, используя формулы, выражающие число компонент тензора в зависимости от числа верхних (p) и нижних индексов (q), имеем

для $D(p, q)$

$$N(p, q)=\frac{1}{2}(p+1)(q+1)(p+q+2), \tag{3}$$

для $D(k, k)$

$$N(k, k)=(k+1)^3 \tag{4}$$

и $D(k, 0)$ или $D(0, k)$

$$N(k, 0)=N(0, k)=\frac{(k+1)(k+2)}{2}. \tag{5}$$

А число же компонент изотопических мультиплетов связано следующим образом

$$N=2T+1.$$

Таким образом, принимая за основу (1), используя формулы (2—6), мультиплеты группы $SU(3)$ можно представить в компактном в виде (табл. 4).

Как следует из табл. 3 и 4, в данной модели должны быть получены все результаты, присущие группе $SU(3)$, для мезонов, соответственно для псевдоскалярных и векторных частиц. Для обозначения триплета адронных ядер, введем индекс $A=1, 2, 3$ и условимся приписывать значение $A=1$ адронному ядру X, $A=2\to X^*$, $A=3\to X^s$, а индекс $B=1, 2, 3$ соответственно для анти-триплета адронных ядер. Тогда волновая функция описывающая триплет, будет пропорциональна $\delta(A-k)$, где $k=1, 2, 3$, т. е.

$$\left.\begin{aligned} X=\delta(A-1),\ X^*=\delta(A-2),\ X^s=\delta(A-3) \\ \overline{X}=\delta(B-1),\ \overline{X}^*=\delta(B-2),\ \overline{X}^s=\delta(B-3) \end{aligned}\right\}, \tag{7}$$

где

$$\delta(x)=\begin{cases} 1 & \text{при } x=0 \\ 0 & \text{при } x\neq 0 \end{cases}$$

Отсюда, соответствующие базисные функции для мезонов выглядят следующим образом:

$$(\pi^+)_A^B=\delta(A-1)\,\delta(B-2), \qquad Q=1,\ Y=0,\ T_3=1;$$

$$(\pi^-)_A^B=\delta(A-2)\,\delta(B-1), \qquad Q=-1,\ Y=0,\ T_3=-1;$$

$$(\pi^0)_A^B=\frac{1}{\sqrt{2}}[\delta(A-1)\,\delta(B-1)-\delta(A-2)\,\delta(B-2)],\ Q=0,\ Y=0,\ T_3=0;$$

(8)

$$(K^-)^B_A = \delta(A-3)\,\delta(B-1), \qquad Q=-1,\ Y=-1,\ T_3=-\frac{1}{2};$$

$$(\bar{K}^\circ)^B_A = \delta(A-3)\,\delta(B-2), \qquad Q=0,\ Y=-1,\ T_3=\frac{1}{2};$$

$$(K^+)^B_A = \delta(A-1)\,\delta(B-3), \qquad Q=1,\ Y=1,\ T_3=\frac{1}{2};$$

$$(K^\circ)^B_A = \delta(A-2)\,\delta(B-3), \qquad Q=0,\ Y=1,\ T_3=-\frac{1}{2};$$

$$(\eta)^B_A = \frac{1}{\sqrt{6}}\left[\delta(A-1)\,\delta(B-1)+\delta(A-2)\,\delta(B-2)-2\delta(A-3)\,\delta(B-3)\right],$$

$$Q=0,\ Y=0,\ T_3=0. \tag{8}$$

Таблица 4

Мульти-плеты	Компоненты мультиплета	Размерность унитарного мультиплета	Y	T	Размерность изотопического мультиплета
$D(1,0)$	$\psi^a (a=1,2)$	3	1	1/2	2
	ψ^3		0	0	1
$D(2,0)$	ψ^{ab} $(a, b=1,2)$	6	2	1	3
	ψ^{3b} $(b=1,2)$		1	1/2	2
	ψ^{33}		0	0	1
$D(1,1)$	ψ^a_b $(a, b=1,2)$	8			
	ψ^3_b $(a, b=1,2)$		0	1,0	3,1
	ψ^a_3 $(a=1,2)$		−1	1/2	2
	ψ^3_3		1	1/2	2
$D(2,1)$	ψ^{ab}_c $(a, b, c=1,2)$	15	1	3/2, 1/2	4,2
	ψ^{ab}_3 $(a, b=1,2)$		2	1	3
	ψ^{33}_c $(c=1,2)$		−1	1/2	2
	ψ^{a3}_c $(a, c=1,2)$		0	1,0	3,1
$D(3,0)$	ψ^{abc} $(a, b, c=1,2)$	10	3	3/2	4
	ψ^{ab3} $(a, b=1,2)$		2	1	3
	ψ^{a33} $(a=1,2)$		1	1/2	2
	ψ^{333}		0	0	1

Представляя суперпозицию вышеупомянутых базисных функций в виде матрицы, после некоторых преобразований и вычилений, аналогичныхс

[2], получим массовую формулу Гелл-Манна и Окубо для псевдоскалярных мезонов.

Перейдем теперь к рассмотрению векторных мезонов ($\sigma=1$). Рассмотрим приближение, в котором пренебрегается разность масс ω и ρ мезонов, Тогда схема построения векторных мезонов выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
&\rho^{+} = \overline{X} X^{*}, && (\rho^{+})_A^B = \delta(A-1)\,\delta(B-2);\\
&\rho^{-} = \overline{X} X^{*}, && (\rho^{-})_A^B = \delta(A-2)\,\delta(B-1);\\
&\rho^{\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}}(X\overline{X} - X^{*}\overline{X}^{*}), && (\rho^{\circ})_A^B = \frac{1}{\sqrt{2}}[\delta(A-1)\,\delta(B-1)-\\
& && -\delta(A-2)\,\delta(B-2)];\\
&\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}(X\overline{X} + X^{*}\overline{X}^{*}), && (\omega)_A^B = \frac{1}{\sqrt{2}}[\delta(A-1)\,\delta(B-\\
& && -1) + \delta(A-2)\,\delta(B-2)];\\
&\overset{*}{K}{}^{+} = X\overline{X}^{s}, && (\overset{*}{K}{}^{+})_A^B = \delta(A-1)\,\delta(B-3);\\
&\overset{*}{K}{}^{\circ} = X^{*}\overline{X}^{s}, && (\overset{*}{K}{}^{\circ})_A^A = \delta(A-2)\,\delta(B-3);\\
&\overset{*}{K}{}^{-} = \overline{X} X^{s}, && (\overset{*}{K}{}^{-})_A^B = \delta(A-3)\,\delta(B-1);\\
&\overset{*}{\overline{K}}{}^{\circ} = \overline{X} X^{s}, && (\overset{*}{\overline{K}}{}^{\circ})_A^B = \delta(A-3)\,\delta(B-3);\\
&\Phi = X^{s} X^{s} && (\Phi)_A^B = \delta(A-3)\,\delta(B-3).
\end{aligned} \tag{9}$$

Тогда, применяя метод вычислений работы [2], получим известные массовые соотношения для векторных мезонов.

Групповой подход описания барионов в рамках данной модели, как следует из табл. 3, дает следующие мультиплеты:

$$3\times 3\times \overline{3} = 3+3+\widetilde{6}+15 \tag{10}$$

или

$$D(1,0)\times D(1,0)\times D(0,1) = D(2,1) + D(1,0) + D(0,2) + D(1,0). \tag{11}$$

Как видно из формулы (10) и табл. 3, 4. барионы разбросаны по мультиплетам. Однако, учитывая спин, можно объединить барионы и их резонансы в подгруппы, в области которых получаются массовые соотношения. Итак рассмотрим только барионы со спином $\sigma=\frac{1}{2}$, построим изотопическую структуру для них, причем вследствие малости масс бозонного триплета (d) по сравнению с массой адронного ядра (X) ими можно пренебречь, т. е. P и N состоят лишь из одного ядра. Отсюда изотопическая структура барионов выглядит следующим образом:

$$P = X\overline{X}^{s},\ T_3 = \frac{1}{2},\ Q = 1,\ Y = 1;$$

$$N = X^* \overline{X}^s, \quad T_3 = -\frac{1}{2}, \ Q=0, \ Y=1;$$

$$\begin{aligned}
&\Sigma^- = X^* \overline{X}, && T_3 = -1, \ Q = -1, \ Y = 0;\\
&\Sigma^+ = X \overline{X}^*, && T_3 = 1, \ Q = 1, \ Y = 0;\\
&\Sigma^\circ = \frac{1}{\sqrt{2}} (X \overline{X} - X^* \overline{X}^*), && T_3 = 0, \ Q = 0, \ Y = 0; \qquad (12)\\
&\Xi^- = \overline{X} X^s, && T_3 = -\frac{1}{2}, \ Q = -1, \ Y = -1;\\
&\Xi^\circ = \overline{X}^* X^s, && T_3 = \frac{1}{2}, \ Q = 0, \ Y = -1;\\
&\Lambda = \frac{1}{\sqrt{6}} (X\overline{X} + X^* \overline{X}^* - 2 X^s \overline{X}^s), && T_3 = 0, \ Q = 0, \ Y = 0.
\end{aligned}$$

Используя (7) и (12) построим волновые функции барионов

$$\begin{aligned}
&(P)_A^B = \delta (A-1)\, \delta (B-3), \qquad (\Xi^\circ)_A^B = \delta (A-3)\, \delta (B-2),\\
&(N)_A^B = \delta (A-2)\, \delta (B-3),\\
&(\Sigma^+)_A^B = \delta (A-1)\, \delta (B-2),\\
&(\Sigma^-)_A^B = \delta (A-2)\, \delta (B-1), \qquad (13)\\
&(\Sigma^\circ)_A^B = \frac{1}{\sqrt{2}} [\delta (A-1)\, \delta (B-1) - \delta (A-2)\, \delta (B-2)],\\
&(\Xi^-)_A^B = \delta (A-3)\, \delta (B-1),\\
&(\Lambda)_A^B = \frac{1}{\sqrt{6}} \{\delta (A-1)\, \delta (B-1) + \delta (A-2)\, \delta (B-2) - 2\delta (A-3)\, \delta (B-3)\}.
\end{aligned}$$

Предполагая, что нарушение масс в октете барионов обусловлено наличием адронного ядра X^s, вывод массовой формулы для барионов сводится к вычислениям, аналогичным работе [2].

Объединяя же барионы со спином 3/2, применяем к ним известное массовое соотношение

$$m = m_{\Sigma_\delta} - (146 \text{ mev})\, Y. \qquad (14)$$

часть II

Природа ядерных сил становится доступной для изучения с точки зрения данной модели. Так, например, аномальные магнитные моменты протона и нейтрона вполне разумно объясняются. Как видно из (1), адронные ядра протона и нейтрона окружены полем инфрачастиц. Так как спин σ инфрачастиц (d) равен нулю, выберем псевдоскалярное поле для них, тогда P и N можно рассмотреть как систему—адронное ядро, взаимодействующее с полем инфрачастиц. Используя основные результаты теории потенциала и пренебрегая скоростью движения адронных ядер, получим уравнение, описывающее поведение псевдоскалярного поля инфрачастиц

$$(\Box - \varkappa^2)\,\psi_a = -\frac{G}{\varkappa}\,\tau_a\,\bar{\sigma}\,\mathrm{grad}\,F, \tag{15}$$

где τ, σ — изотопический и обычный спины, G — константа взаимодействия инфрачастиц с адронным ядром, которая на несколько порядков больше константы обычных сильных взаимодействий, так сказать, сверхсильное взаимодействие, F — функция источника, определенная в виде

$$\int F(x)\,dV = 1, \tag{16}$$

где $F(x)$ сферически симметрична, т. е. $F(\bar{x}) = F(|x|)$

Полный гамильтониан для данной системы имеет вид

$$H = H_0 + H_1 = \sum_{\alpha} \frac{1}{2} \int [\pi_\alpha^2 + (\nabla\psi_\alpha)^2 + \varkappa^2\psi_\alpha^2]\,dV -$$

$$-\frac{1}{\sqrt{2}}\,\frac{G}{\varkappa}\sqrt{4\pi}\sum_{\alpha}\int F(x)\,\tau_\alpha\,\bar{\sigma}\,\nabla\psi_\alpha\,dV, \tag{17}$$

где $\pi_\alpha = \dfrac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_\alpha}$ и соблюдаются следующие правила коммутации:

$$[\psi_\alpha(x),\ \psi_{\alpha'}(x')] = [\pi_\alpha(x),\ \pi_{\alpha'}(x')] = 0,$$

$$[\pi_\alpha(x),\ \psi_{\alpha'}(x')] = \frac{1}{i}\,\delta_{\alpha\alpha'}\,\delta(x - x'). \tag{18}$$

Для удобства перепишем гамильтониан взаимодействия в виде

$$H_1 = \frac{G}{\varkappa}\,\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{\alpha,\,l}\tau_\alpha\,\sigma_l\,D_{\alpha l}, \tag{19}$$

где

$$D_{\alpha l} = \sqrt{4\pi}\int \frac{\partial F}{\partial x_l}\,\psi_\alpha\,dV = -\sqrt{4\pi}\int F(x)\,\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial x_l}\,dV. \tag{20}$$

Плотность заряда и тока для данной системы (в единицах электронного заряда e) равна

$$j_0 = \psi_1\pi_2 - \psi_2\pi_1,$$

$$\bar{j} = \psi_2\,\mathrm{grad}\,\psi_1 - \psi_1\,\mathrm{grad}\,\psi_2 + \frac{G}{\varkappa}\sqrt{2}\,(\bar{\psi}_1\tau_2 - \bar{\psi}_2\tau_1)\,\bar{\sigma}F(\psi), \tag{21}$$

где $\bar{\psi}$ — означает „вектор“.

Так как мы применили функцию источника, то уравнение непрерывности нарушается внутри источника. Однако можно рассмотреть объем размера a, в котором заключен источник, и осуществить условие непрерывности в этом объеме вне источника, т. е.

$$\int \left(\frac{\partial j_0}{\partial t} + \operatorname{div} \bar{j} \right) dV = 0. \tag{22}$$

При вычислении магнитного момента из-за (22) налагается ограничение на размеры источника, т. е. $\varkappa a \ll 1$ (случай сильной связи). Магнитный момент связан с плотностью тока следующим образом:

$$M = \frac{1}{2}\, e \int [\bar{x} \cdot \bar{j}]\, dV. \tag{23}$$

Для случая $\varkappa a \ll 1$ в качестве нулевого приближения используется наименьшее значение энергии взаимодействия, соответствующее диагональным выражениям. Проводя для этого соответствующие преобразования и вычисления, получим для компоненты магнитного момента следующее выражение:

$$M_3 = \frac{Ge}{12 a \varkappa^2} \frac{mn}{j\,(j+1)} = \pm \frac{Ge}{36 a \varkappa^2} \tag{24}$$

соответственно для протона и нейтрона. Величина a--размер адронного ядра определяется как

$$\frac{1}{a} = \iint F(x)\, \frac{1}{r}\, F(x')\, dV dV', \tag{25}$$

где

$$\bar{r} = |\bar{x} - \bar{x'}|. \tag{25}$$

Как видно из схемы (1), d^+ и d^- должны вращаться в разных направлениях, чтобы магнитный момент M_3 не равнялся нулю. Полный магнитный момент нуклона можно представить в виде

$$M = M' + M'', \tag{26}$$

где M' соответствует магнитному моменту частицы без учета структуры, т. е. величине, полученной Паули и Данковым (вклад мезонной „шубы“), M'' — член, возникающий из-за структуры частиц. Известно, что для заряженных частиц со спином $\sigma = \frac{1}{2}$, магнитный момент $\mu = \frac{e\hbar}{2mc}$, а так как наша система — адронное ядро + инфрачастицы жестко связанная система, то отдача передается всей системе, аналогично эффекту Мессбауэра, поэтому масса ядронного ядра конечна. Стало быть адронное ядро обладает магнитным моментом μ. Отсюда для полного магнитного момента могут быть следующие варианты:

$M(P) = M'$ (π— мезонов) $+\, M''$ (d — инфрачастиц) $+\, \mu$ (X — адрон. ядра),

1)

$M(N) = -M'(\pi) - M''(d)$.

$M(P) = M'(\pi) + M''(d) + \mu$,

2)

$M(N) = -M'(\pi)$. (27)

$M(P) = M''(d) + \mu.$

3)

$M(N) = -M''(d).$

Для случая (3), подставляя экспериментальные результаты магнитных моментов P и N, мы получим величину массы адронного ядра протона

$$m = 1103{,}7 \text{ мэв.}$$

Используя таблицу 3, можно качественно объяснить магнитные моменты Λ, Σ^+ и других гиперонов*. Действительно, как видно из таблицы, Λ и Σ^+ состоят из двух частей:

$$\Lambda = X^*\overline{X}\,X^s = AB,$$

$$\Sigma^+ = X\overline{X}^*\,X^s = A'B,$$

где $X^* \to A$, $X \to A'$, $\overline{X}^*\,X^s = B$. Отсюда видно, что Λ и Σ^+ частицы напоминают дейтрон, у которого магнитный момент равен сумме магнитных моментов его слагаемых. Производя расчет по Паули и Данкову [1] и учитывая размеры a, соответственно для A, A' и B получаем разумные величины для магнитных моментов.

Разница в массе у протона и нейтрона вполне объясняется из схемы (1). На первый взгляд казалось, раз они состоят из тождественных компонентов, следовало равенство масс протона и нейтрона. Однако, так как у протона адронное ядро (X) заряженное, то возникает дополнительное взаимодействие, которое и приводит к разнице масс. Действительно, адронное ядро X протона обладает магнитным моментом $\mu(X) = \mu_1$, который создает магнитное поле

$$\overline{A} = [\overline{\mu}_1 R] \,|\, R^3 = \left[\nabla \frac{1}{R} \cdot \overline{\mu}_1\right], \tag{28}$$

$$H = \operatorname{rot}\overline{A} = \mu_1 \operatorname{div} \frac{\overline{R}}{R_3} - (\mu_1\nabla)\frac{\overline{R}}{R^3} = -\mu\Delta^2 \cdot \frac{1}{R}\cdot$$

Это поле взаимодействует с магнитным моментом инфрачастиц $\mu(d^{\pm}) = \mu_2$. Оператор взаимодействия представляется в виде

$$W = -\mu_2 H = \mu_2\mu_1\nabla^2 \cdot \frac{1}{R}\cdot \tag{29}$$

Отсюда

$$\Delta E = \langle \Psi \,|W|\, \Psi \rangle = \left\langle \Psi \left| \nabla^2 \cdot \frac{1}{R} \right| \Psi \right\rangle \mu_1\mu_2. \tag{30}$$

Рассматривая случай, когда нет выделенных направлений, получим

$$\Delta E = -\mu_1\mu_2 \langle \Psi \,|4\pi\,\delta(r)|\, \Psi \rangle = -4\pi\mu_1\mu_2\,|\Psi(0)|^2. \tag{31}$$

Уравнение, описывающее движение пары инфрачастиц ($d^{\pm}$) вокруг заряженного ядра (X), выглядит следующим образом:

---

* В следующей статье будет подробно рассмотрен данный вопрос

$$\frac{1}{C^2}\left[i\hbar\frac{\partial}{\partial t}-eA_0\right]^2\Psi=\left[\left(\bar{P}-\frac{e}{c}\bar{A}\right)^2+m^2c^2\right]\Psi. \tag{32}$$

Для случая стационарных состояний движение частицы с учетом только кулоновского поля, т. е.

$$\Psi(\bar{x},t)=\Psi(\bar{x})\exp(-i\varepsilon t/\hbar),\ \text{где}\ \varepsilon=E+m_0c^2$$

и

$$eA_0=-\alpha\frac{Ze^2}{r},\ \bar{A}=0,\ \text{получим}$$

$$[\nabla^2+k^2(r)]\Psi(\bar{x})=0, \tag{33}$$

где

$$k^2(r)=\left[\left(\varepsilon+\alpha\frac{Ze^2}{r}\right)^2-m^2c^4\right]\frac{1}{\hbar^2c^2},$$

а коэффициент α — указывает, что кулоновское взаимодействие происходит при наличии ядерных сил, назовем его коэффициентом ядерной упругости.

Таким образом, определение волновой функции пары инфрачастиц ($d^{\pm}$) сводится к решению уравнения Шредингера для случая движения в поле центральных сил. Стало быть решение уравнения (33) выглядит следующим образом [3]:

$$\Psi_{n,l,m}(\bar{X})=R_{nl}(r)\,Y_l^m(\Theta,\varphi)=\left(\frac{z}{na}\right)^{3/2}(4/n\,(n-l-1)!\,(n+l)!)^{1/2}\times$$

$$\times\left(\frac{2zr}{na}\right)^l e^{-\frac{zr}{na}}\,Q_{n-l-1}^{2l+1}\left(\frac{2zr}{na}\right)\sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}\frac{(l-m)!}{(l+m)!!}}\,P_l^m(\cos\Theta)\,e^{lm\varphi}, \tag{34}$$

где a — радиус орбиты, равный для релятивистского случая

$$a=\alpha^{-1}\left(\frac{ml^2}{\hbar^2}+\frac{l^2E}{\hbar^2c^2}\right)^{-1}. \tag{35}$$

Для случая инфрачастиц $d^{\pm}$ обладающих орбитальными моментами $l=1$ и для $n=1$, $m=0$ получим

$$|\Psi_{110}(0)|^2=\frac{6}{4\pi}\left(\frac{z}{a}\right)^3. \tag{36}$$

Следовательно,

$$\Delta E=-6M_1M_2\,a^{-3}.$$

Как видно из (42), a можно сосчитать только для третьего случая. Подставляя вместо ΔE—разность масс P и N получим

$$a=2{,}4\frac{\hbar}{mc}, \tag{37}$$

где m — масса протона.

Автор выражает благодарность Н. Н. Боголюбову, М. А. Маркову, М. К. Поливанову, А. А. Комару, Р. Мурадяну, В. Манько за обсуждения и замечания по данной работе.

Поступила 17.XII.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Паули*, Мезонная теория ядерных сил, НИЛ, 1947.
2. *Н. Н. Боголюбов*, Лекции по теории симметрии элементарных частиц, Изд-во МГУ, 1966.
3. *Л. Шифф*, Квантовая механика, Изд-во НИЛ, 1957.

ՄԻ ՔԱՆԻ ԴԻՏՈՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ՏԱՐՐԱԿԱՆ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԵՎ ՆՐԱՆՑ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ռ. Մ. ՔԱԼԱՇՅԱՆ

Դիտարկելով տարրական մասնիկները որպես կառուցվածք, որը բաղկացած է էլեկտրական լիցքի ամբողջ արժեք ունեցող մասնիկներից կատարված է նրանց դասակարգումը։ Ստացված են Գելլ-Մաննի և Օկուբոյի զանգվածային բանաձևերը։

Օգտագործելով Կեմմերի, Պաուլիի և Դանկովի տեսությունը [1] ստացված են արդյունքներ նուկլոնների և հիպերոնների մագնիսական մոմենտների համար և ցույց է տրված P *և* N *մասսաների տարբերությունը։ Դնահատված է նաև գերուժեղ փոխազդեցության* G *հաստատունը, այսինքն ինֆրամասնիկների* (d) *և ադրոնի* (X) *միջուկի ու ադրոնների միջուկների միջև փոխազդեցության հաստատունը։*

SOME ASPECTS OF THE STRUCTURE OF ELEMENTARY PARTICLES AND THEIR INTERACTION

R. M. KALASHIAN

A study of the classification of the elementary particles consisting of particles with integral charge has been made.

By assuming Kemmer's, Paule's and Dankov's theory [1] certain values for the magnetic momenta of nucleons and hyperons have been obtained. The difference in masses of P and N has been calculated. The problem of estimating the constant G of superstrong interactions is analysed, i. e. the interactions between infraparticles and hadron cores, as well as between the hadron cores themselves.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, VI, 230–232 (1969)

ЕЩЕ РАЗ О ФОТОРОЖДЕНИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Л. Н. КОВАЛЬ, С. Г. МАТИНЯН

Рассматривается явление фоторождения нейтральных векторных мезонов при высоких энергиях в модели полюсов Редже, учитывающей обмен Померанчуком и тензорными реджеонами (f, f^*, A_2): Полюс Померанчука представляется в виде суперпозиции синглета и октета, а для нонета 2^+ предполагается $U(3)$ симметрия.

Получено наблюдающееся на эксперименте подавление фоторождения φ-мезона, сохраняющееся в асимптотике.

1. В данной работе мы продолжим изучение явления фоторождения нейтральных векторных мезонов при высоких энергиях на основе теории полюсов Редже, которое было начато одним из авторов [1] (см. также [2, 3]).

В настоящее время известно, что рассеяние элементарных частиц при высоких энергиях хорошо описывается вкладом различных реджеонов. Однако ситуация в отношении полюса Померанчука неясна. Экспериментальные данные, если не учитывать при их интерпретации точек ветвления, свидетельствуют о его выделенной роли по сравнению с другими полюсами: возможно, что его наклон гораздо меньше, чем наклон других траекторий. В предыдущих двух работах рассматривался случай, когда полюс Померанчука имеет такой же наклон, как и другие полюса. Настоящая работа посвящена рассмотрению ситуации с $\alpha_p'(0)=0$.

Как и в [1], фоторождение нейтральных векторных мезонов рассматривается в модели векторной доминантности, причем вершины перехода $\gamma - V$ берутся на основе схемы смешивания токов [4] с отношением констант, следующим из экспериментов по лептонным распадам векторных мезонов [5]:

$$g_{\gamma\rho}:\ g_{\gamma\omega}:\ g_{\gamma\varphi} = 1:0{,}59:\ -0{,}27. \tag{1}$$

Амплитуда рассеяния адронов вычисляется в предположении об обмене вакуумным полюсом и полюсами, соответствующими тензорному нонету 2*.

Обнаруженное на эксперименте подавление рождения φ^0-мезона достигается предположением о том, что вакуумный полюс является суперпозицией унитарного синглета и октета [6].

2. Рассмотрим более подробно этот механизм. Амплитуду реакции $(\gamma + P \to V + P)$ представим в виде

$$A = A_P + A_T, \tag{2}$$

где A_P — амплитуда, соответствующая обмену полюсом Померанчука, а A_T — амплитуда, соответствующая обмену тензорным реджеоном. Вместе с [6] предположим, что $|P\rangle$ есть суперпозиция синглета $|P_0\rangle$ и октета $|P_8\rangle$.

$$P_0=\frac{1}{\sqrt{3}}\begin{pmatrix} P & & 0\\ & P & \\ 0 & & P\end{pmatrix},\quad P_8=\begin{pmatrix}\frac{P}{\sqrt{6}} & & \\ & \frac{P}{\sqrt{6}} & \\ & & -\frac{2}{\sqrt{6}}P\end{pmatrix}, \qquad (3)$$

где в (3) приведены только интересующие нас диагональные члены. Вводя для P—полюса угол смешивания α между P_0 и P_8, для амплитуды соответствующей полюсу Померанчука получим

$$A_p = A_0 \cos\alpha + A_8 \sin\alpha. \qquad (4)$$

Используя, как и в [3], при вычислении вершин $U(3)$ симметрию и считая, что тензорные и векторные мезоны объединены в соответствующие нонеты, для амплитуд фоторождения будем иметь:

$$A(\gamma p\to p\rho^\circ) = g_{\gamma\rho}\left(\cos\alpha+\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\alpha\right)A_p^\rho+(g_{\gamma\rho}+g_{\gamma\omega})\,A_T^\rho,$$

$$A(\gamma p + p\omega^\circ) = g_{\gamma\omega}\left(\cos\alpha+\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\alpha\right)A_p^\omega+(g_{\gamma\rho}+g_{\gamma\omega})\,A_T^\omega,$$

$$A(\gamma p\to p\varphi^\circ)=g_{\gamma\varphi}\,(\cos\alpha-\sqrt{2}\sin\alpha)\,A_p^\varphi+2g_{\gamma\varphi}\frac{1-\lambda}{1+\lambda}\,A_T^\varphi, \qquad (5)$$

$$\text{где } \lambda=-f/d;\ A_p^v=(-i)\left(\frac{\nu_v}{\nu_0}\right)^{\alpha_p}a_p;\ A_S^v=(1-i)\left(\frac{\nu_v}{\nu_0}\right)^{\alpha_T}a_T;$$

$$\nu_v=s-\frac{t}{2}-m_p^2-m_v^2;\ \alpha=10^\circ\pm2^\circ\ [6];\ \nu_0=1\ (\textit{Гэв})^2;$$

$a_{p,(T)}$ — некоторые общие для всех трех амплитуд функции, вид которых для нас несуществен. При вычислении A_T в вершине связи с нуклонами для λ бралось значение $\lambda=2$ (см. также [3]). Параметры траекторий брались в виде

$$\alpha_p(0)=1,\quad \alpha_T(0)=0{,}5.$$

Для определения отношения $a_T/a_p=\mu$ предположим универсальность мезон—мезон—P-связи. Тогда из результатов работы [6] следует, что $\mu=0{,}75$.

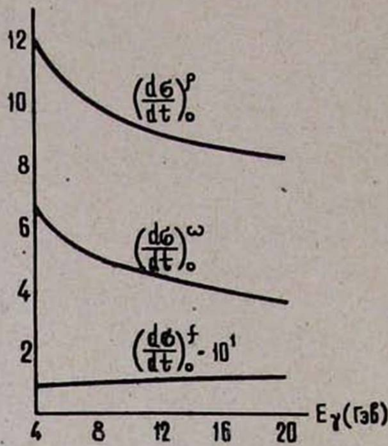
Сравнение с экспериментом дифференциальных сечений на угол 0 при энергии γ—кванта ~ 4 *Гэв* показывает, что результат подгонки слабо зависит от отношения $\lambda=-f/d$, однако отношение

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\varphi^0\Big/\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\rho^0$$

сильно изменяется в зависимости от значения угла смешивания α и величины константы $g_{\gamma\varphi}$.

В заключение приведем графики* зависимости дифференциальных сечений фоторождения нейтральных векторных мезонов в относитель-

* Как указывалось в наших работах [1, 3], γ—образование ω^0—мезона требует при средних энергиях учета пионного обмена, поэтому наши данные по ω^0—мезону имеют отношение к действительности только при энергиях, больших 5–6 *Гэв*, где пионный обмен быстро вымирает.



ных единицах на угол 0 от энергии γ-кванта для значений $\alpha=12^\circ$ $g^{\gamma}{}_{\varphi}=-0.27$. В табл. 1 дана зависимость отношения $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^0_{\varphi}\Big/\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^0_{\rho}$ от энергии γ-кванта в лабораторной системе.

E_γ (*Гэв*)	5	6	7	10	12	14	20
$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^0_{\varphi}\Big/\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^0_{\rho}$	$0{,}8\cdot10^{-2}$	$0{,}85\times10^{-2}$	$0{,}95\times10^{-2}$	$1{,}12\times10^{-2}$	$1{,}20\times10^{-2}$	$1{,}27\times10^{-2}$	$1{,}44\times10^{-2}$

Ереванский физический институт

Поступила 21.III.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. Г. Матинян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 358 (1967).
2. *F. Buccella, M. Callocci*, Phys. Lett, 258, 61 (1967).
3. *Л. Н. Коваль, С. Г. Матинян*, ЯФ, 8, № 6 (1968).
4. *N. M. Kroll, T. D. Lee, B. Zumino*, Phys. Rev, 157, 1376 (1967).
5. *S. Ting*, Доклад на XIV международной конференции по физике высоких энергий, Вена, 1968.
6. *M. Davier*, Phys. Rev. Lett, 20, 17 (1968).

ԿՐԿԻՆ ԱՆԳԱՄ ՆԵՅՏՐԱԼ ՎԵԿՏՈՐԱԿԱՆ ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ։

Լ. Ն. ԿՈՎԱԼ, Ս. Գ. ՄԱՏԻՆՅԱՆ

Քննության է առնվում նեյտրալ վեկտորական մեզոնների ֆոտոառաջացման երևույթը բարձր էներգիաների դեպքում Ռեջեի բևեռների մոդելում, որը հաշվի է առնում Պոմերանչուկի և տենզորային ռեջեոնների (f, f, A_2) փոխանակումը։ Պոմերանչուկի բևեռը ներկայացվում է սինգլետի և օկտետի սուպերպոզիցիայի ձևով, իսկ նոնետ 2-ի համար ենթադրվում է U(3) սիմետրիա։

Ստացված է փորձում դիտվող φ- մեզոնի ֆոտոառաջացման նվազեցում, որը պահպանվում է ասիմպտոտիկայում։

QN PHOTOPRODUCTION OF NEUTRAL VECTOR MESONS AT HIGH EHERGIES

L. N. KOVAL, S. G. MATINIAN

The effect of photoproduction of neutral vector mesons at high energies in the Regge pole model is considered taking into account the exchange of Pomeranchuk pole and tensor reggeons (f, t^k, A_r). The Pomeranchuk pole is represented as superposition of singlet and octet, and for 2^+ nonet symmetry u (3) is assumed.

Photoproduction suppression of φ—mesons conserved in asymptotic behavior is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 233—235 (1969)

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

А. И. АЛИХАНЯН, К. А. ИСПИРЯН, А. Г. ОГАНЕСЯН

Приведены результаты экспериментального исследования спектрального распределения переходного излучения в области длин волн 3400÷6000 Å, образованного электронами с энергией 20÷60 *Мэв* в стеклянной пластине.

Спектральное распределение переходного излучения в оптической области частот исследовано только в случае нерелятивистских частиц (см., напр., обзорную работу [1]). В настоящей работе приводятся результаты эксперимента по исследованию спектрального распределения переходного излучения электронов с энергиями 20÷50 *Мэв* в оптической области частот.

Согласно теории [2] интенсивность испущенного вперед переходного излучения на границе среда—вакуум дается выражением

$$\frac{d^2w}{d\omega d\Omega}=\frac{e^2\beta^2\sin^2\theta\cos^2\theta}{\pi^2c\,(1-\beta^2\cos^2\theta)^2}\left|\frac{(\varepsilon-1)(1-\beta^2-\beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})}{(\varepsilon\cos\theta+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})\,(1-\beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta})}\right|^2,$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды,

θ — угол излучения.

В оптической области частот в случае сред, в которых можно считать ε не зависящей от частоты ω, квадрат модуля в выражении (1) не зависит от ω. Следовательно, спектральное распределение фотонов переходного излучения имеет вид $d\omega/\omega$. В пластине с толщиной, много большей зоны формирования излучения в среде, интенсивность удваивается по сравнению со случаем одной границы раздела, а спектральное распределение не меняется.

Эксперимент был выполнен на линейном ускорителе (инжекторе) Ереванского электронного синхротрона „АРУС". Пучок электронов отклонялся магнитом на 90° и направлялся на экспериментальную установку, представляющую собой вакуумную камеру, внутри которой расположены набор стеклянных пластин различных толщин и зеркало, отклоняющее излучение на 90°. Электронный пучок регистрировался цилиндром Фарадея, а излучение—фотоумножителем. Хотя вся установка была тщательно защищена от фона, тем не менее темновой ток ФЭУ, а также ток, вызванный фоновым излучением, компенсировался.

Для определения вклада тормозного и черенковского излучений в измеряемую интенсивность, была измерена зависимость последней от толщины пластин. На рис. 1 приведена одна из таких зависимостей, снятых в случае, когда перед фотоумножителем был расположен оптический фильтр типа ЖС-12, пропускающий излучение с длиной волны $\lambda\geqslant 4700$ Å. В качестве интенсивности переходного излучения берется значение, получающееся экстраполяцией данных при каждой энергии к нулевой толщине. Видно, что вклад тормозного и черенковского излучений относительно мал в согласии с ожидаемым. Действительно, как

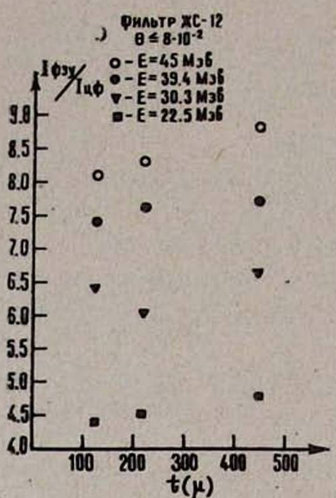


Рис. 1. Зависимость отношения тока фотоумножителя $I_{фэу}$ к току цилиндра Фарадея $I_{ц,\,ф,}$ от толщины пластин t (микрон).

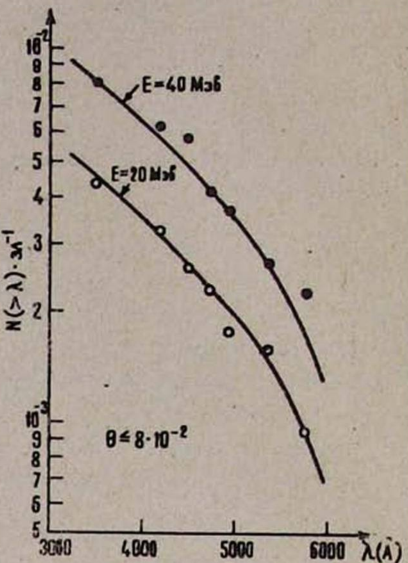


Рис. 2. Спектральное распределение переходного излучения. $N\,(>\lambda)$—число фотонов переходного излучения с длиной волны $\lambda > \lambda_i$ на один электрон.

показывают оценки, интенсивность тормозного излучения мала, а черенковское излучение имеет угол, больший угла полного внутреннего отражения, и не регистрируется фотоумножителем.

На рис. 2 приведены результаты по исследованию спектрального распределения переходного излучения электронов с энергиями 20 *Мэв* и 40 *Мэв*. Выше уже отмечалось, что оптические фильтры, используемые нами, пропускали свет с длиной волны выше определенного λ_t. С другой стороны, квантовая чувствительность ФЭУ равна нулю при $\lambda \geqslant \lambda_{max}$. Поэтому, приведенные на рис. 2 экспериментальные значения соответствуют числу фотонов переходного излучения в интервале длин волн $\lambda_t \leqslant \lambda \leqslant \lambda_{max}$. В приведенных значениях учтены коэффициент усиления и квантовая чувствительность ФЭУ, а также потери света в оптической системе. Отметим, что коэффициент усиления ФЭУ и коэффициент пропускания оптической системы нами были определены экспериментально, а спектральная характеристика фотокатода ФЭУ была взята из паспортных данных. Приведенные на рис. 2 теоретические кривые получены интегрированием формулы (1) по λ от λ_t до λ_{max} и по углу от 0 до $\theta = 8 \cdot 10^{-2}$, поскольку в эксперименте излучение регистрировалось в указанном интервале углов. Аналогичные зависимости получены и при других энергиях электронов.

Сравнение абсолютных значений показало, что эксперимент во всей области длин волн и при всех энергиях электронов превышает соответствующие теоретические значения в среднем в 1,45 раза. По-видимому, это превышение обусловлено или неточным знанием некоторых величин, входящих в эффективность регистрирующих систем, или же образованием на пластинах тонкого слоя вакуумного масла, в котором также образуется переходное излучение. На рис. 2 экспериментальные значения уменьшены в 1,45 раза. Из рис. видно, что с учетом этого коэффициента имеется удовлетворительное согласие эксперимента с теорией.

В заключение авторы выражают благодарность Г. М. Гарибяну за внимание к работе и ценные указания, а также Э. М. Лазиеву и коллективу инжектора Ереванского синхротрона за представление возможности проведения эксперимента.

Ереванский физический
институт

Поступила 20.III,1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. М. Франк*, УФН, 87, 189 (1957).
2. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).

ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԲԱՇԽՈՒՄԸ

Ա. Ի. ԱԼԻԽԱՆՅԱՆ, Կ. Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Բերված են 3400—6000 Å ալիքների երկարության տիրույթում 20—60 ՄէՎ էներգիայով էլեկտրոնների ապակյա թիթեղի մեջ առաջացած անցումային ճառագայթման սպեկտրալ բաշխման փորձնական հետազոտության արդյունքները։

SPECTRAL DISTRIBUTION OF TRANSITION RADIATION OF RELATIVISTIC ELECTRONS

A. I. ALIKHANIAN, K. A. ISPIRIAN, A. G. OGANESSIAN

The results of the experimental investigation of the transition radiation by electrons with energies of 20—60 Mev in a glass plate in a wavelength region of 3400—6000 Å are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика. IV, 236—238 (1969)

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРОТОНОВ И μ-МЕЗОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ НА КРИСТАЛЛЕ АЛМАЗА

Р. О. АВАКЯН, А. А. АРМАГАНЯН

Исследуется интерференционное тормозное излучение протонов и μ-мезонов высоких энергий (десятки *Гэв*) на кристалле алмаза. Интерференционные явления появляются в тормозном спектре для фотонов низких энергий (в *Кэв*-ной области).

В работах [1, 2] теоретически было предсказано, а затем экспериментально показано, что электроны высоких энергий в кристалле испускают тормозное излучение отличное от тормозного излучения в аморфном веществе. Спектр тормозного излучения в кристалле характеризуется определенными четко выраженными линиями при некоторых энергиях γ-кванта. Энергия γ-кванта, при которой возникает пик в спектре тормозного излучения, зависит от постоянных кристаллической решетки, от угла влета электрона в кристалл и начальной энергии электрона [3, 4].

С увеличением начальной энергии частиц становится возможным наблюдение когерентного тормозного излучения для более тяжелых частиц, протонов и μ-мезонов, при малых энергиях излученных фотонов. Условием появления когерентности тормозного излучения для заряженной частицы будет

$$1/\delta = \frac{2E_0}{m_e c^2} \frac{1}{x} \left(\frac{m_e}{m_{\mu p}}\right)^2 \geqslant d, \quad \delta = \frac{m_e c^2}{2E_0} \frac{x}{1-x}, \tag{1}$$

где E_0 — начальная энергия падающей частицы, $x = \dfrac{k}{E_0}$, k — энергия излученного фотона, d— постоянная кристаллической решетки, m_e— масса электрона, $m_{\mu p}$ — масса протона или μ-мезона.

Подсчитаем интенсивность тормозного излучения протонов и μ-мезонов на кристалле алмаза. Пучок направлен под углом Θ к оси [110] и лежит в плоскости [[1$\bar{1}$0 001]]. Начальная энергия μ-мезонов равна 10 *Гэв*, протонов—70 *Гэв*. Расчет проводился по формуле

$$I = \frac{d\sigma}{dx} \frac{x}{\bar{\sigma} N} = 2\,(\psi_1 + 16{,}2) - \frac{2}{3}\,(\psi_2 + 17{,}0), \tag{2}$$

где

$$\psi_1 = \frac{(2\pi)^2}{\Delta}\, 4\delta \sum_g |F|^2 \, \frac{e^{-Ag^2}}{(\beta^{-2} + g^2)^2} \, \frac{g^2}{g_2^2\, \Theta^2}\cdot$$

$$\psi_2 = \frac{(2\pi)^2}{\Delta}\, 24\delta^2 \sum_g |F|^2 \frac{e^{-Ag^2}}{(\beta^{-2} + g^2)^2} \, \frac{g^2}{g_2^4\, \Theta^4}\, (g_2 \Theta - \delta),$$

$|F|^2$ — структурный фактор, g_2— проекция вектора обратной решетки, $\beta = 111 \cdot z^{-1/3}$, Δ—объем фундаментальной ячейки алмаза, $\bar{\sigma} = \dfrac{z^2\, r_0^2}{137}$, N —

число атомов в объеме кристалла, охваченного пучком падающих частиц. Кривые интенсивности тормозного излучения μ-мезонов и протонов показаны на рисунках 1, 2, 3 и 4. Подбором угла Θ можно полу-

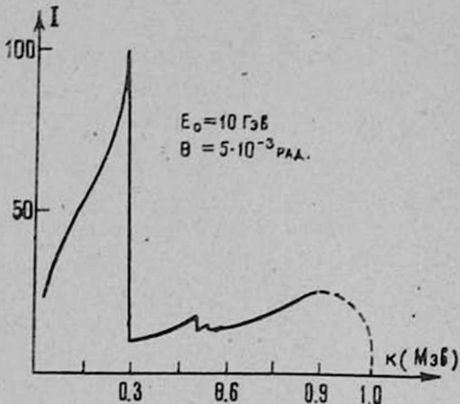


Рис. 1. Энергетический спектр тормозного излучения μ-мезонов с начальной энергией 10 *Гэв* и углом влета в кристалл $5\cdot10^{-3}$ радиан.

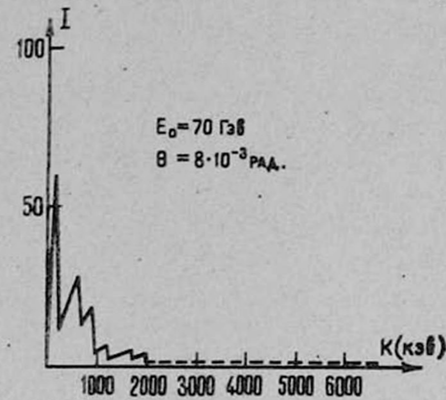


Рис. 2. Энергетический спектр тормозного излучения протонов с начальной энергией 70 *Гэв* и углом влета в кристалл $8\cdot10^{-3}$ радиан. По оси ординат отложена величина $\frac{d\sigma}{dx}\,\frac{x}{\sigma N}$.

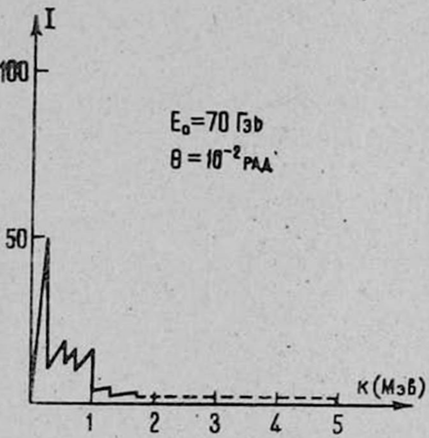


Рис. 3. Спектр тормозного излучения протонов при $E_0=70$ *Гэв*, $\theta=10^{-2}$ радиан.

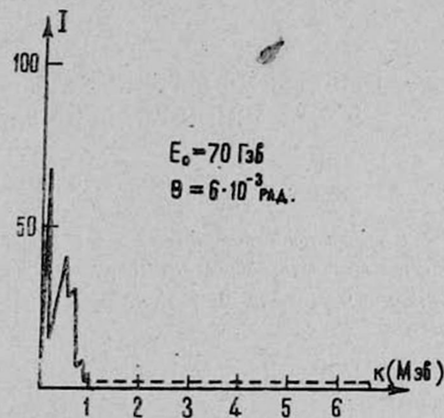


Рис. 4. Спектр тормозного излучения протонов при $E_0=70$ *Гэв*, $\theta=6\cdot10^{-3}$ радиан.

чить пики в спектрах тормозного излучения μ-мезонов и протонов в области фотонных энергий от нескольких десятков до сотен *Кэв*. Энергии фотонов, при которых появляются пики в спектре, в нашем случае, когда импульс частицы лежит в плоскости [[1$\bar{1}$0 001]], определяются по следующей формуле:

$$x_{\text{пик}} = \frac{2E_0}{m_e c^2}\left(\frac{m_e}{m_{\mu p}}\right)^2 \frac{1}{g_2\Theta}\,. \qquad (3)$$

Как видно из формулы (3), имеется прямая зависимость между пиковой энергией испущенных фотонов и начальной энергией пучка заряженных частиц. Измерение пиковой энергии фотонов в тормозном спектре при известных угле влета Θ и кристаллических характеристиках мишени дает сведения о начальной энергии пучка частиц. Оценки показывают, что число испущенных фотонов достаточно для изучения этого явления на протонных ускорителях. Так, например, для протонного пучка с начальной энергией 70 *Гэв*, интенсивностью 10^{11} протонов в секунду на алмазной мишени толщиной 2 *мм* при угле влета Θ, равным 10 *мрад*, число испущенных фотонов под пиком с энергией 280 *Кэв* составляет $1{,}4 \cdot 10^3$ квантов в секунду.

Ереванский физический институт, лаборатория поляризованных и монохроматических гамма-квантов

Поступила 28.III.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Л. Тер-Микаелян*, ЖЭТФ, т. 25, стр. 296 (1953).
2. *H. Uberall*, Phys. Rev. 103, p. 1055 (1956).
3. *G. Barbiellini, G. Bologna, G. Diambrini, G. P. Murtas*, Phys. Rev. Letters, 8, 112 (1962).
4. *G. Diambrini*, Nuovo Cimento 25, X, 88 (1962).

ՄԵԾ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԵՎ μ-ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼԱԿՄԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԱԴԱՄԱՆԴԻ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՎՐԱ

Ռ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՐՄԱՂԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է կվազիմոնոխրոմատիկ ֆոտոնների ստացման հնարավորությունը, օգտագործելով մեծ էներգիաների պրոտոնների և μ-մեզոնների արգելակման ճառագայթումը ադամանդի բյուրեղի վրա։

HIGH-ENERGY PROTON AND MUON BREMSSTRAHLUNG ON A DIAMOND CRYSTAL

R. O. AVAKIAN and A. A. ARMAGHANIAN

The possibility for investigating the interference phenomena in the high-energy proton and muon bremsstrahlung on a diamond crystal is investigated. The interference phenomena for photon bremsstrahlung appear in Kev region at the particle initial energy of about 10 Gev.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 239—242 (1969)

ИССЛЕДОВАНИЕ S-ДИОДОВ С ПРИМЕСЬЮ КАДМИЯ ($Zn \sim 10^{-2}$ %)

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Ю. А. АБРАМЯН

В работе проведено исследование $p^{+}-p-n^{+}$-диодов (ВАХ, распределение потенциала по базе, генерация, шумы) на основе кремния, компенсированного кадмием ($Zn \sim 10^{-2}$ %). Установлена физика наблюдаемых явлений.

Существующие теории отрицательного сопротивления (ОС) на вольт-амперной характеристике (ВАХ) диодов, база которых содержит примеси с глубокими уровнями [1, 2], обычно приводят к выводу, что напряжение срыва (V_{max}) падает с ростом температуры. Между тем у $p^{+}-p-n^{+}$-диодов с базой, компенсированной кадмием, нами было обнаружено, что с ростом температуры V_{max} может расти или чуть уменьшаться, оставаясь иногда практически постоянным. (Рис. 1). Пос-

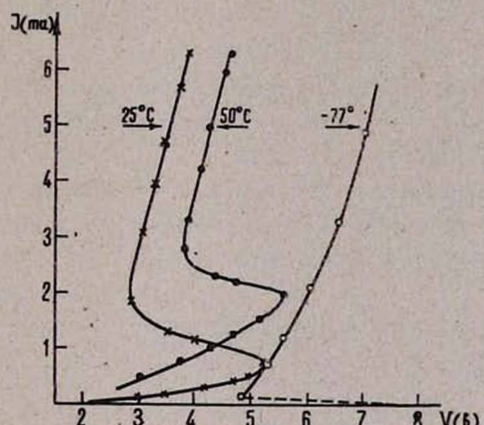


Рис. 1.

ле закона Ома на ВАХ до участка срыва следует закон $j \sim V^{3/2}$, сменяющийся зависимостью $j \sim V^{2,5 \div 3}$. После срыва обычно осуществляется закон Ома с наклоном характеристики, близким к сопротивлению исходного кристалла, так что формирование шнуров практически, видимо, не происходит.

Не вызывает никаких сомнений, что для указанной зависимости V_{max} от температуры необходимо, чтобы раскомпенсация затруднялась с температурой. Это может иметь место, если глубокие уровни расположены достаточно близко к валентной зоне, тогда тепловое движение будет интенсивно забрасывать электроны из валентной зоны на эти уровни, стремясь сохранить их отрицательный заряд. Исследованием компенсированных кристаллов P-типа нами установлено наличие одного акцепторного уровня с энергией 0,3 *эв* от потолка валентной зоны. Отношение сечения захвата дырок к сечению захвата электронов для данного уровня $\sigma_p/\sigma_n \gtrsim 10$.

На ВАХ диодов до участка срыва наблюдаются колебания, носящие характер шума с максимальной амплитудой $\sim 500 \div 600$ *mv*. Осциллограмма шумового спектра показана на рис. 2. Крайние светлые линии на спектре—метки, соответственно 0—1,2 *Мгц*. С ростом тока амплитуда шумовых колебаний растет вплоть до срыва ВАХ на ОС.

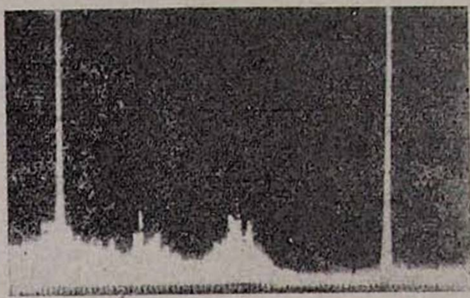


Рис. 2.

При переходе на участок ОС амплитуда шумов резко уменьшается. Освещение и рост температуры (от комнатной и выше) также уменьшают амплитуду шумовых колебаний.

Возможность эффектов, связанных с большими полями, проверялась посредством измерения распределения потенциала вдоль базы диодов. Установлено, что для основной массы диодов максимум поля $\leqslant 10^3$ *в/см*.

Анализ кинетики процессов показывает, что при малых токах время жизни дырок $\tau_p \simeq \dfrac{p^*}{n}\tau_n^0$ ($\tau_n^0 \leqslant 1/v\sigma_n N_0$, N_0—полная концентрация акцепторов, p^*—концентрация дырок в валентной зоне, когда уровень Ферми совпадает с глубоким уровнем); в случае относительно больших токов $\tau_p \simeq \dfrac{p}{N_0}\tau_n^0$. Таким образом, τ_p с ростом тока вначале уменьшается, а затем растет. Появление отрицательного сопротивления следует приписать токовому увеличению времени жизни.

Что касается формы переходной характеристики тока до срыва, то наблюдаемая переходная характеристика может иметь место и в случае формирования объемного заряда, и в случае уменьшения подвижности с полем, и в случае уменьшения с током времени жизни. Судя по спектру шумов, имеющему непрерывный характер и простирающемся от нуля до частот порядка одного мегагерца, и флуктуационному характеру амплитуды, нам представляется, что они являются проявлением генерационно-рекомбинационного шума, связанного с флуктуацией времени жизни.

Здесь как бы мы имеем дело с положительной обратной связью— флуктуации времени жизни ведут к флуктуации плотности тока, а последние в свою очередь, усиливает флуктуации времени жизни. Поскольку, все эти процессы имеют место в высокоомной области (τ_p уменьшается с ростом тока в высокоомной и значительной по протяженности части базы), то напряжение на диоде весьма чувствительно к такого рода флуктуациям.

Далее нами было обнаружено, что при подаче на диод постоянного смещения на участке ОС наблюдаются когерентные колебания с частотой порядка нескольких сот килогерц. Колебания носят релаксационный, синусоидальный или весьма сложный характер.

В узкой области токов, перед самым окончанием участка ОС поведение диодов при подаче на них, кроме постоянного смещения, переменного сигнала малой амплитуды, соответствует обычному параллельному контуру высокой добротности с резонансными частотами— 400÷500 *Кгц*. Для такого контура установлено, что индуктивность $L \sim 10^{-4}$ *гн*, емкость $C \sim 10 \div 15$ *пф*, причем параметры контура, также как резонансная частота и частота генерационных колебаний, определяются как током смещения, так и наличием внешней емкости, включенной параллельно диоду.

Исходя из экспериментальных данных, нами построена теория формирования ОС в рассматриваемых диодах в трех приближениях: приближение квазинейтральности, объемного заряда и сильного поля. Анализ решений и сравнение с экспериментальными данными показали, что более полное соответствие как для статических ВАХ, так и для распределения поля, наблюдается в случае приближения квазинейтральности. Например, для случая квазинейтральности напряжение срыва определяется выражением

$$V_{\text{ср}} = \frac{d^2}{\mu_p \tau_n^0} \cdot \frac{[(b+1)\sqrt{4\nu k p^* N_g} + bN_g]}{(3)^{2/3} N_g} \left[\frac{[(b+1)\sqrt{4\nu k p^* N_g} + bN_g]}{p^* b^4 \delta_0} \right]^{1/3},$$

где N_g — концентрация мелких доноров, ν—величина $\sim 2 \div 3$,

$b = \mu_n/\mu_p$—отношение подвижностей, $k = \dfrac{b}{b+1}$, $\delta_0 = \dfrac{N_0 - N_g}{N_g}$,

d—ширина базы диода.

Пороговое напряжение $V_{\min}$ во всех случаях растет с ростом температуры быстрее $V_{\max}$ ($V_{\min} \sim \sqrt{p^*}$, $V_{\max} \sim \sqrt[3]{p^*}$). Это полностью соответствует экспериментальным данным.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР, Ереванский госуниверситет,
кафедра диэлектриков и полупроводников

Поступила 17.XII.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. П. Сондаевский, В. И. Стафеев*, ФТТ, 1, 80 (1964).
2. *Г. М. Авакьянц*, Радиотехника и электроника, № 10, 1880 (1965).

ԿԱԴՄԻՈՒՄԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐՈՎ ($Zn \sim 10^{-2}$ %) S-ՈՒՂՂԻՉՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Յ. Ա. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտվում է կադմիումով լեգիրացված կրեմնիումի ուղղիչներ։ Հաստատված է, որ բացասական դիմադրության առաջացումը կապված է ինժեկցիայի ժամանակ խոռոչների կյանքի տևողության աճի հետ։

EXAMINATION OF S-DIODES WITH Cd (Zn--10^{-2} %) IMPURITY

G. M. AVAKIANTS, Y. A. ABRAMIAN

The p^{+}—p—n^{+}—diodes on the base of silicon compensated by ($Zn \sim 10^{-2}$ %) (current—voltage characteristics distribution of potential along the base, generation and noises) are examined.

The physics of the observed processes is revealed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 243—249 (1969)

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАКАЧКИ ПО СЕЧЕНИЮ РУБИНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОКГ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

К. В. ГАЛОЯН

Установлено, что при шероховато-полированной обработке наружной цилиндрической поверхности рубиновых активных элементов, плотность накачки распределена более равномерно, чем при гладкополированной обработке.

При конструировании оптических квантовых генераторов важное значение имеет изучение распределения плотности энергии накачки по сечению активного элемента. Известно, что неравномерость этого распределения влияет не только на энергетические характеристики ОКГ, но и на характер термической деформации резонатора [1, 2]. Распределение плотности накачки по сечению стержня характеризуется коэффициентом равномерности накачки, равным отношению средней по сечению образца плотности накачки к максимальной. Величина пороговой энергии накачки и интенсивность генерации при малых превышениях над порогом значительно зависит от неравномерности накачки [3]. В работе [3] исследовалось распределение плотности накачки в стержнях, имеющих гладко-полированную и матовую боковую поверхность, и показано, что на распределение плотности накачки при прочих равных условиях имеет влияние вид обработки цилиндрической поверхности. В работах [3, 4] приводятся также количественные оценки распределения плотности накачки. В [5] исследовалось распределение плотности накачки по сечениям стержней, имеющих в поперечном сечении форму круга, прямоугольника и равностороннего треугольника. Теоретическому рассмотрению распределения плотности накачки по сечению образца посвящен ряд работ [6, 7, 8].

В настоящей работе приведены экспериментальные исследования распределения заселенности уровня R_1 рубина при различных видах обработки боковой поверхности цилиндрического образца (гладкополированная, матовая, шероховато-полированная), а также приведены некоторые качественные рассуждения, относящиеся к распределению заселенности верхнего энергетического уровня активного элемента в зависимости от механической обработки его боковой поверхности. Для оценки распределения плотности накачки по сечению кристаллов исследовалось распределение интенсивности люминесценции. Для эксперимента были выбраны рубиновые элементы диаметром 10 *мм*, длиной 120 *мм*, концентрацией хрома 0,035÷0,04%, с направлением оптической оси 85÷90°. С целью исключения влияния других факторов на распределение эксперимент проводился на одних и тех же кристаллах, цилиндрическим поверхностям которых последовательно придавались шероховато-полированная, матовая и гладко-полированная виды.

Схема установки, на которой проводились измерения, приведена на рис. 1. Кристалл рубина (1) находится в плотной упаковке с импульсной ксеноновой лампой (2). В качестве отражателя служит полированная серебрянная фольга, обернутая вокруг кристалла и лампы. На осевой линии кристалла была собрана телескопическая система, состоящая из двух сферических линз (3,4) и расположенной в их общем фокусе диафрагмы (5) диаметром 2 *мм*, предназначенной для отсекания лучей с расходимостью более 1°. Параллельный пучек лучей, выходя из линзы (4), проходил через фильтр (6) и попадал на щель

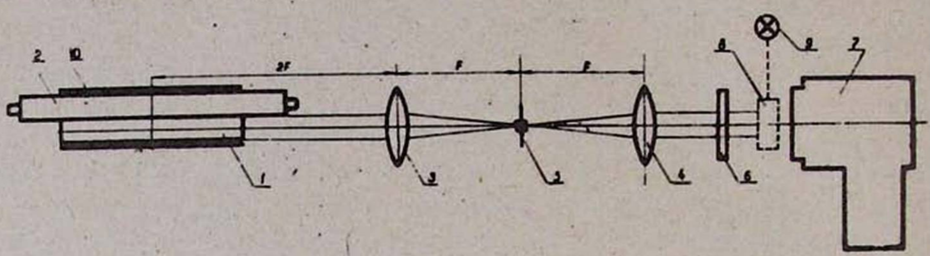


Рис. 1. Схема установки

спектрографа ИСП-51 (7) с фокусным расстоянием камеры $F=270$ *мм*. Пространственное распределение интенсивности люминесценции по сечению кристалла изучалось в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Для этого спектр снимался при двух положениях рубина и лампы относительно щели спектрографа (рис. 2). Спектры люминес-

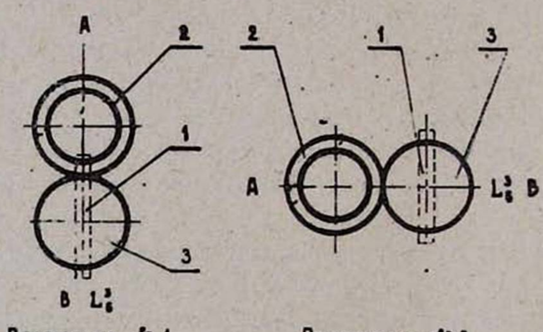


Рис. 2. Расположение кристалла и лампы по отношению к щели спектрографа. 1) Щель спектрографа; 2) Импульсная лампа; 3) Кристалл рубина.

ценции фотографировались при различных накачках (110, 175, 250 *дж*). Все измерения в процессе эксперимента были проведены в идентичных условиях. Аналогичность условий неоднократно проверялась при помощи эталонного кристалла. Интенсивность люминесценции в разных точках (по высоте щели) определялась методом фотографической фотометрии. Для получения характеристической кривой был использован ступенчатый ослабитель. Равномерное освещение по высоте щели спектрографа на длине волны линии R_1 получалось люминесценцией рубиновой пластины (8, см. рис. 1), имеющей форму прямоугольной призмы с размерами $10 \times 15 \times 50$ *мм*.

Образец графиков распределения интенсивности люминесценции по сечению кристалла при накачке 110 *дж* приведен на рис. 3. При расположении лампы и кристалла по отношению к щели спектрографа,

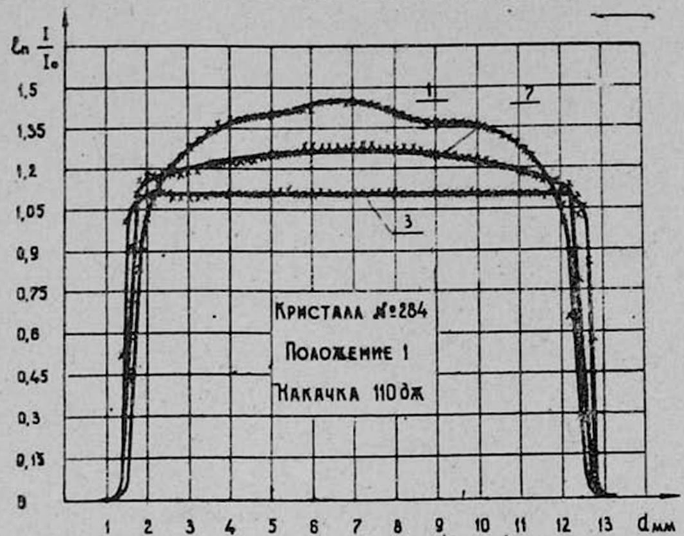


Рис. 3. График распределения плотности люминесценции по сечению кристалла: при гладкополированной (1), матовой (3) и при шероховато-полированной (7) обработках цилиндрической поверхности.

указанному в положении № 2 рис. 2, а также при накачках 175 и 250 *дж* формы кривых и их взаимное расположение аналогичны приведеным графикам. Изучение полученных кривых показало, что при шероховато-полированной обработке боковой поверхности, имеется более равномерное распределение интенсивности люминесценции, чем при гладко-полированной поверхности. При матовой поверхности равномерность лучше, однако здесь наблюдается существенное уменьшение средней по всему сечению мощности люминесценции по сравнению с шероховато или гладко-полированной поверхностями (рис. 3).

Эти результаты можно объяснить, исходя из законов геометрической оптики. Известно, что при гладко-полированном цилиндрическом образце в центральной части средняя плотность излучения накачки выше, чем средняя плотность по всему образцу [6]. Если пренебречь поглощением и предположить, что лучи падающего света лежат в плоскости перпендикулярной к геометрической оси цилиндра, то можно показать, что область с высокой плотностью излучения накачки у образца с шероховато-полированной боковой поверхностью больше, чем у образца с гладко-полированной. Шероховато-полированная поверхность характеризуется волнистым профилем. Рассмотрим ход лучей, проникающих в тело стержня на элементарном участке сечения поверхности стержня (рис. 4). Предположим, что нормаль $\overline{N}$ к поверхности в точке A образует угол θ с радиусом R. Луч 1 перпенди-

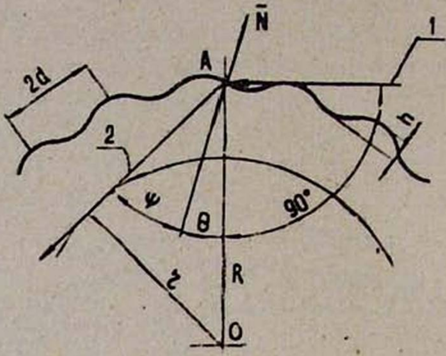


Рис. 4. Схема для расчета распределения плотности накачки.

кулярный к R, преломившись в точке A, пройдет под углом ψ к $\overline{N}$, тогда ψ определяется так:

$$\sin \psi = \frac{\cos \theta}{n}, \tag{1}$$

где n — показатель преломления вещества.

Луч 2, образовавшийся в результате преломления луча 1 на поверхности стержня, касается окружности с радиусом r

$$r = R \sin (\psi + \theta), \tag{2}$$

где R — радиус цилиндра активного элемента. Преобразуя уравнение (2) и учитывая, что радиус центральной области с наибольшей плотностью накачки при гладко-полированном цилиндре выражается соотношением $r_0 = \dfrac{R}{n}$, получим

$$r = r_0 \left[1 + \sin \theta \left(\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} - \sin \theta\right)\right]. \tag{3}$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, всегда больше единицы и, следовательно, $r > r_0$. Значит при шероховато-полированной поверхности область с наибольшей плотностью накачки больше, чем при гладко-полированной. Величина площади этой области зависит от угла θ. Величина угла θ определяется рельефом поверхности. Профилограммы боковой поверхности, снятые при помощи профилографа профилометра модели 201 при различных способах обработки и различными абразивами показали, что рельеф поверхности не имеет выраженной направленности, поэтому в расчет следует принимать только некоторый эффективный (средний) угол θ, который определяется

$$\operatorname{tg}\theta=\left(\frac{\overline{h}}{d}\right),$$

где h — высота неровностей,

$2d$ — „шаг" неровностей.

Для получения отношения $\left(\frac{\overline{h}}{d}\right)$ усреднение проводится как по сечению, так и по длине образца. Из соотношения (3) видно, что увеличение эффективного угла θ приводит к увеличению r, т. е. увеличивается однородность распределения накачки по сечению образца.

Теперь вычислим общий выход люминесценции на основе скоростных уравнений (уравнений баланса) [8].

Известно, что для рубина хорошо удовлетворяются условия

$$\tau_{32}\ll\tau_{21}\equiv\tau, \qquad (4)$$

$$\tau_{32}\ll\frac{1}{w}, \qquad (5)$$

$$\tau_{32}\ll\tau_{31}, \qquad (6)$$

где w — вероятность вынужденного перехода в единицу времени между уровнями 1 и 3 под действием излучения накачки.

τ_{ij} — время релаксации между уровнями $i-j$.

Тогда уравнение для населенности 2-го уровня (n_2) примет вид

$$\frac{\partial n_2}{\partial t}+n_2\left(w+\frac{1}{\tau}\right)=n_0w. \qquad (7)$$

n_2 — число активных атомов на энергетическом уровне 2 в единице объема.

n_0 — полное число активных атомов в единице объема.

Решение уравнения (7) с начальным условием $n_2=0\big|_{t=0}$ имеет вид

$$n_2=\frac{n_0K}{K+1}\left(1-e^{-(K+1)\frac{t}{\tau}}\right), \qquad (8)$$

$$0\leqslant t\leqslant T,$$

где

$$K\equiv w\tau.$$

Решение написано в предположении, что накачка имеет форму прямоугольного импульса с длительностью „T".

Полный выход люминесценции ($N_{\text{полн}}$) состоит из фотонов, излученных системой во время накачки и после прекращения действия накачки:

$$N_{\text{полн}}=\int\limits_0^T\frac{n_2(t)}{\tau}\,dt+n_2(T), \qquad (9)$$

$$N_{\text{полн}}=\frac{n_0K}{K+1}\left[\frac{T}{\tau}+\frac{K}{K+1}\left(1-e^{-(K+1)\frac{T}{\tau}}\right)\right], \tag{10}$$

или же

$$N_{\text{полн}}=\frac{n_0K}{K+1}\left[\frac{T}{\tau}+\frac{n_2(T)}{n_0}\right]. \tag{11}$$

Отсюда видно, что выход люминесценции довольно сложно зависит от мощности накачки.

Рассмотрим предельные случаи (считается, что выполняется условие $T\ll\tau$).

1. Малые уровни накачки $K\ll 1$.

В этом случае из (10) получим

$$N_{\text{полн}}=n_0wT, \tag{12}$$

т. е. полный выход люминесценции при малых уровнях накачки прямо пропорционален мощности накачки. Это означает, что при малых уровнях накачки, действительно, по распределению люминесценции можно судить о распределении энергии накачки, что и использовано в настоящей работе. Необходимо отметить, что выражение (12) справедливо до тех пор пока выполняется условие

$$(K+1)\frac{T}{\tau}\ll 1.$$

II. Большие уровни накачки $K\gg 1$.

В этом случае уравнение (10) примет вид

$$N_{\text{полн}}=n_0\left[\frac{T}{\tau}+1-e^{-\frac{KT}{\tau}}\right]. \tag{13}$$

При дополнительном условии $\frac{KT}{\tau}=wT\gg 1$ можно пренебречь последним членом в (13) и получить

$$N_{\text{полн}}=n_0\left[\frac{T}{\tau}+1\right]. \tag{14}$$

Полученное выражение показывает, что при больших энергиях накачки происходит насыщение заселенности второго уровня и полный выход люминесценции не зависит от энергии накачки.

Арзнинский завод ТТК
Армянской ССР

Поступила 20.IV.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. А. Ананьев, И. А. Козлов, А. А. Мак, И. А. Степанов*, ЖПС, 5, 51 (1966).
2. *А. П. Ведута, А. М. Леонтович, В. Н. Сморчков*, ЖЭТФ, 48, 87 (1965).
3. *Е. Н. Антошина, Н. А. Козлов, А. А. Мак, А. И. Степанов, Д. С. Прилежаев*, ЖПС, 5, 167 (1966).

4. *G. Lampis, C. A. Sacchi, O. Svelto.* Appl. Optics, 3, 1467 (1964).
5. *Л. А. Кравцов Л. В. Сыпченко, А. К. Лохович,* ЖПС, 7, 344 (1967).
6. *G. E. Devlin, J. Mc Kenna. A. D. May, A, Z. Schawlow,* Appl. Optics, 1, 11 (1962).
7. *Ю. А. Ананьев, Е. А. Королев,* „Оптика и спектроскопия", 16, 702 (1964).
8. *А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаелян, Ю. Г. Турков,* „Оптические генераторы на твердом теле", Изд. „Советское радио" (1967).

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԳԵՆԵՐԱՏՈՐՆԵՐԻ ՍՈՒՏԱԿԵ ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐԻ ԿՏՐՎԱԾՔՈՒՄ ՄՂՄԱՆ ՏԵՂԱԲԱՇԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱԽՎԱԾ ՆՐԱՆՑ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՄԵԽԱՆԻԿԱԿԱՆ ՄՇԱԿՈՒՄԻՑ

Կ. Վ. ԳԱԼՈՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ սուտակե ակտիվ էլեմենտների արտաքին գլանային մակերևույթները անհարթ-հղկված տեսքով մշակման դեպքում մղման խտության տեղաբաշխումն ավելի համաչափ է, քան հարթ հղկված գլանային մակերևույթի դեպքում։

STUDY ON THE DISTRIBUTION OF PUMPING THE RUBY ELEMENT CROSS-SECTION OF THE QUANTUM OPTICAL GENERATOR, DEPENDING ON MECHANICAL TREATMENT OF CYLINDRICAL SURFACE

K. V. GALOIAN

It is shown that the external cylindrical surface of ruby active elements in form of polished roughness, when treated, has a more even distribution of density than in the case of a smooth polished cylindrical surface.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 250—255 (1969)

МИКРОТЕРМОСТАТ ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ

Р. Г. СИМОНЯН

Описывается новый способ установления термодатчика относительно нагревательного элемента. Рассмотрен характер распространения тепла от источника к термодатчику. Описана конструкция экспериментального термостата со схемой пропорционального регулятора температуры, обеспечивающего стабильность лучшую, чем 0,02°C.

Для термостатирования разных узлов радиоэлектронной аппаратуры (кварцевые резонаторы, колебательные контуры стабильных генераторов и фильтров, стабильные усилители и источники питания на полупроводниковых приборах) разработано целое семейство термостатов.

Самое широкое применение получили пропорциональные и двухпозиционные регуляторы.

В качестве нагревательного элемента применяется отдельный резистор [1, 2, 3, 4] или же транзистор выходной ступени усилителя рассогласования [5, 6, 7]. Существующие системы с пропорциональной регулировкой имеют точность поддержания температуры от 0,2° до 0,5°C [2, 7, 8, 9], а двухпозиционные: от 0,01° до 0,1°C [10, 11, 12].

Такое различие объясняется тем, что в системах с пропорциональной регулировкой при увеличении коэффициента усиления усилителя рассогласования для получения повышенных точностей в системе начинаются автоколебательные процессы. Чем больше время прохождения тепла от нагревателя к термодатчику, тем ниже частота автоколебательного процесса и труднее ее устранить. Поэтому стараются по возможности уменьшить вышеупомянутое время.

Например, в [8] термодатчик-микротранзистор непосредственно приклеен к нагревателю, а в [13] нагреватель и термодатчик-термистор помещены в жидкую ванну. Своеобразным является решение в [14], где термодатчик вмещается в резистор, который является частью подогревателя и рассеивает 0,002 часть общей мощности. Резистор расположен рядом с основной частью подогревателя, внутри которого вмещается термостатируемый объект.

В данной работе за счет специального расположения термодатчика значительно увеличена точность поддержания температуры в пропорциональном регуляторе.

Описание системы

Предлагаемая система состоит из транзистора и припаянного к нему термодатчика (рис. 1а). Такую систему можно расчленить на следующие основные узлы:

а) полупроводниковый кристалл 1, который является сосредоточенным источником тепла,

б) металлическая (медная) подложка 2, которая является теплопроводящим элементом от источника к термодатчику 3,

в) камера, где вмещаются объекты термостатирования (показана пунктирной линией).

Для выявления поведения такой системы с точки зрения автома-

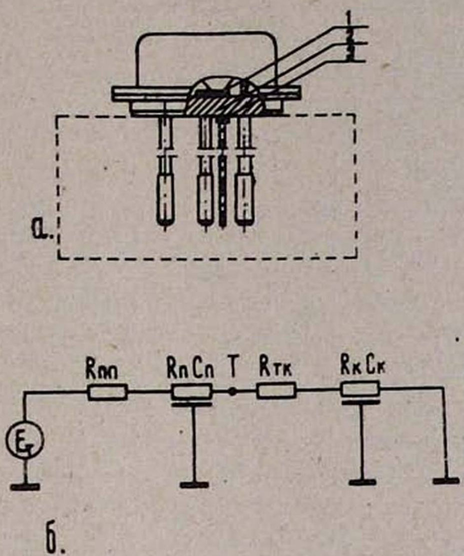


Рис. 1. Конструкция микротермостата с паянным контактом (а) и его электрическая эквивалентная схема (б).

тического регулирования температуры камеры отметим, что закон распространения тепла от кристалла через подложку аналогичен закону распространения электромагнитных волн, и, следовательно, для бегущих по теплопроводнику тепловых волн справедливо уравнение [15]

$$T_{(x,\,t)} = T_1\, e^{-\alpha x} \cdot e^{j(\omega t - \beta x)}, \tag{1}$$

где x — расстояние от источника тепла,

α — постоянная затухания, которая определяется физическими параметрами подложки,

ω — круговая частота волны,

β — коэффициент фазы тепловой волны,

T_1 — температура перехода кристалл—подложка в точке, соответствующей условию $X = 0$.

Электрическая эквивалентная схема вышеописанной системы показана на рис. 1б, где введены следующие обозначения:

$R_{пп}$ — тепловое сопротивление между коллекторным переходом и подложкой,

$R_п$, $C_п$ — распределенное тепловое сопротивление и тепловая емкость подложки.

R_{Tk} — тепловое сопротивление перехода подложка-камера,

R_k, C_k — распределенное тепловое сопротивление и тепловая емкость камеры.

Источник тепловой энергии показан как эквивалентная электродвижущая сила E_T и является тепловыделением коллекторного перехода. Влиянием эмиттерного перехода из-за малости выделенного тепла можно пренебречь.

Буквой T показано местонахождение термодатчика. Влияние термодатчика на поведение системы не учитывается ввиду малого теплового сопротивления перехода подложка-термодатчик и малого объема самого термодатчика.

Из вышеуказанных элементов самое существенное значение имеют элементы, находящиеся левее точки T, так как остальные узлы не входят в замкнутую цепь автоматичестого регулирования температуры в камере. Остальные элементы влияют на время подгонки температурного режима в камере. Любое отражение тепловых волн от стен камеры и от несогласованных тепловых переходов принимается термодатчиком и, как сигнал разбаланса, учитывается цепью обратной связи.

Для замкнутой системы автоматического регулирования температуры, если учесть, что усилитель практически безынерционный, единственной фазосдвигающей частью является участок между коллекторным переходом и термодатчиком.

Для аналогичной системы выведена формула для частоты автоколебательного процесса [15]

$$f = \frac{k}{\pi\rho c} \cdot \left[\frac{3\pi}{4d_n}\right]^2, \tag{2}$$

где k, ρ, c — теплопроводчость, плотность и удельная теплоемкость подложки соответственно. Зная геометрические размеры подложки, физические параметры его материала, можно рассчитать все необходимые параметры замкнутой системы автоматического регулятора температуры. Отметим, что наличие у усилителя дополнительного фазового сдвига приводит к тому, что частота автоколебаний будет несколько отличаться от рассчитанной по формуле (2).

Экспериментальная проверка

Для оценки возможностей нового способа крепления термодатчика был изготовлен опытный термостат на основе кремниевого $n-p-$ $-n$-триода П701А (толщина подложки $d_n = 3{,}5$ *мм*, расчетная частота генераций около 25 *герц*).

Посредством легкоплавкого припоя термодатчик (термистор типа ТОС—3) припаян к корпусу транзистора, напротив кристалла. Полученная система посредством фланца прикреплена к термокамере с внутренними размерами 50×50×20 *мм*. Для хорошего теплового контакта между камерой и транзистором ставится тонкая свинцовая прокладка. Термокамера выполнена из хорошего теплопроводника (медь, толщиной 2 *мм*) для создания малого теплового градиента по стенкам и вмещена в теплоизолирующую коробку из пенополистирола.

Принципиальная схема пропорционального регулятора температуры показана на рис. 2. На транзисторах T_1 и T_2 собрана балансная схема сравнения [16]. T_3 включен в режиме эмиттерного повторителя,

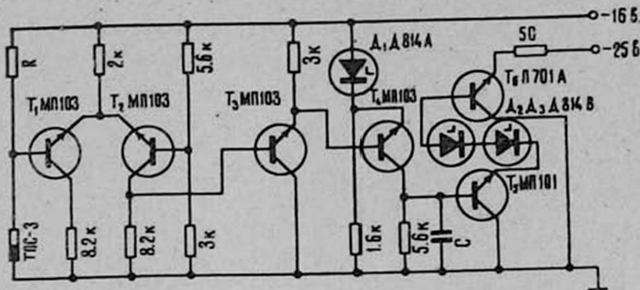


Рис. 2. Принципиальная схема пропорционального регулятора температуры.

T_4 является усилителем напряжения, а T_5 согласует малое входное сопротивление мощного транзистора T_6 с выходным сопротивлением каскада на транзисторе T_4. Диод $Д_T$ служит для создания эмиттерного смещения транзистора T_4, а $Д_2$ и $Д_3$ согласуют потенциал базы T_6 с эмиттерным потенциалом транзистора T_5.

Емкость конденсатора C выбирается экспериментальным путем, увеличением ее до тех пор, пока не прекратится генерация. Резистор

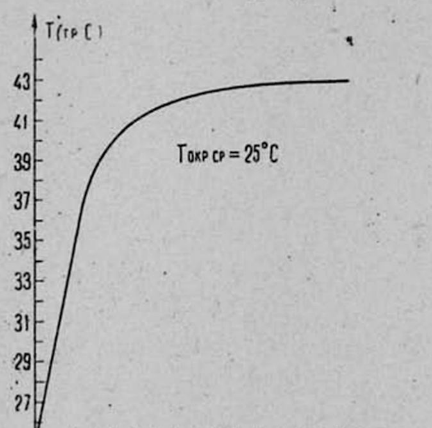


Рис. 3. Кривая температуры в термостате в течение первых 15 минут работы.

R предназначен для установления необходимой температуры в камере.

Кривая температуры в термостате в течение первых 15 минут работы показана на рис. 3. Как видно из кривой, сперва температура в камере линейно нарастает (в первые три минуты) после включения (ток через транзистор T_6 постоянен и ограничивается 50-омным резистором в цепи эмиттера). Потом происходит экспоненциальное уменьшение тока до величины, которая определяется теплоизолирующими свойствами пенополистирола, его толщиной, температурным перепадом окружающая среда—камера и поверхностью камеры.

Время полного установления режимов составило примерно 20 *мин*. Точность поддержания температуры получалась лучше, чем 0,02°С. Отметим тот факт, что для выявления дрейфа температуры применен специальный высокочувствительный термометр, разработанный в Институте радиофизики и электроники АН АрмССР. В термометре в качестве термодатчика применен кремниевый диод. Цена деления термометра составляет 0,01°С, абсолютная ошибка составляет ±0,3°С в диапазоне температур 0—100°С. Термометр проверен ртутным термометром с абсолютной точностью показаний 0,1°С.

Для питания усилительной части применен стабильный источник на 16 вольт, а для питания выходного транзистора—25-вольтный источник. При питании от одного источника наблюдались релаксационные колебания из-за обратной связи через внутреннее сопротивление источника питания.

Для обеспечения более высокой стабильности, схема сравнения помещена в термостат. Потребляемая мощность схемы при температуре окружающей среды 18°С около 2 ватт (температура в камере 43,2°С, согласно электронному термометру).

В заключение отметим, что можно значительно расширить диапазон температуры термостатируемых объемов вышеописанных термостатов, применяя охлаждающие приборы, например, полупроводниковые холодильники в качестве первой ступени стабилизации температуры с двухпозиционным регулятором, а в качестве второй ступени вышеописанный термостат. Такое сочетание вполне оправдано, если учесть высокий КПД и малогабаритность термостата.

Применение непрерывно циркулирующего жидкого носителя тепла дает возможность изготовить высокостабильные термостаты для больших объемов.

Практически без охлаждающих приборов можно изготовить термостаты в диапазоне температур

$$T_{\text{мак. окр.}} + (10 \div 15)°\text{C}, \ T_0, \ T_{\text{пер.}} - 10°\text{C}, \tag{3}$$

где $T_{\text{мак. окр.}}$ — максимальная температура окружающей среды,
T_0 — температура термостатируемого объекта,
$T_{\text{пер.}}$ — предельная температура перехода регулирующего транзистора.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 18.VII.1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. Е. Лаплант*, Электроника, 24, 20 (1966).
2. *Дж. Д. Г. Линдсей*, ПНИ, 9, 83 (1966).
3. *Дж. Маркус*, Применение электронной автоматики, М., ИЛ, 1962.
4. *Дж. Карролл*, Полупроводниковые схемы для новой техники, М., „Мир", 1964.
5. *Г. С. Зиновьев, В. Н. Михайлов*, ПТЭ, 1, 188 (1964).
6. *Ю. В. Визир, Л. Г. Шкуренко*, Изм. Тех., 6, 88 (1966).
7. *А. Т. Дюжин, В. М. Смирнов*, Изм. Тех., 6, 93 (1966).
8. *С. Гринблат*, Электроника, 28, 28 (1964).
9. *Е. А. Шорников*, Электронные приборы для контроля и автоматического регулирования температуры, Э, М.—Л., 1963.
10. *Ю. В. Визир, А. Н. Задорожный*, Авт. свид., № 161583, Бюллет. изобр. 7, 87 (1963).
11. *Г. Ферри*, Электроника, 26, 15 (1964).
12. *Г. Г. П. Кенке*, Электроника, 1, 15 (1966).
13. *Ван дер Гир*, Электроника, 12, 16 (1966).
14. *J. B. Coodacre*, The Marcony Revew, 161, 89 (1966).
15. *В. Т. Матцен, Р. А. Мидоуз*, Электроника, 21, 3 (1964).
16. *С. Д. Додик*, Полупроводниковые стабилизаторы постоянного напряжения и тока, М., Сов. радио, 1962.

ԲԱՐՁՐԱՑՎԱԾ ՃՇՏՈՒԹՅԱՄԲ ՋԵՐՄԱԿԱՅՈՒՆԱՑՈՒՑԻՉ

Ռ. Հ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Նկարագրված է ջերմատվիչի ամրացման նոր ձև ջերմության աղբյուրի նկատմամբ։ Դիտարկված է ջերմության աղբյուրից դեպի ջերմազգայուն տվիչը։ Տրված է փորձնական ջերմակայունացուցիչի կառուցվածքը և համեմատական կարգավորիչի սկզբունքային սխեման, որն ապահովում է 0,02-ից ավելի լավ կայունացում։

MICROTHERMOSTATE OF HIGHER PRECISION

R. H. SIMONIAN

A new method of setting up a temperature—sensitive element (thermistor) with respect to a heater (transistor) is described.

The character of transferring heat from sourse to the temperature sensitive element is discussed. The design of the experimental thermostate with a proportional regulator of temperature securing stability better than 0,02 C is suggested.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, VI, 256—260 (1969)

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЧ КОЛЕБАНИЙ

Р. Н. СИМОНЯН, Э. Г. МИРЗАБЕКЯН

В данной работе рассматривается один тип преобразования эллиптически поляризованного СВЧ колебания в линейно-поляризованное колебание, плоскость поляризации которого следует за изменением ориентации первичного эллиптически поляризованного колебания.

Рассмотрим прохождение поляризованного сигнала через систему, состоящую из двух фазовых пластин $\frac{\lambda}{4}$ „ “ $(\varphi_1\ \varphi_2)$, расположенных в плоскости XOZ и пластины (q) с коэффициентом передачи по напряженности поля равным q, расположенной между ними под углом $\alpha = 45°$ относительно плоскости XOZ. (Рис. 1). При таком расположении этих эле-

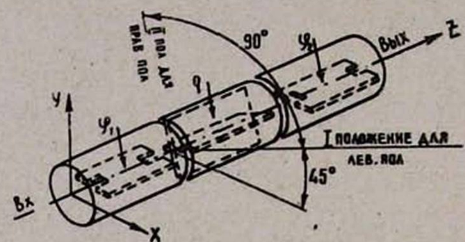


Рис. 1.

ментов относительно системы XOZ им соответствуют поляризационные матрицы Джонса следующего вида:

$$[\dot{S}_{\varphi}] = \begin{bmatrix} j & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \ [S_q] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} q+1 & q-1 \\ q-1 & q+1 \end{bmatrix},$$

где q — коэффициент передачи по напряженности данной пластины.

Матрицу Джонса $[\dot{Q}]$ для системы (рис. 1) можно получить из равенства

$$[\dot{Q}] = [\dot{S}_{\varphi}] \cdot [S_q] \cdot [\dot{S}_{\varphi}] = \frac{q+1}{2} \begin{bmatrix} -1 & jk \\ jk & 1 \end{bmatrix}, \tag{1}$$

где $k = \frac{q-1}{q+1}$.

Поляризованную волну, действующую на входе данной системы, можно представить в виде

$$[\dot{E}]_{BX} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix},$$

где E_x, $\dot{E}_y$ — компоненты входящей волны

Начальную фазу компоненты E_x примем равной нулю. Характер поляризации сигнала на выходе данной системы определяется из соотношений

$$[\dot{E}_{\text{вых.}}]=[\dot{Q}]\cdot[\dot{E}_{\text{вх}}]=\frac{q+1}{2}\,E_x\begin{bmatrix}-1+jk\dot{P}\\ jk+\dot{P}\end{bmatrix}, \tag{2}$$

где $\dot{P}=\left(\frac{\dot{E}_y}{\dot{E}_x}\right)_{\text{вх}}$ — фазор входной поляризованной волны.

Из соотношения (2) для фазора выходной поляризованной волны имеем

$$\dot{P}_{\text{вых.}}=\left(\frac{\dot{E}_y}{\dot{E}_x}\right)_{\text{вых}}=\frac{jk+\dot{P}}{-1+jk\dot{P}}. \tag{3}$$

С целью определения ориентации выходной поляризованной волны воспользуемся выражением [1]

$$\beta_{\text{вых.}}=\frac{1}{2}\ \text{arctg}\ \frac{\dot{P}_{\text{вых.}}+\dot{P}^{*}_{\text{вых}}}{1-\dot{P}_{\text{вых.}}\dot{P}^{*}_{\text{вых.}}}.$$

После подстановки значения $\dot{P}_{\text{вых.}}$ получим

$$\beta_{\text{вых.}}=\pi-\beta_{\text{вх}}.$$

Как видно из этого выражения, изменение ориентации выходной волны с противоположным знаком следует за изменением ориентации входной волны.

Для определения отношения осей ($r_{\text{вых.}}$) выходной поляризованной волны поступим следующим образом.

Как известно [1], $r_{\text{вых.}}$ выражается через $\Phi_{\text{вых.}}$ и $\beta_{\text{вых.}}$ следующим образом:

$$r_{\text{вых.}}=-\frac{\text{ctg}\,\Phi_{\text{вых}}}{\sin 2\beta_{\text{вых.}}}+\sqrt{1+\left(\frac{\text{ctg}\,\Phi_{\text{вых.}}}{\sin 2\,\beta_{\text{вых.}}}\right)^{2}}, \tag{4}$$

где

$$\beta_{\text{вых.}}=\pi-\beta_{\text{вх}},$$

$$\text{tg}\,\Phi_{\text{вых.}}=\frac{\text{im}\,\dot{P}_{\text{вых.}}}{\text{Re}\,\dot{P}_{\text{вых.}}}=F(r_{\text{вх}},\ \Phi_{\text{вх}}).$$

Примем, что при изменении во времени ориентации входной волны отношение осей $r_{\text{вх}}$ остается постояннным, т. е. для входной волны выполняется равенство [1]

$$\text{tg}\,\Phi_{\text{вх}}=\frac{A}{\sin 2\,\beta_{\text{вх}}}, \tag{5}$$

где $A=\frac{2r_{\text{вх.}}}{1-r^2_{\text{вх}}}=\text{const}.$

Подставляя в выражение (4) значение для $\beta_{\text{вых.}}$ и $\text{tg}\,\Phi_{\text{вых.}}$, можно показать, что $\frac{\partial r_{\text{вых}}}{\partial \beta_{\text{вх}}}\equiv 0.$

Это значит, что эллиптичность выходного сигнала не зависит от ориентации входной волны, что может быть полезным при некоторых практических применениях.

Имея в виду это обстоятельство, для получения функциональной зависимости $r_{\text{вых.}} = r\,(r_{\text{вх}})$ рассчитаем $r_{\text{вых}}$ для частного случая, а именно, когда

$$\beta_{\text{вх}} = \frac{\pi}{2} = \beta_{\text{вых.}}.$$

При этом из выражения (3) можно получить

$$r_{\text{вых.}} = \frac{k + r_{\text{вх}}}{-1 - k r_{\text{вх}}}. \tag{6}$$

Условимся, что знаки $(\pm)$ величины $\dfrac{r}{|r|}$ соответственно указывают на левую и правую поляризации. График этой функции приведен на (рис. 2) пунктирными кривыми.

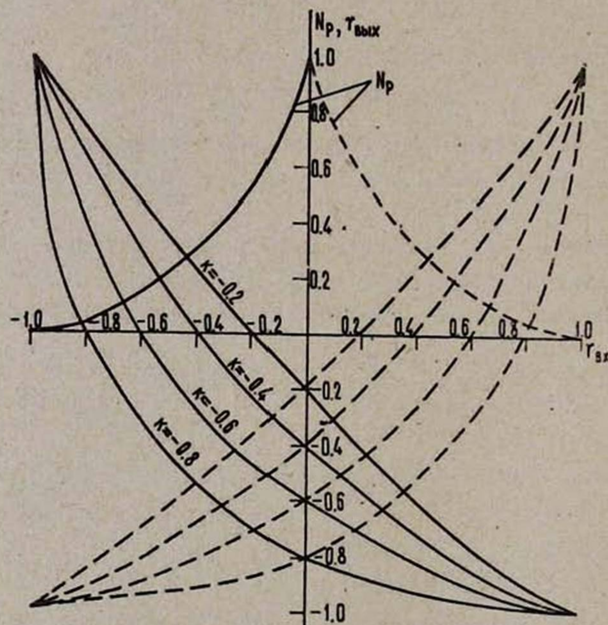


Рис. 2.

Из требования наличия на выходе данной системы линейной поляризованной волны из (6) следует

$$k = - r_{\text{вх}}. \tag{6a}$$

Как видим k может иметь знак „+" или „—" в зависимости от наличия на входе право или лево поляризованной волны. Иными словами, при принятой нами ориентации пластин q под углом $\alpha_1 = 45°$, в зависимости от знака поляризации входной волны, данный элемент может быть поглотителем мощности ($q<1$) или же усилителем мощности ($q>1$)—компонент вдоль направления плоскости пластин.

Практически целесообразно в зависимости от знака поляризации входной волны менять не свойство данной пластины, а ее ориентацию на $\pm 45^\circ$, при этом выходная волна в обоих случаях будет линейно поляризованной при определенном выборе значения q, зависящего только от $|r_{вх}|$.

На графике (рис. 2) сплошными кривыми показаны зависимости $r_{вых.} = r_{k=\mathrm{const}}(r_{вх})$ для положения поглощающей пластины $\alpha_2 = 135^\circ$, а пунктирными кривыми для положения $\alpha_1 = 45^\circ$. Как видно из графика, для всех значений $r_{вх}$, удовлетворяющих условию $-1 < r_{вх} < +1$, не меняя знака k, можно получить $r_{вых} = 0$. Используя результат (2) для величины мощности выходной линейно-поляризованной волны, в случае левополяризованной волны при положении поглощающей пластины $\alpha_1 = 45^\circ$ получим следующее соотношение:

$$W_{вых} = A_1 E^2 (r_{вх} - 1)^2.$$

Аналогичное выражение получается для правополяризованной волны в положении пластины $\alpha_2 = 135^\circ$.

Для мощности входного сигнала имеем

$$W_{вх} = A_2 E^2 (r_{вх}^2 + 1),$$

где A_1, A_2 — постоянные коэффициенты.

Предполагая, что $A_1 = A_2$, определим коэффициент передачи по мощности данной системы как отношение мощности выходной линейно-поляризованной волны к мощности, входящей в систему:

$$N_p = \frac{W_{вых. (лин. пол.)}}{W_{вх. (элл. пол.)}} = \frac{(r_{вх} - 1)^2}{r_{вх}^2 + 1}.$$

График этой функции показан на рис. 2 сплошными кривыми для положения пластины $\alpha_2 = 135^\circ$ и пунктирными кривыми для положения пластины $\alpha_1 = 45^\circ$.

Во всех вышеприведенных рассуждениях было сделано предположение о вещественности коэффициента передачи (q). В реальном случае величина q есть комплексное число

$$\dot{q} = q' e^{i\delta},$$

где $\delta = \delta(q')$ — дополнительный фазовый сдвиг, вносимый поглощающей пластиной (q). В этом случае легко убедиться, что условие (6а) дающее возможность определить отношение осей эллипса поляризации входного сигнала, остается в силе, а формула для $\beta_{вых}$ принимает вид

$$\beta_{вых} = \pi - \beta_{вх} + \frac{1}{2} \delta(q').$$

Поправка $\frac{1}{2}\delta(q')$ для данной пластины может быть определена экспериментально путем изменения зависимости вносимого фазового сдвига от величины модуля коэффициента передачи.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 29.I.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. Б. Канарейкин, Н. Ф. Павлов, В. А. Потехин*, „Поляризация радиолокационных сигналов". Изд. „Сов. рад.", 1966.

Գ. Բ. Հ. ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՁԵՎԱՓՈԽԻՉ

Ռ. Ն. ՍԻՄՈՆՅԱՆ, Է. Հ. ՄԻՐԶԱԲԵԿՅԱՆ

Քննարկված է Գ. Բ. Հ. տատանումների բևեռացման ձևափոխման մեկ ձև, որը հնարավորություն է տալիս ձևափոխելու էլիպսական բևեռացում ունեցող տատանումը գծային բևեռացում ունեցող տատանման, որի ժամանակ գծային բևեռացում ունեցող տատանման բևեռացման հարթության դիրքը հետևում է նախնական էլիպսական բևեռացման ալիքի դիրքին։

THE TRANSFORMER OF POLARIZATION OF MICROWAVE VIBRATION

R. N. SIMONIAN, E. H. MIRZABEKIAN

A certain type of transformation of elliptically polarized microwave vibration into linearly-polarized one, whose polarization plane is followed by the change of opientation of elliptically polarized vibration is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 261—263 (1969)

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ КОНТРОЛЯ РАБОТЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЕТЧИКА

Л. С. БАГДАСАРЯН, Г. С. ГРИГОРЯН, Л. С. ХУРШУДЯН

Дана простая методика непосредственного контроля и ориентировочного амплитудного анализа импульсов детектора, позволяющая без существенных дополнительных затрат осуществлять резервированный съем логической информации с сцинтилляционного счетчика.

Приведена схема индикации на туннельном диоде и низкочастотных транзисторах.

В физических экспериментах на ускорителе визуальный контроль функционирования сцинтилляционных счетчиков осуществляется обычно путем подачи на ячейку световой индикации импульса, снимаемого с „медленного“ выхода первого электронного блока [1].

Представляется целесообразным осуществлять непосредственную подачу сигнала детектора на ячейку индикации, располагая ее вблизи экспериментальной установки. Благодаря этому импульсы поджига индикаторных лампочек, имея большую длительность, обеспечат высокую надежность передачи информации из экспериментального зала.

Таким способом фактически без существенных дополнительных затрат, как это будет видно из последующего изложения, осуществляется „резервирование“ съема логической информации с детектора.

Для световой индикации используется импульс, снимаемый с последнего динода ФЭУ. Дело в том, что для предотвращения „звона“ выходного импульса ФЭУ в последний динод включается небольшое гасящее сопротивление R, как это показано на рис. 1. Величина это-

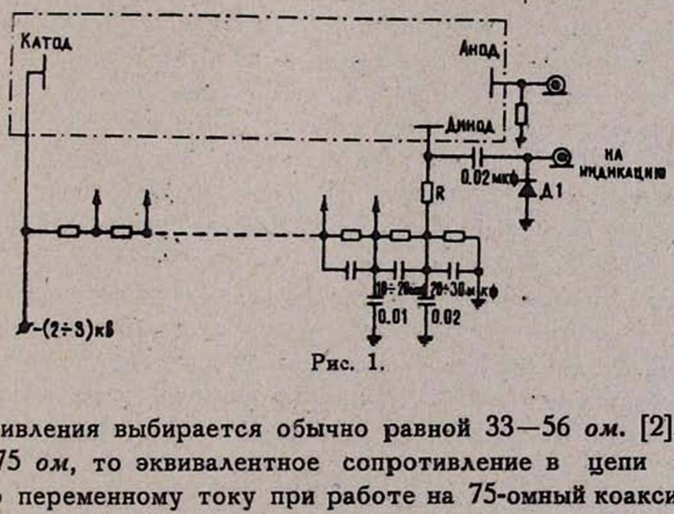


Рис. 1.

го сопротивления выбирается обычно равной 33—56 *ом*. [2]. Если принять $R=75$ *ом*, то эквивалентное сопротивление в цепи последнего динода по переменному току при работе на 75-омный коаксиальный кабель составит 37,5 *ом* и, следовательно, отрицательная обратная связь, осуществляемая этим сопротивлением, не будет заметно влиять на амплитуду выходного импульса ФЭУ с анода.

Импульсы с динодов ФЭУ посредством коротких отрезков кабелей подаются на схемы индикации, собранные в одном блоке, который располагается вблизи экспериментальной установки, что особенно удобно при работе с ливневым детектором. С помощью многожильного соединительного кабеля импульсы поджига подаются с блока индикации на лампочки накаливания, расположенные на пульте управления экспериментальной установки. Две жилы этого кабеля используются для подачи напряжения от стандартного источника питания на 12 вольт.

Простая и надежная схема индикации (рис. 2) состоит из запускающего одновибратора на туннельном диоде с индуктивностью, задающей время транзисторной пары T_1-T_2 и транзисторного ключа T_3,

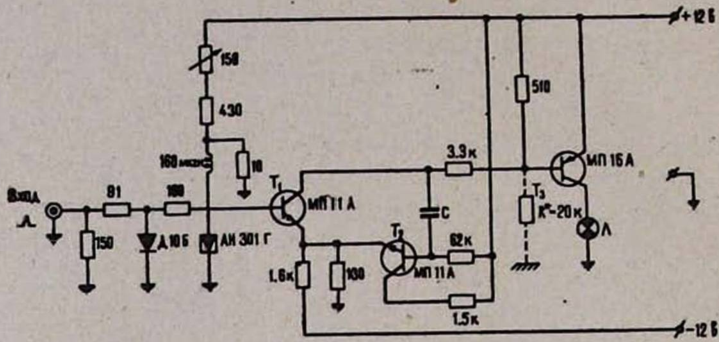


Рис. 2.

при отпирании которого вспыхивает включенная в его коллекторную цепь лампочка накаливания. При срабатывании одновибратора на туннельном диоде, благодаря относительно большой величине индуктивности $L>100$ *мкгн*, формируется импульс микросекундной длительности, который отпирает низкочастотный транзистор T_1. Задающая время транзисторная пара T_1-T_2 по сути дела представляет из себя известную схему одновибратора с эмиттерной связью, длительность формируемого импульса которого определяется, как известно, постоянной времени $\tau=R_{б_2}\cdot C$ [3]. Положительный сигнал, формируемый на коллекторе транзистора T_1, вызывает отпирание транзистора T_3 и вспышку индикаторной лампочки. Импульсный диод Д10Б служит как для ограничения входных импульсов, так и для гашения на нем импульса, формируемого туннельно-диодным одновибратором. При этом небольшая часть волны напряжения, распространяющаяся обратно к ФЭУ, уменьшает динамическое смещение на разделительном конденсаторе C, которое может возникнуть при высоких загрузках. В этом случае целесообразно использовать диод ДI, как это показано на рис. 1. Этот диод осуществляет также защиту схемы от случайных перегрузок при включении питания ФЭУ.

Минимальный порог схемы равен (350 ± 50) *мв*. Порог регулируется с помощью потенциометра, что позволяет осуществлять простейший амплитудный анализ (дискриминацию) импульсов ФЭУ. При величине задающей время емкости $C=5$ *мкф*, длительность световой вспышки $\sim 1{,}5$ *сек*, а при $C=10$ *мкф* ~ 3 *сек*. Схема не боится амплитудных перегрузок, вплоть до 20 вольт.

Выражаем признательность Аракеляну М. Л. за активное участие в работе.

Ереванский физический институт

Поступила 28.III.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. Б. Бушнин, А. Ф. Дунайцев, В. А. Сенько*, Материалы симпозиума по наносекундной ядерной электронике, Дубна, 1967.
2. *В. Г. Горбенко, В. И. Лапшин, В. И. Рыкалин* и др., Препринт ОИЯИ 13—3095, Дубна, 1967.
3. *И. П. Степаненко*, Основы теории транзисторов и транзисторных схем, Госэнергоиздат, М.—Л., 1963.

ՍՑԻՆՏԻԼՅԱՑԻՈՆ ՀԱՇՎԻՉԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՎԵՐԱՀՍԿՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Լ. Ս. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ, Գ. Ս. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Լ. Ս. ԽՈՒՐՇՈՒԴՅԱՆ

Տրված է դետեկտորի իմպուլսների անմիջական վերահսկման և նախնական ամպլիտուդային անալիզի մեթոդիկա, որը հնարավորություն է տալիս առանց էական լրացուցիչ ծախսերի իրականացնել սցինտիլյացիոն հաշվիչի տրամաբանական ինֆորմացիայի ռեզերված դուրս բերումը։

Բերված է ինդիկացման սխեման, որը կազմված է թունելային դիոդից և ցածր հաճախականության տրանզիստորներից։

ON ONE POSSIBILITY TO CONTROLE THE WORK OF A SCYNTILLATION COUNTER

L. S. BAGDASARIAN, G. S. GRIGORIAN, L. S. KHURSHUDIAN

A method of immediate control and tentative amplitude analysis of the detector pulses which permits to perform reserved pick up of logical information from a scyntillation counter without essential additional expenditure is suggested.

An indication circuit with a tunnel diode and low-frequency transistors is given.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

СОДЕРЖАНИЕ