ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1980

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

Խմբագրության հասցեն՝ 375019, Երևան 19, Բարեկամության, 24 գ, հեռ. 56-08-3

Адрес редакции: 375019, Ереван-19, Барекамутян, 24-г, тел. 56—08—31

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 3—8 (1980)

О КАЛИБРОВОЧНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ ЭФФЕКТИВНОГО ДЕЙСТВИЯ НА КЛАССИЧЕСКОЙ ЭКСТРЕМАЛИ БЕЗ ИСТОЧНИКОВ

И. А. БАТАЛИН, Г. К. САВВИДИ

Дано явное доказательство калибровочной инвариантности эффективного действия для полей, удовлетворяющих классическим уравнениям движения без источников в теории Янга-Миллса.

1. Введение

Калибровочная инвариантность эффективного действия на точной экстремали с помощью тождеств Уорда была доказана в [1], а в явном виде на однопетлевом уровне — в [2, 3]. В настоящей работе дано явное доказательство калибровочной инвариантности эффективного действия для полей, удовлетворяющих *классическим* уравнениям движения без источников в неабелевых калибровочных теориях. Основной результат заключается в следующем. Как правило, квантовые поправки вычисляются на каком-либо решении φ_0 классического уравнения $S_{,i}(\varphi_0) = 0$, и, казалось бы, необходимо вычислить $\hbar\,\Gamma^{(1)}(\varphi_0) + \hbar^2\,\Gamma^{(2)}(\varphi_0) + \cdots$, где $\Gamma^{(1)}$ $\Gamma^{(2)}$ и т. д.—квантовые поправки, которые представляют собой совокупность одночастично неприводимых диаграмм. В работе же показано, что на самом деле необходимо вычислить $\hbar\Gamma^{(1)}(\varphi_0) + \hbar^2\{\Gamma^{(2)}(\varphi_0) + \frac{1}{2}\Gamma,{}^{(1)}_{i}(\varphi_0) \times \Delta^{ij}(\varphi_0)\,\Gamma,{}^{(1)}_{j}(\varphi_0)\}$. Неожиданным является появление второго слагаемого в фигурных скобках, которое представляет собой совокупность одночастично *приводимых* диаграмм. Затем явным вычислением мы убедились в том, что именно это последнее выражение является калибровочно инвариантной величиной.

2. Определения

Как и в [4], нами будут использоваться два типа конденсированных индексов, объединяющих дискретные и непрерывные координаты пространства—времени: малые латинские индексы относятся к лагранжевым переменным калибровочного поля φ^i, а малые греческие — к параметрам калибровочной группы. Классическое действие $S(\varphi)$ инвариантно относительно бесконечно малых калибровочных преобразований

$$\delta\varphi^i = R^i_\alpha(\varphi)\,\delta\xi^\alpha,$$

следовательно

$$S,_i(\varphi)\,R^i_\alpha(\varphi) = 0,$$

$$S,_{ij}(\varphi)\,R^i_\alpha(\varphi) + S,_i(\varphi)\,R^i_{\alpha,j}(\varphi) = 0$$

и т. д., где функциональные производные по полю обозначены с помощью запятой.

На классической экстремали

$$S_{,i}(\varphi_0) = 0$$

эти соотношения имеют вид

$$R^i_\alpha(\varphi_0)\, S_{,i}(\varphi_0) = 0, \tag{1}$$

$$R^i_\alpha(\varphi_0)\, S_{,ij}(\varphi_0) = 0, \tag{2}$$

$$R^i_\alpha S_{,ijk} + R^i_{\alpha,k} S_{,ij} + R^i_{\alpha,j} S_{,ik} = 0, \tag{3}$$

$$R^i_\alpha S_{,ijkl} + R^i_{\alpha,l} S_{,ijk} + R^i_{\alpha,k} S_{,ijl} + R^i_{\alpha,j} S_{,ikl} = 0,$$

$$R^i_{\alpha,m} S_{,ijkl} + R^i_{\alpha,l} S_{,ijkm} + R^i_{\alpha,k} S_{,ijlm} + R^i_{\alpha,j} S_{,iklm} = 0;$$

при этом мы учли, что действие содержит поле в степени не выше четвертой и что $R^i_{\alpha,jk} = 0$.

Алгебра Ли калибровочной группы G в терминах величины $R^i_\alpha(\varphi)$ записывается в виде

$$R^i_{\alpha,j} R^j_\beta - R^i_{\beta,j} R^j_\alpha \equiv R^i_\gamma C^\gamma_{\alpha\beta}, \tag{4}$$

где $C^\gamma_{\alpha\beta}$ — структурные константы группы, удовлетворяющие тождеству Якоби

$$C^\delta_{\alpha\varepsilon} C^\varepsilon_{\beta\gamma} + C^\delta_{\beta\varepsilon} C^\varepsilon_{\gamma\alpha} + C^\delta_{\gamma\varepsilon} C^\varepsilon_{\alpha\beta} = 0.$$

Мы также предположим, как обычно, что

$$R^i_{\alpha,i} = 0,$$

$$C^\beta_{\alpha\beta} = 0. \tag{5}$$

Исходное выражение для производящего функционала есть

$$\exp\left\{\frac{i}{\hbar} Z\right\} = N^{-1} \int D\varphi \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[S(\varphi) + \frac{1}{2}\Psi^\alpha \varkappa_{\alpha\beta} \Psi^\beta + J_k \varphi^k\right] + \right.$$

$$\left. + \operatorname{Sp}\ln[R^k_\alpha \Psi,^\beta_k]\right\}, \tag{6}$$

где $\Psi^\alpha(\varphi)$ — калибровочная функция. Используя (5), можно получить следующее выражение для изменения функционала Z при вариации калибровки Ψ:

$$\delta_\Psi \exp\left\{\frac{i}{\hbar} Z\right\} = \frac{i}{\hbar} J_k R^k_\alpha D^\alpha_\beta \delta\Psi^\beta \Big|_{\varphi = \frac{\hbar}{i}\frac{\delta}{\delta J}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar} Z\right\}, \tag{7}$$

где

$$R^k_\alpha \Psi,^\beta_k D^\gamma_\beta = -\delta^\gamma_\alpha.$$

Введем производящий функционал вершинных функций Грина $\Gamma^{(n}$ (эффективное действие):

$$\Gamma = Z - J_k \varphi^k, \tag{8}$$

причем J_k должно быть выражено через φ^k с помощью уравнения

$$\frac{\partial Z}{\partial J_k} = \varphi^k. \tag{9}$$

Рассмотрим полное изменение функционала $\Gamma(\varphi)$ при вариации калибровки

$$\delta_\Psi \Gamma = \delta_\Psi Z + \frac{\partial Z}{\partial J_k} \delta_\Psi J_k - (\delta_\Psi J_k) \varphi^k. \tag{10}$$

Последние два члена в (10) компенсируют друг друга в силу (9) и мы имеем

$$\delta_\Psi \Gamma(\varphi) = \delta_\Psi Z(J)|_{J = J(\varphi,\, \psi)}.$$

Явная вариация $\delta_\Psi Z$ дается (7) и исчезает при $J_k = 0$. Так как по определению (8)

$$\Gamma_{,\,l}(\varphi) = -J_l,$$

то

$$\delta_\Psi \Gamma(\varphi) = 0,$$

если φ удовлетворяет уравнению

$$\Gamma_{,\,l}(\varphi) = 0. \tag{11}$$

3. Явное доказательство калибровочной инвариантности

Получим теперь разложение $\Gamma(\varphi)$ на точной экстремали (11) по степеням $\hbar$ (т. е. по числу петель). С этой целью представим (8) в виде разложения по степеням $\hbar$:

$$\Gamma(\varphi) = \Gamma_0(\varphi) + \hbar\, \Gamma^{(1)}(\varphi) + \hbar^2 \Gamma^{(2)}(\varphi) + \cdots. \tag{12}$$

Далее разложив в ряд решение уравнения (11):

$$\varphi = \varphi_0 + \hbar \varphi^{(1)} + \hbar^2 \varphi^{(2)} + \cdots \tag{13}$$

и подставив его в (11), находим

$$\Gamma_{0,\,l}(\varphi_0) = 0, \tag{14}$$

$$\Gamma_{0,\,lk}(\varphi_0)\, \varphi^{(1)\,k} + \Gamma^{(1)}_{,\,l}(\varphi_0) = 0 \tag{15}$$

и т. д.

Эти соотношения позволяют выразить члены разложения (13) через φ_0. Для $\Gamma(\varphi)$ на точной экстремали, выраженной через φ_0, получаем

$$\Gamma(\varphi)|_{(11)} = \Gamma_0(\varphi_0) + \hbar\, \Gamma^{(1)}(\varphi_0) + \hbar^2 \left\{ \Gamma^{(2)}(\varphi_0) + \frac{1}{2} \Gamma^{(1)}_{,\,i}(\varphi_0)\, \Delta^{ij}(\varphi_0)\, \Gamma^{(1)}_{,\,j}(\varphi_0) \right\} + \cdots, \tag{16}$$

где по определению

$$\Gamma_{0,\,lk}(\varphi_0)\,\Delta^{kj}(\varphi_0) = -\,\delta_l^j. \tag{17}$$

Неожиданным является появление второго члена в фигурных скобках (16), который представляет собой совокупность одночастично *приводимых* диаграмм. В этом можно убедиться, подставляя (12), а также разложение для Z

$$Z = Z_0 + \hbar Z^{(1)} + \hbar^2 Z^{(2)} + \cdots$$

в (8) и (9).

Представляет интерес явно убедиться, что каждый член в (16) не зависит от калибровки. Используя метод стационарной фазы применительно к (6), для коэффициентов разложения (16) находим

$$\Gamma_0(\varphi_0) = S(\varphi_0) + \frac{1}{2}\Psi^\alpha \varkappa_{\alpha\beta}\Psi^\beta,$$

$$\Gamma^{(1)}(\varphi_0) = \frac{i}{2}\operatorname{Sp}\ln\left\{S,_{ij} + \frac{1}{2}\Psi,_i^\alpha \varkappa_{\alpha\beta}\Psi,_j^\beta\right\} - i\operatorname{Sp}\ln\{R_\alpha^k\Psi,_k^\beta\}, \tag{18}$$

$$\Gamma^{(2)}(\varphi_0) = -\frac{1}{8}S,_{ijkl}\Delta^{ij}\Delta^{kl} - \frac{1}{12}S,_{ijk}S,_{lmn}\Delta^{il}\Delta^{jm}\Delta^{kn} +$$

$$+\frac{1}{2}D_\alpha^\gamma D_{\gamma,\,i}^{-1\,\alpha}\Delta^{ij}D_\rho^\delta D_{\delta,\,j}^{-1\,\rho};$$

$$\frac{1}{2}\Gamma,_i^{(1)}(\varphi_0)\,\Delta^{ij}(\varphi_0)\,\Gamma,_j^{(1)}\varphi_0 = -\frac{1}{8}S,_{ijk}S,_{lmn}\Delta^{ij}\Delta^{kl}\Delta^{mn} -$$

$$-\frac{1}{2}S,_{ijk}\Delta^{ij}\Delta^{kl}D_\alpha^\beta D_{\beta,\,l}^{-1\,\beta} - \frac{1}{2}D_\alpha^\beta D_{\beta,\,i}^{-1\,\alpha}\Delta^{ij}D_\rho^\delta D_{\delta,\,j}^{-1\,\rho}.$$

Докажем, что $\Gamma_0(\varphi_0)$ не зависит от Ψ. Имеем

$$\delta_\Psi\Gamma_0(\varphi_0) = \Gamma_{0,\,i}\,\delta\varphi_0^i + \delta\Psi^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\Psi^\beta = \delta\Psi^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\Psi^\beta.$$

Запишем уравнение (14) в явном виде

$$S,_i(\varphi_0) + \Psi,_i^\alpha(\varphi_0)\varkappa_{\alpha\beta}\Psi^\beta(\varphi_0) = 0. \tag{19}$$

В силу (1) при свертывании (19) с R_γ^i имеем

$$D^{-1}{}_\gamma^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\Psi^\beta = 0,$$

т. е.

$$\Psi^\beta(\varphi_0) = 0, \tag{20}$$

так что $\delta_\Psi\Gamma_0(\varphi_0) = 0$. Таким образом, $\Gamma_0(\varphi_0)$ не зависит от Ψ.

Рассмотрим для $\Gamma^{(1)}(\varphi_0)$

$$\delta_\Psi\Gamma^{(1)}(\varphi_0) = \Gamma,_i^{(1)}\delta_\Psi\varphi_0^i + \bar{\delta}_\Psi\Gamma^{(1)}, \tag{21}$$

где $\bar{\delta}_\Psi$ обозначает вариацию явной зависимости $\Gamma^{(1)}$ от Ψ.

Для дальнейших вычислений нам понадобятся два соотношения. Умножая уравнение (17) для Δ^{il}

$$[S_{,ij} + \Psi_{,i}^{\alpha}\varkappa_{\alpha\beta}\Psi_{,j}^{\beta}]\Delta^{jk} = \delta_i^k \qquad (22)$$

на R^i_γ и используя (2), получаем

$$\varkappa_{\alpha\beta}\Psi_{,j}^{\beta}\Delta^{jk} = D^{\gamma}_{\alpha}R^k_\gamma. \qquad (23)$$

Чтобы найти изменение экстремали $\delta_\Psi \varphi_0^i$, проварьируем уравнение движения (19):

$$S_{,ij}\delta_\Psi\varphi_0^j + \Psi_{,i}^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\Psi_{,j}^\beta\delta_\Psi\varphi_0^j + \delta\Psi_{,i}^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\Psi^\beta + \Psi_{,i}^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\delta\Psi^\beta = 0,$$

откуда в силу (22), (20) и (23) имеем

$$\delta_\Psi\varphi_0^i = \Delta^{ij}\delta\Psi_{,j}^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\Psi^\beta + \Delta^{ij}\Psi_{,j}^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\delta\Psi^\beta = \Delta^{ij}\Psi_{,j}^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\delta\Psi^\beta = R^i_\alpha D^\alpha_\beta\delta\Psi^\beta.$$

Итак, для явной вариации $\bar\delta_\Psi\Gamma^{(1)}(\varphi_0)$ в силу (23) имеем

$$\delta\Gamma^{(1)}(\varphi_0) = -\frac{i}{2}\Delta^{ji}2\delta\Psi_{,i}^\alpha\varkappa_{\alpha\beta}\Psi_{,j}^\beta + iD^\gamma_\alpha R^i_\gamma\delta\Psi_{,i}^\alpha =$$

$$= -iD^\gamma_\alpha R^i_\gamma\delta\Psi_{,i}^\alpha + iD^\gamma_\alpha R^i_\gamma\delta\Psi_{,i}^\alpha \equiv 0.$$

Рассмотрим теперь первый член в (21):

$$\Gamma^{(1)}_{,i}\delta_\Psi\varphi_0^i = \Gamma^{(1)}_{,i}R^i_\alpha D^\alpha_\beta\delta\Psi^\beta;$$

для $\Gamma^{(1)}_{,i}R^i_\gamma$ имеем:

$$\Gamma^{(1)}_{,i}R^i_\gamma = -\frac{i}{2}\Delta^{ji}S_{,ijk}R^k_\gamma + iD^\alpha_\beta\Psi^\beta_{,i}R^i_{\alpha,k}R^k_\gamma =$$

$$= -\frac{i}{2}\Delta^{ji}[-S_{,ik}R^k_{\gamma,j} - S_{,jk}R^k_{\gamma,i}] + iD^\alpha_\beta\Psi^\beta_{,i}R^i_{\alpha,k}R^k_\gamma =$$

$$= i\Delta^{ji}S_{,ik}R^k_{\gamma,j} + iD^\alpha_\beta\Psi^\beta_{,i}R^i_{\alpha,k}R^k_\gamma =$$

$$= i[-\delta^j_k - \Psi^\alpha_{,k}\varkappa_{\alpha\beta}\Psi^\beta_{,i}\Delta^{ij}]R^k_{\gamma,j} + iD^\alpha_\beta\Psi^\beta_{,i}R_{\alpha,k}R^k_\gamma =$$

$$= -iR^k_{\gamma,k} - iD^\alpha_\beta\Psi^\alpha_{,k}R^k_{\gamma,j}R^j_\beta + iD^\alpha_\beta\Psi^\beta_{,i}R^i_{\alpha,k}R^k_\gamma =$$

$$= iD^\alpha_\beta\Psi^\beta_{,i}(R^i_{\alpha,k}R^k_\gamma - R^i_{\gamma,k}R^k_\alpha) =$$

$$= iD^\alpha_\beta\Psi^\beta_{,i}R^i_\delta C^\delta_{\alpha\gamma} = -iC^\delta_{\delta\gamma} = 0.$$

В процессе преобразований мы воспользовались соотношениями (3)—(5), (18) и (22).

Рассмотрим, наконец, двухпетлевой вклад в эффективное действие на экстремали. При вычислении вариации необходимо воспользоваться соотношением

$$\bar\delta_\Psi\Delta^{jk} = \Delta^{\{ji}\delta\Psi^\alpha_{,i}D^\gamma_\alpha R^{k\}}_\gamma,$$

где фигурные скобки обозначают симметризацию по индексам j и k.

Для $\bar\delta_\Psi\Gamma^{(2)}(\varphi_0)$ после трудоемких вычислений находим

$$\bar\delta_\Psi\Gamma^{(2)}(\varphi_0) = \frac{1}{2}S_{,mpi}\Delta^{pi}\Delta^{kn}\delta\Psi^\beta_{,n}D^\alpha_\beta R^m_{\alpha,k} +$$

$$+\Delta^{kn}\delta\Psi^\beta_{,n}D^\alpha_\beta R^m_{\alpha,k}D^\gamma_\rho D^{-1\,\rho}_{\gamma,m}.$$

Для $\overline{\delta}_{\Psi}\left[\frac{1}{2}\Gamma,{}_{i}^{(1)}\Delta^{ij}\Gamma,{}_{j}^{(1)}\right]$ получается то же выражение, только с обратным знаком. Вариация через экстремаль также может быть, в принципе, вычислена с помощью соотношений, полученных в настоящей работе.

Остановимся особо на случае, когда φ_0^i является ковариантно постоянным полем [2]. Нетрудно убедиться в том, что $\Gamma,{}_{i}^{(1)}$ в этом поле равно нулю, поскольку равна нулю функция Грина глюона $(R_{\alpha}^{i}\Delta_{ij}|_{i=j}=0)$ в совпадающих точках $i=j$. Поэтому при вычислении двухпетлевой поправки к эффективному действию [5] мы ограничились только первым слагаемым в фигурных скобках (16).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
АН СССР
Ереванский физический
институт

Поступила 4.V.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. Fukuda, T. Kugo.* Preprint RIFP—237, 1975.
2. *И. А. Баталин, С. Г. Матинян, Г. К. Саввиди.* ЯФ, 26, 407 (1977); Научное сообщение ЕФИ, 198 (44)—76.
3. *Г. К. Саввиди.* Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 72 (1977).
4. *B. S. De Witt.* Phys. Rev., 162, 1195, 1239 (1967).
   B. S. De Witt. Dynamical Theory of groups and fields (Gordon and Breach, 1965).
5. *I. A. Batalin, G. K. Savvidy.* Scientific Report EFI—299 (24)—78.

ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐ ՉՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՃՇԳՐԻՏ ԷԿՍՏՐԵՄԱԼԻ ՎՐԱ ԷՖԵԿՏԻՎ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏՐԱՄԱՉԱՓԱՅԻՆ ԻՆՎԱՐԻԱՆՏՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ի. Ա. ԲԱՏԱԼԻՆ, Գ. Կ. ՍԱՎՎԻԴԻ

Տրված է Յանգ-Միլսի տեսության աղբյուրներ չպարունակող շարժման հավասարումներին բավարարող դաշտերի էֆեկտիվ ազդեցության տրամաչափային ինվարիանտության բացահայտ ապացույցը։

ON THE GAUGE INVARIANCE OF EFFECTIVE ACTION ON PRECISE SOURCELESS EXTREMAL

I. A. BATALIN, G. K. SAVVIDY

An explicit proof of gauge invariance of the effective action for fields satisfying the sourceless equations of motion in Yang-Mills theory is given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 9—16 (1980)

РЕНТГЕНОВСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ОБРАЗУЕМОЕ В ПЛАСТИНЕ С РАЗМЫТЫМИ ГРАНИЦАМИ

А. Л. АВАКЯН, А. С. АМБАРЦУМЯН, ЯН ШИ

В приближении геометрической оптики получены формулы для частотно-углового распределения интенсивности РПИ, образованного на размытой границе двух сред и в пластине с размытыми границами. Показано, что определяющую роль в этих случаях играет отношение длины размытия к зонам формирования излучения в веществе и в вакууме. Проведен численный расчет частотно-углового и частотного распределений интенсивности РПИ «вперед» при произвольном отношении длины размытия к зонам формирования.

Вопросы влияния размытости границ вещества на образование переходного излучения рассматривались рядом авторов [1—4]. В работе [1] для конкретного вида зависимости диэлектрической проницаемости от координат задача была решена точно в первом приближении теории возмущений (когда на расстояниях порядка длины волны относительное изменение диэлектрической проницаемости мало). Авторы показали, что для ультрарелятивистских частиц в случае малого отношения длины размытия к зоне формирования излучения интенсивность рентгеновского переходного излучения (РПИ) в направлении движения частицы («вперед») почти такая же, как и для резкой границы. В обратном случае интенсивность излучения экспоненциально мала. В работе [2] аналогичная задача, но для произвольного вида $\varepsilon(z)$, решалась в приближении геометрической оптики. При этом автор пришел к выводу, что переходное излучение оказывается экспоненциально малым всякий раз, когда длина размытия больше длины волны излучения. Поскольку длина волны и зона формирования излучения не всегда даже одного порядка, то между утверждениями работ [1] и [2] имеются противоречия. Авторы работы [3] рассмотрели ту же задачу специально для РПИ и пришли к выводу, аналогичному [1]. В работе [4] та же задача была рассмотрена для одной частной модели размытой пластины.

В настоящей работе показано, что в действительности определяющую роль играет отношение длины размытия к зоне формирования излучения, а не к длине волны. Следовательно, утверждение работы [2] необходимо уточнить. Кроме того, в настоящей работе рассмотрена задача о пластине с размытыми границами при произвольном $\varepsilon(z)$. Проведен также численный расчет интенсивности РПИ в случае размытой границы двух сред и для пластины с размытыми границами при произвольном отношении длины размытия к зонам формирования излучения.

1. Размытая граница раздела двух сред в приближении геометрической оптики

Рассмотрим нормальное прохождение заряженной частицы со скоростью $\mathbf{v} = \{0, 0, v\}$ через изотропную «одномерную» неоднородную среду в направлении изменения диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon = \varepsilon(z)$.

Для z-составляющей фурье-компоненты $A_z(z, \varkappa, \omega) \equiv A$ векторного потенциала имеем уравнение

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial A}{\partial z}\right) + \lambda^2 A = -\frac{ev^2}{2\pi^2 c}\int \delta(z - z(t))\, e^{i\omega t}\, dt, \tag{1}$$

$$\lambda = (\omega^2 \varepsilon / c^2 - \varkappa^2)^{1/2}, \tag{2}$$

где $\varkappa$ — поперечная составляющая волнового вектора.

При выполнении условия

$$\left| \frac{c}{\varepsilon^{3/2}\omega}\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right| \ll 1 \tag{3}$$

решения уравнения (1) в приближении геометрической оптики имеют вид [2]

$$A^{(+)} = \frac{iev}{4\pi^2 c} A_+(z) \int\limits_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^{-1} A_-(\xi)\, e^{i\frac{\omega}{v}\xi}\, d\xi \quad (z \to +\infty), \tag{4}$$

$$A^{(-)} = \frac{iev}{4\pi^2 c} A_-(z) \int\limits_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^{-1} A_+(\xi)\, e^{i\frac{\omega}{v}\xi}\, d\xi \quad (z \to -\infty), \tag{5}$$

где

$$A_\pm(z) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\lambda}} \exp\left(\pm i \int\limits_{-\infty}^{z} \lambda\, dz'\right). \tag{6}$$

Решение (4) соответствует излучению «вперед», а решение (5) — «назад».

Рассмотрим простейший случай размытой границы двух сред, когда ε плавно изменяется внутри слоя толщиной z_0, оставаясь почти постоянной и равной ε_1 и ε_2 соответственно до и после этого слоя (т. е. вне слоя $|\varepsilon - \varepsilon_s| \ll |\varepsilon_1 - \varepsilon_2|$, $s = 1$ или 2). При этом, вообще говоря, не предполагается непрерывность производной $d\varepsilon/dz$ на краях рассматриваемого слоя. После выполнения интегрирования в (4) и (5) получаем, что слагаемые в $A^{(+)}$ содержат экспоненты типа

$$\exp\left[i\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_s\right)\frac{z_0}{2}\right], \text{ а в } A^{(-)} - \exp\left[i\left(\frac{\omega}{v} + \lambda_s\right)\frac{z_0}{2}\right] \quad (s = 1, 2).$$

Это означает, что величины $A^{(\pm)}$ существенно зависят от отношения длины размытия z_0 не к длине волны излучения, как утверждается в [2], а к длине зоны формирования излучения, определяемой формулой

$$z_s^{(+)} = \frac{\pi}{\frac{\omega}{v} - \lambda_s} \tag{7}$$

или

$$z_s^{(-)} = \frac{\pi}{\frac{\omega}{v} + \lambda_s} \tag{8}$$

соответственно для излучения «вперед» или «назад». В (7) и (8) величина λ_s определяется формулой (2), в которой вместо ε нужно подставить ε_1 или ε_2. Заметим, что если зона формирования излучения «назад» $z_s^{(-)}$ всегда порядка длины волны или меньше последней, то при рассмотрении $z_s^{(+)}$ дело обстоит несколько иначе. Действительно, когда частица не является релятивистской, или диэлектрическая проницаемость ε не близка к единице, или угол излучения не мал, эта величина также порядка длины волны. Однако когда значение γ лоренц-фактора частицы велико, ε близка к единице и угол излучения мал, т. е.

$$\gamma \gg 1, \quad |1-\varepsilon| \ll 1, \quad \vartheta \ll 1 \tag{9}$$

(в частности, для РПИ), величина $z_s^{(+)}$ значительно превышает длину волны и становится макроскопической.

Когда длина размытия границы z_0 много больше длины зоны формирования излучения,

$$z_0 \gg |z_s^{(+)}| \quad \text{или} \quad z_0 \gg |z_s^{(-)}|, \tag{10}$$

подынтегральная функция в правой части (4) или (5) быстро осциллирует и поэтому величина $A^{(+)}$ или $A^{(-)}$ мала. Правда, для ее вычисления мы не вправе подставлять в (4) или (5) функции (6), поскольку малейшая неточность в фазе этих функций приводит к большим ошибкам при вычислении интегралов (4) и (5). Аккуратное рассмотрение этого вопроса показывает, что при этом переходное излучение как «вперед», так и «назад» экспоненциально мало. Следовательно, содержащееся в работе [2] утверждение об экспоненциальной малости переходного излучения при размытиях, больших длины волны, справедливо только тогда, когда не выполняются условия (9).

Когда же неравенства (10) не имеют места, подынтегральные функции в (4) и (5) уже не являются быстро осциллирующими. Поэтому в эти формулы вполне правомерно подставить функции (6). Подставляя (6) в (4) и учитывая (9), получаем, что интенсивность излучения «вперед» выражается формулой

$$W^{(+)}(\omega, \vartheta) = \frac{e^2\omega^2\vartheta^3}{2\pi c^3}\left|\int \exp\left\{\frac{\omega}{v}\xi - \int_{z_н}^{\xi} \lambda(z')\, dz'\right\} d\xi\right|^2 \tag{11}$$

($z_н$ — координата плоскости наблюдения, расположенной достаточно далеко за границей).

Пусть теперь

$$z_0 \ll |z_s^{(+)}| \text{ и } z_0 |\lambda_1 - \lambda_2| \ll 1 \tag{12}$$

(при этом z_0 может быть много больше длины волны). Вычисляя интеграл в (11) для размытой границы и разлагая результат по степеням малых параметров (12), получаем

$$W^{(+)}(\omega, \vartheta) = W_{\text{pr}}^{(+)}(\omega, \vartheta)\,|1-\delta|^2, \tag{13}$$

где

$$W_{\text{pr}}^{(+)} = \frac{2e^2}{\pi c}\,\frac{|g_1 - g_2|\,\vartheta^3}{|g_1 + \vartheta^2|^2\,|g_2 + \vartheta^2|^2}\exp\left(-2\lambda_2'' z_{\text{II}}\right) \tag{14}$$

определяет РПИ для резкой границы, $g_s = 1 - \varepsilon_s + \gamma^{-2}$, $\lambda_s'' = \operatorname{Im}\lambda_s$ — поглощающая способность среды, δ — малая величина с положительной действительной частью. Когда, например, ε линейно зависит от z в граничном слое, имеем

$$\delta = \frac{\pi^2}{24}\,\frac{z_0^2}{z_1^{(+)} z_2^{(+)}}. \tag{15}$$

Из формул (13) и (14) следует, что размытость границы приводит к уменьшению интенсивности РПИ по сравнению со случаем резкой границы при всех углах и частотах излучения.

2. Пластина с размытыми границами

Совершенно аналогично можно решить задачу о пластине с размытыми границами. Как и в случае одной границы, излучение экспоненциально мало, когда длины размытия границ пластины много больше зон формирования излучения (7), (8). Когда же выполняются условия (12), интенсивность РПИ «вперед» не мала и вычисляется по формуле (11) (при этом z_{II} отсчитывается от второй по ходу движения заряженной частицы границы):

$$W_{\text{пл}}^{(+)}(\omega, \vartheta) = W_{\text{pr}}^{(+)}(\omega, \vartheta)\left|1 - \delta_2 - (1-\delta_1)\exp\left(-\frac{i\pi a}{z_1^{(+)}}\right)\right|^2, \tag{16}$$

где a — некоторая средняя толщина пластины, δ_1 и δ_2 — малые величины, определяемые длинами размытия z_1 и z_2 соответственно первой и второй (по ходу движения частицы) границ пластины, ε_1 и ε_2 — значения диэлектрической проницаемости вдали от граничных слоев внутри пластины и вне ее. В частности, когда ε линейно изменяется в граничных слоях, имеем

$$\delta_s = \frac{\pi^2}{24}\,\frac{z_s^2}{z_1^{(+)} z_2^{(+)}}. \tag{17}$$

Нетрудно видеть, что когда границы пластины являются резкими, т. е. $\delta_1 = \delta_2 = 0$, формула (16) переходит в известную формулу для РПИ, испущенного вперед, в случае пластины с резкими границами (см., например, [5]). Когда толщина пластины много больше длины поглощения излучения в веществе пластины, т. е. $a\operatorname{Im}\lambda_1 \gg 1$, формула (16) переходит в формулу (13) для одной размытой границы.

Пусть теперь пластина и внешняя среда прозрачны, т. е. $\operatorname{Im}\lambda_1 = \operatorname{Im}\lambda_2 = 0$; тогда имеем

$$W^{(+)}_{\text{пл}}(\omega,\ \vartheta) = W^{(+)}_{\text{pr}}(\omega,\ \vartheta)\left[4(1-\delta_1-\delta_2)\sin^2\frac{\pi a}{2z_1^{(+)}} + (\delta_1-\delta_2)^2\right]. \quad (18)$$

Отсюда видно, что когда квадрат синуса не мал, размытость границы приводит к уменьшению интенсивности излучения при всех частотах и углах. В частности, уменьшаются максимумы при $a = (2n+1)\ z_1^{(+)}$. Однако если степени размытия двух границ пластины разные, то интенсивность в минимумах при $a = 2nz_1^{(+)}$, наоборот, несколько больше, т. е. не осуществляется полная деструктивная интерференция волн, образованных в пластине. Другими словами, имеет место некоторое сглаживание осцилляций частотно-углового распределения интенсивности излучения, обусловленное, очевидно, отсутствием симметрии в этом случае.

3. Численный расчет

Для иллюстрации нами проведен численный расчет частотно-углового и частотного распределений интенсивности РПИ «вперед» для размытой границы вещество-вакуум и пластины с размытыми границами, расположенной в вакууме; в качестве вещества взято олово. Расчет проводился на основе формулы (11) для пластины в случае линейной зависимости ε от z в граничных слоях:

$$W^{(+)}(\omega,\ \vartheta) = \frac{e^2\omega^2\vartheta^3}{2\pi c^2}\left|\frac{i(\lambda_0-\lambda)}{\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)\left(\frac{\omega}{v}-\lambda_0\right)}\left[1-e^{-ia\left(\frac{\omega}{v}-\lambda_0\right)}\right]+\right.$$

$$+\int\limits_0^{z_1/2}\left[e^{i\frac{\lambda_1-\lambda}{2z_1}\left(z-\frac{z_1}{2}\right)^2}-1\right]\left[e^{-i\left[\left(\frac{\omega}{v}-\lambda_0\right)z+\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)a\right]}+e^{i\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)(z-a)}\right]dz+$$

$$\left.+\int\limits_0^{z_2/2}\left[e^{-i\frac{\lambda_2-\lambda}{2z_2}\left(z-\frac{z_2}{2}\right)^2}-1\right]\left[e^{-iz\left(\frac{\omega}{v}-\lambda\right)}+e^{iz\left(\frac{\omega}{v}-\lambda_0\right)}\right]dz\right|^2. \quad (19)$$

На рис. 1, 2 и 3, 4 приведены графики частотно-углового и частотного спектров интенсивности для размытой границы и пластины с размытыми границами. Зависимость спектральной интенсивности излучения от γ-фактора в обоих случаях имеет сходный характер. Такая зависимость для пластины с размытыми границами приведена на рис. 5. На рис. 1, 3, 5 стрелками обозначены границы областей, в которых отношение длин размытий к зонам формирования (7) в вакууме ($z_{\text{вак}}$) или в веществе ($z_{\text{вещ}}$) разное ($\leqslant 1$). На рисунках хорошо видно, что при выполнении условий (12) интенсивности РПИ в случае размытых и резких границ отличаются мало. Однако когда длины размытий порядка соответствующих зон формирования или больше, интенсивность излучения существенно уменьшается.

При выбранном значении γ-фактора $(=10^3)$ величина $z_{\text{вещ}}$ при $\vartheta\sim(\gamma^{-2}+\omega_0^2/\omega^2)^{1/2}$ имеет максимальное значение, равное

$6{,}2 \cdot 10^{-4}$ *см*, при $\omega = 50$ *кэВ*. Для кривой 2 рис. 2 в интервале $1{,}9$ *кэВ* $< \omega <$ 628 *кэВ* длина размытия $z_0 = 10^{-4}$ *см* меньше обеих зон формирования. Для кривой 3 рис. 2 и кривых 2—4 рис. 5 длина размытия $2 \cdot 10^{-3}$ *см* всегда больше $z_{\text{вещ}}$. Совпадение кривых 1 и 2,

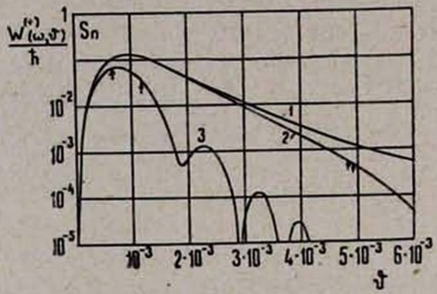


Рис. 1.

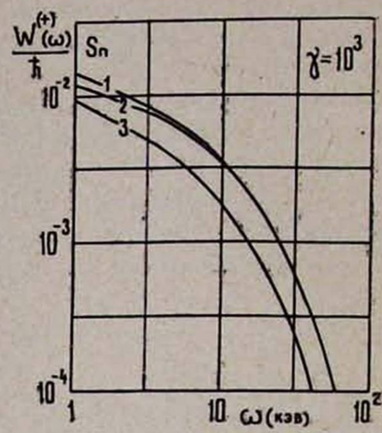


Рис. 2.

Рис. 1. Частотно-угловое распределение интенсивности РПИ для размытой границы олово-вакуум: кривая 1 — резкая граница; 2 — размытие $z_0 = 10^{-4}$ *см*; 3 — $z_0 = 10^{-3}$ *см*; $\omega_0 = 50$ *эВ*.

Рис. 2. Частотное распределение интенсивности РПИ для размытой границы: кривая 1 — резкая граница; 2 — размытие $z_0 = 10^{-4}$ *см*; 3 — $z_0 = 10^{-3}$ *см*.

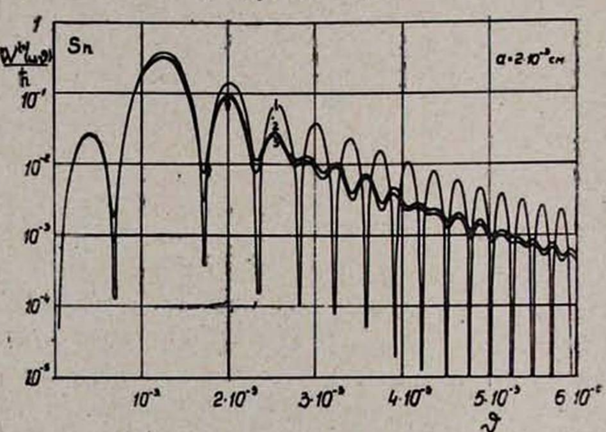


Рис. 3. Частотно-угловое распределение интенсивности РПИ для оловянной пластины с размытыми границами, находящейся в вакууме: кривая 1 — пластина с резкими границами; 2 — размытие первой границы $z_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ *см*, вторая граница резкая; 3 — первая граница резкая, размытие второй границы $z_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ *см*.

а также 3 и 4 на рис. 4 при $\omega \lesssim 8$ *кэВ* обусловлено тем, что длина поглощения в этой области много меньше толщины пластины и излучение от первой границы пластины полностью поглощается. Поскольку с уменьшением γ-фактора зоны формирования уменьшаются, то интенсивность РПИ для пластины с размытыми границами падает с уменьшением γ быстрее, чем в случае пластины с резкими границами, что хорошо видно на рис. 5. Условные значения γ-фактора, при которых $z = z_{\text{вак}}$ или $z = z_{\text{вещ}}$, указанные стрелками на рис. 5, получены соответственно при $\vartheta = \gamma^{-1}$ и $\vartheta = (\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)^{1/2}$.

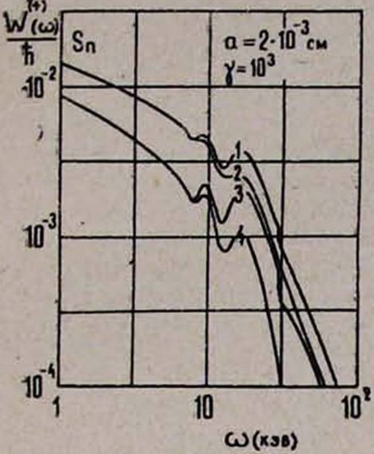


Рис. 4.

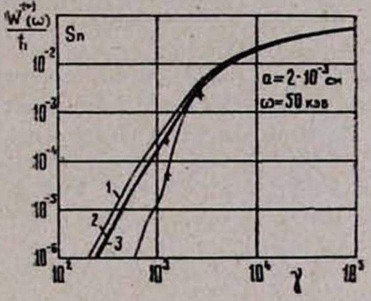


Рис. 5.

Рис. 4. Частотное распределение интенсивности для пластины с размытыми границами: кривая 1 — пластина с резкими границами; 2 — размытие первой границы $z_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ *см*, вторая граница резкая; 3 — первая граница резкая, размытие второй границы $z_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ *см*; 4 — размытия границ равны друг другу, $z_1 = z_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ *см*.

Рис. 5. Зависимость спектральной интенсивности РПИ от лоренц-фактора для пластины с размытыми границами: кривая 1 — пластина с резкими границами; 2 — размытие первой границы $z_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ *см*, вторая граница резкая; 3 — первая граница резкая, размытие второй границы $z_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ *см*; 4—размытия границ равны друг другу, $z_1 = z_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ *см*.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г. М. Гарибяну за ценные обсуждения и постоянный интерес к работе.

Ереванский физический институт

Поступила 18.X.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Ц. Аматуни, Н. А. Корхмазян.* ЖЭТФ, 39, 1011 (1960).
2. *А. А. Галеев.* ЖЭТФ, 46, 1335 (1964).
3. *J. V. Lepore, R. J. Riddell.* Phys. Rev., D 13, 2300 (1976).
4. *Н. А. Корхмазян.* ДАН АрмССР, 41, 210 (1965).
5. *Г. М. Гарибян.* Препринт ЕФИ-ТФ-13 (70), 1970.

ՈՉ ՀՍՏԱԿ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐՈՎ ԹԻԹԵՂՈՒՄ ԱՌԱՋԱՑՈՂ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ա. Լ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Ս. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

Երկրաչափական օպտիկայի մոտավորությամբ ստացված են բանաձևեր երկու միջավայրերի ոչ հստակ սահմանից և ոչ հստակ սահմաններով թիթեղից առաջացած ռենտգենյան ան-

ցումային ճառագայթման (ՌԱՃ) ինտենսիվության անկյունային բաշխման համար։ Ցույց է տրված, որ այդպիսի սահմանների դեպքում ճառագայթման համար որոշիչ է ոչ հստակության երկարության և միջավայրում ու վակուումում ճառագայթման առաջացման զոնաների հարաբերությունը։ Վերոհիշյալ հարաբերության տարբեր արժեքների համար բերված են ՌԱՃ ինտենսիվության անկյունային և հաճախային բաշխման թվային հաշվարկների արդյունքները։

X-RAY TRANSITION RADIATION FORMED IN A PLATE WITH SMEARED BOUNDARIES

A. L. AVAKIAN, A. S. AMBARTSUMIAN, C. YANG

Formulae for frequency-angular distribution of the intensity of XTR formed on a smeared boundary between two media and in a plate with smeared boundaries are obtained in the eikonal approximation. It is shown that in these cases the ratio of the smearing length to the formation zone of radiation in the media and vacuum plays the decisive role. A numerical calculation of frequency-angular and frequency distributions of the intensity of XTR in "forward" direction is carried out for different values of the above mentioned ratio.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 17—21 (1980)

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ МЕЖДУ ДВУМЯ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ПЛОСКОСТЯМИ ПРИ ПРОЛЕТЕ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА

Л. М. МОВСИСЯН

Найдены векторный и скалярный потенциалы при пролете точечного заряда со скоростью света между двумя идеально проводящими параллельными плоскостями. Определены составляющие электромагнитного поля.

Изучение возбуждения электромагнитного поля движущимися зарядами при различных граничных условиях представляет большой практический и теоретический интерес. Целый ряд работ [1—6] посвящен рассмотрению вопросов возбуждения электромагнитных волн при пролете точечного заряда через резонатор или цепочку связанных резонаторов. В работах [2, 3] рассмотрена задача о распространении волн в цепочке связанных резонаторов и получены выражения для собственных частот и отношений амплитуд, вычислены фазовая и групповая скорости распространения волны E_0. В [4, 5] вычислена энергия, излучаемая заряженным пучком, при пролете через резонатор. Исследованы условия распространения электромагнитных волн в гофрированных волноводах, получены дисперсионные уравнения и найдены формулы для интенсивности излучения. В работе [6] получено соотношение, определяющее спектр излученных частот. Общий метод решения таких задач заключается в том, что поля рассматриваются в виде бесконечных рядов, что дает возможность удовлетворить граничным условиям.

Целью настоящей работы является нахождение электромагнитного поля между двумя параллельными идеально проводящими плоскостями при пролете точечного заряда Q со скоростью света перпендикулярно плоскостям. Выберем систему координат с осью z вдоль движения заряда. Тогда плотность зарядов и плотность тока между плоскостями можно представить в виде

$$\rho = Q\delta(x)\,\delta(y)\,\delta(z-ct) \quad (0<ct<b), \qquad \mathbf{j} = \rho c \mathbf{z}_0, \tag{1}$$

где δ — дельта-функция, $\mathbf{z}_0$ — единичный вектор в направлении z, b — расстояние между плоскостями.

Нахождение полей начнем с определения векторного и скалярного потенциалов. Они удовлетворяют волновым уравнениям

$$\Delta\mathbf{A} - \frac{1}{c}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}, \qquad \Delta\Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = -4\pi\rho \tag{2}$$

и граничным условиям

$$A_x = 0,\ A_y = 0,\ \Phi = 0 \text{ при } z = 0 \text{ и } z = b.$$

Векторный и скалярный потенциалы будем искать в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \sum_\lambda q_\lambda(t)\,\mathbf{A}_\lambda(x, y, z), \\ \Phi &= \sum_\lambda r_\lambda(t)\,\Phi_\lambda(x, y, z), \end{aligned} \tag{3}$$

где A_λ и Φ_λ — совокупности ортогональных функций, зависящих только от координат и удовлетворяющих уравнениям

$$\begin{aligned} \Delta\mathbf{A}_\lambda + \frac{\omega_\lambda^2}{c^2}\mathbf{A}_\lambda = 0, \quad \operatorname{div}\mathbf{A}_\lambda = 0, \\ \Delta\Phi_\lambda + \frac{\omega_\lambda^2}{c^2}\Phi_\lambda = 0. \end{aligned} \tag{4}$$

Собственные функции A_λ и Φ_λ нормированы следующим образом:

$$\int A_\lambda A_{\lambda'}^*\,dV = \int \Phi_\lambda \Phi_{\lambda'}^*\,dV = \delta(k_x - k_x')\,\delta(k_y - k_y')\,\delta_{mm'}, \tag{5}$$

где m — целое число, k_x и k_y характеризуют собственные функции с индексом $\lambda \equiv \left(k_x, k_y, \frac{m\pi}{b}\right)$.

С учетом (4) и (5) для собственных функций находим

$$\begin{aligned} A_{\lambda x} &= \frac{-imk_x c}{k\omega_\lambda b\sqrt{2b}}\, e^{i(k_x x + k_y y)} \sin\frac{m\pi}{b} z, \\ A_{\lambda y} &= \frac{-imk_y c}{k\omega_\lambda b\sqrt{2b}}\, e^{i(k_x x + k_y y)} \sin\frac{m\pi}{b} z, \\ A_{\lambda z} &= \frac{kc\sqrt{\varepsilon_m}}{\pi\omega_\lambda\sqrt{2b}}\, e^{i(k_x x + k_y y)} \cos\frac{m\pi}{b} z, \\ \Phi_\lambda &= \frac{1}{\pi\sqrt{2b}}\, e^{i(k_x x + k_y y)} \sin\frac{m\pi}{b} z, \end{aligned} \tag{6}$$

где

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad \frac{\omega_\lambda}{c} = \sqrt{k^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2},$$

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 1/2 & \text{при } m = 0 \\ 1 & \text{при } m \neq 0. \end{cases}$$

Для определения $q_\lambda(t)$ подставим в (2) сумму (3). Умножив обе части полученного уравнения на $\mathbf{A}_\lambda^*$ и проинтегрировав по объему, будем иметь

$$\ddot{q}_\lambda + \omega_\lambda^2 q = 4\pi c \int \mathbf{j}\mathbf{A}_\lambda^*\,dV. \tag{7}$$

Подставляя сюда выражение для плотности тока, находим

$$q_\lambda(t) = \begin{cases} \frac{4\,Qc}{k\omega_\lambda}\sqrt{\frac{\varepsilon_m}{2\,b}}\left[\cos\frac{m\pi ct}{b} - \cos\omega_\lambda t\right] & \text{при } 0 < ct < b, \\ \frac{4\,Qc}{k\omega_\lambda}\sqrt{\frac{\varepsilon_m}{2\,b}}\left[(-1)^m\cos\frac{\omega_\lambda}{c}(ct-b) - \cos\omega_\lambda t\right] & \text{при } ct > b. \end{cases} \tag{8}$$

Аналогичным образом для $r_\lambda\ (t)$ получаем

$$r_\lambda(t) = \frac{4\,\pi c^2}{\omega_\lambda^2}\int\rho\,\Phi_\lambda^*\,dV = \begin{cases} \frac{4\,Qc^2}{\omega_\lambda^2\sqrt{2\,b}}\sin\frac{m\pi ct}{b} & \text{при } 0 < ct < b, \\ 0 & \text{при } ct > b. \end{cases} \tag{9}$$

Выразим электрическое и магнитное поля через векторный и скалярный потенциалы:

$$\mathbf{E} = -\sum_\lambda[r_\lambda\,\mathrm{grad}\,\Phi_\lambda] - \frac{1}{c}\sum_\lambda[\dot{q}_\lambda\mathbf{A}_\lambda],$$
$$\mathbf{H} = \sum_\lambda q_\lambda[\nabla\mathbf{A}_\lambda]. \tag{10}$$

Из осевой симметрии задачи следует, что только составляющие полей E_z, E_r и B_φ отличны от нуля.

В решение волнового уравнения в цилиндрической системе координат входит $J_0(kr)$ —функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Выражение для продольной составляющей электрического поля при $0 < ct < b$ имеет вид

$$E_z = \frac{2\,Q\sigma(ct-r)}{\sqrt{c^2t^2-r^2}}\,\delta\left(z-\sqrt{c^2t^2-r^2}\right), \tag{11}$$

где $\sigma(ct-r)$ — единичная функция,

$$\sigma(ct-r) = \begin{cases} 1 & \text{при } ct > r \\ 0 & \text{при } ct < r. \end{cases}$$

Здесь учтено, что (см. [7], формулы (6.677), (6.737) и (8.464)).

$$\int_0^\infty kJ_0(kr)\frac{\sin\sqrt{k^2+\left(\frac{m\pi}{b}\right)^2}\,ct}{\sqrt{k^2+\left(\frac{m\pi}{b}\right)^2}}\,dk = \cos\frac{m\pi\sqrt{c^2t^2-r^2}}{b}\,\sigma(ct-r).$$

При $ct > b$ получаем

$$E_z = -\frac{2\,Q\sigma(ct-r)}{\sqrt{c^2t^2-r^2}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left[\delta\left(z-\sqrt{c^2t^2-r^2}+2\,nb\right)+\right.$$
$$\left.+\delta\left(z+\sqrt{c^2t^2-r^2}-2\,nb\right)\right]+\frac{2\,Q\sigma(ct-b-r)}{\sqrt{(ct-b)^2-r^2}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left\{\delta\left[z-\right.\right. \tag{12}$$
$$\left.\left.-\sqrt{(ct-b)^2-r^2}+(2\,n+1)\,b\right]+\delta\left[z+\sqrt{(ct-b)^2-r^2}-(2n+1)\,b\right]\right\}.$$

Для радиальной составляющей электрического поля имеем:
при $0 < ct < b$

$$E_r = \begin{cases} \dfrac{2Q\sigma(ct-r)}{r}\,\delta(z-\sqrt{c^2t^2-r^2}) & \text{при} \quad r \neq 0 \\ 0 & \text{при} \quad r = 0, \end{cases} \tag{13}$$

а при $ct > b$

$$E_r = \frac{2Q\sigma(ct-r)}{r}\sum_{n=-\infty}^{\infty}[\delta(z-\sqrt{c^2t^2-r^2}+2nb) - \delta(z+\sqrt{c^2t^2-r^2}-2nb)] -$$

$$-\frac{2Q\sigma(ct-b-r)}{r}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\{\delta[z-\sqrt{(ct-b)^2-r^2}+(2n+1)b] - \tag{14}$$

$$-\delta[z+\sqrt{(ct-b)^2-r^2}-(2n-1)b]\}.$$

Аналогичные расчеты для магнитного поля дают:
при $0 < ct < b$

$$B_\varphi = \frac{2Qct\sigma(ct-r)}{r\sqrt{c^2t^2-r^2}}\,\delta(z-\sqrt{c^2t^2-r^2}), \tag{15}$$

а при $ct > b$

$$B_\varphi = \frac{2Qct\sigma(ct-r)}{r\sqrt{c^2t^2-r^2}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}[\delta(z+\sqrt{c^2t^2-r^2}-2nb) + \delta(z-\sqrt{c^2t^2-r^2}+$$

$$+2nb)] - \frac{2Qct\sigma(ct-b-r)}{r\sqrt{(ct-b)^2-r^2}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\{\delta[z+\sqrt{(ct-b)^2-r^2}+(2n+1)b]+$$

$$+\delta[z-\sqrt{(ct-b)^2-r^2}-(2n+1)b]\}. \tag{16}$$

При пролете точечного заряда в пространстве между двумя плоскостями на первой плоскости индуцируются заряды и токи. Эти заряды движутся радиально по поверхности со скоростью света. Поверхностные токи и заряды с пролетающим зарядом дают результирующее поле в виде δ-функции на поверхности сферы $c^2t^2 = r^2 + z^2$. Когда заряд достигает второй плоскости, то и на ней возникают поверхностные заряды и токи. При $ct > b$ поле представляется в виде суперпозиции отраженных от плоскостей и распространяющихся вдоль радиуса волн.

Ереванский государственный
университет

Поступила 23.V.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *E. U. Condon*. J. Appl. Phys., 12, 129 (1941).
2. *В. В. Владимирский*. ЖТФ, 17, 1269 (1947).
3. *В. В. Владимирский*. ЖТФ, 17, 1277 (1947).
4. *О. А. Колпаков, В. И. Котов*. ЖТФ, 34, 1387 (1964).
5. *О. А. Колпаков, В. И. Котов, Ом-Сан-Ха*. ЖТФ, 35, 1072 (1965).
6. *А. И. Ахиезер, Г. Я. Любарский, Я. Б. Файнберг*. ЖТФ, 25, 2526 (1955).
7. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик*. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1971.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԸ ԵՐԿՈՒ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԿԵՏԱՅԻՆ ԼԻՑՔԻ ԱՆՑՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Իդեալական հաղորդականությամբ օժտված երկու զուգահեռ հարթությունների միջև լույսի արագությամբ կետային լիցքի անցման դեպքում ստացված են վեկտորական և սկալյար պոտենցիալները։ Որոշված են էլեկտրամագնիսական դաշտի բաղադրիչները։

THE ELECTROMAGNETIC FIELD INDUCED BY A POINT CHARGE IN FLIGHT BETWEEN TWO PARALLEL PLATES

L. M. MOVSISYAN

The vector and scalar potentials arising at the flight of a point charge with the velocity of light between two parallel, perfectly conducting plates are obtained The components of the electromagnetic field are found.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 22—28 (1980)

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО СТЫКУ ПОЛУПЛОСКОСТЕЙ С АНИЗОТРОПНОЙ И ИЗОТРОПНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

С. Х. БЕКОВА

Исследовано влияние стыка проводящего экрана и замедляющей полуплоскости на излучение поверхностных волн заряженной частицей, движущейся параллельно этому стыку. Рассмотрение проводится на основе теоремы взаимности.

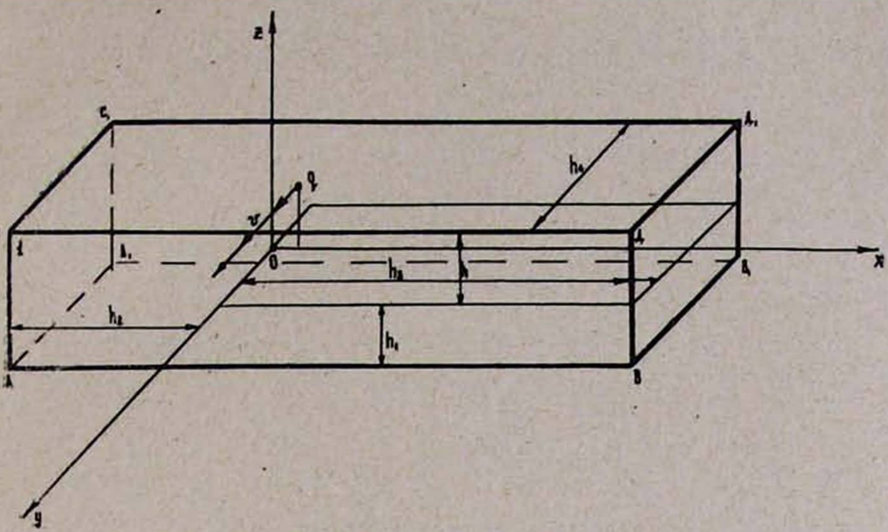
В теории взаимодействия движущихся источников с замедляющими поверхностями простейшей является задача о взаимодействии точечного источника с бесконечной плоской поверхностью (см., например, [1, 2]). Вместе с тем в любом реальном эксперименте замедляющая плоскость всегда ограничена и края плоскости существенным образом сказываются на излучении. Этот эффект был исследован в работе [3] на примере полубесконечной плоскости с односторонней проводимостью, когда источник поля—заряд—движется параллельно ее краю.

Но в теории замедляющих систем часто приходится рассматривать сочетание проводящего экрана и замедляющей решетки. Для анализа работы подобной замедляющей системы оказывается существенным знать особенности отражения поверхностных волн от стыка решетки с экраном. Поэтому с учетом этих эффектов ниже мы проведем исследование возбуждения поверхностных волн при движении источника параллельно стыку полуплоскостей с анизотропной и изотропной проводимостью.

Пусть идеально проводящий экран занимает область $z = 0$, $x < 0$, а анизотропно проводящая плоскость — $z = 0$, $x > 0$, причем на этой плоскости вектор $\mathbf{l}_1$ $(\cos\alpha, \sin\alpha, 0)$ задает направление, в котором проводимость $\sigma = \infty$, а вектор $\mathbf{l}_2$ $(-\sin\alpha, \cos\alpha, 0)$ — направление с $\sigma = 0$ (см. рисунок), где α — угол наклона направления проводимости замедляющей плоскости к оси $0x$. Параллельно стыку полуплоскостей по траектории, задаваемой соотношениями $x = x_0$, $y = vt$, $z = z_0$, движется точечный заряд с величиной q. Фурье-составляющая тока, возбуждаемого зарядом, определяется выражением

$$j_\omega = \frac{q}{2\pi}\,\delta(x - x_0)\,\delta(z - z_0)\exp\left(-i\,\frac{\omega}{v}\,y\right). \tag{1}$$

Полное поле движущегося заряда можно найти с помощью метода парных интегральных уравнений [4]. Однако мы проведем соответствующее рассмотрение, придерживаясь методики работы [3], на базе теоремы взаимности [5], в котором существенным образом будет использована работа [6]. В этой работе методом Винера—Хопфа получено решение задачи о дифракции поверхностной волны, набегающей на стык полуплоскостей с анизотропной и изотропной проводимостью.



Как и в работе [3] теорема взаимности здесь будет использована в форме леммы Лоренца [5], которая в нашем случае запишется в виде [7]

$$\oint\limits_S \{[\mathbf{E}_1^*\mathbf{H}_2] + [\mathbf{E}_2\mathbf{H}_1^*]\}\,\mathbf{n}\,dS = -\frac{4\pi}{c}\int\limits_V (\mathbf{j}_2\mathbf{E}_1 + \mathbf{j}_1\mathbf{E}_2)\,dV, \tag{2}$$

где S — поверхность, ограничивающая некоторый объем V, $\mathbf{n}$ — ее внешняя нормаль, а индексы «1» и «2» относятся соответственно к полям, возбуждаемым токами $\mathbf{j}_1$, $\mathbf{j}_2$.

В качестве поля «2» в (2) возьмем искомое поле движущегося заряда, а в качестве поля «1» — дифракционное поле набегающей из бесконечности на стык полуплоскостей поверхностной волны, волновой вектор которой образует с осью $0x$ угол

$$\varphi = -\operatorname{arctg}\frac{\cos\alpha}{\sin\alpha + \beta}, \tag{3}$$

где α — угол, введенный выше, $\beta = v/c$.

Будем задавать эти поля с помощью векторного потенциала $\mathbf{A}$ $(A_{1,2}, 0, 0)$. Тогда векторы поля будут определяться формулами

$$\mathbf{E} = \frac{c}{i\omega}\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{A},\ \ \mathbf{H} = \operatorname{rot}\mathbf{A}. \tag{4}$$

Полное поле «1» из [6], где рассматривалась дифракция поверхностной волны на стыке проводящего экрана и замедляющей решетки, с учетом равенства (3) можно представить в виде

$$A_{1x} = \int\limits_{C_1} \psi(w)\left[w\frac{\omega}{v}\cos\alpha + \frac{\omega^2}{v^2}(1-\beta^2)\sin\alpha\right]\times$$

$$\times \exp\left[-i\frac{\omega}{v}y - iwx - \varkappa|z|\right]\frac{dw}{\varkappa},$$

$$A_{1y} = \int_{C_1} \psi(w)\left[(k^2 - w^2)\cos\alpha - \frac{\omega}{v}w\sin\alpha\right]\times \tag{5}$$

$$\times \exp\left(-iwx - i\frac{\omega}{v}y - \varkappa|z|\right)\frac{dw}{\varkappa},$$

где

$$\psi(w) = \frac{i\omega(1+\beta\sin\alpha)}{D},$$

$$D = \pi v\cos^2\alpha\sqrt{\frac{\omega}{v}\left(\beta\sec\alpha + \operatorname{tg}\alpha - i\sqrt{1-\beta^2}\right)}\sqrt{w - i\frac{\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}}\times$$

$$\times\left[\left(w + \frac{\omega}{v}\operatorname{tg}\alpha\right)^2 + k^2\sec^2\alpha\right], \tag{6}$$

C_1 — контур интегрирования, проходящий вдоль действительной оси с обходом полюсов

$$w = -\frac{\omega}{v}\operatorname{tg}\alpha \pm k\sec\alpha \tag{7}$$

снизу,

$$\varkappa = \sqrt{w^2 + \frac{\omega^2}{v^2}(1-\beta^2)}.$$

В качестве объема V в формуле (2) мысленно выберем прямоугольный параллелепипед с гранями, параллельными координатным плоскостям (см. рисунок). Не будем повторять здесь соображения, высказанные нами в работе [3] по поводу вычисления поверхностного и объемного интегралов. В конечном счете формула (2) сводится к вычетам в полюсах [7], и для поля «1» получается следующее выражение:

$$A_1 = \exp\left[i\frac{\omega(\sin\alpha+\beta)}{v\cos\alpha}x - i\frac{\omega}{v}y - \frac{\omega(1+\beta\sin\alpha)}{v\cos\alpha}|z|\right] +$$

$$+ R\exp\left[i\frac{\omega(\sin\alpha-\beta)}{v\cos\alpha}x - i\frac{\omega}{v}y - \frac{\omega(1-\beta\sin\alpha)}{v\cos\alpha}|z|\right], \tag{8}$$

где

$$R = \frac{\beta + \sin\alpha + i\sqrt{1-\beta^2}\cos\alpha}{1-\beta\sin\alpha}e^{i\frac{\pi}{2}} \tag{9}$$

и волновой вектор отраженной волны образует угол $\varphi = -\operatorname{arctg}\frac{\cos\alpha}{\sin\alpha-\beta}$ с осью $0x$. Заметим, что формулы (8) и (9) совпадают с соответствующими выражениями для поля «1» работы [3]. Последнее утверждение является очевидным, так как на больших расстояниях от стыка полуплоскостей наличие стыка не сказывается на поле поверхностной волны.

Будем искать поле «2» в виде

$$A_2 = A_0 \exp\left[i\frac{\omega(\sin\alpha - \beta)}{v\cos\alpha} x - i\frac{\omega}{v} y - \frac{\omega(1-\beta\sin\alpha)}{v\cos\alpha}|z| \right], \tag{10}$$

где A_0 — неизвестная амплитуда искомого поля «2».

Найдя необходимые компоненты полей из (5), (8) и (10), подставив их в (2) и выполнив указанные там интегрирования, для A_0 получим выражение

$$A_0 = -\frac{q\beta\sqrt{\frac{\omega}{v}(\beta\sec\alpha - \mathrm{tg}\,\alpha + i\sqrt{1-\beta^2}}}{2\pi c(1-\beta\sin\alpha)} \times$$

$$\times \int\limits_{C_1} \frac{\sqrt{w - i\frac{\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}}\, e^{iwx_0 - \varkappa|z_0|}}{\left(w + \frac{\omega}{v}\mathrm{tg}\,\alpha\right)^2 - k^2\sec^2\alpha} dw. \tag{11}$$

Последняя формула характеризует амплитуду поля поверхностной волны, генерируемой частицей, движущейся параллельно стыку проводящего экрана и замедляющей решетки. Из этой формулы видно, что величина амплитуды экспоненциально затухает с ростом z_0 и ее наибольшее значение приходится на $z_0 = 0$. Поэтому, исходя из тех же соображений, что и в [3], мы ограничимся в дальнейшем только случаем $z_0 = 0$.

Далее, поступая по аналогии с [3], мы рассмотрим два случая: $x_0 < 0$ и $x_0 > 0$.

При $x_0 < 0$, $z_0 = 0$ интеграл в (11) обращается в нуль. Это следует из того, что в (11) контур интегрирования берется вдоль действительной оси с обходом полюсов в точках $w = -\omega/v\,\mathrm{tg}\alpha \pm k\sec\alpha$ снизу и подынтегральная функция в (11) не имеет особенностей в нижней полуплоскости. Равенство нулю A_0 при $x_0 < 0$, $z_0 = 0$ является физически очевидным, так как это означает равенство нулю тангенциальной составляющей электрического поля на идеально проводящем экране при $x < 0$, $z = 0$.

Во втором случае, когда $x_0 > 0$, $z_0 = 0$, интеграл в (11) сводится к вычетам в точках $w = -\omega/v\mathrm{tg}\alpha \pm k\sec\alpha$ и к интегралу по берегам разреза функции $\sqrt{w - i\frac{\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}}$. Вычисление интеграла в (11) в этом случае дает для A_0 выражение

$$A_0 = \frac{q}{2ic} e^{i\frac{\omega}{v}x_0(\beta\sec\alpha - \mathrm{tg}\,\alpha)} \left[\frac{i\beta\cos\alpha - \sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\sin\alpha} e^{-2i\frac{\omega}{v}x_0\sec\alpha} \times \right.$$

$$\times \Phi\left(\sqrt{\frac{\omega}{v}x_0(\mathrm{tg}\,\alpha + \beta\sec\alpha + i\sqrt{1-\beta^2})}\right) + \tag{12}$$

$$\left. + \Phi\left(\sqrt{\frac{\omega}{v}x_0(\mathrm{tg}\,\alpha - \beta\sec\alpha + i\sqrt{1-\beta^2})}\right) \right],$$

где

$$\Phi(\mu)=\frac{2e^{i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}}\int\limits_{\mu}^{\infty}e^{-it^2}\,dt.$$

Эта функция просто выражается через интегралы Френеля, для которых имеются достаточно подробные таблицы.

Рассмотрим поведение последнего выражения (12) в двух предельных случаях

$$\left|\sqrt{\frac{\omega}{v}x_0(\sec\alpha\pm\beta\operatorname{tg}\alpha)}\right|\gg 1 \quad \text{и} \quad \left|\sqrt{\frac{\omega}{v}x_0(\sec\alpha\pm\beta\operatorname{tg}\alpha)}\right|\ll 1.$$

С помощью асимптотических соотношений при малых и больших значениях функции $\Phi(\mu)$ формула (12) приобретает вид:

$$\text{при} \quad x_0>0, \quad z=0, \quad \left|\sqrt{\frac{\omega}{v}x_0(\sec\alpha\pm\beta\operatorname{tg}\alpha)}\right|\gg 1$$

$$A_0=\frac{qi}{2c}e^{i\frac{\omega}{v}x_0(\beta\sec\alpha-\operatorname{tg}\alpha)}\left\{\frac{i\beta\cos\alpha-\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\sin\alpha}e^{-2i\frac{\omega}{v}x_0\sec\alpha}+1-\right.$$
$$\left.-\frac{2\exp\left[-i\frac{\pi}{4}-i\frac{\omega}{v}x_0(\beta\sec\alpha-\operatorname{tg}\alpha)-\frac{\omega}{v}x_0\sqrt{1-\beta^2}\right]}{\sqrt{\pi\frac{\omega}{v}x_0(\beta\sec\alpha-\operatorname{tg}\alpha-i\sqrt{1-\beta^2})}}\right\}; \tag{13}$$

$$\text{при} \quad x_0>0, \quad z_0=0, \quad \left|\sqrt{\frac{\omega}{v}x_0(\sec\alpha\pm\beta\operatorname{tg}\alpha)}\right|\ll 1$$

$$A_0=0. \tag{14}$$

Формулы (13) и (14) характеризуют амплитуду поверхностной волны, возбужденной движущимся источником, в случае, когда он движется соответственно на расстояниях

$$x_0\gg\frac{1}{\left|\frac{\omega}{v}(\sec\alpha\pm\beta\operatorname{tg}\alpha)\right|} \quad \text{и} \quad x_0\ll\frac{1}{\left|\frac{\omega}{v}(\sec\alpha\pm\beta\operatorname{tg}\alpha)\right|}$$

от стыка полуплоскостей.

Из сравнения формулы (13) с соответствующей формулой для A_0 в работе [3] видно, что последняя отличается экспоненциально затухающим слагаемым, когда движущийся источник находится достаточно далеко от стыка полуплоскостей. Это следовало ожидать и из физических соображений, так как наличие стыка не должно сказываться на поле излучения движущегося источника на больших расстояниях между ними. Далее, равенство нулю амплитуды A_0 поля поверхностной волны в (14), возбужденной движущимся источником при расстояниях, достаточно близких к стыку проводящего экрана и замедляющей решетки, физически также является очевидным. Это означает непрерывность тангенциальных составляющих электрического вектора на границе идеально проводящей среды при $z=0$, $x=0$.

Энергию излучения поверхностной волны, генерируемой движущимся зарядом, будем искать с помощью вектора Пойнтинга

$$S=\int_{-\infty}^{\infty} S_x\,dzdt, \tag{15}$$

где

$$S_x=\frac{c}{4\pi}[\mathbf{E}_2\mathbf{H}_2]_x=\frac{c}{4\pi}(E_{2y}H_{2z}-E_{2z}H_{2y}), \tag{16}$$

причем S имеет смысл потока энергии, проходящего через вертикальную полосу бесконечной длины и единичной ширины в направлении оси $0x$.

С помощью формул (4), (10), (15) и (16) для фурье-составляющей вектора Пойнтинга во всех рассмотренных здесь случаях получаем следующие выражения:

1) $\quad x_0<0,\ z_0=0,\ A_0=0$ и, следовательно, $S_{\omega x}=0;$ (17)

2) $\quad x_0>0,\ z_0=0,\quad S_{\omega x}=\dfrac{2c(1-\beta\sin\alpha)}{v}|A_0|^2,$ (18)

где A_0 определяется соотношением (12);

3) $\quad x_0>0,\ z_0=0,\ \left|\sqrt{\dfrac{\omega}{v}x_0(\sec\alpha\pm\beta\,\mathrm{tg}\,\alpha)}\right|\ll 1,$

$A_0=0$ и, следовательно, $S_{\omega x}=0;$ (19)

4) $\quad x_0>0,\ z_0=0,\ \left|\sqrt{\dfrac{\omega}{v}x_0(\sec\alpha\pm\beta\,\mathrm{tg}\,\alpha)}\right|\gg 1,$

$$S_{\omega x}=\frac{q^2\omega}{vc}\left[1-\sqrt{1-\beta^2\sec^2\alpha}\cos\left(\delta+2\frac{\omega}{c}x_0\sec\alpha\right)+Q(x_0,\alpha)\right], \tag{20}$$

где

$$Q(x_0,\alpha)=\frac{2\cos\alpha}{\pi\frac{\omega}{v}x_0}e^{-2\frac{\omega}{v}x_0\sqrt{1-\beta^2}}+2\sqrt{\frac{\cos\alpha}{\pi\frac{\omega}{v}x_0}}e^{-\frac{\omega}{v}x_0\sqrt{1-\beta^2}}\times$$
$$\times\left[\sqrt{1+\beta\sin\alpha}\cos\left(\delta+\nu+\frac{\omega}{c}x_0\sec\alpha\right)-\right.$$
$$\left.-\sqrt{1-\beta\sin\alpha}\cos\left(\frac{\omega}{c}x_0\sec\alpha-\nu\right)\right], \tag{21}$$

$$\delta=\mathrm{arc\,tg}\frac{\beta\cos\alpha}{\sqrt{1-\beta^2}},\quad \nu=\frac{\omega}{v}x_0\,\mathrm{tg}\,\alpha-\frac{\pi}{4}+\frac{1}{2}\mathrm{arc\,tg}\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta\sec\alpha-\mathrm{tg}\,\alpha}.$$

Первый член в (20) представляет собой энергию излучения, приходящуюся на единицу длины траектории заряда, при движении заряда вдоль бесконечно протяженной замедляющей плоскости. Второй и третий члены в квадратных скобках формулы (20) описывают взаимодействие движущегося заряда с отраженной от стыка полуплоскостей поверхностной волной. Из сравнения формулы (20) с соответствующим выражением (13) в [3] видно, что формула (20) отличается слагаемым, экспоненциально затухающим с ростом расстояния от стыка полуплоскостей, что физически является очевидным, так как на больших расстояниях от стыка наличие стыка не сказывается на поле и энергии излучения.

В заключение выражаю благодарность проф. К. А. Барсукову за постановку задачи и помощь при ее решении.

Дагестанский педагогический
институт

Поступила 6.III.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. N. Karp, F. C. Karal.* IEEE Trans., AP—12, 470 (1964).
2. *К. А. Барсуков, Л. Г. Нарышкина.* ЖТФ, 36, 226 (1966).
3. *К. А. Барсуков, С. Х. Бекова.* Изв. вузов, Радиофизика, 14, 943 (1971).
4. *В. Нобл.* Метод Винера—Хопфа, Изд. ИЛ, М., 1962.
5. *Л. А. Вайнштейн.* Электромагнитные волны, Изд. Советское радио, М., 1957.
6. *К. А. Барсуков, Э. М. Маслова.* Радиотехника и электроника, 3, 523 (1967).
7. *Я. Н. Фельд.* ДАН СССР, 56, 481 (1947).
8. Таблицы интегралов Френеля, Изд. АН СССР, М., 1953.

ԱՆԻԶՈՏՐՈՊ ԵՎ ԻԶՈՏՐՈՊ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ ՕԺՏՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀՊՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԻՆ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ս. Խ. ԲԵԿՈՎԱ

Ուսումնասիրված է հաղորդիչ էկրանի և դանդաղեցնող կիսահարթության հատման սահմանի ազդեցությունը լիցքավորված մասնիկի կողմից մակերևույթային ալիքների ճառագայթման վրա, երբ մասնիկը շարժվում է սահմանին զուգահեռ։ Ուսումնասիրումը կատարված է փոխադարձության թեորեմի հիման վրա։

RADIATION FROM A CHARGED PARTICLE MOVING IN PARALLEL TO THE JOINT OF SEMIPLANES WITH ISOTROPIC AND ANISOTROPIC CONDUCTIVITIES

S. Kh. BEKOVA

Based on the reciprocity theorem the effect of the joint between a conducting screen and a retarding semiplane on the radiation of surface waves from a charged particle moving in parallel to the joint is investigated.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, 15, 29—34 (1980)

УЧЕТ ПОТЕРЬ В СТЕНКЕ РЕЗОНАТОРА С ПОДВИЖНОЙ ГРАНИЦЕЙ

Г. А. ГРИГОРЯН

Теоретически исследуется нестационарный одномерный резонатор при наличии потерь на его стенках. Выявлен критерий роста энергии в таком резонаторе.

В работах [1, 2] предложен новый метод исследования одномерных резонаторов с нестационарными границами. Этим вопросам посвящен ряд исследований (см., например, [3] и указанную там литературу). Во всех указанных работах стенки резонатора считались идеально проводящими. Однако реальный резонатор всегда обладает конечной добротностью за счет потерь на стенках резонатора. Ниже показано, что метод, предложенный в [1], позволяет также учесть неидеальность стенок резонатора. Потери на стенках будем учитывать с помощью импедансных условий.

Посмотрим сначала, как можно учесть потери на стенках стационарного резонатора. Пусть стенка резонатора $x=0$ обладает импедансом ζ_1, а стенка $x=a$ — импедансом ζ_2. Тогда касательные составляющие связаны следующими условиями на этих стенках [4]:

$$E_y = -\zeta_1 H_z \text{ при } x=0, \; E_y = \zeta_2 H_z \text{ при } x=a. \tag{1}$$

Разные знаки в первом и втором условиях связаны с тем, что при $x=0$ ось x направлена от стенки, а при $x=a$ — к стенке, т. е. нормаль к стенке меняет направление на обратное.

Будем пренебрегать дисперсией и считать ζ_1 и ζ_2 постоянными вещественными числами. Реализовать подобное импедансное условие можно, например, на границе диэлектрика. Тогда (см. [4]) $\zeta = \dfrac{1+R}{1-R}$, где R — коэффициент отражения от поверхности диэлектрика (для идеально отражающей поверхности $R=-1$). Для волновой функции $U(x, \tau)$, связанной с величинами E и H поля соотношениями

$$E = -\frac{\partial U}{\partial \tau}, \; H = \frac{\partial U}{\partial x} \tag{2}$$

(для определенности предполагается, что вектор E направлен вдоль оси y), импедансные условия запишутся в виде

$$\left\{\frac{\partial U}{\partial \tau} - \zeta_1 \frac{\partial U}{\partial x}\right\}_{x=0} = 0, \; \left\{\frac{\partial U}{\partial \tau} + \zeta_2 \frac{\partial U}{\partial x}\right\}_{x=a} = 0, \tag{3}$$

причем

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = 0. \tag{4}$$

Решение уравнения (4) имеет вид

$$U = e^{i\alpha\tau}(Ae^{i\alpha x} - Be^{-i\alpha x}). \tag{5}$$

Подстановка (5) в граничные условия (3) дает следующую связь между коэффициентами A и B:

$$A(1-\zeta_1) + B(1+\zeta_1) = 0, \ Ae^{i\alpha a}(1+\zeta_2) + Be^{-i\alpha a}(1-\zeta_2) = 0. \tag{6}$$

Условие совместности уравнений (6) приводит к следующему дисперсионному соотношению:

$$i \sin \alpha a + (\zeta_1+\zeta_2) \cos \alpha a + i\zeta_1\zeta_2 \sin \alpha a = 0. \tag{7}$$

Будем считать импеданс малым. Тогда с точностью до членов второго порядка малости (7) дает следующее выражение для α

$$\alpha = i\frac{\zeta_1+\zeta_2}{a} + \frac{\pi n}{a}, \ n = 0, \ \pm 1, \ \pm 2, \cdots, \tag{8}$$

и (5) с учетом (8) преобразуется к виду

$$U = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \left\{ (1+\zeta_1)e^{\left(i\frac{\pi n}{a} - \frac{\zeta_1+\zeta_2}{a}\right)(\tau+x)} - (1-\zeta_1)e^{\left(i\frac{\pi n}{a} - \frac{\zeta_1+\zeta_2}{a}\right)(\tau-x)} \right\}, \tag{9}$$

где коэффициенты a_n определяются из начальных условий задачи.

Итак, наличие потерь на стенках резонатора несколько искажает форму стоячей волны и вызывает затухание всех мод резонатора с характерным временем $t_0 = \frac{\tau_0}{c} = \frac{a}{2c(\zeta_1+\zeta_2)}$; в этом случае добротность резонатора оказывается равной [5]

$$Q_n = \frac{a\omega_n}{4c(\zeta_1+\zeta_2)}, \ \omega_n = \frac{\pi n}{a}. \tag{10}$$

Заметим, что наличие потерь на стенках меняет соотношение между амплитудами прямой и обратной волн (9), причем если для затухания существенна величина потерь на обеих стенках, то изменение амплитуды связано лишь с потерями на левой границе $x = 0$. Например, если левая стенка идеально проводящая, а правая обладает потерями, то

$$U(x, \tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \left\{ e^{\left(i\frac{\pi n}{a} - \frac{\zeta}{a}\right)(\tau+x)} - e^{\left(i\frac{\pi n}{a} - \frac{\zeta}{a}\right)(\tau-x)} \right\}. \tag{11}$$

Перейдем теперь к рассмотрению нестационарного резонатора с движущейся по закону $x=\bar{a}(\tau)$ правой границей. В этом случае нетрудно получить соответствующие граничные условия. Действительно, если преобразовать условие (1) из системы координат, связанной со стенкой, в лабораторную систему, то получим

$$\left\{\frac{\partial U}{\partial \tau} - \zeta_1 \frac{\partial U}{\partial x}\right\}_{x=0} = 0, \ \left\{(1+\zeta_2)\frac{\partial U}{\partial \tau} + (\zeta_2+\beta)\frac{\partial U}{\partial x}\right\}_{x=\bar{a}} = 0, \tag{12}$$

где $\beta = \dot{\bar{a}}(\tau)$ (см. [1]).

Решение уравнения (4) при граничных условиях (12) может быть получено с помощью развитого в [1] метода. Для этого произведем в (12) замену переменных согласно формуле (7) из [1]. В новых переменных ξ, η условия (12) запишутся в виде

$$\left\{\frac{\partial U}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial \tau}+\frac{\partial U}{\partial \eta}\frac{\partial \eta}{\partial \tau}-\zeta_1\frac{\partial U}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial x}-\zeta_1\frac{\partial U}{\partial \eta}\frac{\partial \eta}{\partial x}\right\}_{\eta=0}=0,$$

$$\left\{\frac{\partial U}{\partial \xi}\left(\frac{\partial \xi}{\partial \tau}+\beta\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)+\frac{\partial U}{\partial \eta}\left(\frac{\partial \eta}{\partial \tau}+\beta\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)+\right.\tag{13}$$

$$\left.+\zeta_2\frac{\partial U}{\partial \xi}\left(\beta\frac{\partial \xi}{\partial \tau}+\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)+\zeta_2\frac{\partial U}{\partial \eta}\left(\frac{\partial \eta}{\partial \tau}\beta+\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)\right\}_{\eta=\eta_0}=0.$$

Но из [1] известно, что ξ есть четная функция от x, поэтому $\partial\xi/\partial x=0$ при $x=0$ (или, что то же, $\eta=0$). Кроме того, нетрудно показать, что имеют место соотношения

$$\frac{\partial \xi}{\partial x}=\frac{\partial \eta}{\partial \tau},\ \frac{\partial \xi}{\partial \tau}=\frac{\partial \eta}{\partial x},\tag{14}$$

с помощью которых коэффициенты в скобках в (13) при $\partial U/\partial\xi$ и $\partial U/\partial\eta$ можно свести к полным производным по времени:

$$\frac{\partial \xi}{\partial x}+\beta\frac{\partial \xi}{\partial \tau}=\frac{\partial \eta}{\partial \tau}+\beta\frac{\partial \eta}{\partial x}=\frac{d\eta}{d\tau},\ \frac{\partial \xi}{\partial \tau}+\beta\frac{\partial \xi}{\partial x}=\frac{\partial \eta}{\partial x}+\beta\frac{\partial \eta}{\partial \tau}=\frac{d\xi}{d\tau}.\tag{15}$$

На движущейся границе значение η равно η_0 и не зависит от времени; поэтому $\left.\frac{d\eta}{d\tau}\right|_{\eta=\eta_0}=0$ и, следовательно, граничные условия в новых переменных запишутся в виде

$$\left\{\frac{\partial U}{\partial \xi}-\zeta_1\frac{\partial U}{\partial \eta}\right\}_{\eta=0}=0,\ \left\{\frac{\partial U}{\partial \xi}+\zeta_2\frac{\partial U}{\partial \eta}\right\}_{\eta=\eta_0}=0,\tag{16}$$

причем уравнение (4) в переменных ξ, η остается инвариантным. Итак, вышеуказанная замена переменных оставляет инвариантными как граничные условия, так и волновое уравнение, и эта задача полностью совпадает с рассмотренной выше задачей для стационарного резонатора. Это дает возможность сразу написать решение по аналогии с (9):

$$U=\sum_{n=-\infty}^{\infty}a_n\left\{(1+\zeta_1)\,e^{\left(i\frac{\pi n}{\eta_0}-\frac{\zeta_1+\zeta_2}{\eta_0}\right)(\xi+\eta)}-(1-\zeta_1)\,e^{\left(i\frac{\pi n}{\eta_0}-\frac{\zeta_1+\zeta_2}{\eta_0}\right)(\xi-\eta)}\right\}.\tag{17}$$

Переход к первоначальным переменным можно осуществить с помощью функции ψ, обратной к F (см. [1]), для которой легко показать, что

$$\xi+\eta=\psi(\tau+x),\ \xi-\eta=\psi(\tau-x),$$
$$\eta_0=\frac{1}{2}[\psi(\tau+\bar{a})-\psi(\tau-\bar{a})].\tag{18}$$

Подстановка (18) в (17) дает

$$U = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \left\{ (1+\zeta_1) e^{\left(i\frac{\pi n}{\eta_0} - \frac{\zeta_1+\zeta_2}{\eta_0} \right) \psi(\tau+x)} - (1-\zeta_1) e^{\left(i\frac{\pi n}{\eta_0} - \frac{\zeta_1+\zeta_2}{\eta_0} \right) \psi(\tau-x)} \right\}. \quad (19)$$

При «медленном» движении стенки резонатора, когда $\bar{a}(\tau)/\tau \ll 1$, т. е. когда перемещение стенки незначительно по сравнению с путем, пройденным световой волной за время τ, выражение (19) упрощается. В этом случае из (18) легко показать, что

$$\psi(\tau \pm x) = \psi(\tau) \pm \eta_0 \frac{x}{\bar{a}(\tau)} - \eta_0 \frac{\dot{\bar{a}}(\tau)}{\bar{a}^2(\tau)} \frac{x^2}{2}. \quad (20)$$

С помощью последнего выражения (19) можно преобразовать к виду

$$U = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{\left(i\frac{\pi n}{\eta_0} - \frac{\zeta_1+\zeta_2}{\eta_0} \right) \psi(\tau)} \left\{ (1+\zeta_1) e^{\left(i\frac{\pi n}{\bar{a}} - \frac{\zeta_1+\zeta_2}{\bar{a}} \right) x} - (1-\zeta_1) e^{\left(i\frac{\pi n}{\bar{a}} - \frac{\zeta_1+\zeta_2}{\bar{a}} \right) x} \right\}. \quad (21)$$

Затухание поля в резонаторе определяется множителем $\exp\left\{ -\frac{\zeta_1+\zeta_2}{\eta_0} \psi(\tau) \right\}$. Характерное время τ_0 затухания поля в резонаторе определим из условия $\psi(\tau_0) \frac{\zeta_1+\zeta_2}{\eta_0} = 1$, откуда

$$\tau_0 = F\left(\frac{\eta_0}{\zeta_1+\zeta_2} \right). \quad (22)$$

Например, для линейного закона движения стенки [1] имеем

$$\tau_0 = \frac{a}{\beta} \left(e^{\frac{\eta_0}{\zeta_1+\zeta_2}} - 1 \right), \quad (23)$$

и при малых β $\tau_0 = \frac{a}{\zeta_1+\zeta_2}$ и не зависит от β.

В заключение остановимся на возможности получения нарастающих полей в резонаторе с движущейся границей. Изменение энергии в резонаторе происходит за счет потоков к обеим стенкам. Поток, направленный к стенке $x = 0$, очевидно, равен

$$S_1 = \frac{c}{4\pi} (EH) \Big|_{x=0} = \frac{c}{4\pi} \zeta_1 H^2 \Big|_{x=0}. \quad (24)$$

Поток, направленный к стенке, которая движется, есть

$$S_2 = \frac{c}{4\pi} (EH) \Big|_{x=\bar{a}}$$

и в силу (12)

$$S_2 = \frac{c}{4\pi}\frac{\zeta_2 + \dot{\bar{a}}}{1+\zeta_2\dot{\bar{a}}}H^2\Big|_{x=\bar{a}}. \tag{25}$$

Если считать скорость стенки достаточно малой и $\dot{\bar{a}} \sim \zeta_1, \zeta_2$, то в (24) и (25) можно брать значения полей нестационарного резонатора [1, 2]:

$$H(0, \tau) = -\sum_{n=0}^{\infty} 4\frac{\pi n}{\eta_0}|a_n|\psi'(\tau)\sin\left[\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(\tau) + \delta_n\right],$$

$$H(\bar{a}, \tau) = -\sum_{n=0}^{\infty} 2\frac{\pi n}{\eta_0}|a_n|[\psi'(\tau + \bar{a}) + \psi'(\tau - \bar{a})]\sin\left[\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(\tau+\bar{a}) + \delta_n\right]$$

и пренебречь в (25) произведением $\zeta_2\dot{\bar{a}}$.

Полная утечка энергии через единичную площадь на стенках резонатора будет, очевидно, суммой $S_1 + S_2$. Воспользовавшись условием «медленного» движения стенки, получим

$$\frac{dw}{dt} = -S_1 - S_2 = -\frac{c}{4\pi}(\zeta_1 + \zeta_2 + \dot{\bar{a}})H^2(0, \tau), \tag{26}$$

где w — энергия в объеме резонатора с единичным основанием на стенках. Рост энергии в резонаторе, очевидно, возможен при условии

$$\dot{\bar{a}} > -(\zeta_1 + \zeta_2). \tag{27}$$

Импедансы ζ_1 и ζ_2 при отражении волны от металлического экрана порядка 10^{-6} для длинных радиоволн, порядка 10^{-4} в сантиметровом диапазоне, а на оптических частотах порядка 10^{-2}, так что скорость стенки должна быть достаточно большой для реализации «схлопывания». Так, в сантиметровом диапазоне скорость стенки должна быть $v \sim c\zeta = 3\cdot 10^4$ *м/с*, если не принимать мер по повышению отражательной способности стенок.

Институт радиофизики
и электроники АН АрмССР

Поступила 17.VII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. А. Барсуков, Г. А. Григорян*. Радиотехника и электроника, 21, 57 (1976).
2. *К. А. Барсуков, Г. А. Григорян*. Изв. вузов, Радиофизика, 19, 603 (1976).
3. *А. И. Весницкий*. Изв. вузов, Радиофизика, 14, 1432 (1971).
4. *М. А. Миллер, В. И. Таланов*. Изв. вузов, Радиофизика, 4, 795 (1961).
5. *Л. А. Вайнштейн*. Электромагнитные волны, Изд. Советское радио, М., 1957.

ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄԸ ՇԱՐԺՎՈՂ ՍԱՀՄԱՆՈՎ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐԻ ՊԱՏՈՒՄ

Գ. Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է ոչ ստացիոնար ռեզոնատորը նրա պատերում կորուստների առկայության դեպքում։ Բացահայտված է այդպիսի ռեզոնատորում էներգիայի աճի հայտանիշը։

ALLOWANCE FOR LOSSES IN A WALL OF A CAVITY HAVING A MOVING BOUNDARY

G. A. GRIGORYAN

Theoretical investigation of a nonstationary cavity with due regard for losses in its wall is carried out using the impedance conditions. The criterion for the increase of energy in such a cavity is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 35—43 (1980)

О ВОЗМОЖНОСТИ ЗАПИСИ РЕНТГЕНОВСКОЙ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ГОЛОГРАММЫ

А. М. ЕГИАЗАРЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Теоретически оценена комплексная степень поперечной когерентности γ_{12} рентгеновского излучения, дифрагированного в идеальном поглощающем кристалле по Лауэ. На основе общего решения уравнений Такаги изучено влияние кристалла-анализатора рентгеновского трехблочного интерферометра на падающее интерференционное поле. Показано, что интерферограмма, записанная в таком интерферометре, в рассматриваемом случае является голограммой соответствующей предметной волны.

Осуществление рентгеновской голографии откроет новые перспективы перед голографической микроскопией. Решение ее проблем также даст возможность восстановить фазу рентгеновской волны, которая безвозвратно теряется в рентгеновских топограммах. Однако в последнее время высказываются сомнения о возможности распространения голографического метода восстановления волнового фронта на область рентгеновских лучей с целью получения разрешений порядка 1 Å. Это обусловлено специфическими трудностями, которые возникают при резком уменьшении длины волны излучения.

Основными трудностями являются: а) отсутствие источников когерентного излучения рентгеновских лучей; б) недостаточная разрешающая способность регистрирующих материалов; в) невозможность концентрации энергии рентгеновских лучей на малом объеме исследуемого материала.

Тем не менее некоторым авторам удалось получить рентгеновские голограммы с низкой контрастностью с использованием известных схем оптической голографии. По осевой схеме были записаны голограммы Фраунгофера [1—3] одномерных, двумерных и трехмерных микрообъектов. С разделением пучков зеркалом Ллойда [6, 7] и по схеме безлинзовой голографии Фурье [4, 5] были получены голограммы одномерных и двумерных микрообъектов. В этих работах для записи голограмм применялись характеристическое AlK_α ($\lambda_0 = 8{,}34$ Å), $Be\,K_\alpha$, CK_α и синхротронное ($\lambda_0 = 60$ Å) излучения, а восстановление изображений проводилось излучением He-Ne-лазера ($\lambda_1 = 6328$ Å). Изображения с соответствующим увеличением, пропорциональным величине λ_1/λ_0, имели пространственное разрешение порядка микрона.

Исходя из этих скромных достижений рентгеновской голографической микроскопии, авторы работы [8] предложили схему рентгеновского интерференционного микроскопа, в котором микрообъект освещается дифракционно-сфокусированным полихроматическим излучением. Однако предлагаемая оценка [9] разрешающей способности выдвинутой схемы нуждается в более четком теоретическом обосновании. В изобретениях [10, 11] предложены специальные схемы рентгеноголографического микроскопа для исследования микроструктур в поглощающем совершенном кристалле монохроматизированным излучением. К сожалению в этих схемах не учтены недостаточная временная когерентность излучения [10] и недостаточная разрешающая способность регистрирующих материалов [11], что лишает их практической ценности.

В связи с четкой формулировкой требований, предъявляемых в голографии к когерентным характеристикам источников, решение проблем рентгеновской голографии становится актуальной задачей. При дифракции в идеальном кристалле одновременно увеличиваются пространственная и временная когерентности рентгеновского излучения. В наших теоретических работах [12, 13] на основе расчетов функции комплексной степени пространственной когерентности оценены когерентные характеристики дифрагированного в рентгеновском резонаторе излучения. Рассмотрен также вопрос о применении резонированного излучения для записи голограмм микрообъектов по осевой схеме.

В настоящей работе рассчитана комплексная степень поперечной когерентности γ_{12} рентгеновского излучения, дифрагированного в идеальном поглощающем лауэ-кристалле, и оценен радиус области его когерентности (индексы 1 и 2 относятся к рассматриваемым точкам). На основе использования общего решения [14] уравнений Такаги, описывающих распространение рентгеновской волны в идеальном кристалле, изучено влияние кристалла-анализатора A интерферометра, описанного Бонзе и Хартом [15], на падающее интерференционное поле. Показано, что интерферограмма, записанная в таком интерферометре, является голограммой соответствующей предметной волны, когда $\mu t_s \gg 1$, где μ — коэффициент линейного поглощения кристалла, а t^s — толщина кристалла-разделителя интерферометра.

1. О когерентности излучения, дифрагированного в кристалле по Лауэ

Рассмотрим образец совершенного лауэ-кристалла с $\mu t \gg 1$ (t — толщина образца) и с плоско-параллельными гранями, ориентированный по одному из брэгговских положений относительно падающего на него излучения, амплитуда которого равна $\varphi_0^i(\mathbf{r})$ (см. рис. 1). Координатные оси x и z выбраны соответственно параллельно и перпендикулярно к поверхности входной грани так, что плоскость падения совпадает с плоскостью xz. Квазиамплитуды выходящих из кристалла волн в направлениях 0 и h определяются общим решением телеграфного уравнения [14] с соответствующими функциями Римана G_0 и G_h:

$$\psi_{00}(\mathbf{r}_e) = \int\limits_{A_0} \psi_0(\mathbf{r}_0)\, G_0(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_0)\, d\mathbf{r}_0,$$

$$\psi_{0h}(\mathbf{r}_e) = \int\limits_{A_0} \psi_0(\mathbf{r}_0)\, G_h(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_0)\, d\mathbf{r}_0, \tag{1}$$

где интегрирование проводится по поверхности входной грани кристалла A_0, индексы 0 и e при радиус-векторе относятся соответственно к входной и выходной граням

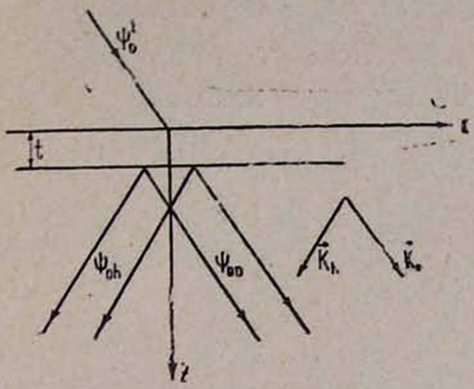


Рис. 1. Взаимная ориентация падающей и выходящих волн относительно кристаллического образца.

$$\psi_0(\mathbf{r}_0) = \psi_0^i(\mathbf{r}_0) \exp[-i(\mathbf{k}_0^i - \mathbf{K}_0)\mathbf{r}_0]$$

определяется из условий непрерывности волновой функции на поверхности A_0, $\mathbf{k}_0^i$ — волновой вектор падающей волны в вакууме, а $\mathbf{K}_0$ — волновой вектор волны, проходящей через кристалл.

При распространении в совершенном кристалле расщепление модуля волнового вектора $\Delta K_0 \sim 10$ *мкм*$^{-1}$. Поэтому можно утверждать, что длина когерентности Δl выходящего из совершенного кристалла излучения порядка 10 *мкм*. Выходную грань кристалла будем рассматривать как новый источник излучения, отдельные элементы которого (с размерами, малыми по сравнению со средней длиной волны) излучают с амплитудами $|\psi_{00}(\mathbf{r}_e)|$ и $|\psi_{0h}(\mathbf{r}_e)|$ в соответствующих направлениях.

Определим пространственную когерентность в двух точках $p_1(x_1)$ и $p_2(x_2)$ плоскости, расположенной на расстоянии $R \gg t$ от поверхности Ae выходной грани кристалла, при условии $|x_2 - x_1| \ll \Delta l$. Считая, что возбуждения в точках $p_1(x_1)$ и $p_2(x_2)$, создаваемые вышеупомянутыми элементами, взаимно некогерентны, определим комплексную степень когерентности $\gamma_{12}(x_1, x_2)$, используя теорему Ван-Циттерта-Цернике [16]. Заметим, что условие $R \gg t$ обеспечивает пространственное разделение дифрагированных пучков, распространяющихся в направлениях 0 и h, если только их поперечные размеры порядка t. Когда p_1 и p_2 расположены в пучке, распространяющемся в направлении h, то

$$\gamma_{12}^h = \int\limits_{A_e} I^h(\mathbf{r}_e) \frac{\exp[ik_h(r_2 - r_1)]}{r_2 r_1} d\mathbf{r}_e \Big/ \sqrt{I^h(p_1)}\sqrt{I^h(p_2)}; \qquad (2а)$$

соответственно имеем

$$\gamma_{12}^0 = \int\limits_{A_e} I^0(\mathbf{r}_e) \frac{\exp[ik_0(r_2 - r_1)]}{r_2 r_1} \Big/ \sqrt{I^0(p_1)}\sqrt{I_0(p_2)}, \qquad (2б)$$

где $k_0 = k_h = |\mathbf{k}_0^i|$, $I^0(p_1)$, $I^0(p_2)$, $I^h(p_1)$, $I^h(p_2)$ — соответствующие суммарные интенсивности в точках p_1 и p_2, $I^0(\mathbf{r}_e) = |\psi_{00}(\mathbf{r}_e)|^2$, $I^h(\mathbf{r}_e) = |\psi_{0h}|^2$, а r_1 и r_2 — расстояния точек p_1 и p_2 от точки на поверхности A_e с радиус-вектором $\mathbf{r}_e$.

В случае, когда поперечные размеры падающего на кристалл пучка меньше или порядка t, основной вклад в интегралы (2а) и (2б) дают элементы выходной грани с радиус-векторами, меняющимися по модулю в пределах величины порядка t. Имея в виду, что

$$r_1 = [R^2 + (x_e - x_1)^2]^{1/2}, \quad r_2 = [R^2 + (x_e - x_2)^2]^{1/2},$$

при дополнительном условии $R \gg [k_0 (x_2 - x_1)]^{1/2}\, t$ находим

$$\begin{gathered}\gamma_{12}^h = \exp ik_0 \left[\frac{(x_1 - x_2)^2}{2R} + (x_1 - x_2) \sin \Theta_B \right] \times \\ \times \int\limits_{A_e} I^h(\Theta) \exp \left[-ik_0 \frac{(x_2 - x_1)(1 + \sin \Theta_B \cos \Theta_B)}{\cos \Theta_B} \Theta \right] d\Theta \Big/ \int\limits_{A_e} I^h(\Theta)\, d\Theta, \\ \gamma_{12}^0 = \exp ik_0 \left[\frac{(x_1 - x_2)^2}{2R} + (x_1 - x_2) \sin \Theta_B \right] \times \\ \times \int\limits_{A_e} I^0(\Theta) \exp \left[-ik_0 \frac{(x_2 - x_1)(1 + \sin \Theta_B \cos \Theta_B)}{\cos \Theta_B} \Theta \right] d\Theta \Big/ \int\limits_{A_e} I^0(\Theta)\, d\Theta,\end{gathered} \tag{3}$$

где $I^h(\Theta)$ и $I^0(\Theta)$ — угловые распределения интенсивностей выходящих пучков в соответствующих направлениях, Θ — угол отклонения от точного угла Брэгга Θ_B.

Согласно теореме о свертке для двухстороннего преобразования Фурье [17], из (1) следует

$$\begin{gathered}\psi_{00}(\mathbf{r}_e) = \psi_{00}(x, z = t) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \exp(ipx) F^{00}(p)\, dp, \\ \psi_{0h}(\mathbf{r}_e) = \psi_{0h}(x, z = t) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \exp(ipx) F^{0h}(p)\, dp;\end{gathered} \tag{4}$$

здесь $F^{00}(p) = \Phi_0^l(p) F^0(p)$, $F^{0h}(p) = \Phi_0^l(p) F^h(p)$, $\Phi_0^l(p)$ — фурье-образ функции $\psi_0(x, z = 0)$, а $F^0(p)$ и $F^h(p)$ — соответственно фурье-образы функций G_0 и G_h.

Если на кристалл падает узкий пучок единичной интенсивности, $\psi_0(\mathbf{r}_0) = \psi_0(x, z = 0) = \delta(x)$, то $\Phi_0^l(p) \equiv 1$. В рассматриваемом случае из общего решения уравнений Такаги методом преобразований Лапласа [18] находим

$$\begin{gathered}I^h(\Theta) = \left(\frac{K_0 C \chi_h}{2\gamma_h} \right)^2 \Big/ [\beta^2 + \Theta^2 b_{1h}^2], \\ I^0(\Theta) = [1 - \Theta\, b_{10} / [\beta^2 + \Theta^2 b_{10}^2]^{1/2}]^2,\end{gathered} \tag{5}$$

где

$$\beta = 2\pi K_0 c\, (\chi_h \chi_{\bar{h}})^{1/2} / (\gamma_0 \gamma_h)^{1/2}, \quad b_{1h} = \pi K_0 \sin 2\Theta_B / \gamma_0, \quad b_{10} = \pi K_0 \sin 2\Theta_B / \gamma_h,$$

γ_0 и γ_h — направляющие косинусы проходящей и отраженной волн, c — поляризационный фактор, равный единице для σ-поляризации и $\cos 2\Theta_B$ для π-поляризации, χ_h и $\chi_{\bar{h}}$ — соответствующие компоненты фурье-разложения поляризуемости.

Из (5) и (3) после ряда упрощений находим

$$|\gamma_{12}^h(x_1, x_2)| = \exp[-\varkappa|x_1 - x_2|], \tag{6}$$

где $\varkappa = (K_0\beta/b_{1h})\left[\sin\Theta_B + \dfrac{1}{\cos\Theta_B}\right]$, т. е. при изменении $|x_1 - x_2|$ в пределах $0 \leqslant |x_1 - x_2| \leqslant 1/\varkappa$ имеем $|\gamma_{12}^h| \sim 1$. Для излучения MoK_α и симметричного отражения (220) кристалла кремния $|x_1 - x_2|_{\text{макс.}} \sim 1/\varkappa \sim 1$ *мкм*.

Анализ подынтегрального выражения γ_{12}^0 показывает, что приведенные оценки справедливы также для $|\gamma_{12}^0|$. Из (6) видно, что радиус области когерентности дифрагированного в кристалле излучения прямо пропорционален его длине волны.

2. Влияние кристалла-анализатора на интерференционное поле

Рассмотрим влияние кристалла-анализатора интерферометра, описанного в [15], на падающее интерференционное поле. Численные оценки в пользу применимости приближения плоской волны для падающего на интерферометр излучения приведены в монографии [19]. Пусть на поверхность входной грани кристалла-анализатора A (рис. 2) под точным углом Брэгга падают плоская волна $\psi_0^I(\mathbf{r}) = a\exp[-i\mathbf{k}_0^I\mathbf{r}]$ и волна, отличающаяся от плоской на фазу $\varphi(\mathbf{r})$, удовлетворяющую условию

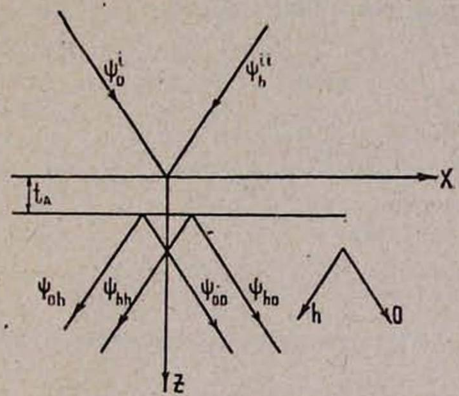


Рис. 2. Взаимная ориентация падающих и выходящих волн относительно кристалла-анализатора.

$$|\text{grad}\,\varphi(\mathbf{r})| \leqslant 10^3\ см^{-1}, \tag{7}$$

$$\psi_h^{II}(\mathbf{r}) = a\exp[-i\mathbf{k}_0^{II}\mathbf{r} - i\varphi(\mathbf{r})],$$

где $|\mathbf{k}_0^I| = |\mathbf{k}_0^{II}| = k_0$.

Интерференционное поле на поверхности A_0 описывается функцией интенсивности

$$J(\mathbf{r}_0) = [\psi_0^I(\mathbf{r}_0) + \psi_h^{II}(\mathbf{r}_0)][\psi_0^I(\mathbf{r}_0) + \psi_h^{II}(\mathbf{r}_0)]^* =$$

$$= 2a^2[1 + \cos[(\mathbf{k}_0^I - \mathbf{k}_0^{II})\mathbf{r}_0 - \varphi(\mathbf{r}_0)]]. \tag{8}$$

Очевидно, что $J(\mathbf{r}_0)$ представляет собой частотную модуляцию интенсивности высокой частоты $(\mathbf{k}_0^I - \mathbf{k}_0^{II})\mathbf{r}_0$ по низкой частоте $\varphi(\mathbf{r}_0)$.

Комплексные амплитуды $\psi_{0h}(\mathbf{r}_e)$ и $\psi_{hh}(\mathbf{r}_e)$ интерферирующих волн, распространяющихся в направлении h, определим из общего решения уравнений Такаги методом преобразований Лапласа [18]:

$$\psi_{0h}(\mathbf{r}_e) = \exp[-i\mathbf{K}_h\mathbf{r}_e]\left\{\frac{iK_0 c\chi_h}{2\gamma_h}\int\limits_{c_0-i\infty}^{c_0+i\infty} dp\,\Phi_{00}(p)\frac{\exp[p(x-at)]}{\sqrt{\beta^2-p^2b^2}}\times\right.$$

$$\left.\times[\exp(i\sqrt{\beta^2-p^2b^2}\,t)-\exp(-i\sqrt{\beta^2-p^2b^2}\,t)]\right\},$$

$$\psi_{hh}(\mathbf{r}_e) = \frac{1}{2\pi i}\exp[-i\mathbf{K}_h\mathbf{r}_e]\int\limits_{c_0-i\infty}^{c_0+i\infty} dp\,\Phi_{hh}(p)\frac{[ipb+\sqrt{\beta^2-p^2b^2}]}{\sqrt{\beta^2-p^2b^2}}\times \tag{9}$$

$$\times\exp[p(x-at)][\exp(i\sqrt{\beta^2-p^2b^2}\,t)-\exp(-i\sqrt{\beta^2-p^2b^2}\,t)],$$

где $\Phi_{00}(p)$ и $\Phi_{hh}(p)$ — лапласианы функций

$$\psi_{00}(\mathbf{r}_0) = a\exp\{-i[(\mathbf{k}_0^l-\mathbf{K}_0)_x x)]\},$$

$$\psi_{hh}(\mathbf{r}_0) = a\exp\{-i[(\mathbf{k}_0^l-\mathbf{K}_h)_x x+\varphi(x,\ z=0)]\},$$

определяемых из условий непрерывности волновых функций на поверхности входной грани кристалла, $\mathbf{K}_0$ и $\mathbf{K}_h$ — волновые векторы внутри кристалла в соответствующих направлениях, $|\mathbf{K}_0| = |\mathbf{K}_h| = K_0$,

$$b = \sin 2\Theta_B/2\gamma_0\gamma_h,\quad a = \sin(\alpha_0-\alpha_h)/2\gamma_0\gamma_h,\quad \alpha_0 = \Theta_B+\alpha,\quad \alpha_h = \Theta_B-\alpha,$$

α — угол асимметричности кристалла.

В рассматриваемом случае $\alpha = 0$ и, следовательно, $a = 0$.

Пусть $\varphi(x,\ z=0) = a_0 x$ — линейно меняющаяся функция координаты x. Согласно условию, наложенному на $\varphi(x,\ z)$, $a_0 \leqslant 10^3$ см$^{-1}$. Нетрудно убедиться, что

$$\Phi_{00}(ip) = \delta(p+k_{0x}^l-K_{0x}),\ \Phi_{hh}(ip) = \delta(p+k_{0x}^{ll}-K_{hx}-a_0). \tag{10}$$

Переходя в формулах (9) к преобразованию Фурье и имея в виду (10), получаем

$$\psi_{0h}(\mathbf{r}_e) = c_0\exp\{-ix(k_{0x}^l-K_{0x})-i\mathbf{K}_h\mathbf{r}_e\},$$

$$\psi_{hh}(\mathbf{r}_e) = c_h\exp\{[-ix(k_{0x}^l-K_{0x})-ia_0x]-i\mathbf{K}_h\mathbf{r}_e\}, \tag{11}$$

где c_0 и c_h — комплексные числа, не влияющие на взаимное расположение интерференционных максимумов. Интенсивность $J^h(\mathbf{r}_e)$ интерференционного поля определим из (11):

$$J^h(\mathbf{r}_e) = [\psi_{0h}(\mathbf{r}_e)+\psi_{hh}(\mathbf{r}_e)][\psi_{0h}(\mathbf{r}_e)+\psi_{hh}(\mathbf{r}_e)]^* = c^0+c^1\cos(a_0x+\varphi_0), \tag{12}$$

где

$$c^0 = |c_0|^2+|c_h|^2,\quad c^1 = 2|c_0c_h^*|,\quad \varphi_0 = \arg c_0c_h^*.$$

Из сопоставления выражений (8) и (12) для интенсивностей интерференционных полей на поверхностях входа и выхода можно заключить, что кристалл-анализатор играет роль своего рода частотного фильтра интенсивности интерференционного поля, пропуская через себя только низкую частоту его частотной модуляции.

В случае произвольной зависимости $\varphi = \varphi(\mathbf{r}_0)$, удовлетворяющей условию (7), при дифракции в кристалле поверхности постоянной фазы волн ψ_h^{II} и ψ_{hh} не совпадают. Однако представив $\psi_{hh}(\mathbf{r}_e)$ в виде

$$\psi_{hh}(\mathbf{r}_e) = |\psi_{hh}(\mathbf{r}_e)| \exp[-i\mathbf{K}_h\mathbf{r}_e + i\varphi_1(\mathbf{r}_e)],$$

исходя из физических соображений можно утверждать, что функция $\varphi_1(\mathbf{r}_e)$ также удовлетворяет условию (7), $|\mathrm{grad}\, \varphi_1(\mathbf{r})| \leqslant 10^3$ *см*$^{-1}$. Тогда для интенсивности $J^h(\mathbf{r}_e)$ получаем

$$J^h(\mathbf{r}_e) = a^2 + |\psi_{hh}(\mathbf{r}_e)|^2 + 2a|\psi_{hh}(\mathbf{r}_e)| \cos\varphi_1(\mathbf{r}_e). \qquad (13)$$

3. Восстановление волнового поля

Имея в виду оценки когерентных характеристик дифрагированного в идеальном кристалле излучения и четкую формулировку требований [20, 21], предъявляемых к источникам, пригодным для голографии, можно утверждать, что интерферограмма, записанная по рассмотренной схеме, является голограммой предметной волны $\psi_{hh}(\mathbf{r}_e)$ (см. [21]). Плоская волна с амплитудой $\psi_{0h}(\mathbf{r}_e)$ служит опорной волной. Восстановление волны ψ_{hh} в оптическом диапазоне можно провести с помощью излучения обычного H_e-N_e-лазера.

Если записанная голограмма проэкспонирована и проявлена таким образом, что рабочий диапазон кривой почернения не выходит за пределы линейного участка характеристической кривой фотоэмульсии, а коэффициент контрастности $\gamma = -2$, то амплитудное пропускание есть

$$t(\mathbf{r}) = J^h(\mathbf{r}).$$

При освещении голограммы плоской волной оптического диапазона благодаря дифракции света на интерференционной картине непосредственно за голограммой образуются волны с амплитудой

$$\psi_{\text{вых.}}(\mathbf{r}) = \exp(-i\mathbf{K}_{\text{оп}}\mathbf{r})\, t(\mathbf{r}) = [a^2 + |\psi_{hh}(\mathbf{r})|^2] \exp(-i\mathbf{K}_{\text{оп}}\mathbf{r}) +$$
$$+ a|\psi_{hh}(\mathbf{r})| \exp[-i\mathbf{K}_{\text{оп}}\mathbf{r} + i\varphi_1(\mathbf{r})] + a|\psi_{hh}(\mathbf{r})| \exp[-i\mathbf{K}_{\text{оп}}\mathbf{r} - i\varphi_1(\mathbf{r})]. \qquad (14)$$

Три слагаемых в выражении (14) соответствуют трем волнам, распространяющимся в разных направлениях с единичными векторами

$$\mathbf{i} = \frac{\mathbf{K}_{\text{оп}}}{|\mathbf{K}_{\text{оп}}|}, \quad \mathbf{j} = \frac{\mathbf{K}_{\text{оп}} + \mathrm{grad}\,\varphi_1(\mathbf{r})}{|\mathbf{K}_{\text{оп}} + \mathrm{grad}\,\varphi_1(\mathbf{r})|}, \quad \mathbf{k} = \frac{\mathbf{K}_{\text{оп}} - \mathrm{grad}\,\varphi_1(\mathbf{r})}{|\mathbf{K}_{\text{оп}} - \mathrm{grad}\,\varphi_1(\mathbf{r})|}.$$

Из условия (7) следует, что в рассматриваемом случае углы между **i** и **j**, **i** и **k**, **j** и **k** — порядка радиана. Следовательно, на расстояниях порядка размеров записанной голограммы дифрагированные волны, соответствующие разным членам выражения (14), пространственно разделяются. Из (14) следует, что образованные дифракцией на голограмме волны оптического диапазона, соответствующие второму и третьему членам (14), имеют такое же пространственное распределение фазы и амплитуды, что и волна $\psi_{hh}(\mathbf{r})$ рентгеновской области.

Ереванский государственный
университет

Поступила 5.VII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. W. Giles*. J. Opt. Soc. Am., 59, 1179 (1969).
2. *S. Yokoseki, T. Suzuki*. Jap. J. Appl. Phys., 9, 419 (1970).
3. *S. Aoki, S. Kikuta*. Jap. J. Appl. Phys., 13, 1385 (1974).
4. *S. Kikuta et al.* Opt. Comm., 5, 86 (1972).
5. *S. Aoki, Y. Ichihara, S. Kikuta*. Jap. J. Appl. Phys., 11, 1857 (1972).
6. *J. W. Giles*. J. Opt. Soc. Am., 59, 778 (1969).
7. *E. J. Saccocio*. J. Opt. Soc. Am., 57, 966 (1967).
8. *В. В. Аристов, Г. А. Башкина*. Материалы Всесоюзного межвузовского совещания по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей, Изд. ЕГУ, 1978, стр. 123.
9. *И. С. Клименко, Г. В. Скроцкий*. УФН, 109, 269 (1973).
10. *N. Spielberg*. United States Patent Office, 3, 393, 314 (1968) Hartsdalle.
11. *N. Spielberg*. United States Patent Office, 3, 381, 127 (1968) Hartsdalle.
12. *А. М. Егиазарян, А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян*. Материалы Всесоюзного межвузовского совещания по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей, Изд. ЕГУ, 1978, стр. 104.
13. *А. М. Егиазарян, А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян*. ДАН АрмССР, 16, 228 (1978).
14. *В. Л. Инденбом, Ф. Н. Чуховский*. УФН, 107, 229, (1972).
15. *U. Bonse, M. Hart*. Appl. Phys. Lett., 6, 155 (1965); Z. Phys., 154, 188 (1965); 190, 455 (1966).
16. *М. Борн, Э. Вольф*. Основы оптики, Изд. Наука, М., 1973, стр. 275.
17. *А. Г. Свешников, А. Н. Тихонов*. Теория функций комплексной переменной, Изд. Наука, М., 1967, гл. 8.
18. *К. Г. Труни* и др. Препринт ЕрГУ, 1973.
19. *З. Г. Пинскер*. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, Изд. Наука, М., 1974, гл. 10.
20. *Дж. Строук*. Введение в когерентную потику и голографию, Изд. Мир, М., 1967, гл. 6.
21. *Л. М. Сороко*. Основы голографии и когерентной оптики, Изд. Наука, М., 1971, гл. 6.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԿԱՐՃԱԼԻՔ ՀՈԼՈԳՐԱՄՄԱՅԻ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Մ. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Տեսականորեն հաշվված է իդեալական կլանող Լաուե բյուրեղում դիֆրակցված ռենտգենյան ճառագայթման լայնական կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանը։ Օգտագործելով Տակագիի հավասարումների ընդհանուր լուծումը, ուսումնասիրված է Բոնզի և Հարթի կողմից առաջարկված եռաբլոկ ինտերֆերոմետրի անալիզատոր բլոկի ազդեցությունը ընկնող ինտերֆերենցիոն դաշտի վրա։ Ցույց է տրված, որ այդ ինտերֆերոմետրում գրանցված ինտերֆերոգրամման հանդիսանում է համապատասխան առարկայական ալիքի հոլոգրամմա։

THE RECORDING OF X-RAY SHORT-WAVE HOLOGRAM

A. M. EGIAZARIAN, P. A. BEZIRGANIAN

The complex power of transverse coherence for X-ray radiation Laue-diffracted in an ideal absorbent crystal is calculated and the radius of its coherence is estimated. Using the Takagi general solution of equations, the effect of analyzer crystal of the interferometer, discribed by Bonse and Hart, on the incident interference field is studied. It is shown that the interferogram recorded in this interferometer is a hologram of the corresponding subject wave.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 44–48 (1980)

УМЕНЬШЕНИЕ ПОРОГОВОГО НАПРЯЖЕНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ЗАРЯДА НА ГРАНИЦЕ Si-SiO_2 В МОП СТРУКТУРАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ В КАЧЕСТВЕ ВТОРОГО СЛОЯ ДИЭЛЕКТРИКА

Р. А. БАГДАСАРЯН, С. А. САРКИСЯН, К. О. ХАЧАТРЯН, Г. Г. ШИРАКЯН

Исследованы свойства МОП структур с термически выращенной пленкой окисла. Показано, что нанесение на SiO_2 в качестве второго слоя диэлектрика чистого поликристаллического кремния приводит к уменьшению порогового напряжения, стабилизации заряда в окисле и на границе SiO_2-Si.

Для улучшения параметров полупроводниковых интегральных схем (ИС) на МДП транзисторах в настоящее время особое внимание уделяется разработке технологических приемов снижения порогового напряжения V_n и стабилизации его значения. Для этих целей в последние годы в МДП структурах в сочетании с диэлектрической изоляцией на основе двуокиси кремния применяют дополнительный изолирующий слой, например, из нитрида кремния, а также подбирают материал затвора с относительно низкой работой выхода. В литературе в качестве затвора рекомендуется использовать высоколегированный поликристаллический кремний вместо обычно используемых алюминия, молибдена и т. п. [1—3].

В настоящей работе показывается, что в МОП структурах нанесение на SiO_2 в качестве второго, подзатворного слоя диэлектрика чистого поликристаллического кремния существенно улучшает свойства таких структур. В частности, в структурах Al-поликремний-SiO_2-Si (МПОП) снижается пороговое напряжение, стабилизируется заряд на границе SiO_2-Si.

Для изучения свойств МПОП структур и сравнения их с аналогичными МОП структурами с помощью термического окисления в атмосфере сухого кислорода при температуре 1150°C были получены структуры Al-SiO_2-Si с толщиной окисла 0,12÷0,15 *мкм* на подложке из n-кремния с кристаллографическим направлением $<111>$. Концентрация примесей N_d составляла 10^{15} *см*$^{-3}$, диаметр алюминиевых электродов, нанесенных на SiO_2, был равен 450 *мкм*.

В МПОП структурах на SiO_2, полученных в тех же технологических условиях, в качестве второго слоя диэлектрика наносились слои поликристаллического кремния с различными толщинами (0,17; 0,2 и 0,25 *мкм*). Осаждение слоев поликремния осуществлялось на установке эпитаксиального наращивания с вертикальным кварцевым реактором диаметром 160 *мм* методом пиролиза моносилана ($SiH_4 \rightarrow Si + 2H_2$). Температура подложек регулировалась регулятором температуры ВРТ-2 с точностью ± 3°C. Процесс разложения проводился в вакууме при давлении ~ 1 *тор* при температуре подложек 660°C (при увеличении температуры наблюдалось увеличение зерен поликремния). В качестве газа-носителя использовался аргон, Такие условия обеспечивали скорость роста ~ 600 Å/*мин*. Свойства полученных структур анализировались методом высокочастотных вольт-фарадных *C-V*-характеристик [4] на частоте измеряемого сигнала 10 *МГц*.

На рис. 1 показаны кривые зависимости нормированной емкости C/C_0 (C_0 — емкость окисла) от приложенного напряжения V для структуры $Al\text{-}SiO_2\text{-}Si$ в различных точках структуры. Видно, что величины пороговых напряжений в различных точках структуры неодинаковы, следовательно заряд на границе $SiO_2\text{-}Si$ распределен неравномерно. Из этих же

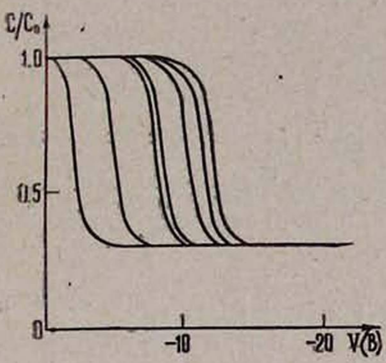


Рис. 1.

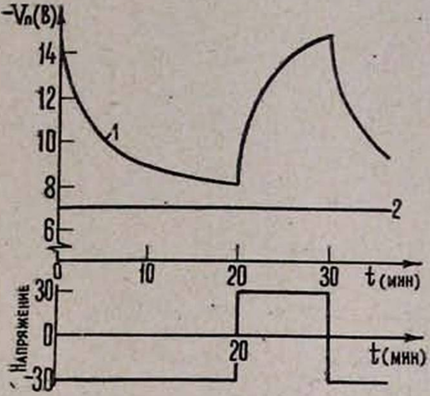


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость нормированной емкости C/C_0 от приложенного напряжения смещения в различных точках структуры $Al\text{-}SiO_2\text{-}Si$ (толщина окисла $x_0 = 0{,}15$ *мкм*).

Рис. 2. Характерные зависимости порогового напряжения $V_п$ от времени и от полярности приложенного смещения: 1 — для структуры $Al\text{-}SiO_2\text{-}Si$; 2 — для МПОП структуры ($x_0 = 0{,}15$ *мкм*, толщина поликремния $x_п = 0{,}25$ *мкм*, приложенное напряжение $V = 30$ *В*).

кривых следует, что величина положительного заряда лежит в пределах $4{,}3 \cdot 10^{11} \div 2{,}2 \cdot 10^{12}$ *заряд/см²*. Оказалось также, что в тех точках структуры, где пороговое напряжение $V_п$ превышает 7,5 *В* (что соответствует плотности заряда на границе $> 8{,}5 \cdot 10^{11}$ *заряд/см²*), вольт-емкостные характеристики МОП структур дрейфуют со временем по оси напряжений ($V_п$ меняется), если МОП структура некоторое время поддерживается под определенным напряжением той или иной полярности.

На рис. 2 показана характерная зависимость величины порогового напряжения $V_п$ (в одной из таких точек структуры) от времени и полярности приложенного напряжения (кривая 1). При подаче к МОП структуре (к затвору) отрицательного смещения пороговое напряжение сначала резко уменьшается, затем изменение $V_п$ со временем замедляется ($V_п$ стремится к некоторому предельному значению). Изменение полярности приложенного напряжения приводит к увеличению порогового напряжения с аналогичной закономерностью. Такое изменение V_n связано, по всей вероятности, с тем, что наряду с неподвижными положительными зарядами в окисле и у границы раздела SiO_2-Si существуют также подвижные положительные заряды (ионы натрия, водорода) [5], которые под влиянием отрицательного смещения перемещаются к затвору. Тем самым уменьшается то напряжение на затворе, которое необходимо для компенсации этих зарядов. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению напряжения плоских зон, а следовательно, и V_n.

Измерения на МПОП структурах показали, что нанесение поликристаллического кремния на SiO_2 существенно улучшает качество МОП структуры. При этом величина порогового напряжения в среднем снижается почти в два раза (с учетом того, что емкость диэлектрика при этом уменьшается) и, главное, стабилизируются C-V-характеристики (дрейф C-V-характеристик со временем при подаче напряжения той или иной полярности не наблюдается (см. рис. 2, кривая 2), следовательно заряд в окисле и на границе SiO_2-Si стабилизируется) и V_n почти не меняется с координатой.

На рис. 3 показана область разброса нормированных емкостей C/C_I-кривых МПОП структур по поверхности; здесь $C_I = \dfrac{C_0 C_п}{C_0 + C_п}$ — ем-

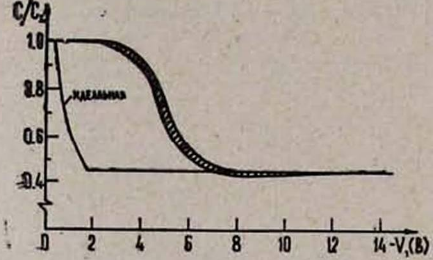


Рис. 3. Область разброса C/C_I-кривых по поверхности структуры Al-поликремний-SiO_2-Si и идеальная C/C_I-кривая ($x_0 = 0{,}15$ *мкм*, $x_п = 0{,}25$ *мкм*).

кость изолятора, C_n — емкость поликристалла. Для сравнения на этом же рисунке приведена идеальная C/C_I-кривая данной структуры (без учета положительного заряда в окисле и заряда поверхностных состояний). Некоторое расхождение наклонов кривых на участках спада емкостей объясняется влиянием поверхностных донорных состояний, а смещение C/C_I-кривых, в целом, направо — наличием неподвижных положительных зарядов в окисле и у поверхности границы раздела SiO_2-Si. Как видно из этих кривых, положительный заряд в окисле и у границы раздела распределен равномерно по поверхности структуры с плотностью $N_{FS} \approx \approx 3{,}5 \cdot 10^{11}$ *заряд/см*^{2}, а плотность поверхностных донорных состояний есть $N_{SS} \approx 2{,}5 \cdot 10^{11}$ *см*$^{-2}$. Для сравнения отметим, что в работе [6] с целью стабилизации заряда в окисле и уменьшения плотности поверхностного заряда процессы термического окисления проводились в присутствии паров HCl и в наилучших технологических режимах получались МОП структуры, у которых плотности положительного заряда и поверхностных состояний в зависимости от толщины окислов менялись соответственно в пределах $N_{FS} = (4\cdot10^{11} \div 1{,}3\cdot10^{12})$ *заряд*/*см*^{2} и $N_{SS} = (3\cdot10^{11} \div 5{,}1\cdot10^{11})$ *см*$^{-2}$

Чтобы убедиться, что снижение порогового напряжения и стабилизация C/C_i-характеристик (а следовательно и заряда) действительно связаны с нанесением поликристаллического кремния, нами была удалена часть слоя поликремния. Оказалось, что вышеуказанные закономерности для структуры Al-SiO_2-Si повторяются. Уменьшение порогового напряжения и стабилизация заряда на границе SiO_2-Si, по-видимому, связаны с тем, что поликристаллическая пленка препятствует проникновению щелочных ионов, адсорбированных на поверхности во время химической обработки и металлизации, в окисел.

Таким образом, возможность применения МПОП структур при создании МДП ИС и БИС представляет большой интерес ввиду (обусловленной слоем поликремния) стабилизации C-V-характеристик этих структур, уменьшения порогового напряжения и малого разброса V_n по поверхности структур.

В заключение нужно отметить, что варьирование в широких пределах толщин слоев окиси кремния и чистого поликремния с целью уменьшения значений пороговых напряжений путем увеличения емкостей изолирующих слоев затрагивает количественную сторону вопроса и выходит за рамки настоящей работы.

Авторы приносят благодарность Р. С. Барсегяну за помощь при изготовлении образцов и М. В. Минасяну за методические указания при создании измерительной C-V-установки.

Ереванский государственный
университет

Поступила 30.X.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Колешко, А. А. Ковалевский.* Поликристаллические пленки полупроводников в микроэлектронике, Изд. Наука и техника, Минск, 1978.
2. *F. Faggin, F. Klein.* Sol. St. Electron., 13, 1125 (1970).
3. *Б. Н. Буляк, А. А. Ковалевский, В. М. Колешко.* Электронная техника, сер. Микроэлектроника, вып. 3, 72 (1977).
4. *A. S. Grove et al.* Sol. St. Electron., 8, 145 (1965).
5. *А. А. Кириллов, Ю. И. Пашинцев.* Микроэлектроника, 2, 7 (1973).
6. *И. И. Жилкина, Ю. И. Савотин, И. А. Таратын.* Электронная техника, сер. Микроэлектроника, вып. 3, 60 (1977).

ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՈՒՄԸ ՄՕԿ ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՆԵՐՈՒՄ ՈՐՊԵՍ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԵՐԿՐՈՐԴ ՇԵՐՏ ՇԵՄԱՅԻՆ ԼԱՐՄԱՆ ՓՈՔՐԱՑՄԱՆ ԵՎ Si–SiO_2 ՍԱՀՄԱՆԻ ԼԻՑՔԻ ԿԱՅՈՒՆԱՑՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ռ. Ա. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ, Ս. Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Կ. Հ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ,
Գ. Գ. ՇԻՐԱԿՅԱՆ

Ուսումնասիրվել են ջերմային աճեցված օքսիդի շերտով Al–SiO_2–n սիլիցիում և Al-բազմաբյուրեղ սիլիցիում-SiO_2–n սիլիցիում ստրուկտուրաների հատկությունները։ Պարզվել է, որ մաքուր բազմաբյուրեղ սիլիցիումի նստեցումը SiO_2-ի վրա որպես դիէլեկտրիկ երկրորդ շերտ բերում է շեմային լարման փոքրացմանը և SiO_2–Si սահմանի լիցքի կայունացմանը։

THE DECREASE OF THRESHOLD VOLTAGE AND OF CHARGE STABILIZATION AT SiO_2-Si INTERFACE IN MOS STRUCTURES USING POLYCRYSTALLINE SILICON AS A SECOND INSULATOR LAYER

R. A. BAGDASARYAN, S. A. SARKISYAN,
K. O. KHACHATRYAN, G. G. SHIRAKYAN

The properties of Al-SiO_2 in silicon and Al-polycrystalline silicon-SiO_2 in silicon structures with thermally grown films of oxide were investigated. It is shown that the deposition of pure polycrystalline silicon as a second insulator layer on SiO_2 leads to the decrease of threshold voltage and the stabilization of the charge at SiO_2-Si interface.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 49—54 (1980)

ФОНОННОЕ УВЛЕЧЕНИЕ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ *p-GaAs*

И. Ф. СВИРИДОВ

Из анализа зависимости термоэдс от одноосевой упругой деформации по направлениям <111>, <110>, <100> в монокристаллах арсенида галлия *p*-типа проводимости, легированных цинком, в интервале температур $77 \div 400$°К найдено, что пьезотермоэдс *p-GaAs* зависит от кристаллографического направления, от температуры и содержания легирующей примеси в исходных кристаллах, что позволяет по результатам пьезотермоэдс судить о механизме рассеяния. Анизотропия пьезотермоэдс подобна анизотропии пьезорезистивного эффекта.

В настоящей работе исследован эффект фононного увлечения при деформации по направлениям <111>, <110>, <100> на образцах *GaAs p*-типа, легированных цинком, в интервале температур $77 \div 400$°K. Кристаллы арсенида галлия, из которых вырезались образцы для измерений, были выращены методом Чохральского и ориентированы с помощью световых фигур.

Концентрация образцов *p-GaAs* определялась из измерений эффекта Холла и электропроводности при комнатной температуре и варьировалась в пределах $4{,}5 \cdot 10^{17} \div 6{,}2 \cdot 10^{20}$ $см^{-3}$, а подвижность носителей заряда составляла $200 \div 65$ $см^2/Вс$ и во всех кристаллах почти не зависела от температуры. Приведенный химический потенциал для наших образцов был равен $\mu^* = \mu/k_0T \geqslant 2$, а для кристаллов с $p = 10^{17}$ $см^{-3}$ — 1,5.

Из двух способов наложения механической нагрузки было выбрано растяжение образца вдоль соответствующих осей, так как сжатие обладает одним существенным недостатком. При деформации резко меняется тепловой контакт между образцом и частью установки, задающий градиент температуры. Величина сигнала самого эффекта за счет деформации кристалла не заметна на фоне сигнала от изменения теплового контакта.

Для исключения влияния теплового контакта и, следовательно, изменения теплового режима образца последний готовился вместе с нагревателем и холодильником в виде единого блока. При измерениях готовый блок помещался в массивный латунный стакан, обладающий большой теплоемкостью, с вмонтированной печью общего нагрева, причем холодильник крепился шарнирно к основанию латунного стакана. Для уменьшения конвекционных потоков внутренняя камера, где находился образец с холодильником и нагревателем, заполнялась стекловолокном. Вся система устанавливалась и закреплялась в термостате, позволяющем получать нужные температуры. Чтобы уменьшить колебания, возникающие в образце в результате деформации за счет его первоначальной невертикальности, он предварительно нагружался (0,5 *кг/мм*^{2}); эта нагрузка в расчетах и измерениях считалась нулевой.

Деформирующее усилие совпадало с направлением теплового потока. Величина нагрузки составляла $2 \cdot 10^9$ *дин/см*^{2}. Термоэдс недеформированного образца измерялась потенциометром ППТН-1, а измерение ее при деформации кристалла — прибором Ф-18. Данный способ измерений позволял избегать всевозможных наводок и искажений истинного сигнала.

Термопара, регистрирующая общую температуру, приклеивалась клеем ВЛ 931 к середине образца. Термопары, регистрирующие градиент температуры, соединялись дифференциально и приклеивались в области омических контактов. Измерение сигнала термопар производилось прибором ПП-63 и баллистическим отсчетным устройством УФ-206 с постоянной гальванометра $3 \cdot 10^{-9}$ *А/мм*. В процессе нагружения контролировалось постоянство градиента температуры образца с точностью до 5°С во всех интервалах области исследуемых температур. Питание печи производилось от аккумулятора 5КН-100М, питание нагревателя образца — кислотным аккумулятором ЗРН-110М, что обеспечивало стабильность градиента температуры вдоль кристалла. Логарифмический закон распределения температуры по образцу [1] в данном случае дает ошибку в определении коэффициента термоэдс порядка 2%. Такую же ошибку в 2—3% в определении температуры дают и приклеенные термопары (за счет тонкого слоя клея приблизительно в 20 *мкм* и теплоотвода, который сводится к минимуму соответствующим выбором диаметра проволок термопар; диаметр проволоки термопар в нашем опыте был равен 0,05 *мм*).

На рис. 1 приведены экспериментальные результаты зависимости термоэдс в деформированных *p*-образцах арсенида галлия от температуры и ориентации. Из рисунка видно, что при понижении температуры от

Рис. 1. Температурная и ориентационная зависимости термоэдс в деформированных образцах *p-GaAs*: ⸸ — $4{,}5 \cdot 10^{17}$ *см*$^{-3}$; ○ — $1{,}7 \cdot 10^{19}$ *см*$^{-3}$; ⊕ — $6{,}2 \cdot 10^{20}$ *см*$^{-3}$. Ориентация кристаллов: 1 — <111>, 2 — <110>, 3 — <100>.

400 до 100°К термоэдс в деформированных кристаллах *p*-типа проводимости уменьшается, как это и должно быть для вырожденного газа носителей тока. Однако в области температур вблизи 90°К термоэдс в дефор-

мированных образцах p-$GaAs$ сильно возрастает и при температуре 77°K проходит через максимум только для сильно легированных кристаллов.

Как уже отмечалось в работе [2], ни энергетическое положение уровня Ферми (μ), ни механизм рассеяния носителей тока с ростом температуры в образцах ($\mu^* = \mu/k_0T \geqslant 2$) почти не меняются; такое поведение термоэдс в деформированных кристаллах можно объяснить только увлечением носителей тока фононами, поскольку длина свободного пробега последних с понижением температуры растет и их направленное действие на дырки усиливается.

Таким образом, общая измеряемая термоэдс равна сумме диффузионной ($\alpha_{\text{диф}}$) и фононной ($\alpha_{\text{ф}}$) частей. Диффузионная часть термоэдс, на наш взгляд, интереса не представляет и ее мы опустим. Наиболее существенной является фононная термоэдс. Выражение для фононной части термоэдс, согласно работе [3], можно записать в виде

$$\alpha_{\text{ф}} = \left(\frac{k_0}{e}\right) \frac{m^*_{\text{т, л}} v_0^2}{k_0 T} \frac{\langle \tau_{\text{т, л}} \bar{\tau}_{\text{ф}}/\tau'_{\text{т, л}} \rangle}{\langle \tau_{\text{т, л}} \rangle}, \tag{1}$$

где $m^*_{\text{т, л}}$ — эффективная масса тяжелых и легких дырок, v_0 — скорость продольных звуковых волн, $\tau_{\text{т, л}}$ — полное время релаксации для тяжелых и легких дырок, которое может определяться из рассеяния на ионах примеси по формуле [4]

$$\tau_{\text{т, л}} = (\tau_0)_{\text{т, л}} E^{3/2}_{\text{т, л}}, \tag{2}$$

величина $(\tau_0)_{\text{т, л}}$ рассчитывалась на основе результатов работы [4], $\tau'_{\text{т, л}}$ — время релаксации для легких и тяжелых дырок на продольных длинноволновых фононах, $\bar{\tau}_{\text{ф}}$ — время релаксации для длинноволновых продольных акустических фононов, которое определяется выражением

$$\bar{\tau}_{\text{ф}} = \frac{\hbar^2}{4 A_l m^*_{\text{т, л}} T^3 E_{\text{т, л}}}; \tag{3}$$

здесь $E_{\text{т, л}} = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2 m^*_{\text{т, л}}}$ — энергия тяжелых и легких дырок, T — абсолютная температура, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π, k_0 — постоянная Больцмана, k — абсолютная величина волнового вектора, $A_l = 6 \cdot 10^{-12}$ $см^2/с^{-1}$ [5]. Значения величин $m^*_{\text{т}}$ и $m^*_{\text{л}}$, входящих в расчетные формулы, взяты равными $0{,}68\, m_0$ и $0{,}12\, m_0$ [6, 7].

Частоты фононов при деформации кристаллов изменяются и имеют вид

$$\omega_{ij} = \omega_0 (1 + \gamma_{ijkl} \varepsilon_{kl} + \cdots), \tag{4}$$

где ε_{kl} — компоненты тензора деформации. Для рассматриваемого нами случая при продольной деформации среднее изменение частоты фононов в p-образцах арсенида галлия пропорционально первой степени тензора деформации [8]:

$$\langle \gamma_{ijkl} \rangle = -\frac{C_{ijkl}\, \beta_{kl}}{N \nu}, \tag{5}$$

где C_{ijkl} — константы упругости кристалла, β_{kl} — константы теплового расширения, N — число молекул, ν — теплоемкость одной молекулы. Как показал расчет, для арсенида галлия p-типа проводимости величина $\langle \gamma_{ijkl} \rangle$, согласно выражению (5), равна 3.

Изменение спектра частот фононов при деформации приводит к изменению величины $\bar{\tau}_{ф}$; кроме того, как видно из выражения (3), эта величина изменяется и за счет изменения энергии и эффективной массы тяжелых и легких дырок. Следовательно, при деформации в (1) изменяется весь множитель $\langle \tau_{т,л}\bar{\tau}_{ф}/\tau'_{т,л} \rangle / \langle \tau_{т,л} \rangle$. Изменением скорости v_0 в зависимости от деформации в выражении (1) можно пренебречь, так как это есть величина третьего порядка малости.

На рис. 2 приведена фононная термоэдс деформированных p-образцов при различных температурах и различной ориентации. Из этого рисунка видно, что величина фононной части термоэдс зависит от степени легирования исходных кристаллов и от ориентации. Наибольшее изменение зависимости $\alpha_{ф} = f(T)$ происходит в деформированных образцах, ориентированных в направлении $\langle 111 \rangle$. Для образцов арсенида галлия p-типа проводимости, ориентированных в направлении $\langle 100 \rangle$, сильной температурной зависимости фононной термоэдс не наблюдается. Такое поведение зависимости $\alpha_{ф} = f(T)$ от ориентации, вероятно, связано с изменением эффективной массы тяжелых и легких дырок в различных кристаллографических направлениях [9]. Температурная зависимость фононной части термоэдс для p-кристаллов с концентрацией дырок 10^{17} $см^{-3}$ изменяется по закону $\alpha_{ф} \backsim T^{-2}$, а для образцов с $p = 10^{19} \div 10^{20}$ $см^{-3}$ — по закону $\alpha_{ф} \backsim T^{-1,3}$.

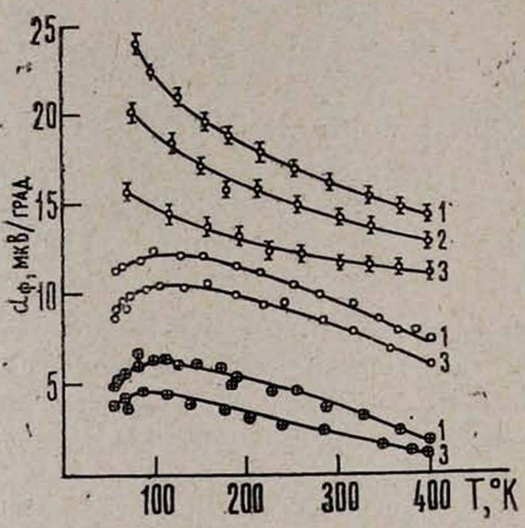


Рис. 2. Температурная и ориентационная зависимости фононной части термоэдс в деформированных p-кристаллах. Кривым 1, 2, 3 соответствуют те же концентрации и ориентации, что и на рис. 1.

Качественно эти результаты можно объяснить следующим образом. В сильно легированных образцах длинноволновые фононы практически не воздействуют на $\alpha_{ф}$, так как примеси представляют собой почти точечные дефекты с размерами, значительно меньшими длины волны фононов. В вырожденных p-кристаллах ($\mu^* \geqslant 2$) рассеяние фононов на дырках не велико. Это, по-видимому, связано с тем, что носители тока не все взаимодействуют с фононами, а только носители вблизи уровня Ферми μ в слое $\mu = k_0T$.

Таким образом, при комнатной температуре в сильно легированных образцах p-типа проводимости фононы рассеиваются, в основном, только на фононах. С понижением температуры это рассеяние, вероятно, начинает ослабевать, а это приводит к росту фононной части термоэдс.

В работе [2] уже сообщалось, что в эффекте увлечения участвуют не все фононы, а лишь те, которые удовлетворяют условию $q_ф \leqslant 2\,K_F$, а это приводит к тому, что в вырожденных p-кристаллах благодаря большим значениям импульса дырок на уровне Ферми вступают во взаимодействие фононы с большими значениями импульсов, вследствие чего зависимость $\alpha_ф = f(T)$ ослабевает по сравнению с чистыми образцами, поскольку длина свободного пробега для фононов изменяется с температурой по закону $l_ф = f(T^{-1})$ вместо $l_ф = f(T^{-4})$ для длинноволновых акустических фононов [10]. Длина свободного пробега коротковолновых фононов меньше, чем у длинноволновых, а это, в свою очередь, приводит к уменьшению фононного эффекта в легированных p-образцах по сравнению с чистыми.

Следует заметить, что эффект фононного увлечения падает при повышении концентрации носителей тока в исходных кристаллах, как и при уменьшении температуры. Это, по-видимому, связано с ростом импульса дырок на уровне Ферми $q_ф \leqslant 2K_F$, а не с рассеянием фононов на носителях тока или примесях. Уменьшение фононной части термоэдс при азотных температурах, по-видимому, можно связать как с рассеянием фононов на дырках, так и с вымораживанием их; отдать предпочтение одному из этих механизмов пока трудно.

Одесский электротехнический
институт связи им. А. С. Попова

Поступила 5.VII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. Ф. Свиридов, В. А. Преснов.* ФТП, 7, 1081 (1973).
2. *О. В. Емельяненко, В. А. Скрипник, В. А. Попова.* ФТП, 7, 981 (1973).
3. *А. И. Ансельм.* Введение в теорию полупроводников, Изд. Наука, 1978.
4. *H. Brooks.* Phys. Rev., 83a, 879 (1951).
5. *C. Herring.* Phys. Rev., 93, 62 (1954).
6. *H. Ehrenreich.* Phys. Rev., 120, 1951 (1960).
7. *H. Ehrenreich.* J. Appl. Phys., 32, 2155 (1964).
8. *Б. Л. Тиман.* ФТТ, 8, 1279 (1966).
9. *И. Ф. Свиридов.* Кандидатская диссертация, ОГУ, Одесса, 1973.
10. *C. Herring.* Halbleiter. a. Phosphore Braunscweig, 1958.

ՖՈՆՈՆՆԵՐԻ ՏԱՆՈՒՄԸ p-GaAs-Ի ԴԵՖՈՐՄԱՑՎԱԾ ՆՄՈՒՇՆԵՐՈՒՄ

Ի. Ֆ. ՍՎԻՐԻԴՈՎ

Աշխատանքում քննարկվում է p-GaAs-*ի դեֆորմացված նմուշներում* 100°K *ջերմաստիճանի մոտակայքում տեղի ունեցող ֆոնոնների տարման էֆեկտը։ Քննարկված է լեգիրացման աստիճանի, ջերմաստիճանի և բյուրեղների օրիենտացիայի ազդեցությունը այդ էֆեկտի վրա։*

PHONON ENTRAINMENT IN DEFORMED *p-GaAs* SAMPLES

I. F. SVIRIDOV

Experimental data on the phonon thermoelectromotive force in deformed samples of *p-GaAs* are discussed depending on the temperature, the orientation and the degree of alloyage of the initial crystal. The effect of phonon entrainment was observed in the deformed *p*-crystals of gallium arsenide near the temperature of 100°K. At room temperature the phonons in highly alloyed *p*-conduction type samples with the concentration of holes in ($10^{19} \div 10^{20}$ cm^{-3}) range disperse mainly on the phonons. Below 100°K this dispersion weakened and the phonons began to disperse on the charge carriers.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 55—58 (1980)

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ И РЕОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СМЕШАННЫХ АГРЕГАТОВ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ И ВОДОРАСТВОРИМЫХ ПОЛИМЕРОВ

А. А. ШАГИНЯН, М. Х. МИНАСЯНЦ, А. Г. САРКИСЯН, Л. А. ХАНАМИРЯН

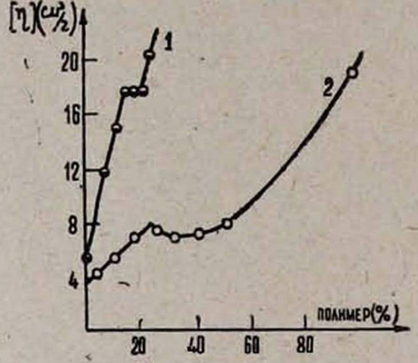
Методами рентгенографического анализа и пикнометрии исследован амфифильно-полимерный жидкий кристалл (АПЖК), состоящий из молекул поверхностно-активного вещества (ПАВ) — пентадецилсульфоната натрия (ПДСН) $C_{15}H_{31}SO_3Na$- и водорастворимых полимеров: поливинилпирролидона и поливинилспирта. Установлено, что полимер можно вводить в структуру лиотропного жидкого кристалла; при этом плотность и толщина ламеллы АПЖК будут зависеть от концентрации и типа полимера.

Одна из определяющих ролей в структуре и функциях клеточных мембран принадлежит структурным белкам, погруженным в мембраны и удерживающимся гидрофобными взаимодействиями с углеводородными цепями молекул фосфолипида. Следовательно, при изучении структуры мембран важным является вопрос о конформации макромолекулы и месте локализации ее в мембране.

Для решения задачи о роли конформации белка в структуре комплекса липид+белок и определения места локализации белка в комплексе, а также с целью создания моделей клеточных мембран на основе синтетических дифильных веществ и макромолекул нами исследовано влияние типа водорастворимого полимера (неполиэлектролит) разной конформации макромолекулы на структуру гидрофобного комплекса смешанного агрегата, состоящего из молекул мицеллообразующего дифильного вещества и полимера в воде. Это было достигнуто путем использования поливинилпирролидона (ПВП), молекула которого в воде имеет конформацию регулярной спирали [1], и поливинилового спирта (ПВС), молекула которого имеет глобулярную структуру [2]. В качестве дифильного вещества был использован пентадецилсульфонат натрия среднего состава $C_{15}H_{31}SO_3Na$ марки Е-30. Основные характеристики применяемых веществ, а также описание методов исследования вязкости и плотности водномицеллярного раствора приводятся в [3].

Полиэлектролитный эффект, присущий комплексу дифиль+полимер в воде, подавлен электролитом, присутствующим в исходном образце Е-30 с концентрацией 3%. Рентгеновские снимки образцов получены в камере типа РКОП с медным K_α-излучением и Ni-фильтром. Время экспозиции составляло три часа. На рис. 1 и 2 приведены кривые зависимости характеристической вязкости смешанных агрегатов и плотности растворов от состава смеси Е-30+полимер. Как видно из рис. 1, на кривой зависимости $[\eta]$ от C (Е-30+полимер) имеется излом в области изменения C от 15 до 20%. На основе соображений, приведенных в [3], можно полагать, что *а*) при изменении C в интервале от 0 до 15% в растворе имеются свободные мицеллы Е-30 и смешанные агрегаты, максимально насыщенные молекулами Е-30; *б*) при изменении C в интервале от 15 до 20% имеются только смешанные агрегаты, максимально насыщенные молекулами Е-30; *в*) при значениях C выше 20% имеются свободные молекулы полимера и смешанные агрегаты, полидисперсные по содержанию Е-30.

Данные, приведенные на рис. 2, дают возможность судить о компактности смешанных агрегатов. Как видно из рисунка, на кривых ρ (плотность раствора)-C имеются экстремумы, совпадающие по месту расположения на оси абсцисс с изломом на кривых $[\eta]$-C. В случае ПВП экстремум является максимумом, а в случае ПВС — минимумом. На основании данных рис. 1 и 2 можно полагать, что полимер с регулярной конформа-



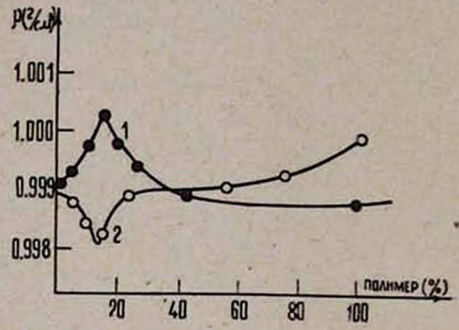


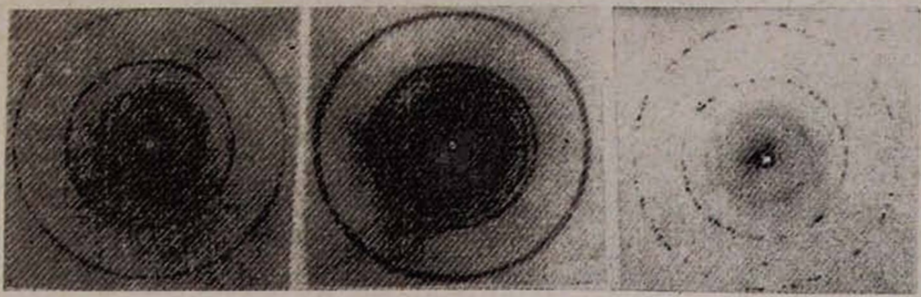
Рис. 1. Рис. 2.

Рис. 1. Кривые изменения характеристической вязкости раствора с концентрацией полимера в смеси Е-30+полимер (1—*N*-поливинилпирролидон, 2—поливиниловый спирт) при 22°С.

Рис. 2. Кривые изменения растворов с концентрацией полимера в смеси Е-30+полимер (1 — *N*-поливинилпирролидон, 2 — поливиниловый спирт); [Е-30]+полимер = 1 *вес* %, t = 22°С.

цией макромолекул (ПВП) приводит к компактизации, а с глобулярной конформацией (ПВС) — декомпактизации смешанных агрегатов.

Рентгенограммы, необходимые для выяснения места локализации ПВП и ПВС в смешанных агрегатах, были получены для образцов состава C = 18%, соответствующего месторасположению экстремума кривых ρ—C. Концентрация воды в системе (10%) соответствует ламеллярной «гель»-структуре системы дифиль+вода. На рис. 3 приведены рентгенограммы образцов: в отсутствии полимера (*а*), в присутствии ПВП (*б*) и ПВС (*в*). Межплоскостное расстояние ~ 27,5 Å, получаемое из рефлекса формы однородной окружности, наблюдаемого при малых углах рассеяния, соответствует толщине плоских ламелл, состоящих из молекул Е-30, вместе с толщиной межламеллярной водной прослойки. Помимо указанного рефлекса на рентгенограммах имеются также гало, обусловленное наличием в системе участков с неориентированными молекулами Е-30, и рефлексы формы однородной окружности, которым соответствуют межплоскостные расстояния 4,74; 3,98; 2,83 и 2,00 Å, свидетельствующие о том, что в образце имеются хаотически расположенные домены, состоящие из ламелл, в которых молекулы Е-30 расположены упорядоченно.



а *б* *в*

Рис. 3. Рентгенограммы образцов, содержащих: *а*) Е-30 и воду; *б*) Е-30+ ПВП + воду; *в*) Е-30 + ПВС + воду; концентрация воды 10 *вес* %, $t = 22°C$.

Из сравнения рентгенограмм, полученных для образцов в присутствии ПВС и ПВП, с рентгенограммой без полимера следует, что *а*) наличие полимеров в смешанных агрегатах существенно не влияет на рефлекс ламеллы, *б*) на рентгенограммах отсутствуют рефлексы, присущие кристаллам полимеров, *в*) в присутствии ПВС происходит укрупнение (рефлексы формы сплошных окружностей переходят в рефлексы со штрихами) до размеров $\sim 10^{-3}$ *см*, а в присутствии ПВП — уменьшение размеров доменов, *г*) на рентгенограммах сохраняются все рефлексы, присущие системе Е-30+вода.

Данные, полученные из рентгенограмм, дают основание полагать, что в смешанных агрегатах, состоящих из молекул Е-30+ПВП и ПВС, реализуется мозаичная структура, т. е. смешанные агрегаты состоят из молекул Е-30, прикрепленных друг к другу молекулами ПВП и ПВС, погруженными в гидрофобную часть агрегата. При этом факт укрупнения доменов в присутствии ПВС свидетельствует о наличии растворенных в воде молекул ПВС, локализованных в разных ламеллах, и обусловлен существованием взаимодействия между ними. Уменьшение размеров доменов в присутствии ПВП свидетельствует о том, что молекулы ПВП полностью погружены в гидрофобную часть агрегата. Мозаичность структуры смешанных агрегатов хорошо согласуется с имеющимися представлениями о локализации гидрофобных белков в клеточных мембранах [4].

Ереванский государственный университет
Институт экспериментальной биологии АН АрмССР

Поступила 19.VII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. M. Klotz, V. H. Stryher.* J. Amer. Chem. Soc., 82, 19 (1960).
2. *M. M. Zurik.* J. Appl. Polimer Sci., 9. 2393 (1965).
3. *А. А. Шагинян, Л. Н. Ханамирян, О. М. Айвазян.* ДАН АрмССР, 43, 113 (1976).
4. *J. Lenard, S. J. Singer.* Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 56, 1228 (1966).
   S. J. Singer, G. N. Nicolson. Science, 175, 16 (1972).

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԱԿՏԻՎ ՆՅՈՒԹԵՐԻՑ ԵՎ ՋՐՈՒՄ ԼՈՒԾՎՈՂ ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐԻՑ ԿԱԶՄՎԱԾ ԱԳՐԵԳԱՏՆԵՐԻ ՌԵՆՏԳԵՆԱԳՐԱՖԻԿԱԿԱՆ ԵՎ ՌԵՈԼՈԳԻԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա. Ա. ՇԱՀԻՆՅԱՆ, Մ. Խ. ՄԻՆԱՍՅԱՆՑ, Ա. Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ,
Լ. Ա. ԽԱՆԱՄԻՐՅԱՆ

Ռենտգենագրաֆիկ անալիզի և պիկնոմետրիկ մեթոդներով ուսումնասիրված է ամֆիֆիլ պոլիմերային հեղուկ բյուրեղը (ԱՊՀԲ), որը կազմված է մակերևույթաակտիվ նյութից՝ պենտադեցիլսուլֆոնատ-նատրիումից- $C_{15}H_{31}SO_3Na$ *և ջրում լուծելի պոլիմերներից՝ պոլիվինիլպիրոլիդոնից և պոլիվինիլսպիրտից։ Հաստատված է, որ պոլիմերը կարելի է մտցնել լիոտրոպ հեղուկ բյուրեղի կառուցվածքի մեջ, որի ժամանակ ԱՊՀԲ-ի լամելի հաստությունն ու խտությունը կփոխվեն կախված պոլիմերի տեսակից և կոնցենտրացիայից։*

ROENTGENOGRAPHIC AND RHEOLOGICAL INVESTIGATION OF MIXED AGREGATES COMPOSED OF SURFACE-ACTIVE AND WATER-SOLUBLE POLYMERS

A. A. SHAHINIAN, M. Kh. MINASIANTS, A. Gh. SARKISIAN,
L. A. KHANAMIRIAN

The amphyphyl polymer liquid crystals (APLC) consisting of sodium pentadecyl sulphonate $C_{15}H_{31}SO_3Na$ and water soluble polymers—polyvynil pyrrolydone and polyvynil alcohol —were investigated by means of the method of *X*-ray structural analysis and pycnometry. It has been established that the polymer can be inserted into the structure of lyotropic liquid crystal, the density and thickness of APLC lamellae in lamellar phase being dependent on the concentration and the type of the polymer.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 59—62 (1980)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВОЛНОВОДНЫЙ РЕЗОНАТОР С НЕСТАЦИОНАРНОЙ ГРАНИЦЕЙ

Г. А. ГРИГОРЯН

При исследовании дисперсных систем с нестационарными границами возникают большие математические трудности. По-видимому этим объясняется небольшое число работ, посвященных, в частности, трехмерным резонаторам с подвижной границей [1, 2], в которых, однако, исследования проведены приближенными методами. Ниже развивается предложенный ранее метод [3, 4] для точного теоретического исследования колебаний в резонаторах в виде конечного участка цилиндрического волновода, закороченного двумя проводящими экранами, один из которых движется.

Рассмотрим нестационарный волновой процесс в резонаторе, имеющем вид участка цилиндрического волновода произвольного сечения, ограниченного двумя торцовыми стенками $z=0$ и $z=l$ (ось z параллельна образующей цилиндра). Резонатор считается без заполнения, а его стенки — идеально проводящими. Пусть в момент времени $t=0$ стенка $z=l$ начинает двигаться по некоторому закону $z=\bar{l}(\tau)$, $\tau=ct$. Подобная задача приближенно была рассмотрена в [1] в случае, когда поперечное сечение представляет собой прямоугольник.

Поле в резонаторе будем описывать с помощью двух скалярных функций, в качестве которых выберем продольные составляющие электрического и магнитного полей E_z и H_z. Можно показать, что эти функции удовлетворяют уравнениям

$$\left(\Delta_\perp+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\right)\begin{Bmatrix}E_z\\H_z\end{Bmatrix}=0,\ \Delta_\perp=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2} \tag{1}$$

и граничным условиям на боковых стенках резонатора

$$E_z\Big|_S=0,\ \frac{\partial H_z}{\partial n}\Big|_S=0, \tag{2}$$

где $\partial/\partial n$ — производная вдоль нормали к поверхности резонатора S. На торцах резонатора имеют место следующие условия:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z}\Big|_{z=0}=0,\quad H_z|_{z=0}=0, \tag{3}$$

$$\left\{\frac{\partial E_z}{\partial z}+\beta\,\frac{\partial E_z}{\partial\tau}\right\}_{z=\bar{l}(\tau)}=0,\ \left\{\frac{\partial H_z}{\partial\tau}+\beta\,\frac{\partial H_z}{\partial z}\right\}_{z=\bar{l}(\tau)}=0. \tag{4}$$

Остальные векторы поля выражаются через E_z и H_z с помощью соотношений

$$\nabla_\perp^2 \mathbf{H}_\perp = -\operatorname{rot}\left(\frac{\partial E_z}{\partial \tau}\mathbf{e}_z\right) - \operatorname{grad}_\perp \frac{\partial H_z}{\partial z},$$

$$\nabla_\perp^2 \mathbf{E}_\perp = \operatorname{rot}\left(\frac{\partial H_z}{\partial \tau}\mathbf{e}_z\right) - \operatorname{grad}_\perp \frac{\partial E_z}{\partial z}, \tag{5}$$

где индекс $\perp$ означает поперечный по отношению к оси z вектор, $\mathbf{e}_z$ —орт оси z.

Таким образом, нахождение полей в резонаторе сводится к решению уравнений (1) с граничными условиями (2) и (3). Будем искать E_z и H_z в виде

$$E_z = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n(M)\widetilde{E}_z(z, \tau), \; H_z = \sum_{n=1}^{\infty} \hat{\psi}_n(M)\widetilde{H}_z(z, \tau), \tag{6}$$

где $\psi_n(M) = \psi_n(x, y)$ и $\hat{\psi}_n(M) = \hat{\psi}_n(x, y)$ — функции поперечного сечения, удовлетворяющие уравнениям [5]

$$\nabla_\perp^2 \psi_n + \lambda_n^2 \psi_n = 0, \; \nabla_\perp^2 \hat{\psi}_n + \hat{\lambda}_n^2 \hat{\psi}_n = 0 \tag{7}$$

и в силу (2) условиям

$$\psi_n(M)\Big|_C = 0, \; \frac{\partial \hat{\psi}_n}{\partial n}\Big|_C = 0 \tag{8}$$

на контуре C поперечного сечения; λ_n, $\hat{\lambda}_n$ — собственные числа.

Скалярные функции $\widetilde{E}_z$ и $\widetilde{H}_z$ через (6) и (1) будут удовлетворять уравнениям

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \lambda_n^2\right)\widetilde{E}_z = 0,$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \hat{\lambda}_n^2\right)\widetilde{H}_z = 0 \tag{9}$$

с граничными условиями (3) и (4), причем последние остаются в силе при любом выборе поперечных к оси z координат.

Надо отметить, что в указанном резонаторе могут существовать различные структуры полей, определяемых либо $\widetilde{E}_z$, либо $\widetilde{H}_z$. По принятой терминологии будем классифицировать типы волн следующим образом.

а) E-волны (ТМ-тип), когда $H_z = 0$, $E_z \neq 0$. При этом уравнения для $\mathbf{E}_\perp$ и $\mathbf{H}_\perp$ примут вид

$$\nabla_\perp^2 \mathbf{E}_\perp = -\operatorname{grad}_\perp\left(\frac{\partial E_z}{\partial z}\right), \; \nabla_\perp^2 \mathbf{H}_\perp = -\operatorname{rot}\left(\frac{\partial E_z}{\partial \tau}\mathbf{e}_z\right). \tag{10}$$

Подставим (6) в (10) и будем искать $\mathbf{E}_\perp$ и $\mathbf{H}_\perp$ в виде

$$\mathbf{E}_\perp = \sum_{n=1}^{\infty} \widetilde{E}_\perp \operatorname{grad}_\perp \psi_n, \; \mathbf{H}_\perp = \sum_{n=1}^{\infty} \widetilde{H}_\perp \operatorname{rot}(\psi_n \mathbf{e}_z). \tag{11}$$

Для $\mathbf{E}_\perp$ и $\mathbf{H}_\perp$ получаем следующие выражения:

$$\mathbf{E}_\perp = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n^2} \frac{\partial \widetilde{E}_z}{\partial z} \operatorname{grad}_\perp \psi_n, \quad \mathbf{H}_\perp = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n^2} \frac{\partial \widetilde{E}_z}{\partial \tau} \operatorname{rot} (\psi_n \mathbf{e}_z). \tag{12}$$

б) H-волны (ТЕ-тип), когда $E_z = 0$, $H_z \neq 0$. Тогда из уравнений (5) по аналогии со случаем E-волн для поперечных векторов полей получаем выражения в виде

$$\mathbf{E}_\perp = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\hat{\lambda}_n^2} \frac{\partial \widetilde{H}_z}{\partial \tau} \operatorname{rot} (\hat{\psi}_n \mathbf{e}_z), \quad \mathbf{H}_\perp = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\hat{\lambda}_n^2} \frac{\partial \widetilde{H}_z}{\partial z} \operatorname{grad}_\perp \hat{\psi}_n. \tag{13}$$

Уравнения (9) с граничными условиями (3) и (4) полностью совпадают с соответствующими уравнениями в [4], если только заменить $x \to z$, $\Delta_n \to \lambda_n$, $\widetilde{E}_z \to U_n^{(1)}$ и $\widetilde{H}_z \to U_n^{(2)}$. Поэтому можно применить метод, развитый в [4], и ввести переменные ξ и η из [4]. Тогда уравнения (9) переходят в следующие:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \lambda_n^2 G(\xi, \eta) \right] \widetilde{E}_z = 0, \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \hat{\lambda}_n^2 G(\xi, \eta) \right] \widetilde{H}_z = 0, \tag{14}$$

а граничные условия (3) и (4) преобразуются к виду

$$\frac{\partial E_z}{\partial \eta} = 0, \; H_z = 0 \quad \text{при} \quad \eta = 0 \quad \text{и} \quad \eta = \eta_0, \tag{15}$$

причем $\eta = 0$ соответствует $z = 0$, а $\eta = \eta_0$ — значению $z = \bar{l}(\tau)$.

Таким образом, поставленная выше задача в переменных ξ, η сводится к отысканию решений уравнений (14) с граничными условиями (15). Очевидно, что здесь также реализуются три случая разделения переменных, указанные в [4], причем поля в резонаторе строятся в виде стоячих волн. При известных собственных функциях поперечного сечения по формулам (6), (12) и (13) можно вычислить составляющие этих полей, а $\widetilde{E}_z$ и $\widetilde{H}_z$ позаимствовать из [4], проведя вышеуказанные замены. Заметим, что здесь сохраняется тип волны при движении стенки резонатора.

Институт радиофизики
и электроники АН АрмССР

Поступила 16.XI.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *О. А. Стеценко*. Радиотехника, 7, 71 (1964).
2. *В. Н. Красильников*. Сб. Проблемы дифракции и распространения волн, ЛГУ, № 8, стр. 43, 1968.
3. *К. А. Барсуков, Г. А. Григорян*. Радиотехника и электроника, 21, 57 (1976).
4. *К. А. Барсуков, Г. А. Григорян*. Радиофизика, 19, 603 (1976).
5. *А. А. Тихонов, А. А. Самарский*. Уравнения математической физики. Изд. Наука, М., 1977.

ԱԼԻՔԱՏԱՐԱՅԻՆ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐ ՈՉ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՍԱՀՄԱՆՈՎ

Գ. Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Զարգացվում է մեթոդ՝ ոչ ստացիոնար սահմաններով ալիքատարային ռեզոնատորների տեսական հետազոտության համար։ Ցույց է տրվում, որ խնդրի ճշգրիտ լուծումը հնարավոր է ռեզոնատորի սահմանի շարժման երեք հատուկ դեպքերում։

WAVEGUIDE RESONATOR WITH NON-STATIONARY BOUNDARY

G. A. GRIGORYAN

The method of theoretical investigation of waveguide resonators with non stationary boundaries is developed. The exact solution is shown to exist for three special cases of the motion of resonator boundaries.

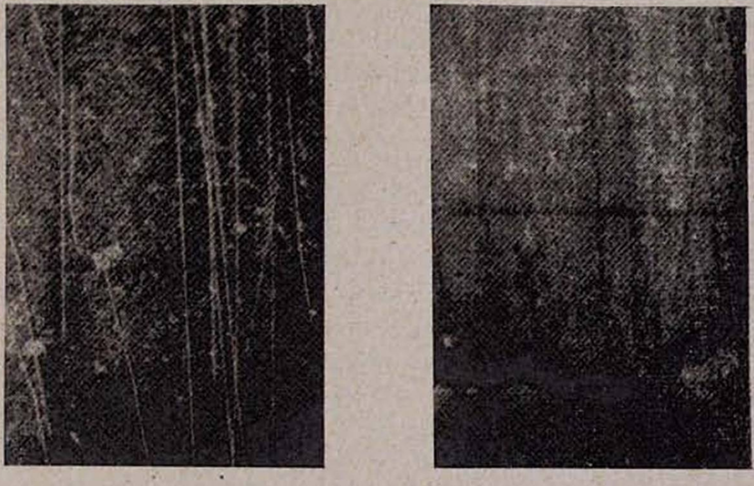
Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 63—65 (1980)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПЬЕЗОДЕФОРМАЦИИ ПО ИЗМЕНЕНИЮ КОНТРАСТА ДИСЛОКАЦИИ НА РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ

С. А. АДАМЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

При помощи рентгенотопографического метода Ланга можно изучать изменение дефектной структуры реальных кристаллов [1]. Дефекты в кристалле кварца являются линейными, часть их имеет дислокационный характер [2]. Структура линейных дефектов изменяется при пьезодеформации. В зависимости от среза данного кристалла в нем можно образовать пьезодеформации растяжения (сжатия), сдвига и т. д. [3]. Изучение изменения дефектной структуры кристалла приводит к ценным результатам.

Полученные результаты показывают, что если при изменении величины электростатического поля при данной полярности происходит сужение дислокационной области, то при другой полярности происходит изменение контраста: темные полосы становятся светлыми и наоборот (рис. 1*а, б*). Эти изменения дают возможность подробно изучить процесс пьезодеформации.



a *b*

Рис. 1. Топограммы, полученные от пластинки кристалла кварца: *а*) недеформированный кристалл; *б*) деформированный кристалл, напряженность поля — 40 *кВ/см*.

Предположим, что искажение отражающих плоскостей линейными дефектами в тонких кристаллах можно представить моделью, приведенной на рис. 2 [4]. Существующие искажения приводят к увеличению интенсивности дифрагированных рентгеновских лучей (луч *a*), так как падающие рентгеновские лучи немонохроматичны и имеют некоторую расходимость. Это объясняется тем, что при расходящемся и немонохроматическом падающем пучке деформированная часть кристалла отражает в широком угловом интервале, что приводит к увеличению интенсивности дифрагированных лучей и поэтому изображение получается черным.

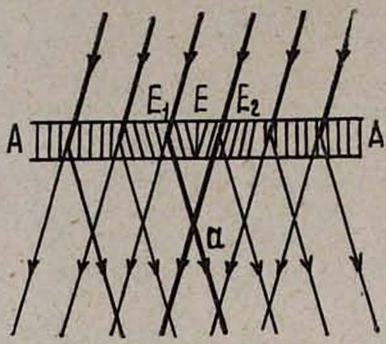


Рис. 2.

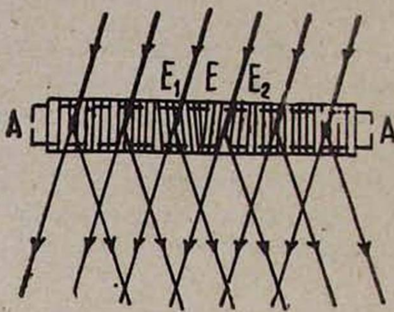


Рис. 3.

Рис. 2. Дифракция рентгеновских лучей на тонкой пластинке кристалла кварца, содержащей искажения отражающих плоскостей. В точке E_2 интенсивность дифрагированных лучей меньше, чем в совершенной части пластинки, а в точке E_1 — больше. Поэтому в светлопольном изображении точке E_1 будет соответствовать темная линия.

Рис. 3. Дифракция рентгеновских лучей на пластинке из кристалла кварца, подвергнутого пьезодеформации. Пластинка растягивается в направлении *z*. В точках E_2 и E_1 интенсивности дифрагированных лучей такие же, как в совершенной части пластинки. Дефектная область частично восстанавливается.

Такие рассуждения справедливы и в нашем случае, так как расходимость, хоть и малая, но существует; она достигает 0,8 *сек*. При расходящемся падающем пучке любой дефект, изображение которого получается по рентгенотопографическому методу Ланга, отражает сильнее, и в соответствующих направлениях проходящего пучка происходит уменьшение интенсивности (кинематическое приближение, мозаичный кристалл).

Для исследования изменения контраста дефектов в зависимости от направления поля на пластинку подается электростатическое поле разной полярности. В одном случае происходит сужение дислокационной области, что объясняется на основе модели, приведенной на рис. 3, а в другом случае происходит изменение контрастов дислокаций, которое объясняется на основе модели, приведенной на рис. 4.

Согласно модели рис. 3, при данной полярности пластинка в направлении *z* растягивается, что приводит к частичному устранению существующего смещения атомных плоскостей и сужению дислокационной области на топограмме.

При смене полярности происходит изменение контраста, темные полосы постепенно становятся светлыми (рис. 4, луч b). Это может происходить только при сжатии пластинки в направлении z. В этом случае на-

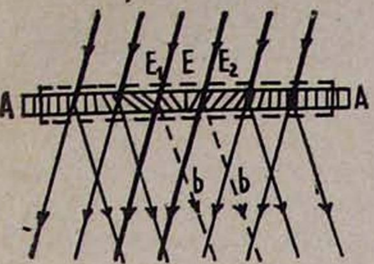


Рис. 4. Дифракция рентгеновских лучей на пластинке, подвергнутой пьезодеформации. Пластинка сжимается в направлении z. В точках E_2 и E_1 из-за увеличения наклонности отражающих плоскостей интенсивность дифрагированных лучей резко падает.

клонность отражающих плоскостей увеличивается и они выходят из отражающего положения, что приводит к нарушению закона Вульфа—Брэгга: $2d\sin\theta = n\lambda$. Это вызывает уменьшение интенсивности отражения.

Зависимость контраста рентгеновских дифракционных изображений от направления электростатического поля можно использовать для определения знака пьезодеформаций.

Ереванский государственный
университет

Поступила 11.VII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. R. Lang*. Nature, 220, 16 (1968).
2. *A. R. Lang, V. F. Miuskov*. Appl. Phys., 38, 6 (1967).
3. *С. А. Адамян, П. А. Безирганян, Е. Г. Заргарян*. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 429 (1979).
4. *С. Амелинкс*. Методы прямого наблюдения дислокаций. Изд. Мир, М., 1968.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐՈՒՄ ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՆԵՐԻ ՏԵՍԱՆԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՓՈՓՈԽՄԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ ՊՅԵԶՈԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ՈՒՂՂՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ս. Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Բյուրեղներում պյեզոդեֆորմացիայի հետևանքով առաջացած գծային թերությունների տեսանելիության փոփոխման ուսումնասիրման հիման վրա առաջարկվում է էլեկտրաստատիկ դաշտի ազդեցության տակ առաջացած դեֆորմացիայի ուղղության որոշման մեթոդ։

DETERMINATION OF PIEZODEFORMATION DIRECTION BY CHANGING THE DISLOCATION CONTRAST IN *X*-RAY DIFFRACTION PATTERNS

S. H. ADAMIAN, P. H. BEZIRGANIAN

A method of the determination of piezodeformation direction in a quartz crystal arising under the influence of an electrostatic field is proposed based on the study of the changes of a crystal structure with *X*-ray topographical method of Lang.

5—122

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 66—69 (1980)

ЕДИНАЯ ТЕОРИЯ СЛАБОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

С. Г. МАТИНЯН

Нобелевская премия по физике за 1979 г. присуждена известным физикам-теоретикам Шелдону Глэшоу, Стивену Вайнбергу и Абдусу Саламу за их работы по исследованию взаимодействий элементарных частиц и, в частности, за развитие теории, объединяющей электромагнитные и слабые силы природы.

Электромагнитное взаимодействие, т. е. взаимодействие заряженных частиц с электромагнитным полем и между собой, блестяще описывается квантовой электродинамикой, являющейся синтезом уравнений Максвелла с квантовой теорией. Слабое взаимодействие с его очень слабой интенсивностью (в миллионы раз меньшей, чем интенсивность электромагнитного взаимодействия) долгое время было ограничено узким кругом явлений β-радиоактивности. И хотя теория β-распада, созданная в 1934 г. Э. Ферми, была построена по аналогии с электродинамикой, тем не менее трудно было ожидать, что синтез этих столь разных сил природы возможен и притом на основе такой элегантной теории, какой является теория Глэшоу, Вайнберга, Салама. С этой точки зрения это объединение двух сил природы на единой теоретической основе можно сравнить с объединением электрического и магнитного полей и связанных с ними явлений в рамках уравнений Максвелла, значение которого для всей нашей жизни вряд ли можно переоценить.

Уже давно было замечено, что слабое взаимодействие можно рассматривать как результат существования некоторого векторного поля — переносчика этого взаимодействия, аналогично тому, как фотон — квант векторного электромагнитного поля — переносит взаимодействие между электрически заряженными объектами. Экспериментально установленная V-A-природа слабых заряженных токов и векторный характер фотонов во многом способствовали развитию этой аналогии.

С другой стороны, $W^{\pm}$-бозоны (промежуточные бозоны) — заряженные кванты этого поля, переносчики слабого взаимодействия — в отличие от фотонов должны быть очень массивными ($m_W \approx 10^2$ *ГэВ*), чтобы объяснить хорошо известное сильное короткодействие (локальность) слабого взаимодействия при не очень высоких энергиях. При развитии этой аналогии следовало также учитывать экспериментально установленное несохранение четности в слабых процессах, сводящееся к тому, что частицы, участвующие в них, имеют левую спиральность, а античастицы — правую.

Таким образом, несмотря на то, что электромагнитное и слабое взаимодействия столь различны, их объединяет целый ряд важных моментов:

ЛАУРЕАТЫ НОБЕЛЕВСКОЙ ПРЕМИИ ПО ФИЗИКЕ ЗА 1979 г.

Абдус Салам, родился в 1926 г. в Пакистане. Получил докторскую степень в Кембриджском университете в 1952 г., в 1957 г. стал профессором теоретической физики Имперского колледжа в Лондоне. Он один из организаторов Международного центра по теоретической физике в Триесте, который возглавляет по настоящее время.

Шелдон Глэшоу (слева), родился в Нью-Йорке в 1932 г. Получил докторскую степень в Гарварде в 1959 г., является профессором Гарвардского университета.

Стивен Вайнберг, родился в Нью-Йорке в 1933 г. Получил степень доктора в Принстонском университете в 1957 г., является профессором Гарвардского университета.

в обоих взаимодействиях участвуют лептоны и адроны, оба они являются по природе векторными (с учетом асимметрии — «левости» слабого взаимодействия, связанной с несохранением четности), их обуславливают обмены частицами спина 1 и отрицательной четности (фотон и $W^{\pm}$-бозоны), каждое из взаимодействий имеет универсальную (т. е. не зависящую от типа участвующих в нем частиц) интенсивность («константу» взаимодействия).

Эти общие черты и привели в 1961 г. Глэшоу [1] к теории, объединяющей слабое и электромагнитное взаимодействия на базе группы симметрии $SU(2)_L \times U(1)$, причем группа $SU(2)_L$ характеризует слабое взаимодействие и фермионы входят в нее как ее левые дублеты и правые синглеты, а $U(1)$ ответственна за электромагнетизм.

Однако в такой теории имелась одна большая трудность: как объединить между собой безмассовые фотоны — переносчики электромагнетизма — с промежуточными бозонами, имеющими громадную массу? В точной аналогии между ними, исходящей из ненарушенной симметрии $SU(2)_L \times U(1)$, эти бозоны должны быть, как и фотон, безмассовыми. Как перейти к реальной картине, в которой фотон остается безмассовым, а промежуточные бозоны становятся массивными? Дав правильную мультиплетную структуру теории на базе глобальной симметрии группы $SU(2)_L \times U(1)$, Ш. Глэшоу [1] не смог решить проблему масс W-бозонов.

С другой стороны, построить теорию массивных промежуточных мезонов не так-то просто, ибо в отличие от квантовой электродинамики, обладающей свойством перенормируемости (т. е. обеспечивающей исследование процессов в любом приближении теории возмущений), теория с массивными векторными заряженными частицами, какими являются промежуточные W-бозоны, неперенормируема, т. е. процессы, рассчитываемые на ее основе, в высших порядках вычислить непротиворечиво невозможно.

Перенормируемость квантовой электродинамики во многом обязана тому, что она является калибровочной теорией. Поэтому и единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий, основанная на группе $SU(2)_L \times U(1)$, введенной Глэшоу, должна быть калибровочной теорией, как и электродинамика. При этом массу промежуточных векторных бозонов надо ввести так «мягко», чтобы следы калибровочной инвариантности, обеспечивающей перенормируемость теории, остались. Локальная калибровочная симметрия группы $SU(2)_L \times U(1)$, связанная с нулевыми массами промежуточных мезонов, нарушается за счет возникновения массы у этих мезонов. Точной остается лишь симметрия группы $U(1)$, обеспечивающая равенство нулю массы фотона, как и должно быть.

Такой механизм возникновения массы векторных бозонов и был найден Вайнбергом [2] и Саламом [3] в 1967 г. в виде механизма Хиггса спонтанного нарушения симметрии [4], связанного с существованием мезонов со спином нуль с ненулевым вакуумным средним. В результате взаимодействия промежуточных векторных бозонов с хиггсовскими частицами у первых возникает масса, происходит спонтанное нарушение симметрии

$SU(2)_L \times U(1)$ до симметрии $U(1)$, однако при этом такой механизм возникновения массы не ликвидирует, как и ожидали Вайнберг и Салам и как вскоре (1971 г.) было строго доказано в работе [5], свойств в перенормируемости теории, объединившей в себе слабое и электромагнитное взаимодействия и позволяющей, также как и квантовая электродинамика, проводить, в принципе, расчеты с любой степенью точности по константе связи.

Возникла, как говорят иногда, теория электрослабого взаимодействия, в которой электромагнитное и слабое взаимодействия являются различными проявлениями одного единого взаимодействия, осуществляемого обменом промежуточными бозонами и фотоном. Слабость слабого взаимодействия по сравнению с электромагнитным есть лишь низкоэнергетическое явление. При энергиях, больших чем массы промежуточных бозонов ($\gtrsim 10^2$ *ГэВ*), существует одно единое взаимодействие. Переносчиком этого электрослабого взаимодействия являются γ-квант и промежуточные бозоны, представляющие собой различные компоненты одного и того же векторного поля. При этом наряду с заряженными бозонами $W^{\pm}$, ответственными за слабые заряженные токи, теория предсказала существование нейтрального Z^0-бозона, приводящего к слабому нейтральному току.

В 1973 г. слабые нейтральные токи были обнаружены экспериментально [6], и это был первый большой успех теории Глэшоу—Вайнберга—Салама. Тем самым было установлено, что слабый ток может быть не только заряженным (за него ответственны $W^{\pm}$-бозоны), как долгое время считалось, но и нейтральным (за него ответствен Z^0-бозон), также как электромагнитный ток, который обусловлен обменом γ-квантом.

Однако есть одна разница между этими двумя нейтральными токами: слабый нейтральный ток в отличие от электромагнитного, в принципе, не должен сохранять четность, и это может быть обнаружено экспериментально. Именно с этой стороны и подвергли экспериментаторы проверке единую теорию Глэшоу—Вайнберга—Салама. В 1978 г. несохранение четности, обусловленное слабыми нейтральными токами, было обнаружено экспериментально в опытах по измерению асимметрии в неупругом рассеянии поляризованных электронов на протонах и дейтронах [7] и в труднейших опытах новосибирской группы — в атомных переходах [8]. Оба результата количественно подтвердили теорию. Это были решающие эксперименты для проверки теории.

Кроме того, было выполнено большое количество экспериментов по исследованию свойств нейтральных токов в многочисленных реакциях, вызванных нейтрино и антинейтрино, и сегодня в экспериментах более чем десяти типов теория Глэшоу—Вайнберга—Салама получила блестящее подтверждение. Для описания такого большого количества экспериментальных данных нужен лишь один параметр — угол Вайнберга, описывающий смешивание слабого нейтрального тока с электромагнитным. Этот угол, который является внешним параметром теории, для всех экспериментов один и тот же — $\sin^2\theta_W \approx 0{,}20$.

Единая теория электрослабого взаимодействия оказала фундаментальное влияние на развитие наших представлений об основных частицах природы — кварках и лептонах. Открытие нейтральных слабых токов и ненаблюдение их в процессах с изменением странности (например, в распаде $K_L^0 \to \mu^+ \mu^-$) привело к предсказанию чармованного кварка (c-кварк), который экспериментально проявился в 1974 г. в опытах Тинга и Рихтера, обнаруживших частицы со скрытым очарованием J/ψ. За это открытие им была присуждена Нобелевская премия по физике за 1976 год.

Конкретная форма (дублетный вариант) спонтанного нарушения Хиггса, использованная в схеме Вайнберга—Салама, также получила косвенное подтверждение в нейтринных опытах. И несмотря на то, что главные атрибуты этой теории — $W^\pm$ и Z^0-бозоны и хиггсовский мезон—еще предстоит открыть на ускорителях следующего поколения, в настоящее время можно утверждать, что схема Глэшоу—Вайнберга—Салама есть теория электрослабого взаимодействия до энергий $\approx 10^2$ *ГэВ*.

Большие успехи объединения слабого и электромагнитного взаимодействий на базе схемы Глэшоу—Вайнберга—Салама делают очень обнадеживающими усилившиеся в последнее время попытки теоретиков построить единую теорию («великий синтез») всех взаимодействий элементарных частиц — слабого, электромагнитного, сильного и, возможно, гравитационного, т. е. решить задачу, которой отдал столько времени и сил Альберт Эйнштейн, столетие со дня рождения которого отмечалось в 1979 г. Однако, может быть, не следует забывать, что между объединением электрического и магнитного полей в уравнениях Максвелла в единое электромагнитное поле и объединением слабого и электромагнитного полей в единое электрослабое поле прошло более века.

Правда, не мешает также помнить, что одно существенное объединение несколько другого масштаба и характера — объединение группы $SU(2)$ изотопического спина и группы $U(1)$ странности (гиперзаряда) в группу унитарной симметрии $SU(3)$ (Гелл-Манн, Нееман) ($SU(3) \supset \supset SU(2) \times U(1)$) — произошло на наших глазах за гораздо более короткий отрезок времени. И это вселяет надежду на то, что, быть может, «великий синтез» не за горами.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Glashow.* Nucl. Phys., 22, 579 (1961).
2. *S. Weinberg.* Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967).
3. *A. Salam.* Elementary Particles Theory, 8-th Nobel Symp., Stockholm, 1968, p. 367.
4. *P. W. Higgs.* Phys. Lett., 12, 132 (1964).
5. *G. 't Hooft.* Nucl. Phys., B35, 167 (1971).
6. *F. J. Hasert et al.* Phys. Lett., 46B, 138 (1971).
7. *C. Prescott et al.* Phys. Lett., 77B, 347 (1978).
8. *Л. М. Барков, М. С. Золотарев.* Письма ЖЭТФ, 27, 379 (1978).

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Лауреаты Нобелевской премии по физике за 1979 г.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Համառոտ հաղորդումներ

Ֆիզիկայի գծով 1979 թ. Նոբելյան մրցանակի դափնեկիրները