ՀՍՍՀ ԳԱ Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1967

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 223—232 (1967)

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ ДЛИННЫХ ДИОДОВ С КОМПЕНСИРОВАННОЙ БАЗОЙ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Р. С. БАРСЕГЯН, Ш. КАНИЯЗОВ, Г. В. КОРНИЛЬЦЕВА, В. И. МУРЫГИН, Р. А. ЦЕРФАС

Экспериментально исследуются избирательные свойства контура, состоящего из кремниевого диода, соединенного параллельно с дополнительной емкостью. Определяются частотная и токовая зависимости активной и реактивной части комплексного сопротивления диода. Рассматривается влияние температуры на резонансную частоту и добротность контура. Полученные результаты сравниваются с теорией [6, 7].

Введение

Изучение диодов, изготовленных из Si и Ge с компенсирующими примесями, дающими глубокие уровни, давно привлекает исследователей из-за своих особенностей. Такие диоды содержат участок отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) в прямой ветви статической вольт-амперной характеристики [1, 2, 3], а в цепи переменного сигнала, в некотором интервале смещающих токов, совместно с дополнительной емкостью обладают избирательными и усилительными свойствами, т. е. ведут себя как колебательный контур высокой добротности. Причем величина внешней емкости при этом незначительна, иногда достаточно монтажной емкости 15—20 *пф* [4, 5]. Таким образом, кремниевые диоды в цепи малого переменного сигнала ведут себя как элементы функциональной схемы, выполняя роль высокодобротной твердотельной индуктивности.

В настоящей работе исследуются избирательные свойства, частотная зависимость активной и реактивной составляющей полного комплексного сопротивления диода и колебательного контура (диод плюс емкость).

Исследуемый нами диод представляет прибор с двумя инжектирующими переходами — слева p^+n-переход, справа nn^+, т. е. диод работает в режиме двойной инжекции. Контакты делают таким образом, чтобы расстояние между ними было в 10—20 раз больше диффузионной длины. Носители перемещаются в полупроводнике за счет дрейфа в токовом электрическом поле.

Для описания кинетики образования отрицательного сопротивления исследуемых нами диодов можно привлечь теорию, развитую в работах [2, 3]. Согласно этой теории возникновение участка ОДС связано с образованием и последующим рассасыванием пространственного заряда и наличием в базе диода незаполненных центров на глубоких уровнях. Учет пространственного заряда и незаполненных центров означает учет дополнительного падения напряжения на полупроводнике. С ростом тока в базе диода скапливается значительное число дырок и электронов и объемный заряд становится меньше заряда подвижных носителей. В итоге напряжение на диоде при больших токах становится меньшим, чем при малых, что приводит к отрицательному сопротивлению. (Время жизни неосновных носителей в рассматриваемом интервале токов не зависит от уровня инжекции).

Для этого механизма характерно то, что полученные аналитические выражения ВАХ для участка ОДС асимптотически приближаются к вертикали, т. е. падение напряжения в толще диода с ростом тока стремится к постоянному значению $\left(V_{\min} = \dfrac{bd^2}{2u_n\tau_p} \right)$, что и наблюдается в эксперименте.

На основе предложенного механизма образования ОДС в работах [6, 7] теоретически исследованы динамические свойства полупроводниковых диодов, изготовленных из компенсированного материала. Так как эти работы являются пока единственными известными нам работами, описывающими динамические свойства таких диодов, рассмотрим их подробно с целью сравнения результатов эксперимента с расчетными данными.

Теория динамических свойств диода

Для исследования динамических свойств длинного диода на малом переменном сигнале в качестве исходной в работе [6] используется следующая система уравнений:

$$
\begin{gathered}
J = e\,(u_n n + u_p p)\,E, \\
-\frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{e}\frac{\partial J_n}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial t}, \\
-\frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{e}\frac{\partial J_p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial t}, \\
\frac{D}{e}\frac{dE}{dx} = p - n + N_g - N_-,
\end{gathered}
\tag{1}
$$

N_- — концентрация отрицательно заряженных акцепторов. Остальные обозначения обычные.

Обозначив через $\widetilde{E}$ и $\widetilde{J}$ амплитуду напряженности переменного электрического поля внутри базы и амплитуду переменного тока, авторы получили уравнение для $\widetilde{E}$

$$
a\,\frac{d^2\widetilde{E}}{dx^2} + b\,\frac{d\widetilde{E}}{dx} + c\widetilde{E} + d = 0, \tag{2}
$$

где a, b, c и d—коэффициенты, зависящие от частоты смещающего тока и от значения постоянной составляющей поля.

В работе рассматриваются достаточно малые частоты так, чтобы

$$J_0 \gg D\omega E_0, \quad \omega \ll \tau_p^{-1}, \quad u_p E_0/d. \tag{3}$$

Приняв указанные неравенства для участка отрицательного сопротивления, на основе уравнения (2) авторы получили выражение для комплексного сопротивления, которое можно представить в виде

$$\tilde{z}_\alpha = -\rho(J,\ \omega) + i\omega L(J,\ \omega), \tag{4}$$

где $\rho(J,\ \omega)$ и $L(J,\ \omega)$ сложные функции частоты смещающего тока.

Однако при выполнении неравенства

$$1 \gg \frac{\omega}{\beta'} \frac{1-\sqrt{1-sJ_1/I}}{N_n+\alpha} \tag{5}$$

функцию $\rho(J,\ \omega)$ можно написать в виде

$$\rho(J,\ \omega) = \rho_{\text{ст}}\left[1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right], \tag{6}$$

где

$$\rho_{\text{ст}} = \frac{1}{3}\frac{d}{s^2}\frac{1}{eu_n(N_n+\alpha)}\frac{I}{J_1}\left[1-\sqrt{1-s\frac{J_1}{I}}\right]^3, \tag{7}$$

$$\omega_0^2 = 2\left(\frac{N_n+\alpha}{\tau_n N_0}\right)^2 \frac{1}{\left(1-\sqrt{1-s\frac{J_1}{I}}\right)} \frac{1-\frac{N_n}{N_n+\alpha}\left(1-\sqrt{1-s\frac{J_1}{I}}\right)}{1-\frac{3}{5}\frac{N_n}{N_n+\alpha}\left(1-\sqrt{1-s\frac{J_1}{I}}\right)}, \tag{8}$$

$$J_1 = 4eu_n(N_n+\alpha)\frac{V_{\min}}{d}, \quad I \text{ — интегральный ток.}$$

В этом приближении функция $L(J,\ \omega)$ определяется формулой

$$L(J,\ \omega) = L_c(J)\left[A-\left(\frac{\omega}{\omega_L}\right)^2+\frac{5}{9}\left(\frac{\omega}{\omega_L}\right)^3\right], \tag{9}$$

где

$$L_c(J) = \frac{1}{3}\frac{d}{s^2}\frac{\tau_n N_0}{eu_n}\frac{1}{(N_n+\alpha)^2}\frac{I}{J_1}\left[1-\sqrt{1-s\frac{J_1}{I}}\right], \tag{10}$$

$$A = 1-\frac{1}{2}\frac{N_n}{N_n+\alpha}\left(1-\sqrt{1-s\frac{J_1}{I}}\right)+$$
$$+\frac{3}{5}\left[\frac{N_n}{N_n+\alpha}\left(1-\sqrt{1-s\frac{J_1}{I}}\right)\right]^2, \tag{11}$$

$$\omega_L^2 = \frac{5}{3}\frac{1}{\tau_n^2}\left(\frac{N_n+\alpha}{N_0}\right)^2\left[1-\sqrt{1-s\frac{J_1}{I}}\right]^{-2}.$$

Далее рассматривается контур, состоящий из диода и параллельной с ним емкости.

Установлено, что при частоте

$$\omega_p^2 = 3\,\frac{s^2}{d}\,\frac{eu_n(N_n+\alpha)^2}{\tau_n N_0 c\left(1-\sqrt{1-s\dfrac{J_1}{I}}\right)^3}\times$$

$$\times\frac{J_1}{I}\,\frac{1}{1-\dfrac{1}{2}\,\dfrac{N_n}{N_n+\alpha}\left(1-\sqrt{1-s\dfrac{J_1}{I}}\right)} \tag{12}$$

импеданс цепи имеет максимальное значение. При этом добротность контура определяется формулой

$$Q=\frac{\beta'(N_n+\alpha)\,4\sqrt{0{,}7}}{\omega_p\left[1-\sqrt{1-s\dfrac{J_1}{I}}\right]\left|\left(\dfrac{\omega_0}{\omega_p}\right)^2-1\right|}, \tag{13}$$

которая соответствует отношению резонансной частоты к полуширине полосы на уровне модуля напряжения, равного 0,7 от максимального.

В работе [7] показано, что частота ω_0, при которой реальная часть комплексного сопротивления равна нулю, соответствует частоте генерации контура при прохождении постоянного тока через диод. Из формулы (4) и (9) видно, что реактивная часть сопротивления носит индуктивный характер (>0), причем величина индуктивности определяется формулой (9).

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Некоторые результаты исследования избирательных и генерационных свойств были даны в работах [4, 5]. Измерения зависимости резонансной частоты от тока смещения, зависимости добротности от различных факторов у исследуемых образцов велись по обычной схеме с использованием автоматических частотных характериографов (ИЧХ-1, СТ-13 блок РБ-III). Добротность резонансной системы определялась из формы резонансной кривой как отношение резонансной частоты f_p к полуширине полосы пропускания Δf. При измерении параметров диода была принята эквивалентная схема в виде последовательно соединенных индуктивности и отрицательного сопротивления. Схема измерения этих параметров диода на различных частотах и при разных токах смещения через образец показана на рис. 1. Этот метод позволяет определять индуктивность L и отрицательное сопротивление ρ через измеряемые величины падений напряжений V_1 и V_2. Падения напряжений на диоде и диод плюс эталонное сопротивление R_0 снимались через емкостные делители напряжения C_1-C_2 и C_3-C_4 ламповыми вольтметрами типа ВЗ-3. Емкостные делители напряжения были необходимы для уменьшения влияния входных емкостей C_2, C_4 ламповых вольтметров. Описанный метод измерения применим в интервале частот от 150 *Кгц* до 3—4 *Мгц* и дает точность не менее 8—10%. На основе указанной схемы измерения имеем следующие выражения для вычисления параметров:

$$\rho = \frac{k_2 V_2^2 - k_1 V_1^2}{2\varepsilon_g^2 R_0} R_g^2 - \frac{R_0}{2},$$

$$L = \frac{1}{\omega} \sqrt{\left(\frac{k_1 V_1 R_g}{\varepsilon_g}\right)^2 - \rho^2},$$

где ε_g — эдс генератора, R_g — внешнее сопротивление цепи переменного сигнала, $k_1 = 1 + \frac{C_1}{C_2}$, $k_2 = 1 + \frac{C_3}{C_4}$ — известные из схемы параметры. Для упрощения расчетных формул были использованы неравенства $R_g \gg R_0$ и $R_g \gg |z_d|$, т. е. необходимо, чтобы цепь переменного сигнала находилась в режиме генератора тока.

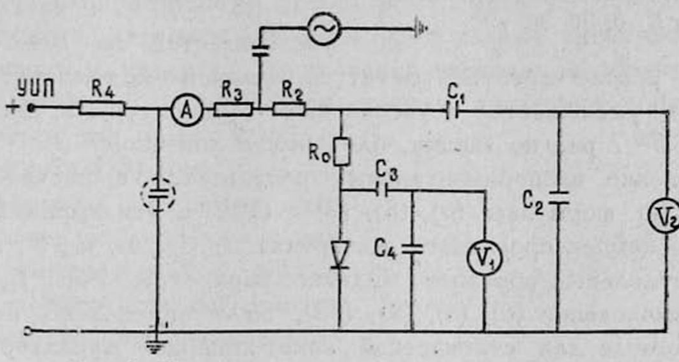


Рис. 1. Схема для измерения параметров диода.
R_2=24Ω; 3*k*Ω; R_4=560Ω.

Результаты и сопоставление с теорией

В работе [5] говорилось о резонансных кривых, имеющих несколько пиков. Удалось выяснить, что дополнительные пики возникают в избирательном режиме, близком к регенеративному. В этом случае контур, с одной стороны, обладает сильно выраженными нелинейными свойствами, с другой стороны, в контуре возникает генерация на частоте Ω_g, много меньшей резонансной частоты ω_p. Действие частоты генерации Ω_g на нелинейный контур приводит к появлению дополнительных резонансных пиков с частотами $\omega_p \pm \Omega_g$, $\omega_p \pm 2\Omega_g$, $\omega_p \pm 3\Omega_g \cdots$. Такие дополнительные пики появляются в любом нелинейном контуре, имеющем достаточную добротность, при воздействии на него внешним генератором частотой, много меньшей резонансной.

Измерение зависимости резонансной частоты системы диод плюс параллельная емкость от тока смещения показывает, что частота возрастает с током. Однако у некоторых элементов наблюдается минимум у этой зависимости (рис. 2). При этом положение минимума у частотно-токовой зависимости совпадает с положением максимума дифференциального отрицательного сопротивления. Как правило, минимум этой зависимости исчезает с увеличением внешней емкости (рис. 2).

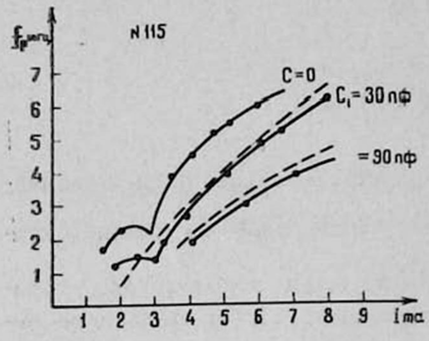


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты от тока смещения при значениях емкости $C=0$; 30; 90 *пф*.

С другой стороны, практически совершенно невозможно убрать емкость, вносимую измерительной схемой в диод, что не позволяет наблюдать минимум частотно-токовой зависимости у большинства элементов.

Измерения температурной зависимости f_p и Q в интервале от $+10$ до $+70°$C показали, что f_p увеличивается на 10—20%, причем темп роста частоты растет с увеличением температуры. Добротность Q уменьшается с увеличением температуры в указанном интервале в 5—7 раз по закону, близкому к линейному.

Сравнение экспериментальных результатов с расчетными проводилось по формулам (6), (8), (9) и (12). В эти выражения входят параметры компенсированного материала τ_p, τ_n, u_p, u_n, β', не известные для отдельных образцов. Однако параметры $V_{\min}$, J_1, необходимые для вычисления (6), (8), (9), (12), были определены по теоретической формуле для статической вольт-амперной характеристики из двух точек экспериментальной кривой. С другой стороны, значения $V_{\min} = \dfrac{bd^2}{2u_n\tau_p}$, $J_1 = 4eu_n(N_n + \alpha)\dfrac{V_{\min}}{d}$ вычислялись по возможным значениям параметров (u_n, τ_p, u_p, N_n) материала [8, 9], из которого были изготовлены диоды (например, для образца № 226 $V_{\min} = 2$ *в*, $J_1 = 4$ *а/см*^{2}).

Для оценки N_n использовалась формула из работы [3]

$$N_n = n_1 \frac{N_g}{n_0}, \tag{19}$$

которая применима при термическом равновесии, n_0 — равновесная концентрация электронов в компенсированном материале, n_1 — концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с глубоким уровнем.

Из формулы (19) имеем

$$N_n = n_1 \frac{\rho_{\text{ком}}}{\rho_{\text{исх}}}, \tag{20}$$

где $\rho_{\text{исх}}$ и $\rho_{\text{ком}}$ — удельные сопротивления исходного кристалла до и после компенсации (*Au*, *Co*). Большинство диодов, исследованных нами, изготовлялось из материала, для которого $\rho_{\text{исх}} = 4$—20 *ом·см*, $\rho_{\text{ком}} = 30 - 100$ *ком·см*. Толщина кристалла *n*-кремния $= 3 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-3}$ *см*. Площадь *p* — *n*-перехода $s = 10^{-3}$ *см*^{2}. Тогда значение N_n лежит в интервале 10^{13}—10^{14} *см*$^{-3}$ в зависимости от степени компенсации.

На рис. 2 даны экспериментальные и теоретические (пунктирные линии) кривые резонансной частоты контура (диоды + емкость) в зависимости от тока смещения. Из рис. 2 видно, что теория и эксперимент в интервале от 3 до 7,5 *ма* согласуются хорошо. При этом значения резонансной частоты изменяются от 1 до 6 *Мгц*. Дополнительная емкость, параллельно присоединенная к диоду, была 30 *пф* и 90 *пф*. Для некоторых образцов резонанс наблюдался и при отсутствии внешней дополнительной емкости, по-видимому, роль ее выполняли паразитные емкости измерительных приборов, равные примерно 10 *пф*.

Зависимость квадрата резонансной частоты от обратного значения дополнительной емкости при данных значениях тока смещения линеаризуется, что и дает теоретическая формула (12) (рис. 3).

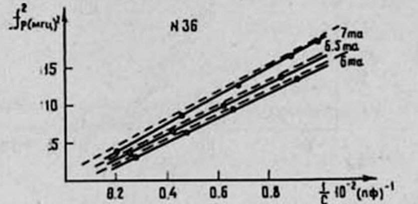


Рис. 3. Зависимость квадрата резонансной частоты от обратного значения емкости при величинах тока I=6; 6,5; 7 *ма*.

Из формулы (6) видно, что активная часть комплексного сопротивления уменьшается с ростом квадрата частоты. Эта зависимость была проверена экспериментально при различных значениях тока при комнатной температуре. Оказалось, что на низких частотах $\omega < \omega_0$ экспериментальные данные подчиняются формуле (6). Были построены зависимости ρ от f^2 (рис. 4а) ($\omega = 2\pi f$).

Из рис. 4а видно, что на низких частотах зависимость ρ от f^2 линеаризуется. Экстраполяция этой зависимости до пересечения с осью f^2 дает значение f_0^2. Таким образом, была определена зависимость f_0^2 от тока смещения (рис. 4б).

Из рис. 4б видно, что экспериментальная кривая проходит через максимум, тогда как теоретическая кривая медленно возрастает с ростом тока. Чтобы узнать возможную причину этого несовпадения, проанализируем формулу (8) более подробно. В этой формуле N_n, N_0, $\tau_n = \dfrac{1}{\beta' N_0}$ — величины, не зависящие от тока. Так как $V_{\min}$ соответствует вертикальному участку вольт-амперной характеристики, то $\alpha = 2\frac{D}{ed^2}V_{\min}$, следовательно и $J_1 = 4eu_n\ (\alpha + N_n)\frac{V_{\min}}{d}$, тоже не зависят от тока. Тогда остается только параметр s-(площадь p-n-перехода), который может быть ответственным за прохождение через максимум зависимости ω_0 от интегрального тока. Из сравнения теоретической кривой с экспериментальной следует, что площадь p-n-перехода, через которую проходит ток, должна расти с увеличением тока, как показано на рис. 5. На этом рисунке дан график изменения площади p-n-перехода относительно значения его при $I = 4$ *ма*, в зависимости от тока. В интервале токов от 4 до 7 *ма* s должно возрастать в 1,5 раза. Таким образом, отсюда следует, что несовпадение теоретической кривой с экспериментальной при относительно больших токах может быть связано с тем, что эффективная площадь p-n-перехода на участке отрицательного сопротивления зависит от интегрального тока.

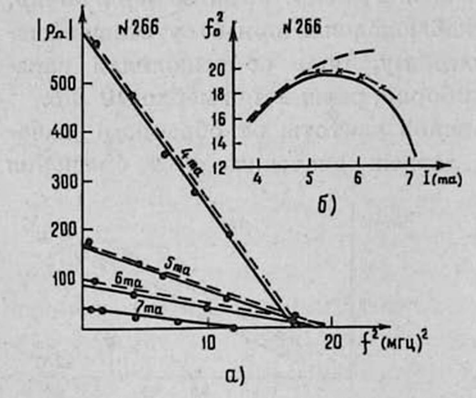


Рис. 4. а) Зависимость реальной части комплексного сопротивления диода от квадрата частоты при значениях тока: 4 *ма*, 5 *ма*, 7 *ма*. б) Зависимость f_0^2 от тока смещения.

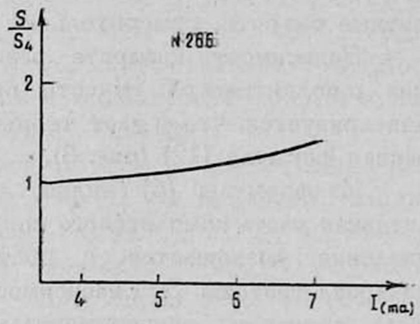


Рис. 5. Зависимость статического сопротивления от тока смещения.

В самом деле, если площадь p-n-перехода является неплоской и неоднородной, то ее каждый „элементарный" участок имеет свою вольт-амперную характеристику. В связи с этим, после поворотной точки некоторые участки снова „зажигаются" и становятся активными в пропускании электрического тока. Следовательно, необходимо учесть такую зависимость в расчете. Однако теоретически невозможно установить аналитическую зависимость s от I по той причине, что не известна реальная модель p-n-перехода для отдельных образцов. Предположение, что площадь p-n-перехода плоска и однородна, не совсем точно в реальных образцах.

Токовая зависимость статического значения дифференциального сопротивления $\rho_{ст}$ (7) неплохо совпадает с экспериментальными данными (рис. 6). Учет зависимости площади p-n-перехода от интегрального тока (рис. 5б) улучшает соответствие теоретических и экспериментальных кривых (кривая с крестиками) зависимости $\rho_{ст}$ от I.

Измерение зависимости L от частоты сигнала и тока смещения показало, что индуктивность уменьшается с увеличением тока и частоты, рис. 7 (сплошные линии). Индуктивность, рассчитанная по формуле (9) для этого же образца в интервале частот от 1 до 5 *Мгц*, уменьшается от 50 до 20 *Мкг*, рис. 7 (пунктирные линии).

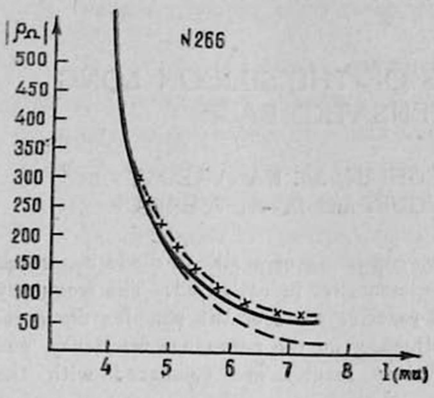


Рис. 6. Относительное изменение s от тока смещения.

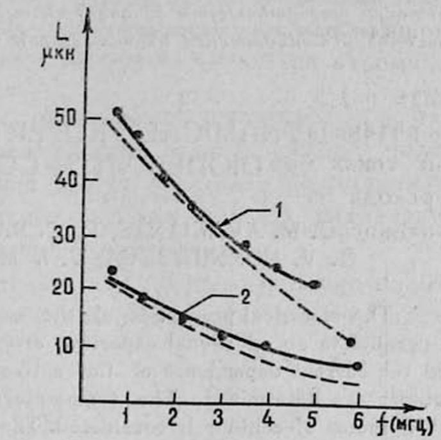


Рис. 7. Зависимость величины индуктивности от частоты при значениях тока смещения 1—4 *ма*, 2—5 *ма*.

Следует отметить, что формула (9) получена в приближении с точностью до третьего члена ряда по $\frac{\omega}{\omega_L}$, т. е. применима при сравнительно низких частотах. Однако для получения лучшего соответствия с экспериментом на больших частотах следует применять более точную формулу в [6].

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Поступила 27 сентября 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. М. Авакьянц*, Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965).
2. *Г. М. Авакьянц, Б. А. Атакулов, И. Л. Дмитриенко, В. И. Мурыгин, Р. А. Церфас*, Радиотехника и электроника, 10, 2037 (1965).
3. *Г. М. Авакьянц*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 248 (1966).
4. *Г. М. Авакьянц, Л. И. Алимова, В. И. Мурыгин, Ю. С. Скрипников, Р. А. Церфас*, Радиотехника и электроника, 10, 2074 (1965).
5. *Г. М. Авакьянц, А. В. Зуев, В. И. Мурыгин, Ю. С. Скрипников, В. И. Суров, Р. А. Церфас*, Радиотехника и электроника, 10, 2077 (1965).
6. *Г. М. Авакьянц, Ш. Каниязов*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 95 (1966).
7. *Г. М. Авакьянц, Ш. Каниязов*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 105 (1966).
8. *W. D. Davis*, Phys. Rev., 115, 1006 (1959).
9. *G. Bemski*, Phys. Rev., 111, 1515 (1958).

ԿՐԵՄՆԻՈՒՄԻ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ԲԱԶԱՅՈՎ ԵՐԿԱՐ ԴԻՈԴՆԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԴՅԱՆՑ, Ռ. Ս. ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ, Շ. ԿԱՆԻՅԱԶՈՎ, Գ. Վ. ԿՈՐՆԻԼՑԵՎԱ,
Վ. Ի. ՄՈՒՐԻԳԻՆ, Ռ. Ա. ՑԵՐՖԱՍ

Փորձնականորեն հետազոտվում են կոնտուրի ընտրողական հատկությունները, որը բաղկացած է կրեմնիումի դիոդից ու նրան զուգահեռ միացված լրացուցիչ ունակությունից։ Որոշվում է դիոդի կոմպլեքսային դիմադրության ակտիվ և ռեակտիվ մասի հաճախականային և հոսանքային կախումը։ Քննարկվում է ջերմաստիճանի ազդեցությունը կոնտուրի բարորակության և ռեզոնանսային հաճախականության վրա։ Ստացված արդյունքները համեմատվում են տեսության հետ [6, 7]։

THE DYNAMICAL PROPERTIES OF THE SILICON LONG DIODES WITH COMPENSATED BASIS

G. M. AVAKIANTS, R. C. BARSEGHIAN, Sh. KANYAZOV,
G. V. KORNILTSEVA, V. I. MURYGUIN and R. A. TSERFAS

The electrical properties of the contour consisting of a silicon diode connected in parallel to an additional capacitor are experimentally investigated. The frequency and the current dependence of the active and reactive parts of the complex diode resistance are determined. The temperature influence on the resonance frequency and the Q-factor of contour is considered. The obtained results are compared with the theory [6, 7].

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2. 233—237 (1967)

ПЛАЗМА МЕЖДУ КОНЦЕНТРИЧЕСКИМИ СФЕРИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

А. М. РЕЗИКЯН

Рассчитано радиальное распределение концентрации заряженных частиц и напряженности электрического поля в плазме между концентрическими сферическими электродами. Оценено на какое расстояние проникает в плазму возмущение, вызванное внутренним электродом.

В работе [1] были рассчитаны радиальное распределение плотности заряженных частиц и напряженности электрического поля в положительном столбе, находящемся между соосными цилиндрами. В данной работе эти величины рассчитаны для плазмы, находящейся между концентрическими сферическими электродами.

В указанной плазме выполняются все условия, перечисленные в работе [1]. Уравнения сохранения импульсов для данной плазмы имеют вид

$$nv_i = \beta_i nE - D_i \frac{dn}{dr},$$
$$nv_e = -\beta_e nE - D_e \frac{dn}{dr}, \tag{1}$$

где

$$\beta_i = \frac{e}{m_i \nu_{in}}, \qquad \beta_e = \frac{e}{m_e \nu_{en}},$$
$$D_i = \frac{kT_i}{m_i \nu_{in}}, \qquad D_e = \frac{kT_e}{m_e \nu_{en}}.$$

Здесь m_i, m_e — массы, ν_{in}, ν_{en} — числа соударений с нейтральными частицами в секунду, v_i, v_e — макроскопические средние скорости ионов и электронов соответственно, E — напряженность электрического поля, n — концентрация заряженных частиц, e — их заряд, k — постоянная Больцмана.

Уравнения непрерывности в случае сферической симметрии будут иметь следующий вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2 n v_i) = 0,$$
$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2 n v_e) = 0. \tag{2}$$

Имея в виду, что $-\dfrac{dn}{dt} = Zn$, из (1) и (2) получим

$$\frac{d^2n}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{dn}{dr}+\frac{Z}{D_a}n=0, \tag{3}$$

где

$$D_a=\frac{D_i\beta_e+D_e\beta_i}{\beta_i+\beta_e}$$

является коэффициентом амбиполярной диффузии, а Z — число вновь образованных пар электронов и положительных ионов в секунду.

Решение уравнения (3) имеет следующий вид:

$$n=n_0\left(\frac{\sin x}{x}+\gamma\frac{\cos x}{x}\right), \tag{4}$$

где

$$x=\alpha r, \qquad \alpha^2=\frac{Z}{D_a}. \tag{4'}$$

В соотношениях (1) и (2) использовано условие нейтральности плазмы. Проверим справедливость такого допущения для плазмы сферической конфигурации.

Из уравнения для полного тока

$$i=4\pi er^2(v_i+v_e), \tag{5}$$

решения (4) и

$$\operatorname{div}E=\frac{e(n_i-n_e)}{\varepsilon_0}$$

следует, что

$$\frac{n_i-n_e}{n_0}=\alpha\frac{\chi_e h_e^2+\chi_i h_i^2}{\beta_e+\beta_i}\left(\frac{1}{x}-\frac{\cos x-\gamma\sin x}{\sin x+\gamma\cos x}\right)+$$

$$+\alpha^2\frac{\beta_e h_e^2-\beta_i h_i^2}{\beta_e+\beta_i}\left[1-\left(\frac{1}{x}-\frac{\cos x-\gamma\sin x}{\sin x+\gamma\cos x}\right)^2\right]; \tag{6}$$

$$\chi_i=\frac{ev_i}{kT_i}, \quad \chi_e=\frac{ev_e}{kT_e}, \quad h_i=\sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT_i}{e^2n_0}}, \quad h_e=\sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT_e}{e^2n_0}}.$$

Если дебаевские радиусы h_i, h_e много меньше R_2-R_1, где R_1 и R_2 — границы плазмы, то из (6) следует, что почти во всем объеме плазмы выполняется условие нейтральности.

Для определения α и γ, входящих в (4), воспользуемся граничными условиями

$$\left.\begin{array}{l} r=R_1 \\ r=R_2 \end{array}\right| n=0. \tag{7}$$

Справедливость этих условий можно показать точно так же, как это сделано в работе [2]. Очевидность условий (7) непосредственно следует также из того, что на границах плазмы существуют области катодного и анодного падения потенциалов, где напряженность электрического поля на много порядков больше, чем в самой плазме. Отсюда в областях падения потенциала концентрация заряженных частиц будет на много порядков меньше, чем в самой плазме.

Из (4) на основании (7) получим

$$\gamma = -\frac{\sin K_1}{\cos K_1} = -\frac{\sin K_2}{\cos K_2}, \tag{8}$$

где $K_1 = \alpha R_2$ и $K_2 = \alpha R_1$ откуда для определения α получим следующее уравнение:

$$\sin K_1 \cos (K_1 \rho_a) - \sin (K_1 \rho_a) \cos K_1 = 0, \tag{9}$$

где $\rho_a = \frac{R_1}{R_2}$, а следовательно $K_2 = K_1 \rho_a$.

Первый корень уравнения (9) имеет следующий вид:

$$K_1 = \frac{\pi}{1 - \rho_a}. \tag{10}$$

Наконец, для определения n_0 согласно (1), уравнение тока (5) напишем в следующем виде:

$$i = 4\pi e r^2 \left(l \cdot n \cdot E + m \frac{dn}{dr} \right) \tag{11}$$

где

$$l = \beta_i + \beta_e, \quad m = D_e - D_i$$

и разность потенциалов U_a для плазмы

$$U_a = -\frac{1}{\alpha} \int_{K_1 \rho_a}^{K_1} E dx. \tag{12}$$

Из (4), (11) и (12) после исключения n_0 получим напряженность электрического поля в безразмерных величинах в виде

$$\varepsilon = \frac{C}{x(\sin x + \gamma \cos x)} - \frac{\cos x - \gamma \sin x}{\sin x + \gamma \cos x} + \frac{1}{x},$$

$$C = \frac{\ln \frac{K_1 \rho_a \cos (K_1 \rho_a)}{K_1 \cos k_1} - \frac{l}{m} U_a}{\int_{K_1 \rho_a}^{K_1} \frac{dx}{x(\sin x + \gamma \cos x)}},$$

$$\varepsilon = R_2 \frac{lE}{mK_1},$$

и, согласно [1]:

$$\frac{m}{l}=\frac{1+\frac{\Lambda_l}{\Lambda_e}\left(\frac{m_e x_l}{m_l x}\right)^{1/2}}{1-\frac{\Lambda_l}{\Lambda_e}\left(\frac{m_e x}{m_l x_l}\right)^{1/2}}\cdot\frac{x}{V_j},$$

$$x_l=\frac{eV_j}{kT_l},\qquad x=\frac{eV_j}{kT_e}.$$

V_j — ионизационный потенциал, а функции $\Lambda_e=\Lambda_e(x)$, Λ_l даны в работе [3].

Падение концентрации заряженных частиц у обеих границ плазмы приводит к диффузии зарядов к электродам и к образованию максимума плотности зарядов в самой плазме. Действительно, из (4), (8), (9) и (10) получим

$$\frac{\pi}{1-\rho_a}\rho_a=\mathrm{tg}\left[\frac{\pi}{1-\rho_a}(\rho_m-\rho_a)\right]. \tag{13}$$

На основании уравнения (13) на рисунке приведена зависимость ρ_m от ρ_a в виде кривой.

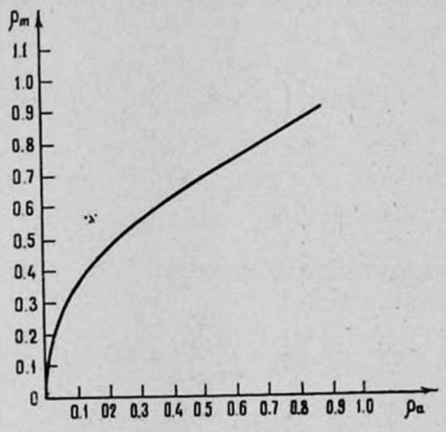


Рис. 1.

Величина ρ_m, определяющая на каком расстоянии находится максимум плотности заряженных частиц, важна для зондовых измерений. Она определяет расстояние, до которого зонд возмущает плазму. Расстояние от поверхности шарового зонда до границы искажения плазмы h определяется выражением

$$h=d+R_2\rho_m(\rho_a). \tag{14}$$

Здесь d — толщина призондового слоя, где нарушается нейтральность плазмы, а ρ_m — зона возмущенной плазмы. Из (13) и (14) следует, что чем меньше радиус зонда, тем меньше расстояние искажения h. Как видно из рисунка, ρ_m резко уменьшается при очень малых ρ_a. В плазме большего объема область искажения h меньше.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 24 октября 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. М. Резикян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 31 (1966).
2. *А. М. Резикян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 222 (1966).
3. *А. Энгель* и *М. Штенбек*, Физика и техника электрического разряда в газах, т. 1, М.-Л. (1936).

ՊԼԱԶՄԱՆ ՀԱՄԱԿԵՆՏՐՈՆ ՍՖԵՐԻԿ ԷԼԵԿՏՐՈԴՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ

Ա. Մ. ՌԵԶԻԿՅԱՆ

Դիտվում է ցածր իոնացման աստիճան ունեցող գազ, որը գտնվում է երկու համակենտրոն սֆերիկ էլեկտրոդների միջև։ Հաշված է էլեկտրական դաշտի լարվածության և լիցքերի խտության ռադիալ բաշխումը։

Հաշված է նաև պլազմայի աղավաղման չափը Լենգմյուրի սֆերիկ զոնդի միջոցով։

THE PLASMA BETWEEN CONCENTRIC SPHERICAL ELECTRODES

A. M. RESIKYAN

Low ionization degree gas between the concentric spherical electrodes is considered. The radial distribution of the electrical field and of the charge density is calculated. The distortion degree of plasma is also calculated by means of the Lengmuier spherical sound.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 238—243 (1967)

ОБОБЩЕНИЕ ФОРМУЛ ФРЕНЕЛЯ НА СЛУЧАЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ С ГИРОТРОПНЫМ ФЕРРОДИЭЛЕКТРИКОМ

О. С. ЕРИЦЯН

Рассмотрено отражение и преломление электромагнитных волн на границе раздела изотропной среды с гиротропным ферродиэлектриком. Получены формулы Френеля для случаев, когда оптическая ось гиротропной среды совпадает с нормалью к границе раздела, а также когда она параллельна этой границе.

1. Пусть изотропная среда с постоянными ε_1 и μ_1 и гиротропная среда с постоянными ε_2 и $\mu_{ik}^{(2)}$ разделены плоскостью $z=0$, причем гиротропная среда, для которой

$$\mu_{ik}^{(2)}=\begin{pmatrix} \mu_2 & -ig & 0 \\ ig & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}, \tag{1}$$

занимает полупространство $z>0$.

Из изотропной среды на границу раздела падает плоская электромагнитная волна

$$\vec{E}(\vec{r},\ t)=\vec{E}_0(\omega)\cdot e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}, \tag{2}$$

где

$$\vec{k}=\vec{k}(k_x,\ k_z), \quad k_y=0.$$

Вследствие симметрии задачи допущение $k_y=0$ не нарушает общности.

Из уравнений поля имеем для падающей волны

$$k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1=k_x^2+k_z^2,$$

а для отраженной волны

$$k_{1x}=k_x, \quad k_{1z}=-k_z.$$

В гиротропной среде имеем две волны. Вследствие непрерывности тангенциальной компоненты волнового вектора для преломленных волн будем иметь

$$k_{2x}^{+}=k_{2x}^{-}=k_x,$$

а для k_2^{+2} и k_2^{-2} получаем

$$k_2^{\pm 2}=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2-\frac{\mu_2-\mu_3}{2\mu_3}k_x^2\pm$$

$$\pm \sqrt{\left(\frac{\mu_2-\mu_3}{2\mu_3}\right)^2 k_x^4 + \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_2 g^2}{\mu_3}\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3 - k_x^2\right)}, \tag{3}$$

где $\vec{k}_2^+$ и $\vec{k}_2^-$ — волновые векторы преломленных волн.

Обозначим угол падения через ϑ, угол отражения через ϑ_1, а углы преломления через ϑ_2^+ и ϑ_2^-. Тогда закон Снелля будет иметь вид

$$\vartheta_1 = \vartheta, \quad \frac{\sin\vartheta}{\sin\vartheta_2^{\pm}} = \frac{k_2^{\pm}}{k}. \tag{4}$$

Подставив $\vec{E}_2$ из уравнения $[\vec{k}_2\vec{H}_2] = -\frac{\omega}{c}\varepsilon_2\vec{E}_2$ в уравнение $[\vec{k}_2\vec{E}_2] = = \frac{\omega}{c}\vec{B}_2$, получаем следующие соотношения, аналогичные полученным в [1]:

$$H_{2x}^{\pm} = -\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3 - k_x^2}{k_x k_{2z}^{\pm}} H_{2z}^{\pm} = \alpha_1^{\pm} H_{2z}^{\pm},$$

$$H_{2y}^{\pm} = -i\,\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2 g}{k_2^{\pm 2} - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2}\;\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3 - k_x^2}{k_x k_{2z}^{\pm}} H_{2z}^{\pm} = i\alpha_2^{\pm} H_{2z}^{\pm}, \tag{5}$$

где

$$k_{2z}^{\pm} = \sqrt{k_2^{\pm 2} - k_x^2}.$$

С помощью соотношений (5) и граничных условий получаем следующие выражения для амплитуд преломленных волн:

$$H_{2z}^{\pm} = \mp\frac{2}{\Delta_0}\{\mu_1 k_x \zeta^{\mp}\alpha_2^{\mp} H_x + i(\mu_1 k_x \alpha_1^{\mp} - \mu_3 k_z) H_y\}, \tag{6}$$

где

$$\zeta^{\pm} = 1 + \frac{\varepsilon_1 k_{2z}^{\pm}}{\varepsilon_2 k_z},$$

$$\Delta_0 = (\mu_1 k_x \alpha_1^- - \mu_3 k_z)\zeta^+\alpha_2^+ - (\mu_1 k_x \alpha_1^+ - \mu_3 k_z)\zeta^-\alpha_2^-. \tag{7}$$

Компоненты $H_{2x}^{\pm}$ и $H_{2y}^{\pm}$ определяются с помощью соотношений (5). Преломленные волны имеют эллиптическую поляризацию. Отношение полуосей эллипсов равны

$$\frac{|H_{2y}^{\pm}|}{|H_{2t}^{\pm}|} = \frac{|\alpha_2^{\pm} k_{2z}^{\pm}|}{|\alpha_1^{\mp} k_2^{\pm}|}$$

(H_{2t} — компонента поля, лежащая в плоскости падения). При $\vartheta = 0$ эллиптическая поляризация превращается в круговую.

Для отраженной волны получаем следующие выражения:

$$H_{1x}=\frac{1}{\Delta_0}\{[(\mu_1 k_x \alpha_1^- - \mu_3 k_z)\,\alpha_2^+\,\zeta^+ + (\mu_1 k_x \alpha_1^+ - \mu_3 k_z)\,\alpha_2^-\zeta^-]\,H_x +$$
$$+\,2i\mu_3 k_z\,(\alpha_1^+ - \alpha_1^-)\,H_y\},$$
$$H_{1y}=\frac{2}{\Delta_0}\left\{\left[\left(1-\frac{\zeta^+}{2}\right)\alpha_2^+\,(\mu_1 k_x \alpha_1^- - \mu_3 k_z) -\right.\right.$$
$$\left.\left.-\left(1-\frac{\zeta^-}{2}\right)\alpha_2^-\,(\mu_1 k_x \alpha_1^+ - \mu_3 k_z)\right] H_y + i\mu_1 k_x \alpha_2^+\,\alpha_2^-\,(\zeta^+ - \zeta^-)\,H_x\right\}. \qquad (8)$$

Рассмотрим отраженную волну в частном случае. Пусть в падающей волне $\vec{H}=\vec{H}(H_y)$, $H_x=H_z=0$. Тогда для отраженной волны будем иметь

$$H_{1x}=\frac{2i}{\Delta_0}\mu_3 k_z(\alpha_1^+ - \alpha_1^-)\,H_y,$$
$$H_{1y}=\frac{2}{\Delta_0}\left[\left(1-\frac{\zeta^+}{2}\right)\alpha_2^+\,(\mu_1 k_x \alpha_1^- - \mu_3 k_z) -\right.$$
$$\left.-\left(1-\frac{\zeta^-}{2}\right)\alpha_2^-\,(\mu_1 k_x \alpha_1^+ - \mu_3 k_z)\right] H_y, \qquad (9)$$

т. е. отраженная волна имеет эллиптическую поляризацию.

Обратимся опять к преломленным волнам. В ферромагнитных средах вектор гирации имеет большую величину. Для ферромагнетика, находящегося во внешнем постоянном магнитном поле $\vec{H}_0$ имеем [2]

$$\vec{g}=4\pi\chi_0\cdot\frac{\gamma\omega}{\omega_0^2-\omega^2}\vec{H}_0 \qquad (10)$$

(вдали от резонанса). Здесь χ_0 — статическая магнитная восприимчивость, γ — магнитомеханическое отношение, ω — частота поля волны, $\omega_0=\gamma H_0$. Вследствие сравнительно большой величины g показатели преломления преломленных волн заметно отличаются друг от друга и трансформации двух волн в одну [3] не просходит, преломленные волны идут в разных направлениях.

II. Рассмотрим случай, когда оптическая ось гиротропной среды совпадает с осью x. Тогда $\mu_{ik}^{(2)}$ будет иметь вид

$$\mu_{ik}^{(2)}=\begin{pmatrix}\mu_3 & 0 & 0\\ 0 & \mu_2 & -ig\\ 0 & ig & \mu_2\end{pmatrix}. \qquad (11)$$

1. Положим опять $\vec{k}=\vec{k}(k_x, k_z)$, $k_y=0$. Для волновых векторов k_2^+ и k_2^- преломленных волн будем иметь

$$k_2^{\pm 2} = \frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_2\,\frac{\mu_2+\mu_3}{2} + \frac{\mu_2-\mu_3}{2\mu_2}\,k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\,\frac{\varepsilon_2 g^2}{2\mu_2} \pm$$

$$\pm\sqrt{\left(\frac{\mu_3-\mu_2}{2\mu_2}\right)^2\eta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_2 g^2\,\frac{\mu_2+\mu_3}{2\mu_2^2}\,\eta + \frac{\omega^4}{c^4}\,\varepsilon_2 g^2\left(\frac{g^2}{4\mu_2^2}+\frac{\mu_3}{\mu_2}\right)},$$

$$\eta = \frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_2\mu_2 - k_x^2. \tag{12}$$

Направления распространения преломленных волн определяются с помощью соотношения

$$\frac{\sin\vartheta}{\sin\vartheta_2^{\pm}} = \frac{k_2^{\pm}}{k},$$

где ϑ и $\vartheta_2^{\pm}$ углы падения и преломления.

Между компонентами магнитного поля в преломленных волнах имеем следующие соотношения:

$$H_{2x}^{\pm} = -\frac{k_x k_{2z}^{\pm}}{\frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_2\mu_3 - k_{2z}^{\pm 2}}\,H_{2z}^{\pm} = \alpha_1^{\pm} H_{2z}^{\pm},$$

$$H_{2y}^{\pm} = -i\,\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_2 g}{k_2^{\pm 2} - \frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_2\mu_2}\cdot H_{2z}^{\pm} = i\alpha_2^{\pm} H_{2z}^{\pm}. \tag{13}$$

Для преломленных волн получаем

$$H_{2z}^{\pm} = \pm\frac{2}{\Delta_0}\{\mu_1 k_x\alpha_2^{\mp}\zeta^{\mp} H_x + i[\mu_1 k_x\alpha_1^{\mp} - (\mu_2 - g\alpha_2^{\mp})\,k_z]\,H_y\},$$

где

$$\zeta^{\pm} = 1 + \frac{\varepsilon_1 k_{2z}^{\pm}}{\varepsilon_2 k_z}, \tag{14}$$

$$\Delta_0 = [\mu_1 k_x\alpha_1^{+} - (\mu_2 - g\alpha_2^{+})\,k_z]\,\alpha_2^{-}\,\zeta^{-} - [\mu_1 k_x\alpha_1^{-} - (\mu_2 - g\alpha_2^{-})\,k_z]\,\alpha_2^{+}\,\zeta^{+}.$$

Компоненты $H_{2x}^{\pm}$ и $H_{2y}^{\pm}$ определяются через соотношения (13). Преломленные волны имеют эллиптическую поляризацию.

Для отраженной волны получаем

$$H_{1x} = \frac{2}{\Delta_0}\{(A^{+} - A^{-})\,H_x + ik_z[g\,(\alpha_1^{+}\alpha_2^{-} - \alpha_2^{+}\alpha_1^{-}) + \mu_2\,(\alpha_1^{-} - \alpha_1^{+})]\,H_y\},$$

$$A^{\pm} = \frac{1}{2}[\mu_1 k_x\alpha_1^{\pm} + (\mu_2 - g\alpha_2^{\pm})\,k_z]\,\alpha_2^{\mp}\,\zeta^{\mp},$$

$$H_{1y} = \frac{2}{\Delta_0}\{(B^{+} - B^{-})\,H_y + i\mu_1 k_x\alpha_2^{+}\alpha_2^{-}(\zeta^{-} - \zeta^{+})\,H_x\}, \tag{15}$$

$$B^{\pm} = \mu_1 k_x \alpha_1^{\pm} \alpha_2^{\mp} \left(1 - \frac{\zeta^{\mp}}{2}\right) + \mu_2 k_z \alpha_2^{\pm} \left(1 - \frac{\zeta^{\pm}}{2}\right) + \frac{1}{2} g \alpha_2^{+} \alpha_2^{-} \zeta^{\pm} k_z.$$

Рассмотрим подробно отраженную волну, когда в подающей волне $\vec{H} = \vec{H}(H_y)$, $H_x = H_z = 0$. Для H_{1x} и H_{1y} будем иметь

$$H_{1x} = \frac{2i}{\Delta_0} k_z [g(\alpha_1^{+} \alpha_2^{-} - \alpha_2^{+} \alpha_1^{-}) + \mu_2 (\alpha_1^{-} - \alpha_1^{+})] H_y,$$

$$H_{1y} = \frac{2}{\Delta_0} (B^{+} - B^{-}) H_y. \tag{16}$$

Отраженная волна имеет эллиптическую поляризацию. В отличие от гиротропного диэлектрика [3], эллипс не сильно вытянут, т. к. в гиротропном ферродиэлектрике g может иметь большую величину.

2. Рассмотрим теперь случай, когда оптическая ось гиротропной среды совпадает с осью x, а волновой вектор лежит в плоскости yz, т. е.

$$\vec{k} = \vec{k}(k_y,\ k_z),\ k_x = 0.$$

Для волнового вектора в гиротропной среде получаем два значения

$$k_2^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_3 \text{ и } k_2^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_2}{\mu_2} (\mu_2^2 - g^2). \tag{17}$$

Первому значению соответствует волна, для которой $\vec{H} = \vec{H}(H_x)$, а второму значению — волна, для которой $\vec{H} = \vec{H}(H_y,\ H_z)$, т. е. в этом случае имеем двойное лучепреломление [4].

Полученные формулы могут быть полезны для исследования анизотропных сред и, в частности, для определения параметров ферромагнитных веществ.

Автор благодарен О. С. Мергеляну за обсуждение результатов.

ЦНИ физико-техническая лаборатория

Поступила 29 октября 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *О. С. Мергелян*, Изв. АН АрмССР, серия физико-математическая, 15, № 6, 75, 1962.
2. Ферромагнитный резонанс. Под ред. С. В. Вонсовского, Физматгиз, М., 1961.
3. *О. С. Ерицян, О. С. Мергелян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 32 (1967).
4. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, М., 1959.

ՖՐԵՆԵԼԻ ԲԱՆԱՁԵՎԵՐԻ ԸՆԴՀԱՆՐԱՑՈՒՄԸ ԻԶՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԵՎ ԳԻՐՈՏՐՈՊ ՖԵՐՐՈԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԻ ԲԱԺԱՆՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԻ ՀԱՄԱՐ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքների անդրադարձումն ու բեկումը իզոտրոպ միջավայրի և գիրոտրոպ ֆերրոդիէլեկտրիկի բաժանման սահմանի վրա: Ստացված են Ֆրենելի բանաձևերն այն դեպքերի համար, երբ գիրոտրոպ միջավայրի օպտիկական առանցքը ուղղահայաց է բաժանման սահմանին և երբ այդ սահմանին զուգահեռ է:

GENERALIZATION OF FRENEL'S FORMULAE FOR THE CASE OF INTERFACE BETWEEN AN ISOTROPIC MEDIUM AND A GIROTROPIC FERRODIELECTRIC

O. S. YERITSYAN

The reflection and the refraction of electromagnetic waves on a plane interface between isotropic and girotropic ferrodielectric media are considered. Frenel's formulae are obtained for the cases when the optical axis of the girotropic medium is perpendicular, as well as parallel to the interface. Some particular cases are also considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 244—251 (1967)

РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ, ПОДВЕРГНУТОЙ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ КОЛЕБАНИЯМ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, В. И. АВУНДЖЯН

Теоретически исследовано влияние пьезоэлектрических колебаний кристаллической решетки на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей.

Показано, что при плоской падающей волне пьезоэлектрические колебания значительно уменьшают интенсивность рассеяния, когда колебания происходят перпендикулярно к отражающим плоскостям.

Приведены результаты экспериментальной проверки выводов.

Влияние ультразвуковых колебаний на интенсивность рассеянных рентгеновских волн сводится к следующему:

1. Увеличиваются интенсивности селективных максимумов.
2. Увеличивается интенсивность первичного проходящего пучка.
3. У толстых более совершенных кристаллов исчезает расщепление пятен Лауэ.

В работах, посвященных этому вопросу, не существует единого и четкого представления о причинах увеличения интенсивности рассеянных волн при пьезоэлектрических колебаниях рассеивателей. Так, например, в работах [1—4] увеличение интенсивности рассеянных волн при пьезоэлектрических колебаниях образца объясняется уменьшением экстинкции. В работах [5—8] указанное увеличение рассеяния рентгеновских волн объясняется блочной структурой образца. По мнению этих авторов при пьезоэлектрических колебаниях образца его блоки поворачиваются относительно положения равновесия и поэтому увеличивается интенсивность рассеяния. Автор работ [9] и [10] полагает, что при колебаниях образца происходит искривление отражающих плоскостей, отраженные волны фокусируются и, следовательно, увеличивается интенсивность отражения. Работа [11] не в состоянии объяснить все вопросы, связанные с увеличением интенсивности рассеянных рентгеновских волн при пъезоэлектрических колебаниях рассеивающего образца. Общий недостаток всех этих работ заключается в том, что они не объясняют такое большое увеличение интенсивности, наблюдаемое на опыте, и распределение на рентгенограмме влияния колебания на разные дифракционные максимумы.

В предлагаемой работе исследуется интенсивность рассеяния рентгеновских лучей при пьезоэлектрических колебаниях образца только в случае плоской падающей волны и идеального кристалла.

Найдем интенсивность волн, рассеянных кристаллической решеткой, подвергнутой пьезоэлектрическим колебаниям. Допустим, что плоская монохроматическая рентгеновская волна падает на кристаллическую решетку, в которой в направлении трансляции $\vec{a}$ установилась пьезоэлектрическая стоячая волна с основной резонансной частотой. Смещение атома, находящегося на расстоянии ma от середины кристалла в направлении вектора $\vec{a}$ дается формулой

$$l = l_0 \sin(k_0 ma) \sin \omega t,$$

где $l_0 \sin(k_0 ma)$ — амплитуда смещения,

l_0 — максимальная амплитуда,

$k_0 = \frac{\pi}{L}$ — волновой вектор пьезоэлектрических колебаний,

L — размер кристалла в направлении вектора $\vec{a}$,

ω — циклическая частота пьезоэлектрических колебаний.

Тогда для мгновенной интенсивности рассеянных волн в первом приближении [12] получим

$$I = B \frac{\sin^2 N_2 k \frac{\vec{b}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}}{\sin^2 k \frac{\vec{b}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}} \cdot \frac{\sin^2 N_3 k \frac{\vec{c}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}}{\sin^2 k \frac{\vec{c}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}} \times$$

$$\times \sum_{m=0}^{N_1-1} \sum_{m'=0}^{N_1-1} e^{ik\{\vec{a}(m-m') + \vec{l}_0[\sin(k_0 ma) - \sin(k_0 m'a)] \sin \omega t\}(\vec{s}-\vec{s}_0)},$$

где $B = \frac{f^2}{R^2}\left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \frac{1+\cos^2 2\theta}{2}$ (падающий пучок не поляризован),

$\vec{s}_0$ и $\vec{s}$ — единичные векторы в направлениях падения и рассеяния соответственно,

N_1, N_2, N_3 — число рассеивающих мотивов в направлениях $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$ соответственно.

Из вышеприведенной формулы для средней интенсивности за период пьезоэлектрических колебаний получим

$$\bar{I} = B_2 \sum_m \sum_{m'} e^{ik\vec{a}(m-m')(\vec{s}-\vec{s}_0)} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T e^{iB_3 \sin \omega t} dt, \tag{2}$$

где

$$B_2 = \frac{\sin^2 N_2 k \frac{\vec{b}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}}{\sin^2 k \frac{\vec{b}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}} \cdot \frac{\sin^2 N_3 k \frac{\vec{c}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}}{\sin^2 k \frac{\vec{c}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}},$$

$$B_3 = k\vec{l}_0(\vec{s} - \vec{s}_0)\,[\sin(k_0 ma) - \sin(k_0 m'a)]. \tag{3}$$

Средняя интенсивность за период пьезоэлектрических колебаний будет истинной средней интенсивностью в том случае, если время экспозиции много больше этого периода. Интеграл выражения (2) дает функцию Бесселя нулевого порядка [13]

$$\frac{1}{T}\int\limits_0^T e^{iB_3 \sin \omega t}\,dt = J_0(B_3).$$

Таким образом, для средней во времени интенсивности рассеянных волн получим

$$\bar{I} = B\,\frac{\sin^2 N_2 k \dfrac{\vec{b}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}}{\sin^2 k \dfrac{\vec{b}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}} \cdot \frac{\sin^2 N_3 k \dfrac{\vec{c}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}}{\sin^2 k \dfrac{\vec{c}(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}} \sum_m \sum_{m'} e^{ik\vec{a}(m-m')(\vec{s}-\vec{s}_0)} J_0(B_3). \tag{4}$$

Исследование последнего выражения приводит к естественным и важным выводам.

Как известно, первый и второй множители в выражении (3) принимают максимальные значения при выполнении соответственно следующих условий:

$$\left.\begin{aligned} \vec{b}(\vec{s}-\vec{s}_0) &= n_1\lambda \\ \vec{c}(\vec{s}-\vec{s}_0) &- n_2\lambda \end{aligned}\right\}\ n_1,\ n_2 = 0,\ \pm 1,\ \pm 2, \cdots \tag{5}$$

В множителе

$$I_1 = \sum_m \sum_{m'} e^{ik\vec{a}(m-m')(\vec{s}-\vec{s}_0)} \cdot J_0(B_3)$$

функция Бесселя нулевого порядка $J_0(B_3)$ принимает главное максимальное значение при $B_3 = 0$: $J_0(B_3) = 1$. Остальные максимумы быстро уменьшаются с увеличением аргумента [13]. Например, второй максимум $J_0(B_3) = +0{,}3001$ при $B_3 = 7{,}0156$, третий максимум $J_0(B_3) = +0{,}2184$ при $B_3 = 13{,}3237$.

Следовательно, выражение I_1 может принимать наибольшее максимальное значение только при $B_3 = 0$.

Как видно из (3), B_3 может принимать нулевое значение при выполнении хотя бы одного из следующих условий:

1) $|\vec{S}| = |\vec{s} - \vec{s}_0| = 2\sin\theta = 0$, где 2θ — угол рассеяния,
2) $\vec{l}(\vec{s} - \vec{s}_0) = (\vec{l}\vec{S}) = 0$, т. е. $\vec{l} \perp \vec{S}$,
3) $\sin(k_0 ma) - \sin(k_0 m'a) = 0$, т. е. $m = m'$.

Исследуем эти случаи. Первый случай означает рассеяние под нулевым углом. В этом случае в лауэвском приближении колебания рассеивателей не влияют на интенсивность рассеяния, и для направлений максимальных отражений при плоской падающей волне получим обыкновенный результат:

$$\bar{I} = BN_1^2 N_2^2 N_3^2 = BN^2,$$

т. е. высота дифракционного пика пропорциональна квадрату числа рассеивающих атомов (N — общее число рассеивателей).

Во втором случае колебания происходят в отражающих плоскостях ($\vec{l} \perp \vec{S}$, а $\vec{S}$ перпендикулярен отражающим плоскостям) и не влияют на интенсивность рассеяния. Для интенсивности в этом случае получается то же выражение, что и в предыдущем случае.

Действительно, если рассматривать кристалл как систему зеркально отражающих плоскостей, то все атомы данной плоскости этой системы (независимо от структуры) будут рассеивать в одинаковых фазах, и если колебания происходят в этих плоскостях (рассеиватели не выходят из этих плоскостей), то между элементарными рассеянными волнами из-за колебаний не возникают добавочные разности фаз и интенсивность рассеяния не зависит от таких колебаний.

В третьем случае в выражении I_1 только те члены двойной суммы отличны от нуля, для которых $m = m'$, а таких членов всего N_1. Так как величины всех этих членов одинаковы и равны единице, то для высоты дифракционного пика получим

$$\bar{I} = BN_1 N_2^2 N_3^2.$$

Из последнего выражения для средней интенсивности можно сделать выводы:

1. При плоской падающей волне пьезоэлектрические колебания решетки значительно уменьшают (в данном случае в N_1 раз) высоту диффракционного максимума.

2. Рассеиватели (атомы), расположенные в данном ряду, параллельном вектору $\vec{a}$, оптически независимы. Действительно, пропорциональность интенсивности первой степени числа рассеивателей (N_1)- признак хаотического скопления рассеивателей. Так как амплитуда стоячей волны от точки к точке меняется из-за пьезоэлектрических колебаний, то атомы этого ряда окажутся оптически независимыми.

3. Колебания, происходящие в направлении $\vec{a}$, не меняют расстояния между соседними атомами этих рядов, параллельных векторам $\vec{b}$ и $\vec{c}$, поэтому общая интенсивность пропорциональна квадратам чисел частиц в рядах, параллельных векторам $\vec{b}$ и $\vec{c}$.

Таким образом, как и следовало ожидать, при строго плоскопараллельной падающей волне всякое отступление от идеальности рассеивающей решетки приводит к уменьшению интенсивности рассеянных волн.

Мы не будем в данной работе исследовать случай $B_3 \neq 0$, так как в выражение B_3 входит волновое число k рентгеновской волны и из-за большой величины этого числа при малейшем отклонении от нуля одной из величин $(\vec{S})$, $(\vec{l}\,\vec{S})$ и $m - m'$ при отличных от нуля двух других, B_3 быстро растет и амплитуда колебаний функции Бесселя $J_0(B_3)$ стремится к нулю. Для экспериментальной проверки вышеприведенных выводов был поставлен следующий опыт.

Кварцевый стержень с размерами $27 \times 3 \times 3$ *мм*, механическая (Y), электрическая (X) и оптическая (Z) оси которого соответственно были ориентированы по его длине, толщине и ширине (X срез), от сигнал-генератора приводился в колебание на основной собственной частоте по длине (Y). Электрическое переменное поле было направлено по оси X (рис. 1), электродами служили серебряные поверхности YZ, соединенные с источником с помощью остриев, прижатых к посеребренным поверхностям кристалла пружинами. Узкий пучок рентгеновского смешанного излучения по направлению оси Z падал на поверхность XY. Рентгеновская пленка была поставлена перпендикулярно к первичному пучку.

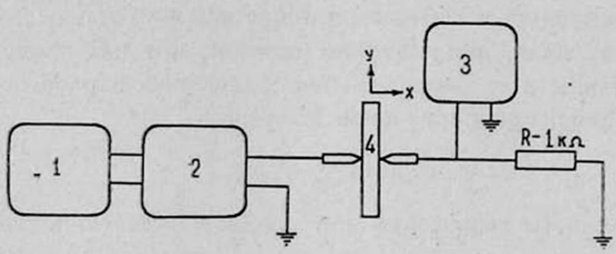


Рис. 1. Блок-схема, осуществляющая колебания кварца. 1. Сигнал-генератор. 2. Резонансный усилитель. 3. Осциллограф. 4. Кварц.

Рис. 2. Лауэграмма неколеблющегося кристалла кварца.

Рис. 3. Лауэграмма колеблющегося кристалла кварца.

Таким образом, были получены лауэграммы кристалла не совершающего колебаний (при отключенном электрическом поле) и при колеблющемся кристалле (см. соответственно рис. 2 и 3).

Обсуждение результатов и выводы

Как видно из рис. 2, при отключенном поле все пятна на лауэграмме двойные — отражение рентгеновского пучка как бы имело место только на двух полированных поверхностях XY, а участие внутренних частей кристаллического стержня ничтожно. Это объясняется тем, что поверхностные слои кристалла были разрушены при шлифовке и полировке (исчезла первичная экстинкция), а внутренние неповрежденные части кристалла обнаруживают большую первичную экстинкцию [14]. Рис. 3 показывает, что вследствие пьезоэлектрических колебаний кристалла, раздвоение некоторых пятен исчезло. Влияние пьезоэлектрических колебаний особенно сильно сказывается на пятнах, расположенных на вертикальной линии (и тем сильнее, чем меньше угол отражения), и совершенно ничтожно на пятнах, расположенных на экваториальной линии. Раздвоение первых пятен исчезло, а последние не претерпели изменений. На этих рентгенограммах для микрофотометрирования были выбраны три пятна (см. рис. 2—3). Первое пятно на вертикальной, второе — на наклонной и третье — на экваториальной линиях. Кривые, показывающие результаты микрофотометрирования, приведены на рис. 4 и 5 (на рис. 4 от лауэграммы без колебаний, а на рис. 5 от лауэграммы с колебаниями).

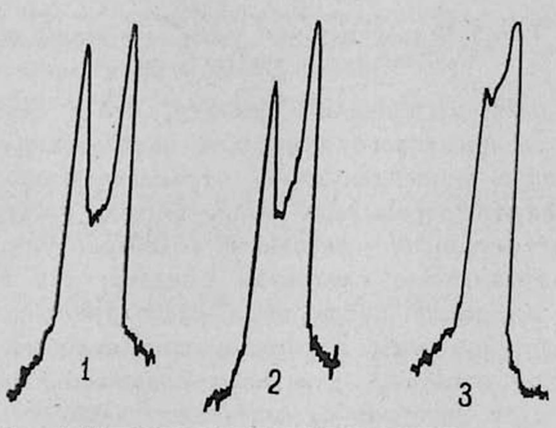


Рис. 4. Микрофотограммы пятен лауэграммы от неколеблющегося кристалла кварца.

Перейдем к обсуждению полученных результатов.

То обстоятельство, что пьезоэлектрические колебания оказывают влияние на интенсивность пятен, расположенных на вертикальной линии, и не влияют на интенсивность пятен, расположенных на экваториальной линии, вполне соответствует нашим теоретическим выводам. Действительно, для пятен, расположенных на экваториальной линии, $\vec{l} \perp \vec{S}$, т. е. когда колебания происходят в отражающих плоскостях, они не влияют на интенсивность рассеяния. В случае пятен, расположенных на вертикальной плоскости, амплитуда колебаний $\vec{l}$ имеет компоненту, перпендикулярную отражающим плоскостям, и эта компонента тем больше, чем меньше угол рассеяния. Поэтому влияние колебаний значительно на пятна, расположенные на вертикальной линии, и тем значительнее, чем ближе точка к центру (чем меньше угол рассеяния). С помощью таких же рассуждений можно убедиться в том, что влияние колебаний должно уменьшаться по мере удаления от пятен, расположенных на вертикальной линии, к пятнам, расположенным на экваториальной линии, что наблюдается на снимке (рис. 3 и 5).

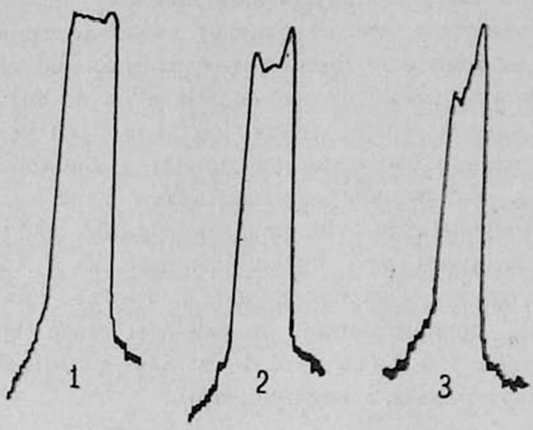


Рис. 5. Микрофотограммы пятен лауэграммы от колеблющегося кристалла кварца.

Таким образом мы пришли к выводу, что в случае плоской падающей волны и идеального кристалла пьезоэлектрические колебания, происходящие перпендикулярно отражающим плоскостям, уменьшают интенсивность отраженных волн. Однако эксперимент показывает обратный результат — указанные колебания увеличивают интенсивность отражения. Это следовало ожидать, так как в условиях нашего опыта падающий пучок имел расходимость, а отражающий кристалл не был идеальным. В рамках кинематической теории интерференции хорошо известно, что если в случае плоской падающей волны всякое отступление от идеального кристалла приводит к уменьшению интенсивности отражения, то в случае расходящегося падающего пучка эти отступления приводят к увеличению интенсивности отражания. В динамической теории интерференции вышеуказанное увеличение интенсивности рассеянных волн объясняется и уменьшением первичной экстинкции.

Влияние пьезоэлектрических колебаний на интенсивность отражения рентгеновских лучей при мозаичном кристалле и расходящемся падающем пучке будет рассматриваться во втором сообщении.

Авторы выражают глубокую благодарность профессорам И. Б. Боровскому и Е. Г. Швидковскому за ценные советы и указания.

Ереванский государственный
университет

Поступила 26 декабря 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. W. Fox, J. M. Cork*, Phys. Rev., 38, 1420 (1931).
2. *S. Nishikawa, Y. Sakisaka, I. Sumoto*, Phys. Rev., 38, 1078 (1931).
3. *S. Nishikava, Y. Sakisaka, I. Sumoto*, Phys. Rev., 43, 363 (1933).
4. *M. Y. Colby, S. Harris*, Phys. Rev., 42, 733 (1932).
5. *R. M. Langer*, Phys. Rev., 38, 573 (1931).
6. *J. M. Cork*. Phys. Rev., 42, 749 (1932).
7. *C. S. Barrett*, Phys. Rev., 38, 832 (1931).
8. *Jean Surugu, Quang Te-Tehao*, Cahiers de Phys., 18, 55 (1943).
9. *J. E. White*, Journ. Acoust. Soc. Amer., 23, 16 (1951).
10. *J. E. White*, Journ. Appl. Phys., 25, 855 (1950).
11. *J. Weigle, K. Bleuler*, Helv. Phys. Acta, 15, 445 (1942).
12. *П. А. Безирганян*, ЖТФ, 34, 562 (1964).
13. *Г. Н. Ватсон*, Теория Бесселевых функций, ч. 1, 14, ИЛ., 1949.
14. *Р. Джеймс*, Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, ИЛ., М., 1950.

ՊՅԵԶՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԵՆԹԱՐԿՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ՑԱՆՑԻ ԿՈՂՄԻՑ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՑՐՈՒՄԸ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Վ. Ի. ՀԱՎՈՒՆՋՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է բյուրեղական ցանցի պյեզոէլեկտրական տատանումների ազդեցությունը ռենտգենյան ճառագայթների ցրման վրա։ Ցույց է տրված, որ ընկնող հարթ ալիքի դեպքում պյեզոէլեկտրական տատանումները զգալի կերպով պետք է նվազեցնեն ցրման ինտենսիվությունը, երբ տատանումները տեղի են ունենում անդրադարձնող հարթությունների ուղղահայաց ուղղությամբ։

Բերված են եզրակացությունների փորձնական ստուգման արդյունքները։

SCATTERING OF X-RAYS BY A CRYSTAL LATTICE SUBJECTED TO PIEZOELECTRICAL OSCILLATIONS

P. H. BEZIRGANYAN and V. I. HAVOUNDJYAN

The effect of piezoelectrical oscillations of a crystal lattice on the intensity of scattering of X-rays is theoretically studied. It is shown that in the case of a plane incident wave, the piezoelectrical oscillations reduce the intensity of the scattering considerably when the oscillations are perpendicular to the reflecting planes.

The results of the experimentally verificated conclusions are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 252—258 (1967)

ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОГО ИСТОЧНИКА, ПРОЛЕТАЮЩЕГО МИМО КРАЯ ПОЛУПЛОСКОСТИ С ОДНОСТОРОННЕЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

К. А. БАРСУКОВ, С. Х. БЕКОВА

Рассматриваются особенности дифракционного излучения, возникающего при пролете заряженной нити или нити с током вблизи края полубесконечной дифракционной решетки с $l \ll \lambda$, где l—период решетки, λ—длина волны. Найдено поле излучения, энергия излучения и ее угловое распределение. Исследованы особенности возбуждения пролетающей нитью медленных поверхностных волн.

В последнее время интенсивно разрабатывается теория переходного излучения, которое возникает при взаимодействии движущегося источника с различными неоднородностями (см. обзор [1] и цитируемую там литературу). В частности, в [2, 3] исследовался вопрос о возбуждении с помощью переходного излучения медленных поверхностных волн на границе диэлектрика с $\varepsilon < 0$ и на анизотропно проводящей плоскости, которая является предельным образом для идеально проводящей дифракционной решетки с $l \ll \lambda$, где l — период решетки, λ — длина волны.

Ниже мы остановимся на исследовании свойств дифракционного излучения [4], возникающего при пролете нити с током или заряженной нити вблизи края такой полуплоскости, посредством которого могут возбуждаться медленные поверхностные волны.

Пусть анизотропно проводящая полуплоскость $x > 0$, $z = 0$ обладает бесконечно большой проводимостью в направлении вектора $\vec{l}_\xi$ $(\cos\varphi, \sin\varphi, 0)$ и нулевой проводимостью в направлении вектора $\vec{l}_\eta$ $(-\sin\varphi, \cos\varphi, 0)$. Для удобства введем систему координат ξ, η, связанную с этими векторами. Мимо края полуплоскости с постоянной скоростью v по траектории

$$x = a\cos\alpha - vt\sin\alpha; \quad z = a\sin\alpha + vt\cos\alpha \tag{1}$$

параллельно краю полуплоскости движется заряженная нить. Ток, возбуждаемый нитью

$$\vec{j} = \vec{v}\tau\delta(x - a\cos\alpha + vt\sin\alpha)\,\delta(z - a\sin\alpha - vt\cos\alpha), \tag{2}$$

где τ — заряд, приходящийся на единицу длины нити, имеет Фурье — составляющую вида

$$\vec{j} = \frac{\tau\vec{v}}{4\pi^2\cos\alpha}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp\left[i\mu\left(x + z\,\mathrm{tg}\,\alpha - \frac{a}{\cos\alpha}\right) - i\frac{\omega}{v\cos\alpha}(z - a\sin\alpha)\right]d\mu. \tag{3}$$

Нетрудно показать, что поле, возбуждаемое током (3), может быть описано векторным потенциалом

$$\vec{A}_{\omega}^{(0)} = \frac{\tau \vec{v}}{c\omega\sqrt{1-\beta^2}} \exp\left[i\frac{\omega}{v}x\left(\sin\alpha - i\sqrt{1-\beta^2}\cos\alpha\right) - \right.$$

$$\left. - i\frac{\omega}{v}z\left(\cos\alpha + i\sqrt{1-\beta^2}\sin\alpha\right) - \frac{|\omega|}{v}a\sqrt{1-\beta^2}\right], \qquad (4)$$

а векторы поля находятся из соотношений

$$\vec{E} = \frac{c}{i\omega}\left(\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{A} + \frac{\omega^2}{c^2}\vec{A}\right); \qquad \vec{H} = \operatorname{rot}\vec{A}. \qquad (5)$$

Пролетающая мимо полуплоскости нить, будет индуцировать на полуплоскости ток $\vec{j}_{\omega}^{(1)}\,(j_{\omega\xi}^{(1)},\ 0,\ 0)$, единственную составляющую которого по оси ξ представим в виде

$$\vec{j}_{\omega\xi}^{(1)} = \int_{-\infty}^{\infty} F(w)e^{-iwx}\,dw. \qquad (6)$$

Поле тока (6), как нетрудно показать, описывается потенциалом $\vec{A}_{\omega}^{(1)}\,(A_{\omega}^{(1)},\ 0,\ 0)$

$$A_{\omega}^{(1)} = -\frac{2\pi i}{c}\int_{-\infty}^{\infty} F(w)e^{-iwx - i\varkappa|z|}\,\frac{dw}{\varkappa}, \qquad (7)$$

где $\varkappa = \sqrt{\dfrac{\omega^2}{c^2} - w^2}$.

В качестве граничных условий, определяющих неизвестную функцию $F(w)$, потребуем, чтобы

$$E_{\omega\xi}^{(0)} + E_{\omega\xi}^{(1)} = 0 \quad \text{при} \quad x > 0,\ z = 0 \qquad (8)$$

и

$$j_{\omega\xi}^{(1)} = 0 \quad \text{при} \quad x < 0,\ z = 0. \qquad (9)$$

Условия (8) и (9) являются физически очевидными, причем на анизотропно проводящей плоскости остальные граничные условия

$$[E_{\omega\eta}] = 0; \quad [H_{\omega\xi}] = 0, \qquad (10)$$

где квадратные скобки означают разность соответствующих величин при $z \to +0$ и $z \to -0$ при $x > 0$, удовлетворяются автоматически из-за представления потенциалов в виде (4) и (7).

Нетрудно видеть с помощью (5), (6) и (7), что граничные условия (8) и (9) приводят к следующим интегральным уравнениям:

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(w)e^{-iwx}\,dw = 0 \quad \text{при} \quad x < 0, \qquad (11)$$

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} F(w)\, e^{-iwx} \frac{w^2 - k^2 \sec^2\varphi}{\varkappa}\, dw = Ae^{ihx} \quad \text{при} \quad x > 0, \tag{12}$$

где $k = \dfrac{\omega}{c}$ и

$$A = \frac{\tau\omega\left[(1-\beta^2)\sin\alpha - i\sqrt{1-\beta^2}\cos\alpha\right]}{2\pi i v\sqrt{1-\beta^2}\cos\varphi}\, e^{-\frac{|\omega|}{v}a\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{13}$$

$$h = \frac{\omega}{v}\left(\sin\alpha - i\sqrt{1-\beta^2}\cos\alpha\right). \tag{14}$$

Парные интегральные уравнения аналогичны соответствующим уравнениям теории дифракции плоской волны на полубесконечном идеально проводящем экране. Их решение довольно просто находится методом Вайнштейна [5].

Именно, выполняя с помощью [5] факторизацию подынтегральной функции в (12), получим в конечном счете следующее выражение для $F(w)$:

$$F(w) = -\frac{A}{2\pi i}\, \frac{\sqrt{k-h}\sqrt{k-w}}{(w - k\sec\varphi)(w+h)(k\sec\varphi - h)}, \tag{15}$$

причем считается, что k имеет малую мнимую часть и $\operatorname{Im} k < 0$. Откуда векторный потенциал токов, возбуждаемых пролетающей нитью, равен

$$A^{(1)}_{\omega\xi} = \frac{A\sqrt{k-h}}{c\,(k\sec\varphi - h)} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-iwx - i\varkappa|z|}\,dw}{(w - k\sec\varphi)(w+h)\sqrt{k+w}}. \tag{16}$$

Из формулы (16) видно, что при $w = k\sec\varphi$ подынтегральная функция имеет особенность типа простого полюса, который дает существенный вклад в интеграл при $x > 0$. Если заметить, что переменная интегрирования имеет смысл x-ой составляющей волнового вектора парциальной плоской волны излучения, то $w = k\sec\varphi$ есть просто дисперсионное уравнение для поверхностной волны на анизотропно проводящей плоскости [6]. Поэтому при $x > 0$ вычет в точке $w = k\sec\varphi$ дает векторный потенциал этой волны:

$$A^{(1)}_{\omega\xi} = \frac{\tau\beta^{\frac{1}{2}}\cos\varphi\left[\beta - \sin\alpha + i\sqrt{1-\beta^2}\cos\alpha\right]^{\frac{1}{2}}\left[(1-\beta^2)\sin\alpha - i\sqrt{1-\beta^2}\cos\alpha\right]}{\omega\sqrt{1-\beta^2}\sqrt{1+\sec\varphi}\left\{\beta + \sin\alpha\cos\varphi - i\sqrt{1-\beta^2}\cos\varphi\cos\alpha\right\}} \times$$

$$\times \frac{\exp\left[-ikx\sec\varphi - |kz\operatorname{tg}\varphi| - \dfrac{|\omega|}{v}a\sqrt{1-\beta^2}\right]}{\left\{\beta - \sin\alpha\cos\varphi + i\sqrt{1-\beta^2}\cos\varphi\cos\alpha\right\}}. \tag{17}$$

Поле поверхностной волны „стелется“ по анизотропно проводящей плоскости и эффективная „толщина“ этого поля, как нетрудно видеть из (17), равна

$$l_{эфф} = \frac{c}{\omega} \operatorname{ctg} \varphi. \tag{18}$$

При большом замедлении поверхностной волны, когда φ близко к $\frac{\pi}{2}$, $l_{эфф}$ становится очень малым.

Поток энергии в поверхностной волне можно подсчитать по формуле

$$W_n = \int_{-\infty}^{\infty} S_x dz, \tag{19}$$

где

$$S_x = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\vec{E}\vec{H}]_x dt, \tag{20}$$

и W_n имеет смысл энергии излучения, проносимой поверхностной волной через бесконечную вертикальную полосу единичной ширины. Вычисляя поля с помощью (5) и (17) и проводя интегрирование в (19) и (20), получим

$$W_n = \int_0^{\infty} W_{n\omega} d\omega, \tag{21}$$

где

$$W_{n\omega} = \frac{4\tau^2 \beta (1 - \beta \sin\alpha)(1 - \beta^2 \sin^2\alpha) \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \cos^3 \varphi e^{-2\frac{\omega}{v} a \sqrt{1-\beta^2}}}{\omega S(\beta) S(-\beta)}, \tag{22}$$

$$S(\beta) = (\beta + \cos\varphi \sin\alpha)^2 + (1 - \beta^2) \cos^2\alpha \cos^2\varphi.$$

Видно, что интеграл логарифмически расходится при малых частотах как и в аналогичных задачах о дифракционном излучениии на проводящем экране; физический смысл этой расходимости обсуждается в обзоре [1].

При релятивистской скорости нити (22) упрощается и приобретает вид

$$W_{n\omega} = 4\beta \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \frac{\tau^2}{\omega \cos\varphi} e^{-2\frac{\omega}{v} a}. \tag{23}$$

Энергия излучения в этом случае перестает зависеть от угла α и становится максимальной при большом замедлении поверхностной волны, т. е. при $\varphi \to \frac{\pi}{2}$.

При релятивистской скорости нити ($\beta \simeq 1$)

$$W_{n\omega} = \frac{4\tau^2(1-\sin\alpha)\cos^2\alpha \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}\cos^3\varphi}{\omega(1-\cos^2\varphi\sin^2\alpha)^2}. \tag{24}$$

Из формулы (24) видно, что $W_{n\omega}$ не зависит от прицельного параметра a, что физически понятно, так как в этом случае собственное поле нити представляет собой почти плоскую волну. Отметим, что при больших замедлениях поверхностной волны $W_{n\omega}$ мало и в этом случае поверхностная волна практически не возбуждается.

Кроме поверхностной волны движущаяся нить возбуждает обычное диффракционное излучение, определяемое интегрированием в (16) по берегам разреза корня $\sqrt{k+W}$. На больших расстояниях от края полуплоскости дифракционное излучение представляет собой расходящуюся цилиндрическую волну. Векторный потенциал этой волны может быть найден, если в (16) выполнить интегрирование с помощью метода перевала. Выполняя обычные для этого метода вычисления, получим

$$A^{(1)}_{\omega\xi} = \frac{\beta^{\frac{1}{2}}\tau\cos\varphi\sin\frac{\theta}{2}\sqrt{\beta-\sin\alpha+i\sqrt{1-\beta^2}\cos\alpha}}{i\omega\sqrt{k\pi R}\sqrt{1-\beta^2}(1-\cos\varphi\cos\theta)}\times$$

$$\times\frac{[(1-\beta^2)\sin\alpha-i\sqrt{1-\beta^2}\cos\alpha]\exp\left[-ikR+i\frac{\pi}{4}-\frac{|\omega|}{v}a\sqrt{1-\beta^2}\right]}{(\beta\cos\theta+\sin\alpha-i\sqrt{1-\beta^2}\cos\alpha)(\beta-\cos\varphi\sin\alpha+i\sqrt{1-\beta^2}\cos\varphi\cos\alpha)}, \tag{25}$$

где

$$x = R\cos\theta, \qquad z = R\sin\theta.$$

Спектральную плотность потока энергии в интервале углов $d\theta$ найдем, интегрируя по времени радиальную составляющую потока вектора Пойнтинга:

$$I(\theta)\,d\theta = \frac{Rc}{4\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}[\vec{E}\vec{H}]_R dt = \frac{\tau^2\beta\sin^2\frac{\theta}{2}\cos^2\varphi(1+\cos\varphi\cos\theta)}{\pi\omega(1-\cos\varphi\cos\theta)}\times \tag{26}$$

$$\times\frac{(1-\beta\sin\alpha)(1-\beta^2\sin^2\alpha)\exp\left[-2\frac{\omega}{v}a\sqrt{1-\beta^2}\right]d\theta}{\{(\beta\cos\theta+\sin\alpha)^2+(1-\beta^2)\cos^2\alpha\}\{(\beta-\cos\varphi\sin\alpha)^2+(1-\beta^2)\cos^2\alpha\cos^2\varphi\}}.$$

Формула (26), как нетрудно видеть, при $\varphi = 0$ переходит в соответствующее выражение для потока энергии дифракционного излучения, возникающего при пролете заряженной нити мимо сплошного идеально проводящего экрана [1]. Физически это означает, что во втором случае токи, наводимые в экране, текут параллельно оси x и, если это направление на анизотропно проводящей плоскости является направлением бесконечно большой проводимости, то ясно, что сплошной экран в электродинамическом отношении не отличается от анизотропно проводящей плоскости.

Интегрирование формулы (26) по углу θ позволяет получить полную энергию дифракционного излучения, приходящегося на единицу длины нити. Выполняя необходимые выкладки, получим

$$W_\omega = \frac{\tau^2\beta(1-\beta\sin\alpha)(1-\beta^2\sin^2\alpha)\cos^2\varphi\exp\left[-2\frac{\omega}{v}a\sqrt{1-\beta^2}\right]}{\omega S(\beta)S(-\beta)}\times$$

$$\times\left\{\frac{1-4\sin^4\frac{\varphi}{2}\cdot(1-\beta^2)-\beta^2\sin^2\alpha\cos^2\varphi}{\sqrt{1-\beta^2}(1-\beta\sin\alpha)}-4\operatorname{ctg}\varphi\sin^2\frac{\varphi}{2}\right\}, \quad (27)$$

где

$$S(\beta)=(1-\beta\sin\alpha\cos\varphi)^2-(1-\beta^2)\sin^2\varphi.$$

При $\varphi=0$ формула (27) переходит в соответствующую формулу [4].

В заключение остановимся кратко на случае, когда источником излучения является нить с током, пролетающая мимо полубесконечной анизотропно проводящей плоскости.

Опуская детали расчета, который мало отличается от изложенного выше, приведем ряд результатов. Угловое распределение энергии излучения здесь имеет вид

$$I_j(\theta)\,d\theta=\frac{j_0^2\operatorname{tg}^2\varphi\beta^2}{\tau^2c^2(1-\beta^2)(1-\beta^2\sin^2\alpha)}\,I(\theta)\,d\theta, \quad (28)$$

где j_0 ток нити и $I(\theta)\,d\theta$ определяется формулой (26). При $\varphi=\frac{\pi}{2}$ (28) переходит в аналогичную формулу работы [4], что является физически очевидным. Интегрирование (28) по углам дает формулу, которая отличается от (29) лишь множителем, стоящим перед $I(\theta)\,d\theta$ в (28).

Энергия поверхностной волны, возбуждаемая токовой нитью, определяется выражением

$$W_{n\omega}=\frac{4j_0^2\beta^3\sin^2\varphi\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}\cdot(1-\beta\sin\alpha)\,e^{-2\frac{\omega}{v}a\sqrt{1-\beta^2}}}{c^2\omega\cdot(1-\beta^2)S(\beta)S(-\beta)}. \quad (29)$$

Потери токовой нити на излучение в открытое пространство и на излучение поверхностной волны, как это видно из выражений (28) и (29), более сильно зависят от скорости нити, чем в случае заряженной нити. Например, при нерелятивистской скорости токовой нити энергия излучения падает со скоростью как β^3, а не β как у заряженной нити; при релятивисткой, скорости токовой нити фактор $\frac{1}{1-\beta^2}$, который отсутствует в (22) и (26), приводит к заметному увеличению энергии излучения.

Московский государственный педагогический
институт им. В. И. Ленина

Поступила 29 декабря 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский*, УФН, 88, 209 (1966).
2. *К. А. Барсуков, Л. Г. Нарышкина*, ЖТФ, 36, 800 (1966).
3. *К. А. Барсуков, Л. Г. Нарышкина*, Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, 8, 936 (1965).
4. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский*, ЖТФ, 34, 11 (1964).
5. *Л. А. Вайнштейн*, Теория диффракции и метод факторизации. Изд. „Советское радио", 1966.
6. *F. C. Karal, S. N. Karp.* Electromagnetic Theory a Antennas. E. C. Jordan Pergamon Press, 967, N. Y., 1963.

ՄԻԱԿՈՂՄԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ԿԻՍԱՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵԶՐԻ ՄՈՏՈՎ ԹՌՉՈՂ ԳԾԱՅԻՆ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Ս. Խ. ԲԵԿՈՎԱ

Դիտարկված են կիսաանսահման դիֆրակցիոն ցանցի ($l \ll \lambda$, որտեղ l-ը ցանցի պարբերությունն է, λ-ն՝ ալիքի երկարությունը) եզրի մոտով թռչող լիցքավորված և հոսանքատար լարերի դիֆրակցիոն ճառագայթման հատկությունները։ Ստացված են ճառագայթման դաշտը, էներգիան և անկյունային բաշխումը։ Հետազոտված են թռչող լարի առաջացրած դանդաղ մակերևույթային ալիքների հատկությունները։

DIFFRACTION RADIATION OF THE LINEAR SOURCE FLYING BY THE EDGE OF A SEMIPLANE WITH ONE-DIRECTION CONDUCTIVITY

K. A. BARSOUKOV and S. Kh. BEKOVA

It is considered the characteristics of diffraction radiation arising when a charged wire or a current carrying wire flies by the edge of a semi-infinite diffraction lattien with $l \ll \lambda$, where l is the lattice period, λ is the wavelength. It is found the radiatioe field, the radiation energy and its angular distribution. The characteristics of the excitation of the slow surface waves by the flying wire is investigated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 259—265 (1967)

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

А. А. ЕДИГАРЯН, М. В. ПАПЯН, Т. А. ПОГОСЯН

Изучено влияние условий термомагнитной обработки на магнитные свойства электролитических ферромагнитных пленок. Пленки осаждены на покровные стекла с проводящим слоем хрома толщиной 500 Å, полученным вакуумным напылением.

Рассматривается влияние термообработки на коэрцитивную силу (H_c), поле анизотропии (H_k) и прямоугольность ($K_т$).

Исследование термомагнитной обработки электролитических ферромагнитных пленок представляет большой теоретический и практический интерес. Как известно, термомагнитная обработка приводит к стабилизации магнитных свойств пленок [1], позволяет воздействовать на магнитные параметры пленок (коэрцитивную силу, поле анизотропии, угловую дисперсию и др.) в заданном направлении.

Впервые о влиянии термомагнитной обработки на свойства тонких ферромагнитных пленок состава Fe—Ni сообщили Вилиам и Шервуд [2]. Они установили, что при наложении магнитного поля в 200 э в направлении трудного намагничивания при температуре 300°С направление анизотропии пленок изменяется. То обстоятельство, что тонкие пленки более чувствительны к термомагнитной обработке, чем объемные материалы, авторы объяснили наличием дефектов в кристаллах (дислокаций, вакансий), а также присутствием газов в осажденной пленке.

В одной из ранних работ по термомагнитной обработке пленок Митчел [3] показал, что при отжиге (300°С) вакуумных пленок состава Ni—Fe (81/19) в инертной среде (силиконовое масло) с полем, приложенным вдоль трудной оси намагничивания, H_k пленок уменьшается, петля гистерезиса расширяется, а H_c практически на меняется. Выше 300°С пленки ориентировались в направлении внешнего поля.

Аналогичные результаты были получены рядом авторов [4, 5, 6].

Коэн [7], Гринберг и Коростоф [8] изучили влияние термомагнитной обработки на H_c, H_k, а также на угловую дисперсию анизотропии. Ими было показано, что при термомагнитной обработке вдоль трудной оси пленок в интервале температур 50—350°С H_k уменьшается, H_c остается постоянной, а угловая дисперсия резко возрастает, начиная с температуры 250°С.

Некоторые авторы пытаются объяснить механизм термообработки ферромагнитных пленок [5, 6]. В этих работах высказывается предположение об образовании сверхструктуры Ni—Fe в пленках, приводящей к увеличению угловой дисперсии анизотропии и уменьшению H_k. При этом полагают, что часть направленных пар атомов железа переходит в узлы решетки, увеличивая дальний порядок, в связи с чем уменьшается вклад направленных пар железа в анизотропию, а вместе с ним и H_k.

Во всех приведенных выше работах были исследованы пленки, полученные вакуумным напылением. По термообработке пленок, полученных электролитическим осаждением, было исследовано влияние температуры на магнитные свойства пленок в интервале температур 150—300°С при приложении поля в направлении легкого намагничивания. При этом показано, что в интервале температур 200—350°С уменьшается как угловая дисперсия анизотропии пленок, так и разброс угла легких осей пленок. Однако поведение электролитических пленок при термообработке в направлении оси трудного намагничивания в большом интервале температур не изучено.

В настоящей работе исследовалось влияние термомагнитной обработки на магнитные свойства электролитических пленок в широком интервале температур при различных направлениях и значениях приложенного внешнего поля.

Образцы и методы исследования

Исследовались образцы пленок, полученных методом электролитического осаждения, состава 81% Ni, 19% Fe, с практически нулевой магнитострикцией. Пленки получались в виде отдельных пятен диаметром 10 *мм*, толщиной 1500—2000 Å на стеклянной подложке размером 18 × 18 *мм*, покрытой проводящим слоем хрома (вакуумное напыление).

Основные магнитные параметры (поле анизотропии H_k, коэрцитивная сила $H_{c\parallel}$ в направлении легкой оси, коэрцитивная сила $H_{c\perp}$ в направлении трудного намагничивания, коэффициент K_T прямоугольности петли в направлении трудного намагничивания до и после термообработки) измерялись на феррографической установке при частоте 500 *гц*. Угловая дисперсия анизотропии и разброс осей измерялись на установке с использованием эффекта Керра следующим образом. Пленку насыщали в направлении трудного намагничивания и вблизи него полями, большими 2 H_k. Сектор углов, в котором пленка после насыщения разбивается на узкие домены, принимался за угол дисперсии 2α.

В некоторых из исследуемых образцов угловая дисперсия анизотропии измерялась также и методом Кроутера [9], однако для нашего случая он не является подходящим, так как при последовательных измерениях дисперсии после серии термообработок невозможно выбрать один и тот же участок пленки для измерения. Кроме того, известно, что данный метод дает для пятен с большим диаметром завышенные значения угловой дисперсии анизотропии по сравнению с методом, основанным на меридиональном эффекте Керра.

Термомагнитная обработка проводилась на специальной вакуумной установке, обеспечивающей остаточное давление $2 \cdot 10^{-5}$ *мм* H_g. Образцы пленок помещались в держатель с шестью кассетами друг под другом. Нагрев пленок осуществляется нагревателем, помещенным под держателем образца. Нагревательные элементы располагались таким образом, что созданное ими магнитное поле было параллельно внешнему полю. Максимальная напряженность магнитного поля составляла 500 *э*. При измерении температуры выяснилось, что имеется большой градиент температуры между кассетами, поэтому измерение температуры проводилось на всех кассетах термопарой медь—константан. Это дало возможность оценить температуру термообработки каждой пленки с точностяю до 15—20°С. Термообработка пленок была проведена в интервале температур 80—380°С. Продолжительность термообработки 30 *мин*. Охлаждение пленок после термообработки всегда происходило в печи в приложенном поле.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Термообработка по оси трудного намагничивания

Термообработка по оси трудного намагничивания может быть разделена на две области: низкотемпературную (до 200°С) и высокотемпературную (выше 200°С). Такое разделение вызвано тем, что поведение пленок в этих двух областях различно. В первой области по мере повышения температуры происходит „разрушение" анизотропии пленок: к 200°С пленки становятся изотропными с очень высоким значением угловой дисперсии анизотропии. Во второй области начинается оформление новой оси легкого намагничивания пленки вдоль приложенного магнитного поля, что сопровождается уменьшением угловой дисперсии анизотропии. На рис. 1, 2, 3 приведены графики зависимости магнитных параметров от температуры в низкотемпературной области термообработки. Как видно из этих графиков, по мере увеличения температуры термообработки происходит уменьшение H_k примерно до величины 2*э*. При этом также уменьшается $H_{c\parallel}$, приближаясь к значению 2*э*. Таким образом получаются пленки с $H_{c\parallel} = H_k$ без нарушения анизотропии пленок при температурах 130—150°С. Коэфициент прямоугольности петли гистерезиса в направлении трудного намагничивания в рассматриваемом интервале температур растет, начиная от самой низкой температуры термообработки. Очевидно, это связано с ростом отношения $\frac{H_c}{H_k}$ [10].

Угловая дисперсия анизотропии вплоть до температуры 130° не изменяется. Увеличение угловой дисперсии наблюдается, начиная от температуры 130°С, причем это увеличение довольно резкое.

Интересно отметить, что если эти пленки подвергнуть снова термообработке в направлении легкого намагничивания, но уже при более высокой температуре, то исходные значения всех параметров, в том числе и величина угловой дисперсии анизотропии, полностью восстанавливаются.

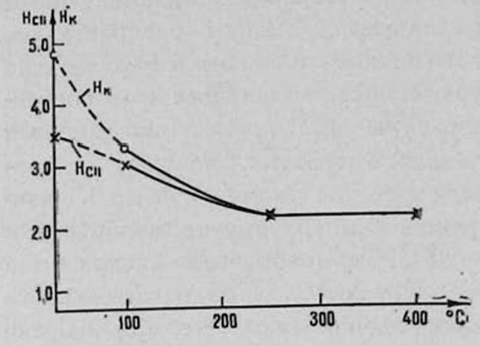


Рис. 1. Зависимость H_k и $H_{c\parallel}$ пленок от температуры термообработки.

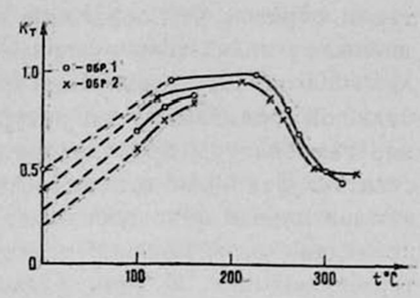


Рис. 2. Зависимость коэффициента прямоугольности петли гистерезиса по трудной оси намагничивания от температуры.

При дальнейшем повышении температуры термообработки (высокотемпературная область—выше 200°C) наступает поворот оси анизотропии на 90°, т. е. исходные оси легкого и трудного намагичивания меняются местами. Этот поворот происходит, начиная от температуры 230—260°C. Пленка перед этим поворотом, как было отмечено, становится изотропной с очень большой угловой дисперсией анизотропии. При дальнейшей тормообработке (уже в направлении новой легкой оси) угловая дисперсия уменьшается и, если температура термообработки достигнет 350°C, может дойти до исходных значений. Аналогичные явления наблюдаются и для других параметров (рис. 2, 4), кроме H_k, значение которого остается несколько заниженным.

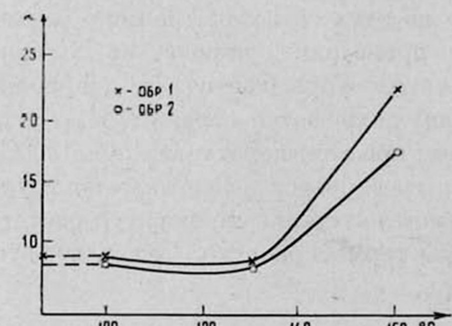


Рис. 3. Изменение угловой дисперсии анизотропии от температуры термообработки.

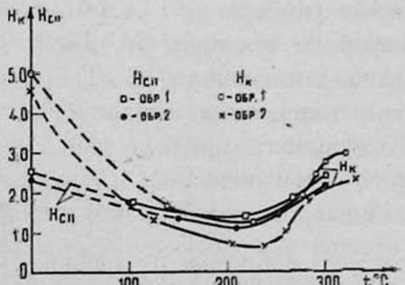


Рис. 4. Зависимость H_c и H_k от температуры термообработки по трудной оси.

2. Термообработка в направлении оси легкого намагничивания

Результаты термомагнитой обработки в направлении оси легкого намагничивания показаны на рис. 5. Как видно из рисунка, вплоть до температуры 350° магнитные параметры $H_{c\parallel}$, H_k и $H_т$ практически не изменяются, однако разброс легких осей и угловая дисперсия анизотропии заметно уменьшаются. При температурах выше 360° наблюдается увеличение H_k и $H_{c\parallel}$. Если вначале вести термообработку в направлении трудного намагничивания в условиях, приводящих к повороту легкой оси (230—250°C), а затем в направлении легкого намагничивания, то ось анизотропии снова возвращается в свое первоначальное положение, но при этом значение H_k остается несколько заниженным. Предварительная же термообработка в направлении легкого намагничивания при упомянутой температуре затрудняет поворот оси анизотропии. Этот поворот происходит уже при более высокой температуре.

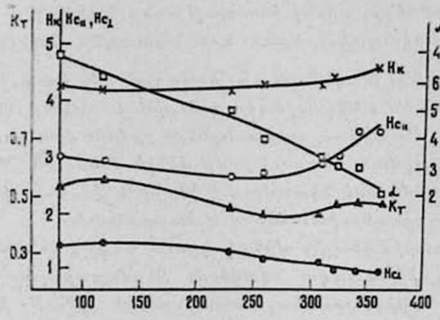


Рис. 5. Изменение магнитных параметров пленок от температуры термообработки вдоль легкой оси намагничивания.

3. Влияние величины поля термообработки

В литературе высказывается мнение, что поле в два-три раза большее H_k является достаточным для термообработки и дальнейшее увеличение поля существенно не влияет на результаты.

Нами была проведена серия термообработок при различных величинах приложенного поля в интервале 50—500 э и оказалось, что изменения магнитных свойств пленок были всегда одними и теми же, независимо от величины поля. Поэтому можно считать, что поле в 50 э вполне достаточно для термомагнитной обработки этих пленок. Ниже 50 э влияние поля не исследовалось.

НИИ математических машин — Поступила 29 декабря 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Chang, U. Guanola, M. Sagal*, Jour. Appl, Phys., 35, 830 (1964).
2. *H. Williams, R. Scherwood*, Jour. Appl. Phys. 28., 548 (1957).

3. *E. Mitchell*, Jour. Appl. Phys., 29, 286 (1958).
4. *W. Chu, J. Wolf, B. Wagner*, Jour. Appl. Phys., 30, 2778 (1959).
5. *A. Sägmüller*, Zeitschr. angew. Physik, 13, 154 (1961).
6. *K. Y. Ahn, G. S. Ansell, C. T. Barton, W. R. Beam*, Jour. Appl. Phys., 35, 1653 (1964).
7. *M. Cohen*, Jour. Appl. Phys., 34, 1187 (1964).
8. *E. Greenberg, E. Korostoff*, Jour. Appl. Phys., 35, 1653 (164).
9. *T. Crouther*, Jour. Appl. Phys., 33, 1399 (1962).
10. *E. Feldkeller*, Zeitschr. angew. Physik, 28, 548 (1957).

ԷԼԵԿՏՐՈԼԻՏԻԿ ՖԵՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՋԵՐՄԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄՇԱԿՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՐԱՆՑ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ա. Ա. ԵԴԻԳԱՐՅԱՆ, Մ. Վ. ՊԱՊՅԱՆ, Թ. Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է ջերմամագնիսական մշակման ազդեցությունը էլեկտրոլիտիկ եղանակով ստացված բարակ ֆերոմագնիսական թաղանթների մագնիսական հատկությունների վրա։ Թաղանթները, որոնց հաստությունը կազմում է 1500—2000 Å, նստեցվում են միկրոսկոպի ծածկապակու վրա, որը նախապես վակուումում պատվում է քրոմի հաղորդիչ շերտով (500 Å)։ Մագնիսական դաշտում (30 էրստ.) նստեցնելիս թաղանթը ձեռք է բերում մագնիսական անիզոտրոպիա դյուրին և դժվար փոխուղղահայաց մագնիսացման առանցքներով։ Ստացված արդյունքների հիման վրա ցույց է տրված հետևյալը.

1. Դժվար մագնիսացման ուղղությամբ մինչև 130—150°C ջերմաստիճանը ջերմամագնիսական մշակման ժամանակ նկատվում է H_k-ի և $H_{c\parallel}$-ի փոքրացում, իսկ անիզոտրոպիայի անկյունային դիսպերսիան մնում է հաստատուն։

130—250°C ջերմաստիճանային միջակայքում տեղի է ունենում դիսպերսիայի խիստ մեծացում, H_k-ի և $H_{c\parallel}$-ի հետագա նվազում։ Ջերմաստիճանը 230—260°C հասցնելուց հետո տեղի է ունենում անիզոտրոպիայի առանցքների շրջում։ Ջերմաստիճանի հետագա բարձրացման հետ H_k-ի և $H_{c\parallel}$-ի աճում են, $H_{c\parallel}$-ն հասնում է նախնական արժեքին, իսկ H_k-ն դառնում է որոշ չափով փոքր։

2. 80—250°C ջերմաստիճանային միջակայքում թաղանթի դժվար մագնիսացման ուղղությամբ լրացուցիչ ջերմամագնիսական մշակումից հետո հեշտ մագնիսացման ուղղությամբ կատարած ջերմամագնիսական մշակումով բոլոր նախնական հատկությունները վերականգնվում են, այդ թվում նաև անիզոտրոպիայի անկյունային դիսպերսիան։ Եթե դժվար մագնիսացման ուղղությամբ լրացուցիչ ջերմամագնիսական մշակումով (250°C-ից բարձր ջերմաստիճանում) անիզոտրոպիայի առանցքները շրջվում են, ապա հեշտ մագնիսացման ուղղությամբ հետագա ջերմամագնիսական մշակումով անիզոտրոպիայի առանցքները ընդունում են նախնական ուղղությունները, բայց H_k-ի արժեքը չի վերականգնվում՝ մնում է փոքրացված։ Այս եղանակով ստացվում է ֆերրոմագնիսական թաղանթ $H_{c\parallel}=H_k$։

3. Հեշտ մագնիսացման ուղղությամբ 80—360°C ջերմաստիճանային միջակայքում ջերմամագնիսական մշակման ժամանակ փոքրանում են անկյունային դիսպերսիան, $H_{c\perp}$-ն և ֆերոմագնիսական թաղանթի հեշտ առանցքի շեղումը, ըստ որում $H_{c\parallel}$-ն և H_k-ն մինչև 300°C գործնականորեն չեն փոխվում։ Ջերմաստիճանի հետագա բարձրացումից $H_{c\parallel}$-ն և H_k-ն մեծանում են։

THE EFFECT OF THERMOMAGNETICAL TREATMENT ON MAGNETIC PROPERTIES OF ELECTROPLATED FERROMAGNETIC FILMS

A. A. EDIGARYAN, M. V. PAPYAN and T. A. POGHOSSYAN

The influence of the conditions of thermomagnetical treatment on the magnetic properties of the electroplated ferromagnetic films has been studied. The films were deposited on glass slides and covered with conducting layers of 500 Å Cr by vacuum deposition. The influence on the coercitive force (H_c), the anysotropy field (H_k) and the rectangularity (K_T) has been considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 266—273 (1967)

МАЛЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНО-СЖИМАЕМОЙ ГРАВИТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

Р. С. ОГАНЕСЯН

Изучаются малые колебания в изотермической самогравитирующей среде цилиндрической симметрии с учетом сжимаемости и неоднородности распределения плотности в равновесном состоянии.

Линеаризация исходной системы гидродинамических уравнений и уравнений гравитационного поля проводится по методу работы [1]. В качестве граничных условий задачи используется требование конечности полученных решений по всему объему, занятому гравитирующей материей [2].

Установлено, что сочетание методов работ [1, 2, 3] при решении этой задачи дает возможность указать лишь на ограниченность спектра частот возмущений и приближенную область изменения критической длины волны.

Вопросам устойчивости цилиндрической конфигурации (жидкая струя, плазменный шнур, гравитирующий цилиндр) по отношению к малым колебаниям посвящено много работ.

Одновременный учет факторов сжимаемости и неоднородности распределения плотности при рассмотрении устойчивости самогравитирующих систем приводит к сложным, даже в линейном приближении, уравнениям. Поэтому часто пренебрегают либо сжимаемостью, либо неоднородностью. В работах [4—8 и т. д.] не учитывается сжимаемость и рассматривается устойчивость жидких однородных и неоднородных цилиндрических конфигураций. В работах [9—11 и т. д.], учитывая сжимаемость газовых цилиндров, пренебрегают неоднородностью распределения плотности в равновесном состоянии. В работах [12, 14] для учета этих двух факторов рассматривается локальная устойчивость, в ряде случаев находятся критерии устойчивости методом Релея-Ритца без нахождения спектра частот.

Вообще говоря, определение спектра частот является существенным в теории малых колебаний, поскольку из него автоматически получается критерий устойчивости.

Для решения рассматриваемой задачи в основу полагаются уравнения гидродинамики и гравитационного поля

$$\rho\frac{d\vec{v}}{dt} = -\operatorname{grad} P - \rho\operatorname{grad} U,$$

$$P = \frac{\theta}{m}\rho = \frac{R}{\mu}\rho T; \qquad \frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho\vec{v}) = 0, \tag{1}$$

$$\nabla^2 U = 4\pi G\rho.$$

В рамках линейной теории решение этой системы уравнений представляется в виде

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho; \qquad P = P_0 + \delta P; \qquad U = U_0 + \delta U, \tag{2}$$

где ρ_0, P_0 и U_0 являются решениями следующей системы уравнений равновесного состояния:

$$\begin{gathered} \operatorname{grad} P_0 = -\rho_0 \operatorname{grad} U_0, \\ P_0 = \frac{\theta}{m}\rho_0; \qquad \nabla^2 U_0 = 4\pi G\rho_0, \end{gathered} \tag{3}$$

а $\delta\rho$, δP, δU — суть подлежащие определению малые изменения соответствующих величин. Они выражаются через вектор смещения $\vec{\xi} = (\xi_r, \xi_z)$ следующим образом [1]:

$$\delta\rho = -\operatorname{div}(\rho_0\vec{\xi}); \quad \delta P = -\frac{\theta}{m}\operatorname{div}(\rho_0\xi), \quad \delta U = (\xi \operatorname{grad} U_0). \tag{4}$$

Предполагается, что возмущения симметричны относительно оси z. Имея в виду (2), (3), (4), исходную систему уравнений (1) после линеаризации можно представить в виде [15]

$$\begin{gathered} \frac{d^2\vec{\xi}}{dt^2} = -\operatorname{grad}\Phi, \\ \Phi = -\frac{\theta}{m}\left\{\operatorname{div}\vec{\xi} + \frac{2\xi_r}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dr}\right\}. \end{gathered} \tag{5}$$

Следовательно, для решения поставленной задачи необходимо знать закон распределения плотности ρ_0 в равновесном состоянии.

Из (3) видно, что для нахождения ρ_0 необходимо решить нелинейное уравнение относительно самосогласованного потенциала гравитационных сил вида

$$\begin{gathered} \nabla^2 U_0 = 4\pi G\rho(0)\, e^{-\frac{m}{\theta}U_0}, \\ \rho_0 = \rho(0)\, e^{-\frac{m}{\theta}U_0}. \end{gathered} \tag{6}$$

Уравнение (6) не имеет решения с постоянной плотностью распределения гравитирующей материи, поэтому при всякой попытке решить систему уравнений (5), полагая в ней $\rho_0 = \text{const}$, задача становится некорректной.

Точное и общее решение уравнения (6) с граничными условиями $U_0(0) = U_0'(0) = 0$ имеет вид [16, 17]

$$U_0(r) = \frac{2\theta}{m}\ln(1 + \eta^2 r^2). \tag{7}$$

Для плотности находим

$$\rho_0 = \rho(0)(1+\eta^2 r^2)^{-2}, \tag{8}$$

где $\rho(0)$ — плотность на оси симметрии $r=0$, а

$$\eta^2 = \frac{\pi G\rho(0)\, m}{2\theta} = \frac{\pi G\rho(0)\,\mu}{2RT}. \tag{9}$$

Основная характерная черта этого решения — быстрое, но монотонное убывание плотности с расстоянием и конечность массы единицы длины. У рассматриваемой системы фактически нет резко очерченной граничной поверхности; давление и плотность обращаются в нуль только в бесконечности.

Перепишем систему уравнений (5) в виде

$$\begin{gathered}\frac{\partial^2\xi_r}{\partial t^2} = -\frac{\theta}{m}\frac{\partial}{\partial r}\left\{\operatorname{div}\vec{\xi} + \frac{2\xi_r}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dr}\right\},\\ \frac{\partial^2}{\partial t^2}\left\{\operatorname{div}\vec{\xi} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\xi_r)\right\} = \frac{\theta}{m}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left\{\operatorname{div}\vec{\xi} + \frac{2}{r}\frac{\xi_r}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dr}\right\},\end{gathered} \tag{10}$$

и представим ее решение так:

$$\begin{gathered}\xi_r(r, z, t) = \tilde{\xi}_r(r)\exp\{i(\omega t - kz)\},\\ \operatorname{div}\vec{\xi} = F(r)\exp\{i(\omega t - kz)\},\end{gathered} \tag{11}$$

где $\tilde{\xi}_r(r)$ и $F(r)$ — неизвестные функции, для определения которых с помощью (11) и (10) получим следующие уравнения:

$$\begin{gathered}(k^2c^2 - \omega^2)F(r) = -\left\{\frac{\omega^2}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\tilde{\xi}_r) + k^2c^2\frac{2\xi_r}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dr}\right\},\\ \omega^2\tilde{\xi}_r = -c^2\left\{\frac{\partial F}{\partial r} + 2\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\xi_r}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dr}\right)\right\}\end{gathered} \tag{12}$$

($c = \theta/m$ скорость звука).

Исключая $F(r)$, с учетом (8) получим

$$\tilde{\xi}_r'' + \frac{1-7\eta^2r^2}{r(1+\eta^2r^2)}\tilde{\xi}_r' - \left\{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{1}{r^2} + \frac{8\eta^2(1-\eta^2r^2)}{(1+\eta^2r^2)^2}\right\}\tilde{\xi}_r = 0. \tag{13}$$

Теперь необходимо решить это уравнение и с помощью граничных условий установить связь между ω и k, то есть найти дисперсионные уравнения или спектр частот.

Формальное решение уравнения (13) можно найти с помощью обобщенных степенных рядов. Однако при этом между неизвестными коэффициентами ряда получается многочленная рекурентная формула, которая чрезвычайно осложняет рассмотрение вопросов сходимости ряда.

В данной задаче доказательство сходимости полученных решений очень существенно в связи с получением спектра частот. Зависимость ω от k мы должны выбрать таким образом, чтобы уравнение (13) во всей области переменной r $(0 \leqslant r \leqslant \infty)$ оказалось конечным.

Таким образом, естественное требование конечности полученных решений выступает в роли граничных условий и определяет спектр частот.

Такой подход применяется при исследовании устойчивости не только гравитирующих, но и плазменных неоднородных образований [2, 18].

Ввиду непригодности формального решения поступим иначе.

Прежде всего рассмотрим возможность распространения звуковых колебаний, полагая в (13) $\omega^2 / k^2 = c^2$.

Далее, обозначая $1 + \gamma^2 r^2 = x$, после некоторых преобразований уравнение (13) можно привести к уравнению класса уравнений Фукса

$$\tilde{\xi}_r'' + \left(\frac{1}{x-1} - \frac{4}{x}\right)\tilde{\xi}_r' - \left[\frac{1}{4(x-1)} - \frac{4}{x^2} + \frac{2}{x-1} - \frac{2}{x}\right]\tilde{\xi}_r = 0, \quad (14)$$

которое, в свою очередь, с помощью подстановки

$$\tilde{\xi}_r = x^p (x-1)^g u(x), \quad (15)$$

приводится к гипергеометрическому уравнению Гаусса путем подходящего выбора p и g ввиду их произвольности [19].

Подставляя (15) в (14), для определения $u(x)$ получим

$$x(x-1)u'' + [(2p+2g-3)x - (2p-4)]u' + (p-2)(1+2g)u = 0, \quad (16)$$

где

$$p^2 - 5p + 4 = 0, \quad g^2 = 1/4, \quad (17)$$

или, обозначая

$$\alpha + \beta + \gamma = 2p + 2g - 3; \quad \alpha\beta = (p-2)(1+2g); \quad \gamma = 2p - 4, \quad (18)$$

уравнение (16) преобразуется к виду

$$x(x-1)u'' + [(\alpha+\beta+1)x - \gamma]u' + \alpha\beta u = 0. \quad (19)$$

Решая систему алгебраических уравнений (17) и (18), получим следующие возможные четыре комбинации параметров гипергеометрического уравнения Гаусса (19):

1) $p = 4, \quad g = 1/2,$ $(\alpha = 1, \ \beta = \gamma = 4)$ 2) $p = 4, \quad g = -1/2,$ $(\alpha = 3, \ \beta = 0, \ \gamma = 4),$

3) $p = 1 \quad g = 1/2,$ $(\alpha = 1, \ \beta = \gamma = -2),$ 4) $p = 1, \quad g = -1/2,$ $(\alpha = -3, \ \beta = 0, \ \gamma = -2).$

Решения (19) при $\alpha = 1$, $\beta = \gamma$ [1 и 3] совпадают независимо от конкретных значений параметров β:

$$u_1(x) = u_3(x) = \left(\frac{1}{x}\right)^{\alpha} F\left(\alpha, \ 1 + \alpha - \gamma, \ 1 + \alpha - \beta, \ \frac{1}{x}\right) =$$

$$= \frac{1}{x} F\left(1, \ -2, \ -2, \frac{1}{x}\right) = \frac{1}{x-1}; \quad x > 1. \quad (20)$$

Решения 2) и 4), соответствующие $\beta=0$, также совпадают, и согласно определению гипергеометрической функции Гаусса находим $u_2=u_4=1$.

Подставляя эти значения в (15), получим для $\tilde{\xi}_r$ два решения

$$\tilde{\xi}_r = x^4(1-x)^{-1/2} = (\eta r)^{-1}(1+\eta^2 r^2)^4, \tag{21}$$

$$\tilde{\xi}_r = x(1-x)^{-1/2} = (\eta r)^{-1}(1+\eta^2 r^2). \tag{22}$$

Но из них только решение (21) удовлетворяет первому уравнению системы (12) при $\omega^2=k^2c^2$. Полученное решение (21) не удовлетворяет условию конечности, оно расходится при $r\to 0$ и $r\to\infty$. Следовательно, в исходном уравнении (12) параметр $k^2-\omega^2/c^2\neq 0$, то есть в рассматриваемой среде (как и в среде плоской симметрии [3]) возможность существования звуковых колебаний исключается. Эта возможность не исключается в работе [2].

Теперь вернемся к решению исходного уравнения (13), которое с помощью обозначения $\eta r = x$ можно привести к виду

$$\tilde{\xi}_r'' + \frac{1-7x^2}{x(1+x^2)}\tilde{\xi}_r' - \left[\alpha^2 + \frac{1}{x^2} + \frac{8(1-x^2)}{(1+x^2)^2}\right]\tilde{\xi}_r = 0, \tag{23}$$

где

$$\alpha^2 = \eta^{-2}\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) = \frac{2\theta}{\pi G\rho(0)\,m}\left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right]. \tag{24}$$

Рассмотрим решение уравнения (23) в двух предельных случаях, когда $x\ll 1$ и $x\gg 1$.

При $x\ll 1$ имеем

$$\tilde{\xi}_r'' + \frac{1}{x}\tilde{\xi}_r' - \left(\sigma^2 + \frac{1}{x^2}\right)\tilde{\xi}_r = 0, \tag{25}$$

где

$$\sigma^2 = \alpha^2 + 8 = \frac{2\theta}{\pi G\rho(0)\,m}\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) + 8.$$

σ^2 может принимать как положительные так и отрицательные значения в зависимости от знака $k^2 - \dfrac{\omega^2}{c^2}$.

В обоих случаях при $x=0$ получаются конечные решения в виде

$$\tilde{\xi}_r = AI_1(\sigma x) = AI_1(\sigma\eta r) \quad \text{при} \quad \sigma^2>0, \tag{26}$$

$$\tilde{\xi}_r = A_1J_1(\sigma x) = A_1J_1(\sigma\eta r) \quad \text{при} \quad \sigma^2<0. \tag{27}$$

Выбор между этими решениями зависит от знака параметра $k^2-\omega^2/c^2$, который однозначным образом можно определить путем рассмотрения второго предельного случая ($x\gg 1$). При этом из (23) получим

$$\tilde{\xi}_r'' - \frac{7}{x}\tilde{\xi}_r' + \left(\alpha^2 - \frac{7}{x^2}\right)\tilde{\xi}_r = 0. \tag{28}$$

Путем замены переменной $t = ix$ уравнение (28) можно привести к виду

$$\tilde{\xi}_r'' - \frac{7}{t}\tilde{\xi}_r' + \left[\alpha^2 + \frac{7}{t^2}\right]\tilde{\xi}_r = 0. \tag{29}$$

Решение этого уравнения представим в виде

$$\tilde{\xi}_r = t^4 \varphi(t). \tag{30}$$

Для определения неизвестной функции $\varphi(t)$ получим уравнение Бесселя

$$\varphi'' + \frac{1}{t}\varphi' + \left(\alpha^2 - \frac{9}{t^2}\right)\varphi(t) = 0,$$

общее решение которого есть

$$\varphi(t) = AJ_3(\alpha t) + BN_3(\alpha t).$$

Полагая $t = ix$, получим

$$\varphi = AI_3(\alpha x) + BK_3(\alpha x).$$

В силу конечности решения при $x = \eta r \to \infty$ должно $A = 0$. Следовательно, для $\tilde{\xi}_r$ согласно (30) имеем

$$\tilde{\xi}_r = B(\eta r)^4 K_3(\eta\alpha r). \tag{31}$$

Пользуясь асимптотическим представлением функции Бесселя при больших r, получаем

$$\tilde{\xi}_r = B(\eta r)^{7/4}\left(\frac{\pi}{2\alpha}\right)^{1/2} e^{-\alpha\eta r}. \tag{32}$$

Поскольку $\alpha \neq 0$ полученное решение (32) всегда конечно при больших, но конечных r.

Требование конечности решения при $r \to \infty$ приводит к условию $\alpha > 0$, или из (24) имеем

$$\frac{2\theta}{\pi G\rho(0)m}\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) = n > 0. \tag{33}$$

η^2 оставляется из соображения размерности, n — положительное число. Из (33) находим значение ω^2

$$\omega^2 = k^2c^2 - \frac{1}{2}\pi G\rho(0)\,n, \tag{34}$$

которое представляет собой полный спектр частот.

Докажем, что n — ограниченное число. Допустим, что $n \to \infty$. Следовательно и σ неограниченно возрастает, тогда, пользуясь асимптотическим значением функции Бесселя, из (20) имеем

$$\tilde{\xi}_r(r) = A\left(\frac{1}{2\pi\sigma\eta r}\right)^{1/2} e^{\sigma\eta r} \simeq A\left(\frac{1}{2\pi\eta n r}\right)^{1/2} e^{n\eta r}.$$

Из последней формулы видно, что при неограниченном возрастании n $\tilde{\xi}_r \to \infty$ а это противоречит требованию конечности. Таким образом, изменение n происходит в конечной области, то есть n ограничено. Более конкретно конечность n можно доказать пользуясь условием $|\delta\rho/\rho_0| \ll 1$. Но аналитически это сделать невозможно в виду сложности выражения для решений. Поэтому при необходимости надо численно провести вычисления, что не входит в задачу настоящей работы.

Существенно отметить, что аналогичный спектр частот был получен и для плоской симметрии при точном решении линеаризованного уравнения относительно ξ. Следовательно, можно утверждать, что точное или численное решение (23) к качественно новому результату не приведет.

Спектр частот можно получить также путем исследования пространственно-временного поведения компоненты ξ_z, которая легко вычисляется с помощью ξ_r. Приведем значение ξ_z без вычисления

$$\tilde{\xi}_z = e^{i(\omega t - kz)} \begin{cases} \dfrac{Aik\eta c^2}{\omega^2 - k^2c^2}\{\sigma I_0(\sigma\eta r) - 8\eta r I_1(\sigma\eta r)\}, & \eta r \ll 1 \\ -\dfrac{Bic^2\eta^4 r^3}{\omega^2 - k^2c^2}\{\sigma K_3(\alpha\eta r) + \alpha\eta r K_2(\alpha\eta r)\}, & \eta r \ll 1 \end{cases}.$$

Из (34) видно, ω^2 может принимать как положительные, так и отрицательные значения. При положительных значениях ω^2 распространяются малые колебания, амплитуда которых постепенно уменьшается по r, обращаясь в нуль на бесконечности. При отрицательных значениях ω^2 амплитуда колебаний неограниченно возрастает со временем. Условием $\omega^2 = 0$ определяется критическая длина волны

$$\lambda_c^2 = \frac{8\pi c^2}{G\rho(0)\, n} = \frac{8\pi RT}{G\rho(0)\, \mu n}, \tag{35}$$

область изменения которой определяется изменением n. При подходящем выборе n из (35) получается критерий устойчивости, установленный в работе [11].

Свойства проявления гравитационной неустойчивости цилиндрической конфигурации не зависят от состояния вещества. Для жидких конфигураций λ_c определяется точно, а при учете факторов сжимаемости и неоднородности можно лишь приблизительно указать область изменения λ_c.

Ереванский государственный
университет

Поступила 20 января 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. B. Bernstein, E. A. Frieman, M. D. Kruskal, R. M. Kulsrud*, Proc. Roy, Soc., 244, 17 (1958).
2. *P. Ledoux*, Ann. Astrophys. 14, 438 (1951).
3. *Р. С. Оганесян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 186 (1966).
4. *С. Чандрасекар, Э. Ферми*, ПСФ, 2, 108 (1954).
5. *Р. С. Оганесян*, Астрон. Ж., 33, 928 (1956).
6. *G. S. Murty*, Arkiv fis, 19, № 6, 483 (1961).
7. *J. M. Gandhi*, Astrophy. J., 135, 2 (1962).
8. *В. А. Варданян*, Изв. АН АрмССР (серия физ.-мат. наук), 17, № 2, 127 (1964).
9. *Э. А. Дибай*, Астрон. Ж., 34, 954 (1957).
10. *A. G. Pacholczyk*, Acta astron., 10, № 1, 1 (1960).
11. *Т. В. Попова*, Астрон. Ж. 39, 5 (1962).
12. *A. G. Pachoczyk*, Atti della Academia delle Science di Torino, 94, 1 (1960).
13. *A. G. Pacholczyk*, Acta astron., 13, № 1, 1 (1963).
14. *J. S. Stodolkiewiez*, Acta astron., 13, № 1, 30 (1963).
15. *А. В. Северный*, Успехи астроном. наук 2, 206 (1941).
16. *А. А. Власов*, Вестник МГУ, 4, 95 (1957).
17. *А. А. Власов*, Статистические функции распределения, М., 1966.
18. *Б. А. Трубников*, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций 1, М. (1958).
19. *Э. Камке*, Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, М. (1961).

ՓՈՔՐ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՀԱՄԱՉԱՓՈՒԹՅԱՄԲ ՕԺՏՎԱԾ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ-ՍԵՂՄԵԼԻ ԳՐԱՎԻՏԱՑԻՈՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ռ. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ուսումնասիրվում են փոքր տատանումները իզոթերմիկ գլանային համաչափությամբ օժտված սեղմելի գրավիտացիոն միջավայրում, հաշվի առնելով խտության անհամասեռ բաշխումը հավասարակշռության վիճակում։

Հիդրոդինամիկայի և գրավիտացիոն դաշտի հիմնական հավասարումների գծայնացումը կատարված է [1] աշխատանքի մեթոդով։ Գրավիտացիոն միջավայրի ամբողջ ծավալում ստացված լուծումների վերջավոր լինելու պահանջը համաձայն [2] աշխատանքի, օգտագործվում է որպես սահմանային պայման։ Այդ մեթոդների զուգակցումը հնարավորություն է տալիս ցույց տալ միայն տատանումների հաճախականությունների սպեկտրի սահմանափակությունը և կրիտիկական ալիքի երկարության փոփոխության մոտավոր տիրույթը։

SMALL OSCILLATIONS IN THE ISOTHERMAL, INHOMOGENEOUSLY COMPRESSIBLE GRAVITATING MEDIUM OF CYLINDRICAL SYMMETRY

R. S. OGANESSYAN

It is considered the small oscillations in the isothermal self-gravitating medium of cylindrical symmetry taking into account the compressibility and the inhomogeneity of the density distribution in the equilibrium state using the linear system of hydrodynamic equations. It is obtained the spectrum of the frequencies, and it is shown the approximate region of the change of the critical wavelength.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 274—284 (1967)

ВЛИЯНИЕ ПОЛИВИНИЛАЦЕТАТА И ПОЛИСТИРОЛА НА ОБЪЕМНУЮ ВЯЗКОСТЬ БЕНЗОЛА И ХЛОРОФОРМА

Н. М. КОЧАРЯН, Н. А. НАЛБАНДЯН, В. Ц. АРАКЕЛЯН

В работе [6] было установлено, что эффективность единичного звена молекулы полистирола по отношению к уменьшению объемной вязкости бензола составляет 2/3 от эффективности молекулы стирола.

В настоящей работе изучается влияние молекулы поливинил-ацетата на объемную вязкость бензола и полистирола на хлороформ. Найденная закономерность в работе [6] подтверждается и в этих растворах.

В концентрированных растворах полимеров, растворители которых обладают большими объемными вязкостями кнезеровского типа, коэффициент поглощения ультразвуковых волн оказывается меньше, чем в чистых растворителях, несмотря на то, что вязкость раствора в сотни раз превышает вязкость растворителя [1—2].

В подобных растворах поглощение ультразвуковых волн вызывается:

а) Вязкими потерями в растворителе при относительном движении растворителя и полимерной сетки, что приводит к дополнительным потерям ультразвуковой энергии [3, 4].

б) Влиянием молекул растворенного полимера на объемную вязкость растворителя, вследствие чего она уменьшается; коэффициент поглощения ультразвуковых волн в растворе в зависимости от концентрации полимера тоже уменьшается [1, 2, 5]. Эти оба процесса протекают одновременно и противодействуют друг другу; в зависимости от того, какой из них превалирует в подобных растворах, поглощение ультразвуковых волн может быть как больше, так и меньше поглощения чистого растворителя.

Большинство жидкостей, используемых в качестве растворителей, обладают объемной вязкостью кнезеровского типа, так что измеряемое поглощение вызывается обоими эффектами. Поэтому для количественной оценки дополнительных потерь, обусловленных трением растворителя о растворенный полимер, необходимо изучить влияние полимера на объемную вязкость растворителя, что дает возможность выделить из общего поглощения отдельные величины, обусловленные разными эффектами.

Влияние полистирола на объемную вязкость бензола изучалось в работе [6], где было установлено, что при частотах 6, 10 и 14 *Мгц* и в пределах концентрации 2—10% единичное звено молекулы полистирола более слабо влияет на объемную вязкость бензола, чем молекулы стирола, причем эффективность единичного звена молекулы по-отношению к уменьшению объемной вязкости растворителя составляет примерно 2/3 от эффективности молекулы стирола.

В настоящей работе изучается влияние поливинилацетата на объемную вязкость бензола и полистирола—на хлороформ.

Измерение поглощения проводилось при температуре 20°C импульсным методом. Радиотехническая часть подобна установке, описанной в работе [7].

Генератор радиоимпульсов вырабатывает радиоимпульсы прямоугольной формы амплитудой до 40 вольт, длительностью от 4 до 10 *мксек.* Усилитель собран по обычной супергетеродинной схеме, коэффициент усиления которого равен $3 \cdot 10^4$, промежуточная частота 3,5 *Мгц*, а полоса пропускания 250 *Кгц*. В данном усилителе измерительный аттенюатор включен после преобразователя частот, что позволяет иметь одну градуировку для любой частоты входного сигнала.

При разработке установки особое внимание было уделено измерительной камере. Измерительная камера монтировалась на прибор ИЗВ-2, который обеспечивает параллельное перемещение приемного кварца относительно излучающего.

Общий вид измерительной камеры с прибором ИЗВ-2 приведен на рис. 1, а на рис. 2 дано ее схематическое изображение. Сосуд 1, в который помещается исследуемый раствор, представляет собой стеклянный цилиндр с двойными стенками. Кварцедержатель 4 излучающего кварца вставляется в конусообразное отверстие дна сосуда 1, плотно закрывает его и не допускает течи раствора. Сосуд сверху закрывается крышкой, имеющей двойную стенку. Между двойными стенками сосуда 1 и крышкой 6 протекает вода, температура которой регулируется термостатом. Погрешность измерения поглощения с помощью данной установки не более 5% от абсолютного значения измеряемой величины.

С целью изучения влияния полимера на объемную вязкость растворителя мы исследовали поглощение ультразвуковых волн в зависимости от концентрации полимера на частотах 6, 10 и 14 *Мгц* в следующих растворах: поливинилацитат ($\overline{M} = 1{,}17 \cdot 10^5$) в винилацетате (рис. 3) и бензоле (рис. 4), полистирол ($\overline{M} = 1{,}25 \cdot 10^5$) в стироле (рис. 5) и хлороформе (рис. 6) и в смеси жидкостей винилацетат-бензол (кривая 4 на рис. 4), стирол-хлороформ (кривая 3 на рис. 6). На этих рисунках по оси ординат отложены значения избыточного поглощения $\frac{\alpha_{из}}{\nu^2} = \frac{\alpha - \alpha_0}{\nu^2}$ (α и α_0 — коэффициенты поглощения раствора и растворителя соответственно, ν — частота), а по оси абцисс—концентрация полимера в граммах на 100 *мл* растворителя.

В растворах поливинилацетата в винилацетате и полистирола в стироле не может проявляться влияние растворенного полимера на объемную вязкость растворителя, так как полимеры и растворители имеют одинаковое химического строение. Поэтому в этих растворах дополнительное поглощение ультразвуковых волн вызывается только вязкими потерями, что ведет к увеличению поглощения в зависимости от концентрации полимера.

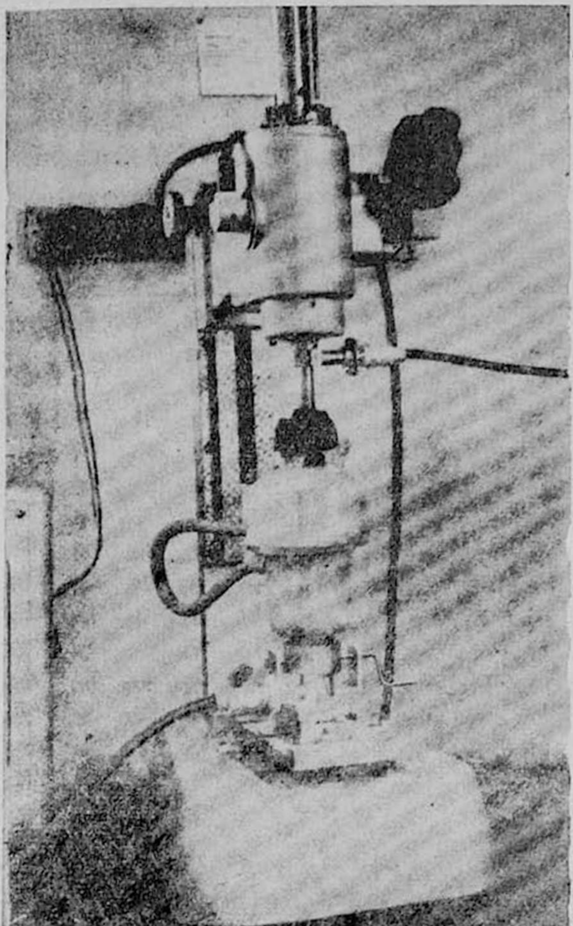


Рис. 1. Вид измерительной камеры с прибором ИЗВ-2.

В остальных двух растворах, растворители которых обладают большими объемными вязкостями, избыточное поглощение получается отрицательным, т. е. коэффициент поглощения ультразвуковых волн в растворах меньше, чем в чистом растворителе. Это говорит о том, что в этих растворах уменьшение поглощения ультразвуковых волн, обусловленное влиянием молекул растворенного полимера на объемную вязкость растворителя, превалирует над ростом поглощения, вызванным вязким трением растворителя о полимерные сетки.

Из приведенных результатов (рис. 3, 4, 5, 6) видно, что независимо от природы полимера и растворителя поглощение ультразвуковых волн в растворах полимеров имеет релаксационный характер, который вызывается исключительно присутствием полимера, так как растворители изученных растворов в исследуемом диапазоне частот не проявляют релаксационных свойств.

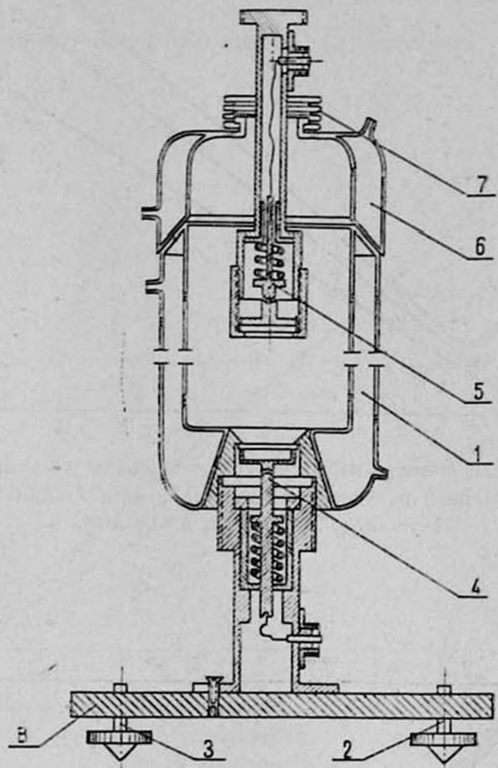


Рис. 2. Схематическое изображение измерительной камеры. 1—стеклянный сосуд, 2, 3—юстировочные винты, 4—кварцедержатель излучателя, 5—кварцедержатель приемника, 6—стеклянная крышка, 7—резиновая рубашка, 8—столик.

Релаксационный характер поглощения ультразвуковых волн в растворах полимеров вытекает также из результатов теоретических работ [8, 9, 10], основанных на концепции о частичном увлечении полимерной сетки движущимся растворителем.

Вычислим влияние полимера на объемную вязкость растворителя. Для этого в расчетах мы будем рассматривать 4% раствор поливинилацетата при частоте 10 *Мгц*. Результаты расчетов для остальных растворов приведем в таблицах.

В работе [8] было показано, что локальная вязкость раствора мало отличается от сдвиговой вязкости растворителя. Поэтому в первом приближении можно принимать, что избыточное поглощение, вызванное вязкими потерями в растворителе при относительном движении растворителя и полимера в растворах поливинилацетата в бензоле, будет равно

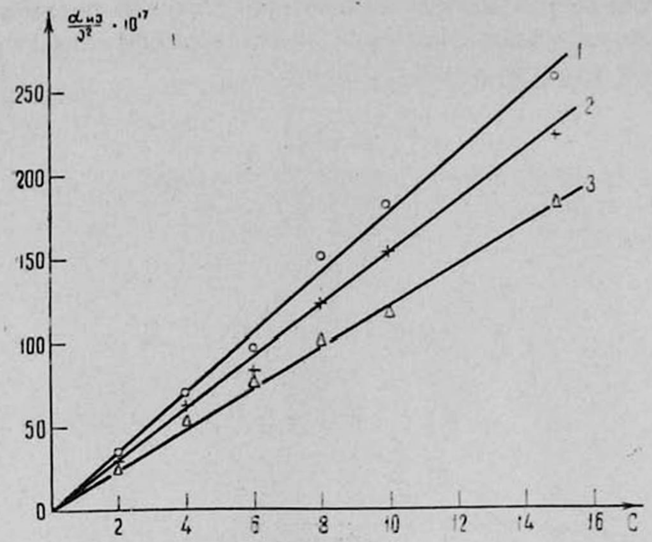


Рис. 3. Зависимость избыточного поглощения от концентрации полимера в растворах поливинилацетата в винилацетате 1—6 *Мгц*, 2—10 *Мгц*, 3—14 *Мгц*.

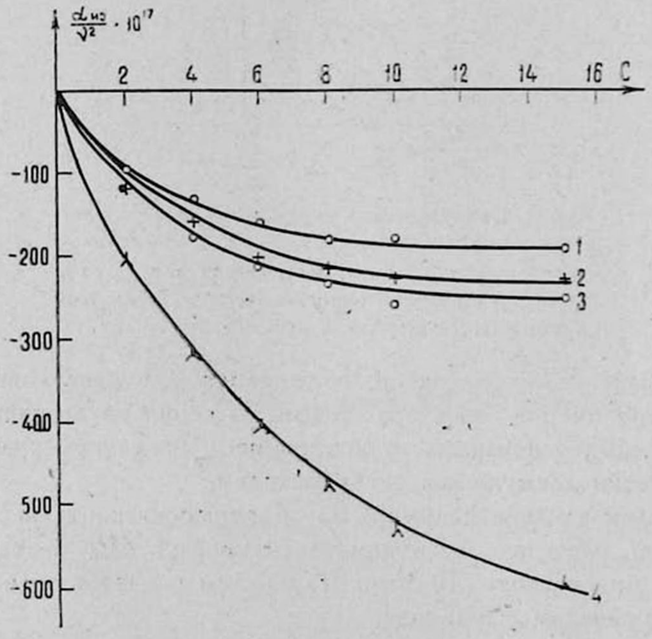


Рис. 4. Зависимости избыточного поглощения от концентрации полимера в растворах поливинилацетата в бензоле 1—6 *Мгц*, 2—10 *Мгц*, 3—14 *Мгц*, кривая 4 для смеси винилацетат-бензол (6, 10, 14 *Мгц*).

$$\left(\frac{\alpha_{\text{из.}}}{\nu^2}\right)_1 = \frac{\eta_{\text{б.}}}{\eta_{\text{в.}}}\left(\frac{\alpha_{\text{из.}}}{\nu^2}\right)_{\text{ПВА—ВА}},$$

где $\eta_б$ — вязкость (сдвиговая) бензола, $\eta_в$ — вязкость винилацетата, $\left(\frac{\alpha_{\text{из.}}}{\nu^2}\right)_{\text{ПВА—ВА}}$ — избыточное поглощение в растворах поливинилацетата в винилацетате.

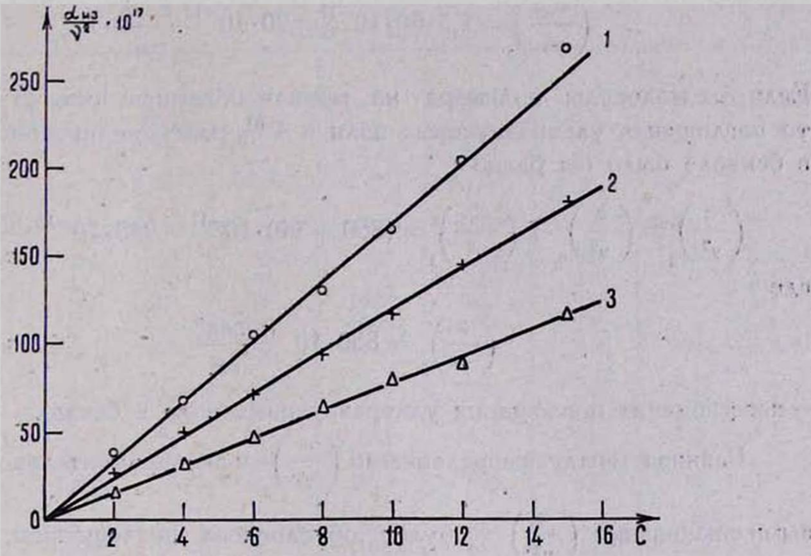


Рис. 5. Зависимость избыточного поглощения от концентрации полимера в растворах полистирола в стироле 1—6 *Мгц*, 2—10 *Мгц*, 3—18 *Мгц*.

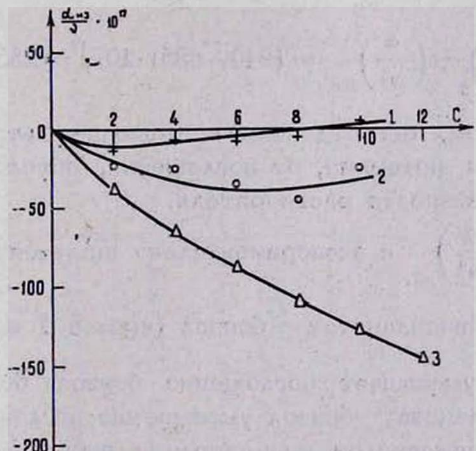


Рис. 6. Зависимость избыточного поглощения от концентрации полимера в растворах полистирола в хлороформе 1—10 *Мгц*, 2—18 *Мгц*, кривая 3 для смеси стирола в хлороформе (6, 10, 14 и 18 *Мгц*).

Для рассмотренного случая $\frac{\eta_{б.}}{\eta_{в.}} = \frac{0,647}{0,432} \approx 1,5$. Из рис. 3 для 4 % раствора при частоте 10 *Мгц* имеем

$$\left(\frac{\alpha_{из.}}{\nu^2}\right)_{ПВА-ВА} = 60 \cdot 10^{-17} \frac{сек^2}{см},$$

следовательно,

$$\left(\frac{\alpha_{из.}}{\nu^2}\right)_1 = 1,5 \cdot 60 \cdot 10^{-17} = 90 \cdot 10^{-17} \frac{сек^2}{см}.$$

Если бы молекулы полимера не меняли объемную вязкость бензола, то поглощение ультразвуковых волн в 4 % растворе поливинилацетата в бензоле было бы равно

$$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2 = \left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{б.} + \left(\frac{\alpha_{из.}}{\nu^2}\right)_1 = (850 + 90) \cdot 10^{-17} = 940 \cdot 10^{-17} \frac{сек^2}{см},$$

где

$$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{б.} = 850 \cdot 10^{-17} \frac{сек^2}{см}$$

—коэффициент поглощения ультразвуковых волн в бензоле.

Разница между вычисленными $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2$ и экспериментально полученными значениями $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{экс.}$ будет обусловлена поглощением, которое вызывается только уменьшением объемной вязкости бензола. Обозначим эту величину $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.}$, тогда

$$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.} = \left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2 - \left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{экс.} = (940-685) \cdot 10^{-17} = 255 \cdot 10^{-17} \frac{сек^2}{см}.$$

Таким образом, мы отделили поглощение ультразвуковых волн, вызванное вязкими потерями, от поглощения, обусловленого уменьшением объемной вязкости растворителя.

Сравнивая $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.}$ с экспериментально полученными значениями $\left(\frac{\alpha_{из.}}{\nu^2}\right)$ для смеси винилацетат — бензол (кривая 4 на рис. 4), мы видим, что мономер уменьшает поглощение бензола больше, чем полимер (в смеси винилацетат—бензол уменьшение поглощения ультразвуковых волн в зависимости от концентрации винилацетата вызывается только уменьшением объемной вязкости бензола). В смеси винилацетат—бензол поглощение системы уменьшается на $255. 10^{-17}$ при концентрации винилацетата $C_1 = 2,8$ %.

Принимая эффективность уменьшения объемной вязкости растворителя молекулой мономера—винилацетата равной единице, получим

$$K = \frac{2{,}8}{4} = \frac{2}{2{,}86},$$

где K — эффективность единичного звена молекулы поливинилацетата.

Результаты расчетов для растворов поливинилацетата в бензоле и полистирола в хлороформе для разных концентраций и частот приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1

ПВА—бензол

ν Мгц	$\frac{\eta_{б.}}{\eta_{в.}}$	$C\%$	$\left(\frac{\alpha_{из.}}{\nu^2}\right)_{ПВА\text{-}ВА}\cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha_{из.}}{\nu^2}\right)_1\cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2\cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{экс.}\cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.}\cdot 10^{17}$	$C_1\%$	K
6	1,50	2	35	52,5	902	755	147	1,3	2/3,06
		4	70	105	955	715	240	2,7	2/2,96
		6	105	158	1008	620	318	4	2/3,0
		8	140	210	1060	675	385	5,5	2/2,92
		10	175	262	1112	665	447	7,2	2/2,82
10	1,50	2	30	45	895	735	160	2,4	2/2,86
		4	60	90	940	685	255	2,8	2/2,86
		6	90	135	985	650	335	4,3	2/2,80
		8	120	180	1030	635	395	5,7	2/2,80
		10	150	225	1075	625	450	7,2	2/2,80
14	1,50	2	25	37,5	887	735	152	1,35	2/2,96
		4	50	75	925	675	250	2,75	2/2,92
		6	75	112	962	640	322	4,1	2/2,93
		8	100	150	1000	620	380	5,4	2/2,96
		10	125	188	1038	605	433	6,9	2/2,90

Таблица 2

ПС—хлороформ

ν Мгц	$\frac{\eta_{хл}}{\eta_{ст}}$	$C\%$	$\left(\frac{\alpha_{из.}}{\nu^2}\right)_{ПС\text{-}СТ}\cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha_{из.}}{\nu^2}\right)_1\cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2\cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{экс.}\cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.}\cdot 10^{17}$	$C_1\%$	K
10	0,765	2	24	18	393	363	30	1,4	2/2,86
		4	48	37	412	366	46	2,6	2/3,07
		6	72	55	430	370	60	3,7	2/3,24
		8	96	73,5	448,5	323	75,5	4,9	2/3,26
		10	120	92	467	375	92	6,4	2/3,12
18	0,765	2	16	12	387	360	27	1,3	2/3,07
		4	32	24	399	350	49	2,7	2/2,96
		6	48	37	412	345	67	4,3	2/2,8
		8	64	49	424	340	84	5,7	2/2,8
		10	80	61	436	345	91	6,7	2/3

Из приведенных результатов видно, что в исследуемом интервале концентраций и частот значение K получается примерно постоянным и равным 2/3.

Чтобы проверить найденную закономерность, мы исследовали поглощение ультразвуковых волн в системе полимер—растворитель-мономер в зависимости от концентрации мономора и сопоставили экспериментальные значения $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{\text{экс.}}$ с расчетными (так как исходя из найденной закономерности $K = 2/3$ и вязкости раствора, можно вычислить поглощение ультразвуковых волн в подобных системах).

Результаты эксперимента и расчета для 6% раствора полимера в растворителе (бензол—хлороформ) в зависимости от концентрации мономера (стирол, винилацетат) для разных частот приведены в таблицах 3, 4.

Таблица 3

Экспериментальные и вычисленные значения $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)\cdot 10^{17}\,\frac{\text{сек}^2}{\text{см}}$ для 6% раствора поливинилацетата в бензоле в зависимости от концентрации винилацетата

ν *Мгц*	2,5 %		5 %		7,5 %		10 %		12,5 %		15 %	
	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.
6	577	571	485	494	430	437	385	401	356	365	352	336
10	550	550	460	474	415	417	390	382	342	347	320	320
14	530	528	453	452	400	398	367	363	326	329	297	302

Таблица 4

Экспериментальные и вычисленные значения $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)\cdot 10^{17}\,\frac{\text{сек}^2}{\text{см}}$ для 6% раствора полистирола в хлороформе в зависимости от концентрации стирола

ν *Мгц*	2,5 %		5 %		7,5 %		10 %		12,5 %	
	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.
6	365	370	343	346	320	321	290	296	280	284
10	338	337	326	312	290	287	267	262	245	247
14	317	316	293	291	270	266	250	240	235	226
18	310	309	285	284	266	259	240	235	226	218

Как видно из приведенных данных, экспериментальные значения $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{\text{экс.}}$ в пределах ошибок измерения совпадают с вычисленными.

Полученное удовлетворительное согласие экспериментальных результатов и расчетными подтверждает правильность найденной закономерности.

Таким образом, из результатов данной работы и работы [6] следует, что число столкновений единичного звена молекулы с молекулами растворителя составляет 2/3 от числа столкновений молекул мономера с молекулами растворителя.

Меньшая эффективность столкновений единичного звена молекулы полимера обусловливается слабой подвижностью молекулы полимера и меньшей поверхностью соприкосновения с растворителями.

ЦНИ физико-техническая лаборатория
АН Армянской ССР

Поступила 27 января 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. М. Кочарян, Н. А. Налбандян, В. Ц. Аракелян,* и *Г. С. Фаршян,* ДАН Арм.ССР, 39, 221 (1964).
2. *A. W. Pryor,* Acustica, 4, 658 (1954).
3. *И. Г. Михайлов, Л. А. Шагалова,* ДАН СССР, 829 (1953).
4. *И. Г. Михайлов, Н. М. Федорова,* Вестник ЛГУ, сер. физики и химии, 16, 78 (1958).
5. *Н. М. Федорова,* Диссертация, ЛГУ, 1964.
6. *Н. М. Кочарян, Н. А. Налбандян,* Изв. Арм.ССР, Физика, 2, 119 (1967).
7. *К. И. Кошкин,* Сборник Применение ультраакустики к исследованию вещества, вып. I, МОПИ, М., 1954.
8. *Ю. Я. Готлиб, К. М. Салихов,* Акустический журнал, 9, 301 (1963).
9. *Ю. Я. Готлиб, К. М. Салихов, В. А. Соловьев,* Строение и физические свойства вещества в жидком состоянии, Изд. Киевского университета, 1962.
10. *К. М. Салихов,* Диссертация, ИВС АН СССР, 1963.

ՊՈԼԻՎԻՆԻԼԱՑԵՏԱՏԻ ԵՎ ՊՈԼԻՍՏԻՐՈԼԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԵՆԶՈԼԻ ԵՎ ՔԼՈՐՈՖՈՐՄԻ ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ ՄԱԾՈՒՑԻԿՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ն. Մ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ն. Ա. ՆԱԼԲԱՆԴՅԱՆ, Վ. Ց. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Պոլիմերների կոնցենտրացված լուծույթներում, երբ լուծիչները ունեն կնեզերովյան տիպի ծավալային մածուցիկություն, ուլտրաձայնային ալիքների կլանումը պայմանավորված է ա) լուծիչի և լուծված պոլիմերի շղթաների հարաբերական շարժումով, որի հետևանքով առաջանում է ուլտրաձայնային էներգիայի լրացուցիչ կորուստ, բ) լուծիչի ծավալային մածուցիկության վրա լուծված պոլիմերի ազդեցությամբ, որի պատճառով լուծույթում ուլտրաձայնային ալիքների կլանումը փոքրանում է։ Այս երկու պրոցեսները հանդես են գալիս միաժամանակ և հակազդում միմյանց։

Պոլիմերային շղթաներում ռելակսացիոն պրոցեսների հետ կապված՝ լուծույթների ստրուկտուրան և հատկությունները ուլտրաձայնային ալիքների կլանման միջոցով ուսումնասիրելու համար անհրաժեշտ է ճիշտ իմանալ ուլտրաձայնային ալիքների կլանման այն մասը, որը պայմանավորվում է լուծիչի և լուծված պոլիմերի շղթաների հարաբերական շարժումով։ Այս տեսակետից հետաքրքրություն է ներկայացնում ուսումնասիրել ուլտրաձայնային ալիքների կլանման այն մասը, որը պայմանավորված է լուծիչի ծավալային մածուցիկության վրա, լուծված պոլիմերի ազդեցությամբ։

Ներկա աշխատանքում հետազոտվում է պոլիվինիլացետատի ազդեցությունը բենզոլի և պոլիստիրոլինը՝ քլորոֆորմի ծավալային մածուցիկության վրա, պոլիմերի 2—10% կոնցենտրացիայի տիրույթում և ուլտրաձայնային ալիքների տարբեր հաճախականությունների համար։

Փորձերը ցույց են տալիս, որ պոլիմերի միավոր բջջի էֆեկտիվությունը լուծիչի ծավալային մածուցիկությունը փոքրացնելու նկատմամբ ավելի փոքր է քան մոնոմերինը, ընդորում, միավոր բջջի էֆեկտիվությունը կազմում է մոնոմերի էֆեկտիվության մոտավորապես 2/3 մասը։

THE INFLUENCE OF POLYVINYL ACETATE AND POLYSTYRENE ON THE VOLUME VISCOSITY OF BENJENE AND CHLOROFORM

N. M. KHOCHARIAN, N. A. NALBANDIAN, V. Ts. ARAKELIAN

In concentrated solutions of polymers the absorption of ultrasonic waves depends upon viscosity losses and upon the effect of the polymer on the volume viscosity of solvent. Both these processes proceed simultaneously and conteract each other. This

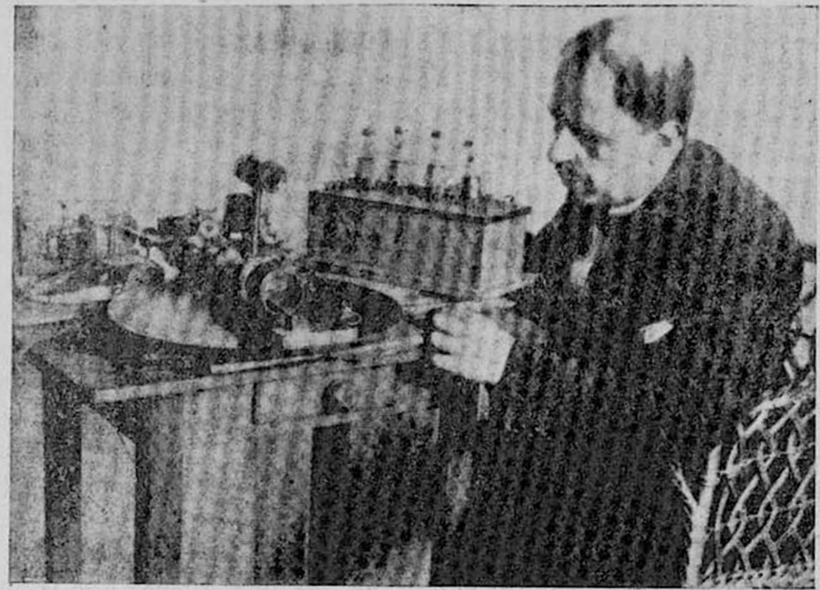
work deals with the absorption of ultrasonic waves due to the effect of the polymer on the volume viscosity of solvent. The results obtained show that a unit link of the polymer molecule causes smaller effect on the volume viscosity of solvent than on that of the monomer. Efficiency of the unit link of the polymer molecule is about 2/3 of that of the monomer molecule with respect to the decrease of the solvent volume viscosity.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 285—287 (1967)

ИЗОБРЕТАТЕЛЬ ТЕЛЕВИДЕНИЯ И ФОТОТЕЛЕГРАФА О. А. АДАМЯН

Сегодня мы мало задумываемся над историей возникновения телевидения и фототелеграфа. Оно стало неотъемлемой частью нашей жизни и быта. Но вот, перелистывая страницы недалекого прошлого, мы знакомимся с интереснейшими подробностями изобретения телевидения и фототелеграфа.

Неопровержимые факты и документы свидетельствуют, что приоритет в изобретении телевидения и фототелеграфа принадлежит советскому ученому-физику Оганесу Абгаровичу Адамяну.



Родился он в городе Баку в 1879 году, где окончил реальное училище. Высшее образование получил в Цюрихе и в Париже. С 1910 года постоянно жил в Петербурге. Имел свыше 30 изобретений. Умер в 1932 году в Ленинграде.

В этом году исполнилось 60 лет со времени получения Адамяном патентов на создание аппаратов передачи и приема изображения на расстояние. 28 марта он получает в Германии за черно-белое телевидение патент за № 197443—„Einrichtung zum Festhalten und zum Wiederholten Wiedergabe von elektrisch übertragenen Bildern und Bildfolgen“. Это изобретение молодого ученого вызвало большой интерес в научном мире того времени и рассматривалось как ценный вклад в науку. В том же 1907 году Адамян предлагает аппарат для приема и передачи двухцветных изображений. За создание двухцветного телевидения 12 июня 1907 года в Берлине ему был выдан патент за № 197183—„Vorrictung zur Umsetzung der örtlichen Schwantungen eines Oscilographen eines von dem spiegeleines Oscilographen ausgehenden Lichtbündels in Helligkeitsschwankungen einer Geiblerschen Röhre“.

1 апреля 1908 года в Англии — английский патент за № 72912, 5 мая 1908 года в России — русский патент за № 17912, 16 мая 1908 года во Франции — французкий патент за № 390326. Таковы свидетельства признания изобретений О. А. Адамяна.

Изобретения Адамяна и его идеи цветного телевидения быстро вызвали отклики в разных странах. Появились предложения использовать метод Адамяна.

В Берлине Адамян познакомился с работами К. Корна и, найдя в его системе существенные недостатки, предложил свою собственную оригинальную систему с применением так называемого „промежуточного клише“. Кайзеровская канцелярия за это изобретение 19 января 1913 года вручила Адамяну патент за № 266795.

Великая Октябрьская революция предоставила широкие возможности для расцвета таланта Адамяна. После революции О. А. Адамян подал ряд заявок в Комитет по делам изобретений и получил по ним советские патенты.

В статье „Передача изображений на расстояние инженера О. А. Адамяна“, помещенной в ноябрьском номере журнала „Технические известия“ за 1918 год, читаем: „Эта интересная проблема решена автором О. А. Адамяном весьма оригинально и правильно“.

Комитет по делам изобретений 14 января 1919 года писал О. А. Адамяну: „Извещаем Вас, что коллегия на заседании 20 декабря 1918 года по поводу рассмотрения представленных описаний и чертежей изобретенного Вами аппарата для передачи изображений на расстояние протоколом № 54 постановила: „Признать в принципе идею изобретателя достойной осуществления“*.

Советский патент в области фототелеграфа на „аппарат для передачи фотографических изображений на расстояние“ был вручен автору в июне 1920 года.

А 30 июля 1930 года аппарат Адамяна был экспериментально испытан на расстоянии между Ленинградом и Москвой. Изобретение Адамяна отличалось тем, что при приеме изображений для записи их на светочувствительный слой можно было видеть также и принимаемые изображения. Таким образом, при передаче изображения по телеграфу одновременно осуществлялось и телевидение.

Советский патент за № 171 на „Аппарат для передачи изображений на расстояние“ был вручен Адамяну по заявке № 74134 от

---

* Архив Центрального музея связи им. А. С. Попова, „Дело О. А. Адамяна (1907—1932)“.

14 июня 1920 г. Решением оценочной комиссии Комитета по делам изобретений от 6 октября 1920 года О. А. Адамян получил вознаграждение за свои многолетние труды по телевидению в размере 500 000 рублей.

Некоторые считают, что впервые черно-белые телевизионные передачи были осуществлены Бердом в Англии и Дженкинсом в США в 1925 году, но факты и документы неоспоримо доказывают, что подлинным изобретателем принципов и аппаратов телевидения является советский ученый О. А. Адамян и приоритет в этой области принадлежит ему.

В 1925 году Адамяна приглашают в Армению, где в физической лаборатории Ереванского государстренного университета он продемонстрировал передачи изображений в стенах лаборатории.

27 февраля 1925 года Адамян создал передатчик и приемник для передачи цветных изображений, то есть трехцветного телевидения, где использовал три основных цвета спектра — синий, зеленый и красный, достигнув хороших результатов.

Английскому ученому Берду только три года спустя удалось разработать и продемонстрировать передачи цветных изображений — то есть, по сути дела, „открыть“ уже открытое до этого советским ученым цветное телевидение.

А. К. ТОВМАСЯН

СОДЕРЖАНИЕ

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ