кадмия увеличивается эффективность взаимодействия ПАВ с электронами. При дальнейшем увеличении концентрации электронов проводимости амплитуда второй гармоники уменьшается как вследствие сильного затухания волны основной частоты, так и вследствие экранирования пьезоэлектрических полей кристалла возникшим объемным зарядом. Первый фактор играет бо́льшую роль, поскольку амплитуда основной волны и волны второй гармоники ПАВ уменьшаются практически до нуля. Однако упругая нелинейность тоже приводит к генерации волны второй гармоники, что проявляется при еще больших проводимостях кристалла. В этом случае большую роль играет объемный заряд, который практически полностью экранирует пьезоэлектрическое поле кристалла, и пьезополупроводник можно рассматривать как полупроводник без пьезоэффекта. На рис. 1 приведены также зависимости напряжения продольного и поперечного акустоэлектрического эффекта в зависимости от проводимости.

Известно, что при малых проводимостях электронное затухание мало и пропорционально проводимости, поэтому акустоэлектрический ток также пропорционален проводимости, т. е. существует линейная область возрастания акустоэлектрического напряжения от проводимости. Создавая с помощью неравномерной подсветки локальные неоднородности проводимости, можно с помощью короткого импульса ПАВ наблюдать, как эти неоднородности проводимости проявлялись в сигнале акустоэлектрического напряжения. Этот эффект может использоваться для сканирования одномерных оптических образов [7].

При подаче двух радиоимпульсов одинаковой частоты на преобразователи, расположенные с разных сторон кристалла полупроводника, наблюдалось встречное взаимодействие ПАВ. Импульс удвоенной частоты снимался с электродов, нанесенных на боковые поверхности полупроводникового кристалла, представлял собой акустическую свертку двух сигналов. На рис. 2 изображена зависимость сигнала свертки для различного типа съема — продольного и поперечного — от проводимости сернистого кадмия. Максимумы сигнала свертки для различного типа съема находятся при различных проводимостях.

Совпадение полученных результатов с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными из литературных источников показывает, что данная методика исследования акустоэлектронных эффектов в полупроводниках является удобной для оценки их эффективности и исследования анизотропии. Она также может найти применение для определения ряда характеристик пьезополупроводниковых и полупроводниковых монокристаллов с помощью ПАВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kino G. S., Ludvik S. et al. «IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics», 1973, **SU-20**, 162.
2. Кайно Г., Шоу Дж. «Успехи физических наук», 1974, 113, 157.
3. Коршак Б. А., Лямов В. Е., Солодов И. Ю. «Письма в ЖЭТФ», 1976, **23**, 438.
4. Гончаров К. В., Крышнева Г. В., Маматова Т. А., Сулейманов С. Х. «Акустический журнал», 1975, **21**, 527.
5. Кмита А. М., Медведь А. В., Мушкаренко Ю. Н., Федорец В. Н. «Акустический журнал», 1976, **22**, 299.
6. Гуляев Ю. В., Кмита А. М., Медведь А. В., Федорец В. Н. «Письма в ЖЭТФ», 1974, **20**, 700.
7. Takada S., Hayakawa H., Mikoshiba N. «Appl. Phys. Lett.», 1973, **23**, 415.

Поступила в редакцию
20.6 1976 г.
Кафедра
акустики

УДК 534—12

М. И. Аржанов
Ф. В. Рожин
О. С. Тонаканов

РАДИАЛЬНАЯ И АЗИМУТАЛЬНАЯ СТРУКТУРА БЛИЖНЕГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ ПРИ РАССЕЯНИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА КРУГЛОМ ЦИЛИНДРЕ

В работе [1] рассматривалась задача о ближнем поле звукового давления и колебательной скорости при рассеивании плоской звуковой волны на бесконечном круговом цилиндре радиуса r_0 с акустически мягкой и жесткой границами. В этой работе приведено аналитическое решение для компонентов скорости и проведен расчет структуры поля для точки, удаленной на расстояние $r=1{,}2\,r_0$ от оси цилиндра. Полученные в [1] диаграммы характеризуют зависимость амплитуды суммарного поля падающей и рассеянной волны в функции угла падения волны θ (при $\varphi=0$) и в функции азимутального угла φ (при $\theta=0$). Вследствие недостаточного применения вычислительной техники полная структура поля не была выявлена; в частности, не была рассчитана структура поля при различных удалениях r от оси цилиндра. Использование ЭВМ позволило завершить теоретическое исследование амлитудной структуры ближнего поля.

Решение задачи дифракции плоской звуковой волны на бесконечном круглом цилиндре для каждой из величин давления и компонентов колебательной скорости дается суммой бесконечного комплексного ряда

$$\sum_{n=0}^{\infty} Z_n = \sum_{n=0}^{\infty} X_n + j \sum_{n=0}^{\infty} Y_n.$$

Для практических расчетов важно установить критерий, при выполнении которого можно закончить вычисление членов ряда. Самым надежным критерием является нахождение остатков рядов $\sum\limits_{n=N}^{\infty} X_n$ и $\sum\limits_{n=M}^{\infty} Y_n$ и сравнение их с малой величиной ε. Очевидно, вычисление ряда должно быть прекращено при значении $n=\max\{N, M\}$, обеспечивающем выполнение условий

$$\left|\sum_{n=N}^{\infty} X_n\right| < \varepsilon, \quad \left|\sum_{n=M}^{\infty} Y_n\right| < \varepsilon.$$

Сходимость рядов $\sum\limits_{n=0}^{\infty} X_n$ и $\sum\limits_{n=0}^{\infty} Y_n$ одинакова, поэтому достаточно оценить остаток одного из них. Как показывает анализ, решение для компонента скорости V_φ сходится хуже остальных (P, V_z, V_θ), поэтому проведем оценку ряда R_N, определяющего действительную часть V_φ в случае нормального падения ($\theta=0$):

$$R_N = \sum_{n=N}^{\infty} n \sin(n\varphi) \sin\left(n\frac{\pi}{2} - \gamma_n\right) [I_n(kr)\cos\gamma_n - N_n(Kr)\sin\gamma_n],$$

где $\gamma_n = \operatorname{arctg}\dfrac{In(Kr_0)}{N_n(Kr_0)}$ для акустически мягкого цилиндра.

Рассмотрение поведения отдельных членов ряда R_N при фиксированном Kr и возрастании номера n приводит при $N > Kr/2(e^2+1/e^2)$ к оценке остатка

$$R_N < \varepsilon = \frac{e^{-\frac{N+1}{2}}}{1-e^{-1}}.$$

При вычислении остатка для $I_n(Kr)$ использовалось разложение, приведенное в [2], которое дает в первом приближении:

$$I_n(Kr) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(n^2-(Kr^2))}}\, e^{-n\left[\ln\frac{n+\sqrt{n^2-(Kr)^2}}{Kr} - \sqrt{1-\frac{(Kr)^2}{n}}\right]}.$$

Следовательно, при вычислении членов комплексных рядов до номера $N_{\min}$ $[N]$ обеспечивается погрешность величины компонента V_φ, не превышающая $\varepsilon\sqrt{2}$. Очевидно, при ограничении числа членов ряда $N_{\min}$ остальные компоненты поля будут вычисляться с погрешностью, не превышающей $\varepsilon\sqrt{2}$. Отметим, что в случае акустически жесткого цилиндра получается та же самая оценка.

Расчет на БЭСМ-4 ближнего поля проводился для значений параметра Kr_0: $0{,}25 \leqslant Kr_0 \leqslant 8$. Распределение амплитуд давления и компонентов скорости в зависимости от удаления r ($r_0 < r \leqslant r_0 + 8\lambda$) от оси акустически мягкого цилиндра приведено на рис. 1 ($Kr_0=1$) и на рис. 2 ($Kr_0=8$) для трех значений азимутального угла φ (сплошная линия $\varphi=5°$, штриховая — $\varphi=85°$ и штрихпунктирная — $\varphi=165°$) при нормальном падении волны ($\theta=0$). Из расчетов следует, что зона, где рассеянная волна пренебрежимо мала по сравнению с падающей, за цилиндром лежит на расстоянии меньшем, чем $r_0+8\lambda$, даже при $Kr_0=8$, а перед цилиндром на расстоянии большем, чем r_0+8, даже при $Kr_0=0{,}25$.

Зависимости амплитуд давления и компонентов скорости от азимутального угла φ (при $\theta=0$) в области $r_0<r<r_0+\lambda/4$ аналогичны полученным в [1]. При большем уда-

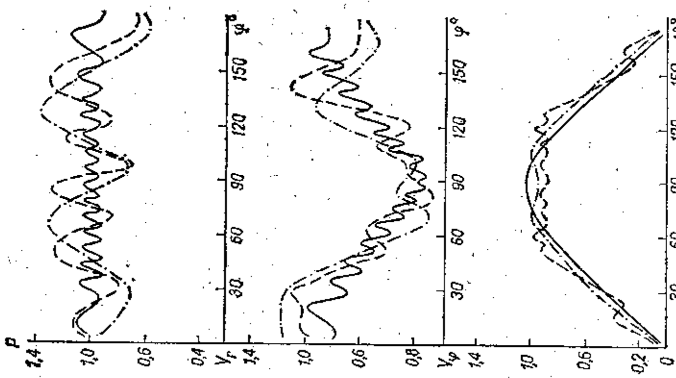

Рис. 3

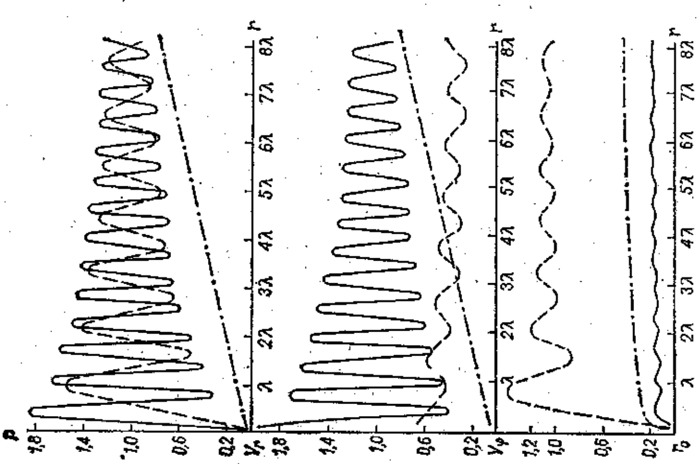

Рис. 2

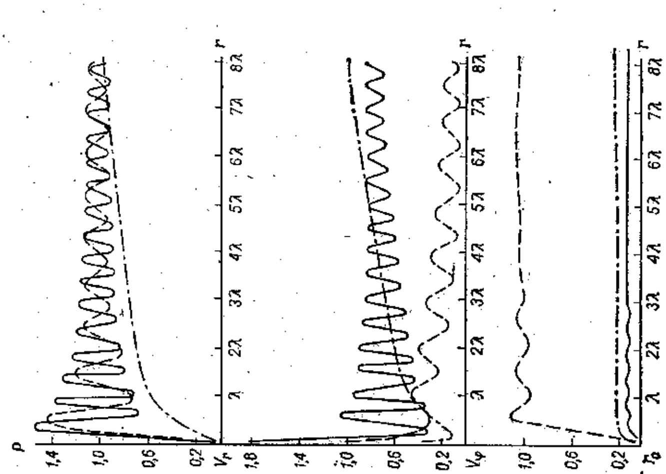

Рис. 1

лении они приведены на рис. 3 для различных удалений точки наблюдения от оси цилиндра и $Kr_0=1$ (сплошная линия при $r=r_0+8\lambda$, штриховая при $r=r_0+2\lambda$ и штрих-пунктирная при $r=r_0+\lambda$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Картавенко А. И., Киршов В. А., Тонаканов О. С. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1971, 12, № 4, 376—382.
2. Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики. М., 1972.

Поступила в редакцию
6.9 1976 г.
Кафедра
акустики

УДК 621.317.733.77

В. П. Комолов
В. А. Рознятовский

ОБ УДАРНОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ В КОНТУРЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ ЕМКОСТЬЮ

Параметрические системы (ПС) с медленно и быстро меняющимися параметрами хорошо исследованы и широко применяются в качестве ЧМ-фильтров, делителей и умножителей частоты. Практический интерес представляет также исследование ПС со скачкообразно меняющимися параметрами. В избирательной ПС при определенных начальных условиях скачкообразное изменение энергоемкого параметра приводит к ударному параметрическому возбуждению затухающих колебаний, несущих информацию о начальных условиях. Это обстоятельство может оказывать существенное влияние на чувствительность коммутируемых ПС-типа параметронов и параметрических квантователей фазы, применяющихся для регистрации слабых сигналов, и может быть использовано для создания быстродействующих параметрических квантователей фазы[1].

На рис. 1, *а* показана схема LC-контура ПКФ. Емкость C, равная общей емкости четырех одинаковых варикапов типа МДП, соединенных по балансной мостовой схеме, может быть близка по своим свойствам к идеальной управляемой емкости, которая не зависит от напряжения на контуре, но может управляться напряжением смещения на варикапах (напряжением накачки) $U_н(t)$, создаваемым отдельным генератором. Зависимость C от $U_н$ показана на рис. 1, *б*. Очевидно, что при видеоимпульсном напряжении $U_н(t)$, меняющемся от значения $U_н > U_{н max}$ до значения $U_н < U_{н min}$, емкость C скачкообразно меняется от C_{max} до C_{min}. На рис. 2, *а* показано изменение идеальной емкости $C(t)$, управляемой видеоимпульсным напряжением накачки. На рис. 2, *б*, *в*, *г* показаны осциллограммы колебаний напряжения на емкости $U(t)$, тока в контуре $I(t)$, заряда конденсатора $q(t)$ для аналоговой модели автономного контура без потерь, описываемого уравнением

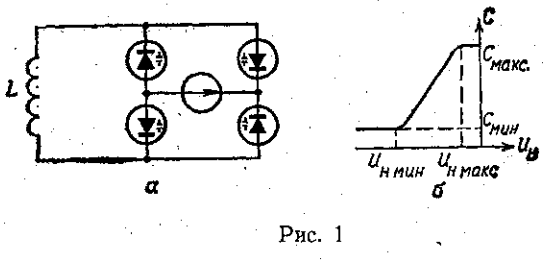

Рис. 1

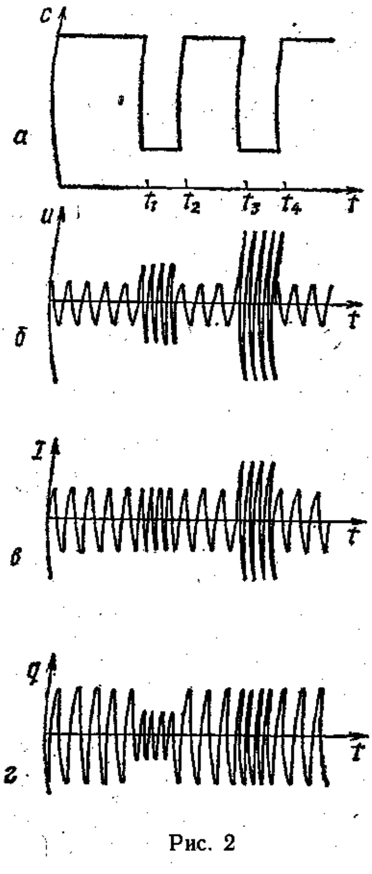

Рис. 2

[1] См. В. П. Комолов, И. Т. Трофименко. Квантование фазы при обнаружении радиосигналов. М., 1976.