



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. В. Боритко, Ю. В. Гуляев, Г. Д. Мансфельд, Пьезополупроводник в знакопеременном электрическом поле как активная среда для генерации акустических сигналов, *Письма в ЖТФ*, 1983, том 9, выпуск 1, 35–38

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.87

15 февраля 2025 г., 10:53:36



- [6] В.М. Левин, М.М. Мазур, В.И. Пустовойт.
Письма в ЖЭТФ, 32, 5, 348 (1980).
- [7] Л. С о л а й. ТИИЭР, 64, 5, 234 (1976).
- [8] А.В. В а ш к о в с к и й, В.И. З у б к о в, В.Н. К и л ь д и ш е в. Письма в ЖТФ, т. 3, 1, 67 (1977).

Всесоюзный научно-исследовательский
институт физико-технических и
радиотехнических измерений

Поступило в Редакцию
5 августа 1982 г.

Письма в ЖТФ, том 9, вып. 1

12 января 1983 г.

ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИК В ЗНАКОПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ КАК АКТИВНАЯ СРЕДА ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

С.В. Б о р и т к о, Ю.В. Г у л я е в,
Г.Д. М а н с ф е л ь д

В настоящей работе обращается внимание на важную особенность распространения акустических волн частоты f_S в полупроводниковых кристаллах, помещенных в несинусоидальное знакопеременное периодическое поле E . Поле таково, что его знак меняется каждый полупериод $T/2$, причем форма положительного и отрицательного полупериодов одинакова, т.е. $E(t) = -E(t + T/2)$, и смена знака происходит много раз за время распространения акустической волны по кристаллу. В этом случае может иметь место усиление акустических волн, не зависящее от направления их распространения, и кристалл, ограниченный зеркально отражающими акустические волны поверхностями, будет представлять собой активный резонатор - в этом смысле - акустический аналог лазера.

В принципе, двунаправленное усиление можно получить и в случае высокочастотного синусоидального электрического поля частоты $F = \frac{1}{T} \gg f_S$ [1]. Однако практически оно оказывается недостаточным для компенсации решеточного поглощения акустических волн α_L в кристаллах [2].

Для случая несинусоидального электрического поля выражение для усредненного коэффициента усиления $\bar{\alpha}$ можно получить сравнительно легко, исходя из стандартной системы уравнений в рамках линейной теории акустоэлектронного взаимодействия, используя методы, развитые в [3, 4], для рассматриваемого в настоящей работе случая:

$$\frac{L}{v_S} \gg \frac{T}{2} \gg f_S^{-1}; \quad (1)$$

здесь: L - длина кристалла, v_s - скорость звука. Усредненный коэффициент усиления имеет вид

$$\bar{\alpha} = \frac{K^2 q}{\omega_s \tau} \frac{1}{T} \int_0^{T/2} \frac{[x^2 - (B^2 + 1)] dt}{(1 - x^2)^2 + 2B^2(1 + x^2) + B^4}, \quad (2)$$

где K - константа электромеханической связи, $B = \frac{1 + q^2 r^2}{\omega_s \tau}$, r и τ - соответственно радиус Дебая и максвелловское время, $q = \frac{\omega_s}{v_s}$, $\omega_s = 2\pi f_s$, $x = \frac{\mu E(t)}{v_s}$, μ - подвижность электронов.

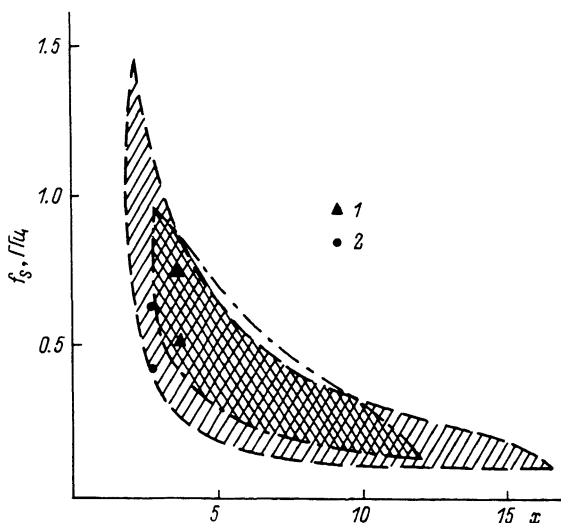
Максимальный коэффициент усиления достигается при прямоугольных импульсах поля, когда $x = \sqrt{(1 + B^2) + 2B\sqrt{1 + B^2}}$

на частоте $f_m = \frac{1}{2\pi} \frac{v_s}{r}$. Как показывает численный ана-

лиз для конкретных полупроводников, наличие фронтов у импульсов поля резко снижает величину $\bar{\alpha}$. В случае низкочастотного синусоидального поля, удовлетворяющего условию (1), усиление невозможно, что согласуется с [5].

Удобным модельным материалом для экспериментальной проверки основных особенностей распространения акустических волн в знакопеременном электрическом поле является *n-InSb* при 77 К, помещенный в поперечное магнитное поле H , с помощью которого можно в очень широких пределах регулировать эффективную подвижность и, следовательно, τ и B [6]. На рисунке показаны теоретически найденные области значений f_s , x , внутри которых возможно выполнение условия $\bar{\alpha} - \alpha_L > 0$, т.е. имеет место двунаправленное усиление акустических волн и возможно возникновение генерации вследствие их многопролетного усиления. Расчеты проведены для материала с концентрацией электронов $n = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu = 600000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; при этом использовалось значение α_L из [7]. Область, ограниченная пунктиром, соответствует $H = 7 \text{ кЭ}$, штрих-пунктирной кривой - 6 кЭ .

В кристаллах с указанными выше параметрами была экспериментально обнаружена (по переменной составляющей тока в цепи образца) интенсивная генерация акустических колебаний. Опыты проводились с кристаллами длиной $L = 4 \div 8 \text{ мм}$. Период знакопеременного поля составлял $\sim 0.5 \text{ мкс}$, суммарная длительность фронтов импульсов - $\leq 30 \text{ нс}$. Генерация наблюдалась в гигагерцовом диапазоне в относительно широких частотных интервалах $\sim 50 \text{ МГц}$, причем имелись максимумы интенсивности, показанные на рисунке [(1), (2)] соответственно для $H = 6$ и 7 кЭ . Как видно, генерация наблюдается в области ожидаемых значений x и f_s . Интересно отметить, что для



каждого значения магнитного поля наблюдались два максимума интенсивности генерируемых колебаний, причем отношение их частот составляло ~ 0.68 . Подобное отношение частот наблюдаемых колебаний может быть связано с трансформацией спектра из-за нелинейных эффектов, рассмотренной в [8].

Активная среда, возникающая в пьезокристаллах в знакопеременном электрическом поле и способная усиливать акустические волны, может представить интерес при создании линий задержки, генераторов, устройств корреляционной обработки сигналов. Качественно выводы настоящей работы справедливы и для случая поверхностных акустических волн в полупроводниках и слоистых структурах пьезодиэлектрик-полупроводник.

Л и т е р а т у р а

- [1] Э.М. Эпштейн. ФТТ, 10, 2945 (1968); В.М. Левин, Л.А. Чернозатонский. ЖЭТФ, 59, 142 (1970).
- [2] Г.Д. Мансфельд, В.С. Веретин. Письма в ЖЭТФ, 27, 81 (1978).
- [3] D.L. White. J. Appl. Phys., 33, 2547 (1962).
- [4] Ю.В. Гуляев, А.С. Бугаев, В.В. Денисенко, Ж.Е. Смбастьян. Письма в ЖТФ, 2, 512 (1976).
- [5] А.С. Бугаев, Ю.В. Гуляев, В.В. Денисенко, Ж.Е. Смбастьян. ФТП, 12, 145 (1978).
- [6] M.C. Steele. RCA Review, 28, 58 (1967).

[7] С.Н. Иванов, Г.Д. Мансфельд, Е.Н. Хазанов. ФТТ, 15, 2972 (1973).

[8] Л.А. Кулакова, Б.Д. Лайхтман. ФТТ, 19, 1778 (1977).

Институт
радиотехники
и электроники
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
5 июля 1982 г.

Письма в ЖТФ, том 9, вып. 1

12 января 1983 г.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС В СИСТЕМЕ С КВАЗИСФЕРИЧЕСКОЙ ЛАЙНЕРНОЙ КОМПРЕССИЕЙ

А.Г. Еськов, Н.П. Козлов,
Р.Х. Куртмуллаев, В.Н. Семенов,
В.И. Хвесюк и А.В. Яминский

Настоящая работа представляет результаты экспериментальных исследований и численного моделирования термоядерной системы „Тор-Лайнер“ [1], основанной на квазисферическом сжатии тяжелой оболочкой плазмы с замкнутой магнитной структурой.

Параметры установки ТЛ, на которой проводятся исследования и ИАЭ им. И.В. Курчатова: энергия накопителя системы разгона лайнера $E=0.5$ МДж, масса лайнера $m=0.2$ кг, рабочий объем лайнерного модуля $S_2=1.5 \cdot 10^{-3}$ м³, скорость лайнера $v \sim 10^3$ м/с, ведущее поле в тороиде в лайнерной камере $B \sim 0.2-0.4$ Тл, плотность плазмы в лайнере $n \sim (1 \div 10) \cdot 10^{21}$ м⁻³, начальный объем плазмы в лайнерной камере $S_p=2.5 \cdot 10^{-4}$ м³.

В проведенном цикле экспериментов осуществлены новые решения всех систем плазменно-лайнерного комплекса ТЛ, обеспечивающие создание плазменного тороида, его транспортировку и захват в полости лайнера; продемонстрирована возможность нагрева плазмы с помощью квазисферической тяжелой оболочки до термоядерных температур. Инжекция тороида осуществлялась путем несинхронного управляемого пересоединения встречных потоков на различных торцах соленоида [1]. Потери энергии плазмы за время ее движения в транспортном канале ($z=20$ мкс, $l=1$ м) в описываемых экспериментах составляли около половины от начальной энергии в ударной камере так, что в лайнерной камере плазма имела параметры: $n=(0.5 \div 1) \cdot 10^{21}$ м⁻³, температура $T=0.05-0.1$ кэВ. Это обеспечивает выход в термоядерную область при коэффициенте сжатия $k \sim 10^3$. Исследование магнитной структуры тороида при его пролете в транспортном канале не обнаружило какой-либо крупномасштабной МГД-неустойчивости плазмы, приводящей к разрушению магнитной структуры. Указанные потери могут быть отнесены к радиационным эффектам, либо к усиленной диффузии поля.