

ЭЛЕКТРОННАЯ ДИСПЕРСИЯ ЭЛЕКТРОЗВУКОВЫХ ОБЪЕМНО-ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Истратов Б. Н., Шевяков Н. С.

Установлено [1], что на плоском акустическом контакте пьезоэлектрика с полупроводником могут существовать электрозвуковые объемно-поверхностные волны (ЭОПВ)¹, образуемые комбинацией поперечной поверхностной волны в полупроводнике с тянущим полем и поперечной волны объемного излучения в пьезоэлектрике, энергетически скомпенсированной (в смысле потерь) при сверхзвуковом дрейфе носителей под действием тянущего поля. Дисперсионное уравнение ЭОПВ исследовалось, однако, асимптотически в «бездиффузионном пределе» $\omega_D \rightarrow \infty$, что не позволило выявить электронную (преимущественно диффузионного происхождения) дисперсию (ЭД) этих волн. При последовательном учете диффузии носителей в полупроводнике в рамках Уайтовской теории акустоэлектронного взаимодействия [3], наличие ЭД ЭОПВ вытекает, в принципе, из обнаруженной в [4] численными методами частотной зависимости условий резонанса на ЭОПВ для поперечной волны, отраженной от границы пьезоэлектрик — полупроводник. Существенно, впрочем, отметить непосредственную непригодность результатов работы [4] для количественного описания ЭД. Их можно использовать, как это сделано ниже, только для вычисления характеристик ЭОПВ в отдельно взятых точках дисперсионных кривых, так как одна из величин отношений ω_c/ω , ω/ω_D в расчетах фиксировалась. Ниже представлены результаты численного исследования ЭД ЭОПВ на ЭВМ, в которых фиксировалось отношение ω_c/ω_D , а величины ω/ω_D и ω_c/ω полагались переменными. Следуя [1, 4], дисперсионное уравнение ЭОПВ представим в виде

$$a(\xi^2 - b^2)^{1/2} - i(1 - \xi^2)^{1/2} = \xi \mathcal{K}^2 \left[1 + \frac{\varepsilon_1 \zeta \gamma(\xi) + i\omega_c F(\xi, \zeta)/\omega_D}{\varepsilon_2 \zeta \gamma(\xi) + i\omega_c/\omega_D} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где $\zeta = \omega/\omega_D$, $F(\xi, \zeta) = \xi \zeta [(\xi \zeta)^2 + b^2(\omega_c/\omega_D - i\gamma(\xi)\zeta)]^{1/2}$, а в остальном сохранены обозначения работы [1]. Это уравнение определяет при заданном ζ координаты полюса $(\xi, v_d/c_1)$ коэффициента отражения поперечной волны от границы пьезоэлектрик — полупроводник [4]. Минимизация модуля левой части равенства (1) перебором или градиентным методом для достижения указанного полюса даже на быстродействующей ЭВМ требует значительного времени на проведение численных расчетов вследствие сильной «овражности» уровней. Прибегнем поэтому к приближенному решению.

Именно, учитывая согласно расчетам в [4] весьма малое отличие ξ от единицы (ξ представляет отношение скорости поперечных волн c_1 в пьезоэлектрике к фазовой скорости v_s ЭОПВ) и незначительное превышение в большинстве случаев дрейфовой скоростью v_d «звукового» значения (определяется скоростью c_1), в выражении для функции $F(\xi, \zeta)$ примем $\gamma(\xi) = 1 - \xi \frac{v_d}{c_1} \equiv 0$, что равносильно замене $F(\xi, \zeta)$

величиной $F_0(\xi, \zeta) = \xi \zeta (\xi^2 \zeta^2 + b^2 \omega_c/\omega_D)^{-1/2}$. Существенно при этом, что на приведенную частоту ζ не накладывается ограничений.

После выделения в (1) вещественной и мнимой частей и исключения $\gamma(\xi) \leq 0$, вместо (1) получим

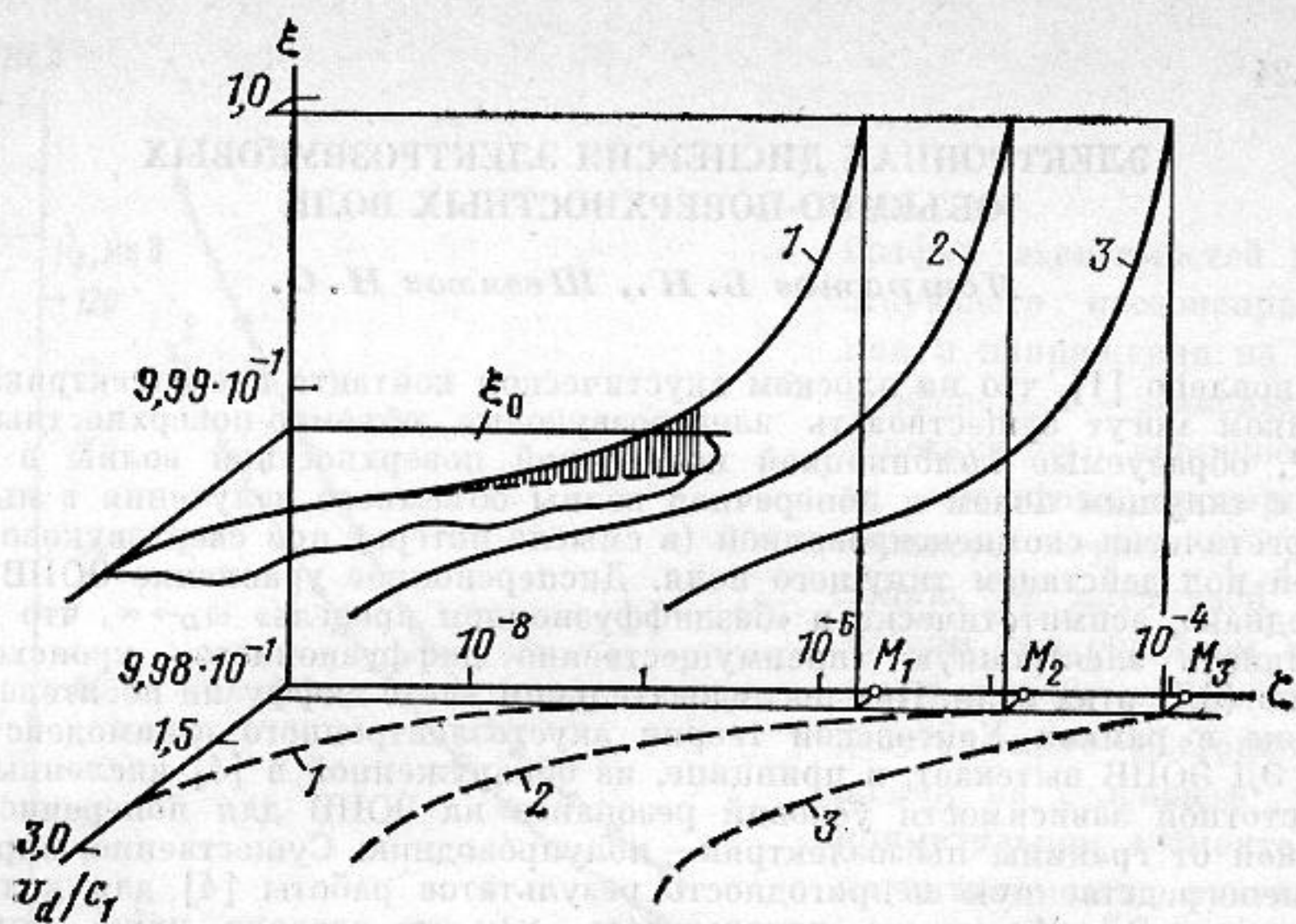
$$(1 - \xi^2)^{1/2} = \left[\frac{\xi \mathcal{K}^2}{1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} F_0(\xi, \zeta)} - a(\xi^2 - b^2)^{1/2} \right]^{1/2} \left[a(\xi^2 - b^2)^{1/2} - \frac{\xi \mathcal{K}^2}{1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Соответствующее значение параметра дрейфа $\gamma(\xi)$ вычисляется по формуле

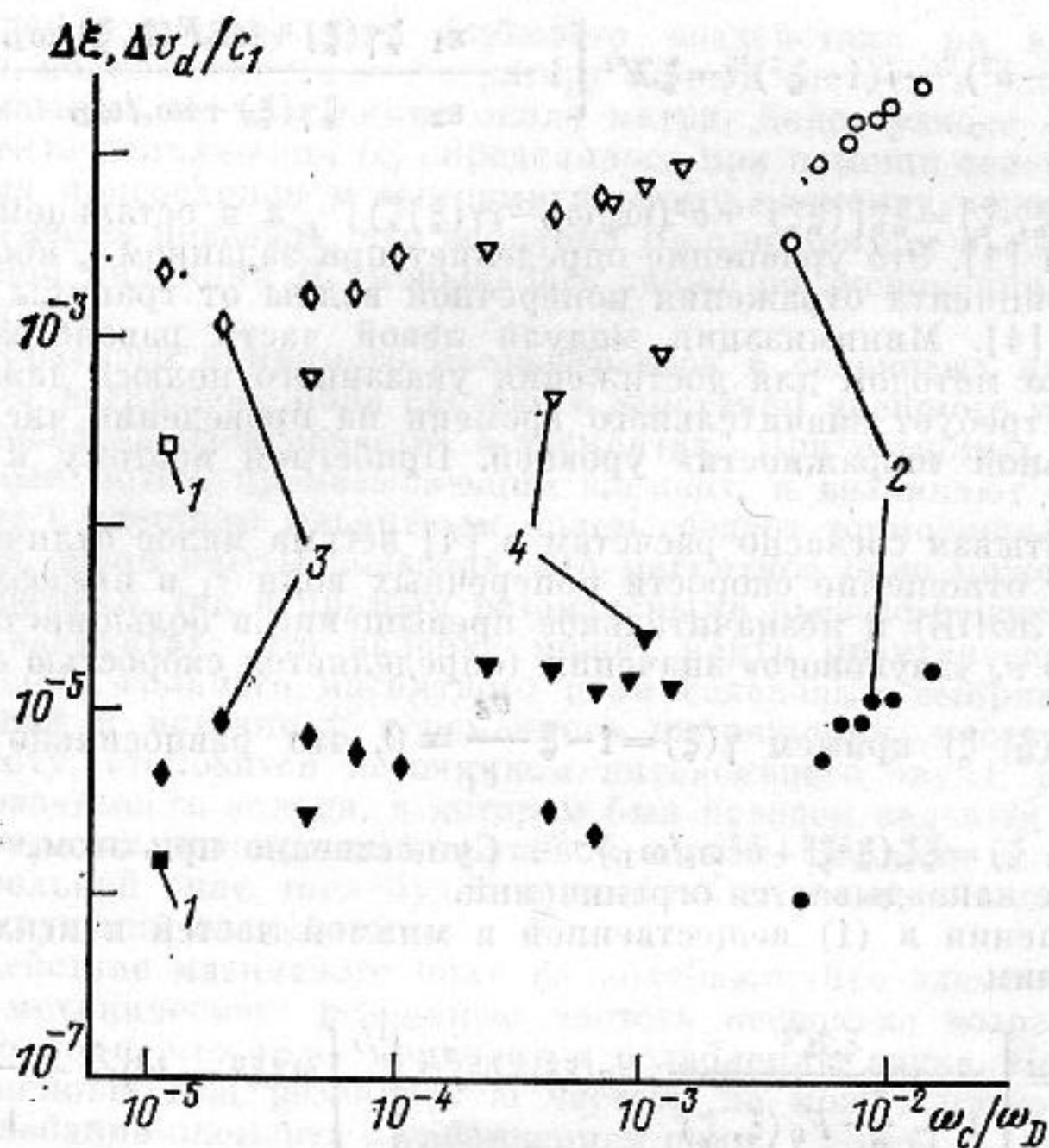
$$\gamma(\xi) = - \frac{\omega_c}{\omega_D} \frac{1}{\xi} \frac{\xi \mathcal{K}^2 - a(\xi^2 - b^2)^{1/2} \left[1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} F_0(\xi, \zeta) \right]}{\left(1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right) (1 - \xi^2)^{1/2}}. \quad (3)$$

Численное решение уравнения (2) не вызывает трудностей и, к примеру, вполне реализуемо на программируемых микрокалькуляторах методом случайных проб по стандартной программе 5,23 (см. [5]). ЭД ЭОПВ с очевидностью вытекает из присутствия в (2) функции $F_0(\xi, \zeta)$, которая в «бездиффузионном пределе» при $\zeta \rightarrow 0$

¹ Для акустически неконтактных пьезоэлектрика (класс б) и полупроводника ранее в [2] также отмечалась возможность существования аналогичной собственной генерационной моды, отличающейся от ЭОПВ чисто плазменной природой колебаний в полупроводнике.



Фиг. 1. Кривые электронной дисперсии ЭОПВ для границы пьезокерамика — Ge: 1 — $\omega_c/\omega_D=2 \cdot 10^{-7}$, 2 — $=10^{-5}$, 3 — $\omega_c/\omega_D=10^{-3}$



Фиг. 2. Абсолютные отклонения точного и приближенного решений дисперсионных уравнений по величинам ξ и v_D/c_1 : 1 — $\omega/\omega_D=10^{-5}$, 2 — 10^{-2} , 3 — 10^{-4} , 4 — $\omega/\omega_D=10^{-3}$

исчезает, обеспечивая переход уравнений (2), (3) в соответствующие уравнения работы [1].

На фиг. 1 показаны в виде пространственных кривых типичные зависимости ЭД ЭОПВ, рассчитанные по формулам (2), (3) для границы Ge-поляризованная пьезокерамика с параметрами: $\mathcal{K} \approx 0,32$, $b \approx 0,997$, $a \approx 0,744$, $\epsilon_1/\epsilon_2 \approx 139,394$. Видно, что область сильной дисперсии ЭОПВ, где неприменимы результаты работы [1], практически исчерпывается с уменьшением ζ на порядок от установленной в [4] при $\xi \rightarrow 1$, $\gamma(\xi) \rightarrow 0$ верхней частотной границы ζ_{\max} . С последующим понижением ζ дисперсионные кривые ложатся на плоскость $\xi_0 = \xi|_{\zeta \rightarrow 0} \approx 0,9987$, часть которой изображена схематически под кривой 1. Типичные изменения параметра v_d/c_1 с ростом ζ показаны штриховыми линиями — проекциями кривых 1–3 на плоскость $(v_d/c_1, \zeta)$. Основное ограничительное условие (7) работы [4] получается из (3) как следствие

наложения требования сверхзвукового дрейфа $\gamma(\xi) \leq 0$, что приводит к следующему уравнению для определения величины

$$\zeta_{\max} = \xi \Big|_{\xi \rightarrow 1, \gamma \rightarrow 0}$$

$$\mathcal{K}^2 = a(1 - \xi^2)^{1/2} \left[1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \zeta_{\max} \left(\zeta_{\max}^2 + b^2 \frac{\omega_c}{\omega_D} \right)^{-1/2} \right].$$

Положение ζ_{\max} для кривых 1-3 изображено точками $M_{1,2,3}$ на оси ζ .

Кривые 1-3 показывают с повышением проводимости и диффузии носителей затягивание срезаемого крыла частотного спектра ЭОПВ в сторону более высоких частот. Это согласуется с известным представлением [3] о смещении области сильной дисперсии ультразвука в пьезополупроводниках при росте диффузии в сторону больших проводимостей.

Чтобы оценить качество приближения уравнения (1) уравнениями (2) и (3), сравним в случае $\mathcal{K}^2=0,3$, $a=0,3$, $b=0,7$, $\varepsilon_1/\varepsilon_2=1,78$ отдельные результаты точного решения уравнения (1), получающиеся пересчетом из координат полюса коэффициента отражения [4], с теми значениями ξ и v_d/c_1 , которые при требуемых ζ и ω_c/ω_D следуют из решения уравнений (2), (3). Заметим, что при пересчете числовых данных работы [4] и в приближенных вычислениях при решении уравнений (2), (3) погрешность определения ξ и v_d/c_1 на ЭВМ была одинаковой и составила 10^{-8} . На фиг. 2 представлены абсолютные отклонения $\Delta\xi$ (зачерненные значки) и $\Delta v_d/c_1$ (светлые значки) сравниваемых значений. Видно, что в полном соответствии с характером сделанных упрощений отклонение $\Delta\xi$ не обладает выраженной тенденцией к изменению с ростом ω_c/ω_D , сохраняясь на уровне $10^{-6}-10^{-5}$, тогда как $\Delta v_d/c_1$ на два порядка выше и имеет тенденцию к увеличению. Данные сравнения показывают вполне удовлетворительную точность расчетов ЭД ЭОПВ по формулам (2), (3) во всем частотном диапазоне $\zeta \leq \zeta_{\max}$, если $\omega_c/\omega_D \ll 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шевяков Н. С. Электрорезонансные объемно-поверхностные волны на смежной границе пьезоэлектрика с полупроводником // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 565-567.
2. Балакирев М. К., Богданов С. В., Горчаков А. В. Сдвиговые электроакустические волны в системе пьезоэлектрик - полупроводник - пьезоэлектрик // Матер. XI Всесоюз. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Ч. 1. Душанбе: Дониш, 1981. С. 94-95.
3. White D. L. Amplification of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductors // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. № 8. P. 2547-2554.
4. Лямшев Л. М., Шевяков Н. С. Об отражении поперечной волны на границе пьезоэлектрик - полупроводник в условиях акустического контакта // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 198-205.
5. Дьяконов В. П. Справочник по расчетам на микрокалькуляторах. М.: Наука, 1985. С. 224.

Ульяновский сельскохозяйственный институт

Поступило в редакцию
1.VII.1987

УДК 534

ДИФРАКЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН НА РАССЕИВАТЕЛЕ В ВОЛНОВОДЕ

Квятковский С. О.

Объединение предложенного в [1] приближенного подхода к задаче дифракции волн на рассеивателе в волноводе с методом T -матриц [2] позволяет получить эффективный алгоритм для расчета дифракции в волноводе [3]. Рассмотрим волновод Пекериса (жидкий слой, лежащий на жидком полупространстве). Плоскость $z=0$ совпадает с верхней, акустически мягкой границей, плоскость $z=-H$ совпадает с границей слой - полупространство. В точке z_0 на оси z цилиндрической системы координат (r, z, φ) лежит центр сферической системы координат (R, α, ξ) , связанной с рассеивателем, а направление $\alpha=0$ перпендикулярно оси z и совпадает с направлением $\varphi=0$. Точечный излучатель расположен в точке (r_1, z_1, φ_1) , приемник - в зоне Фраунгофера рассеивателя, в точке (r_2, z_2, φ_2) . Используя результаты [1-3], записав поле в волноводе Пекериса в виде суммы L распространяющихся мод [4, с. 110], после преобразований получим рассеянное поле в виде

$$p(r_1, z_1, \varphi_1; r_2, z_2, \varphi_2; z_0) = \sum_{l=1}^L A_l(r_2, z_2) \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{\sigma=0}^1 B_{nm} q_{lmo}(z_0, \varphi_2) P_n^m(\cos \alpha_{l2}) \times$$