в любом плоскослоистом подводном звуковом канале (за исключением, разумеется, указанного выше случая, когда групповые скорости всех мод одинаковы). Данная возможность, однако, реализуется лишь на достаточно длинных трассах, т. е. для r, превышающих некое критическое значение, величина которого существенно зависит от вида фукции $k_m(\omega)$, в свою очередь зависящей от формы профиля скорости звука.

Параметр Δ_m, характеризующий «качество» разрешения m-го модового импульса, с ростом r убывает до тех пор, пока не достигнет своего минимального значения, равного левой части (7). С увеличением длительности излученного импульса τ_0, с одной стороны, растет расстояние, на котором m-й модовый импульс отделяется от своих соседей, а с другой — улучшается качество разрешения этого импульса на очень длинных трассах.

В заключение укажем, что полученные выше оценки можно представить в несколько ином виде, который может оказаться более удобным для их практического использования. С учетом (2)

$$\partial^2 k_m/\partial\omega^2 = \frac{(m+{}^1/_2)^2}{\omega_c{}^2}\,\partial^2 k_m/\partial m^2.$$

Используя известное соотношение $\partial k_m/\partial m = -2\pi/D_m$, где D_m — длина цикла осцилляций луча, соответствующего m-й моде [1, 2], найдем, что

$$\frac{\partial^2 k_m}{\partial\omega^2} = \frac{(m+{}^1/_2)^2}{\omega_c{}^2}\,\frac{2\pi}{D_m{}^2}\,\frac{\partial D_m}{\partial m}. \qquad (8)$$

Подставляя (8) в (5) и (6), получим новые представления этих формул. В частности, (6) перейдет в

$$m+{}^1/_2 < \tau_0/T < \frac{(m+{}^1/_2)\,r}{D_m{}^2}\left|\frac{\partial D_m}{\partial m}\right|.$$

Автор благодарен М. М. Славинскому за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
2. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
3. *Тау С. А.* Линейные волны в средах с дисперсией.— В кн.: Нелинейные волны / / Под ред. Лейбовича С. и Сибасса А. Пер. с англ. М.: Мир, 1980, с. 54–90.
4. *Полянская В. А.* О поле импульсного излучателя в подводном звуковом канале.— Акуст. журн., 1959, т. 5, № 1, с. 91–100.
5. *Munk W., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography. Rays and modes.— Rev. Geophys. and Space Phys., 1983, v. 21, № 4, p. 777–793.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
18.VII.1984

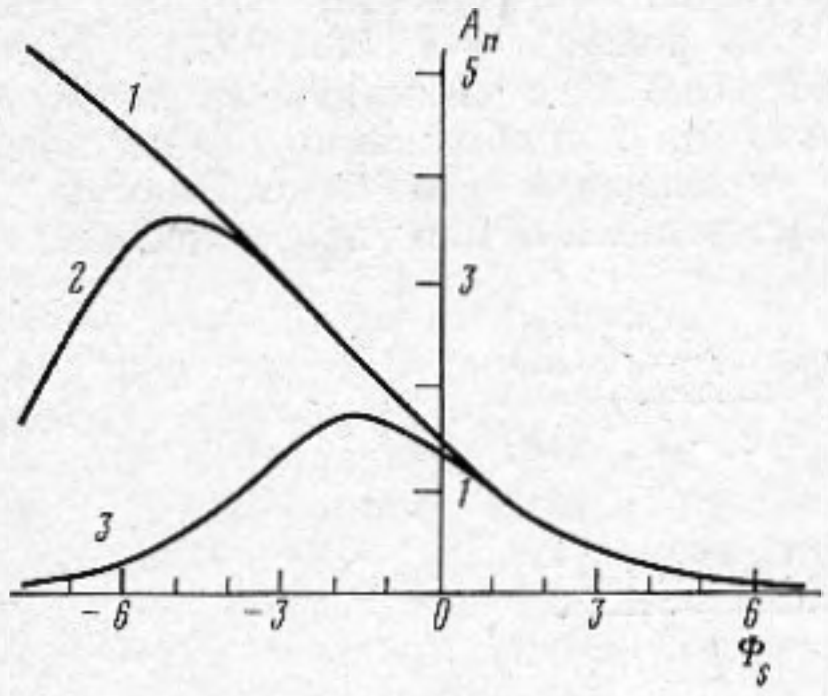
УДК 621.37/39:534

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК — ПОЛУПРОВОДНИК

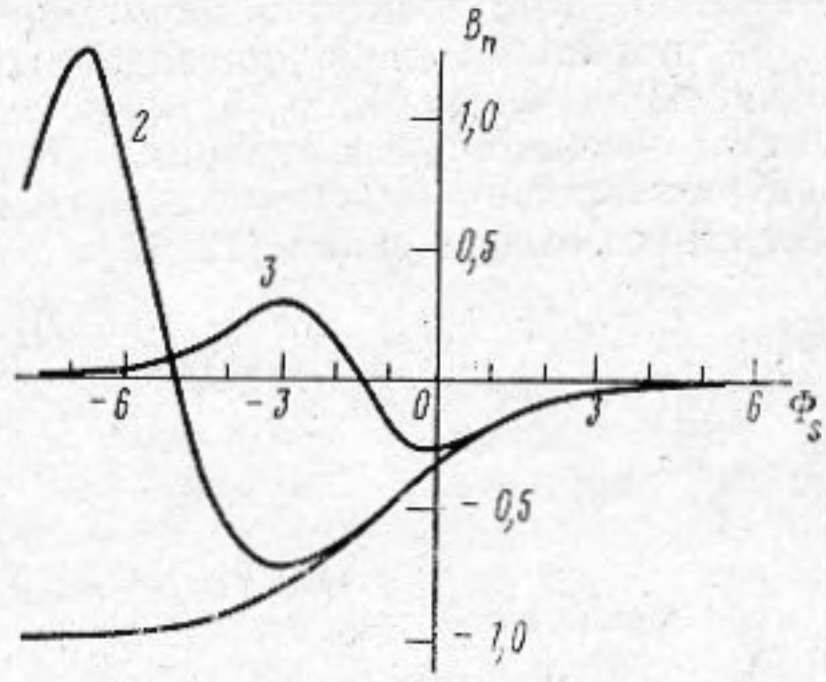
Вьюн В. А.

Исследование нелинейного взаимодействия поверхностных акустических волн (ПАВ) в слоистых структурах пьезоэлектрик — полупроводник имеет большое значение для создания устройств обработки сигналов и для изучения свойств поверхности полупроводников [1, 2]. Типичным результатом такого взаимодействия является генерация ПАВ суммарной и разностной частот и нелинейные акустоэлектронные эффекты. Генерация ПАВ в слоистых структурах пьезоэлектрик — полупроводник теоретически исследована в частном случае монополярного полупроводника [3–5] без учета поверхностного изгиба зон, оказывающего существенное влияние на акустоэлектронное взаимодействие [6]. Для нелинейных акустоэлектронных эффектов свертки [7], акустопроводимости [8] и поперечного акустоэлектрического эффекта [9] поверхностный изгиб зон полупроводника можно учесть в приближении квазистатики полупроводниковой плазмы. В настоящей работе с учетом поверхностного изгиба зон полупроводника решается задача о генерации ПАВ на суммарной и разностной частотах и анализируется возбуждение обратной волны.

Приближение квазистатики плазмы полупроводника реализуется тогда, когда период ПАВ много больше времени экранирования в полупроводнике внешних электрических полей. Необходимо также, чтобы длина волны ПАВ была много больше длины экранирования (подробнее о физическом смысле и применимости приближения квазистатики см. работы [7–9]). При этом в полупроводнике свободные носители заряда находятся в термодинамическом равновесии и на его поверхности



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость нормированного коэффициента $A_n = Aq(2\varepsilon_S n_0/k_Б T)^{1/2}$ от поверхностного потенциала полупроводника для различных параметров $\delta = p_0/n_0$: *1* – $\delta=0$; *2* – $\delta=10^{-3}$; *3* – $\delta=10^{-1}$

Фиг. 2. Зависимость нормированного коэффициента $B_n = 2Bq\varepsilon_S n_0$ от поверхностного потенциала полупроводника для различных параметров $\delta = p_0/n_0$: *1* – $\delta=0$; *2* – 10^{-3}; *3* – $\delta=10^{-1}$

можно пренебречь тангенциальными электрическими полями. Нормальная компонента электрической индукции D связана с электрическим потенциалом φ известным соотношением физики поверхности полупроводников [10], которое без учета захвата с точностью до первого нелинейного члена можно записать в виде [7, 9]

$$\varphi = AD + BD^2, \tag{1}$$

где

$$A = -\left(\frac{\partial F}{\partial \Phi_S}\right)^{-1} q^{-1} \left(\frac{k_Б T}{2\varepsilon_S n_0}\right)^{1/2}, \quad B = \frac{\partial^2 F}{\partial \Phi_S^2}\left(\frac{\partial F}{\partial \Phi_S}\right)^{-3} (4q\varepsilon_S n_0)^{-1},$$

$$F = -\operatorname{sign}(\Phi_S)\left[\exp(\Phi_S) - \Phi_S - 1 + \delta(\exp(-\Phi_S) + \Phi_S - 1)\right]^{1/2}.$$

Для поверхностного электростатического потенциала φ_S введена его безразмерная величина $\Phi_S = q\varphi_S/k_Б T$, q – заряд электрона, $k_Б$ – постоянная Больцмана, T – температура, $\delta = p_0/n_0$; n_0, p_0, ε_S – объемные концентрации электронов, дырок и диэлектрическая проницаемость полупроводника соответственно. Типичные зависимости коэффициентов A, B от Φ_S показаны на фиг. 1, 2. В приближении квазистатики акустическая задача существенно упрощается и состоит в отыскании решения для пьезоэлектрика с заданными граничными условиями (1).

Пусть в слоистой структуре с воздушным зазором пьезоэлектрик занимает область $y>h$, полупроводник – $y<0$, а зазор – $0<y<h$. Решение будем искать в виде волн (ω_i, k_i), распространяющихся в z-направлении $A_i(y, z)\exp[j(\omega_i t - k_i z)]$ с круговой частотой ω_i, волновым числом k_i и амплитудой $A_i(y, z)$, где $i=1, 2, 3$. Рассмотрим взаимодейстие двух ПАВ: (ω_1, k_1) и (ω_2, k_2). За счет концентрационного механизма нелинейности, который является квадратичным, уже в первом приближении появляется вынужденное решение (ω_3, k_3'), удовлетворяющее условию [3–5]:

$$\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2, \quad k_3' = k_1 \pm k_2. \tag{2}$$

При этом на поверхности полупроводника наводится электрический потенциал φ_3', что приводит к генерации ПАВ на суммарной и разностной частотах (2) с соответствующими волновыми числами k_3, удовлетворяющими дисперсионному уравнению (здесь и в дальнейшем переменные со штрихом относятся к вынужденному решению, а без штриха – к решению для свободно распространяющихся ПАВ). Решение для φ_3' будем отыскивать в приближении заданного поля. Считаем, что для ПАВ (ω_i, k_i) с заданными мощностями P_i решена линейная задача (когда в формуле (1) не учитываются нелинейные члены). Далее с учетом линейного решения для D в первом порядке теории возмущений с помощью соотношения (1) находим значение наведенного электрического потенциала φ_3', необходимое для решения задачи нелинейного возбуждения ПАВ.

Амплитуда генерируемой ПАВ может быть представлена в виде $A_3(y, z) = [1+a(z)]A(y)$, где функция $A(y)$ описывает зависимость от y для свободно распространяющейся ПАВ (ω_3, k_3), а зависимость от z определяется функцией $a(z)$, которая удовлетворяет соотношению взаимности [3, 11]

$$\partial a(z)/\partial z = j\omega_3(\varphi_3^* D_3' - \varphi_3' D_3^*)/4P_3. \qquad (3)$$

Здесь φ_3, φ_3' – электрические потенциалы, D_3, D_3' – нормальные компоненты индукции на поверхности полупроводника для свободно распространяющейся ПАВ (ω_3, k_3), характеризуемой мощностью P_3 и вынужденного решения (ω_3, k_3') соответственно. При этом мощность генерируемой ПАВ равна $P=|1+a(z)|^2P_3$.

В линейной задаче для заданных мощностей ПАВ P_i с частотами ω_i необходимо найти значения D_i, φ_i, а также волновые числа k_i. В приближении слабой электромеханической связи значения D_i, φ_i при $y=+0$ связаны через эффективную диэлектрическую проницаемость, которая с учетом решения для пьезоэлектрика и воздушного зазора равна [12, 13]

$$\varepsilon_{ef}(k_i) = \frac{D_i}{|k_i|\varphi_i} = \varepsilon_p(k_i h)\frac{k_i - k_0(k_i h)}{k_i - k_\infty(k_i h)}, \qquad (4)$$

где

$$k_0(k_i h) = k_0(0)\left[1 + \frac{\Delta(0)\varepsilon_0 th(k_i h)}{\varepsilon_p + \varepsilon_0 th(k_i h)}\right],$$

$$k_\infty(k_i h) = k_\infty(0)\left[1 - \frac{\Delta(0)\varepsilon_p th(k_i h)}{\varepsilon_0 + \varepsilon_p th(k_i h)}\right],$$

$$\varepsilon_p(k_i h) = \frac{\varepsilon_0[\varepsilon_p + \varepsilon_0 th(k_i h)]}{\varepsilon_0 + \varepsilon_p th(k_i h)}, \qquad \Delta(k_i h) = \frac{k_\infty(k_i h) - k_0(k_i h)}{k_\infty(k_i h)},$$

ε_0 – диэлектрическая проницаемость зазора, $\varepsilon_p = (\varepsilon_{zz}\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{yz}^2)^{1/2}$ выражается через компоненты тензора диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика. Параметр $\Delta(k_i h)$ выражается через свое значение $\Delta(0)$, которое характеризует электромеханическую связь пьезоэлектрика и обычно является малым $\Delta(0) \ll 1$. Он имеет физический смысл относительного изменения скорости ПАВ в предельных случаях металлизированной и свободной поверхностей $y=0$, когда волновые числа ПАВ равны $k_\infty(k_i h)$ и $k_0(k_i h)$ соответственно. Требование непрерывности φ_i, D_i на границе $y=0$ с учетом соотношений (1), (4) для ПАВ приводит к выполнению условия $\varepsilon_{ef}(k_i) = (|k_i|A)^{-1}$, которое является дисперсионным уравнением и позволяет для ω_i найти действительное значение k_i, находящееся между $k_0(k_i h)$ и $k_\infty(k_i h)$. Это означает, что в приближении квазистатики пренебрегается акустоэлектронным затуханием и учитывается только дисперсия ПАВ, как и в работах [7–9]. При этом параметр $\varepsilon_p|k_i|A \ll 1$ и тогда, как легко показать [12], с точностью до членов порядка этого параметра для свободно распространяющихся волн амплитуда нормальной компоненты электрической индукции D_i на поверхности полупроводника выражается через мощность ПАВ P_i с помощью соотношения

$$D_i = 2k_i[\varepsilon_p(k_i h)\Delta(k_i h)P_i/\omega_i]^{1/2}. \qquad (5)$$

Для вынужденного решения D_3' и φ_3' при $y=+0$ также связаны через зависимость $\varepsilon_{ef}(k_3')$ (4).

В нелинейной задаче значение φ_3' находим из формулы (1) после подстановки D в виде суммы двух волн (ω_1, k_1), (ω_2, k_2) и выделяя волну (ω_3, k_3) на суммарной или разностной частотах (2). Окончательно, решая уравнение (3) с нулевыми граничными условиями при $z=0$, получаем, что мощность генерируемой ПАВ на суммарной или разностной частотах (2) дается простой формулой

$$P = \omega_3^2 B^2 D_1^2 D_2^2 C[1 - \cos(\Delta k_3 z)]/8(\Delta k_3)^2, \qquad (6)$$

где параметр $\Delta k_3 = k_3 - k_3'$ при $\Delta k_3 \neq 0$ учитывает несинхронность возбуждения волн, параметр $C = D_3^2/P_3$ не зависит от мощности ПАВ P_3 и находится из формулы (5), значения D_1, D_2 выражаются через мощности взаимодействующих ПАВ P_1, P_2 с помощью формулы (5). Параметр B учитывает поверхностный изгиб зон полупроводника (фиг. 2) и, в частности, показывает, что при обогащении поверхности полупроводника основными носителями заряда нелинейная генерация волн уменьшается.

Мощность генерируемой ПАВ пропорциональна произведению мощностей взаимодействующих ПАВ и может быть записана в виде

$$P = \gamma[(1 - \cos(\Delta k_3 z))/(\Delta k_3)^2]P_1 P_2, \qquad (7)$$

где введен параметр

$$\gamma = 8B^2\omega_3^2 \prod_{i=1}^{3} [k_i^2 \varepsilon_p(k_i h)\Delta(k_i h)/\omega_i]. \qquad (8)$$

На начальном участке (при $z \simeq 0$) квадратная скобка в формуле (7), учитывающая дисперсию ПАВ, равна $z^2/2$, и мощность генерируемой ПАВ полностью описывается параметром γ. Этот параметр зависит от частоты взаимодействующих ПАВ, воздушного зазора и параметров полупроводника, которые входят в выражение (8) через коэффициент B, даваемый соотношениями (1). Так, например, для монополярного полупроводника с плоскими зонами $B=(6q\varepsilon_S n_0)^{-1}$. При этом параметр γ обратно пропорционален квадрату концентрации n_0 свободных носителей заряда. Численные оценки показывают, что для широко исследуемых структур ниобат лития (YZ-среза) – кремний (n-типа) при $h=0$, удельном сопротивлении кремния 10 Ом·см, частоте взаимодействующих ПАВ ~10 МГц в случае генерации ПАВ на суммарной частоте (или генерации второй гармоники ПАВ) параметр γ имеет величину порядка **1 Вт$^{-1}$·м$^{-1}$**.

Следует отметить, что решение (6), полученное для коллинеарного распространения ПАВ, без особых усложнений может быть расширено на более общий случай неколлинеарного взаимодействия ПАВ на поверхности $y=h$. При этом необходимо, чтобы условие (2) выполнялось в векторном виде и во всех предыдущих выражениях для $i=1, 2, 3$ значения $\varepsilon_p(k_i h)$, $k_0(k_i h)$, $k_\infty(k_i h)$ были взяты с учетом направления распространения ПАВ. При $\omega_1=\omega_2$, $k_1=k_2$, $P_1=P_2$ полученное решение (6) описывает генерацию второй гармоники ПАВ. В случае распространения ПАВ (ω_1, k_1) при приложении к структуре поперечного электрического поля удвоенной частоты ($\omega_2=2\omega_1$, $k_2=0$) генерируется обратная ПАВ ($\omega_3=\omega_1$, $k_3=-k_1$) [4]. Формула (6) позволяет найти ее мощность после подстановки значения D_1, задаваемого мощностью ПАВ с помощью выражения (5), и значения D_2 для амплитуды электрической индукции приложенного к структуре поперечного поля. Для плоских зон $\Phi_S=0$ в предельном случае квазистатики полученные решения совпадают с известными результатами для генерации второй гармоники и обратной волны [4, 5].

Автор благодарен А. Л. Белостоцкому и Л. А. Федюхину за полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кайно Г.* Акустоэлектронное взаимодействие в устройствах на поверхностных акустических волнах.– ТИИЭР, 1976, т. 64, № 5, с. 188–217.
2. *Коршак Б. А., Лямов В. Е., Солодов И. Ю., Еленский В. Г.* Нелинейные акустоэлектронные устройства обработки сигнальной информации.– Зарубеж. радиоэлектрон., 1981, № 1, с. 58–77.
3. *Otto O. W.* Theory for nonlinear coupling between a piezoelectric surface and an adjacent semiconductor.– J. Appl. Phys., 1974, v. 45, № 10, p. 4373–4383.
4. *Вискун Т. Г., Чернозатонский Л. А.* Обращение фронта поверхностных акустических волн поперечным электрическим полем в полупроводниковой структуре.– ФТП, 1984, т. 18, № 5, с. 949–951.
5. *Можаев В. Г., Солодов И. Ю.* Генерация второй гармоники поверхностных акустических волн в слоистой структуре пьезоэлектрик – полупроводник.– Акуст. журн., 1980, т. 26, № 3, с. 433–439.
6. *Вьюн В. А., Левин М. Д.* Влияние изгиба зон полупроводника на акустоэлектронное взаимодействие в слоистой структуре пьезоэлектрик – полупроводник.– ФТТ, 1981, т. 23, № 3, с. 838–845.
7. *Gautier H., Kino G. S.* A detailed theory of the acoustic wave semiconductor convolver.– IEEE Trans., 1977, v. SU-24, № 1, p. 23–33.
8. *Калашников С. Г., Федосов В. И.* Нелинейные явления при высокочастотном эффекте поля в полупроводниках.– ФТП, 1975, т. 9, № 11, с. 2161–2170.
9. *Вьюн В. А., Левин М. Д.* Нелинейные акустоэлектрические эффекты при больших амплитудах в структуре пьезоэлектрик – полупроводник.– ФТТ, 1980, т. 22, № 1, с. 70–74.
10. *Ржанов А. В.* Электронные процессы на поверхности полупроводников. М.: Наука, 1971.
11. *Auld B. A.* Surface wave theory. 1970 IEEE Ultrasonics Symp., San Francisco. Calif. Invited Proc. N. Y. 1971, p. 1–15.
12. *Ingebrigtsen K. A.* Surface wave in piezoelectrics.– J. Appl. Phys., 1969, v. 40, № 7, p. 2681–2686.
13. *Greebe C. A. A. J., Dalen P. A. van, Swanenburg T. J. B., Wolter J.* Electric coupling properties of acoustic and electric surface waves.– Phys. Repts., 1971, v. 1, № 5, p. 236–268.

Поступило в редакцию
1.X.1984