

тогда как в эксперименте интенсивность в центральной части формируемого светового пучка была отлична от нуля. В результате этого расчетная глубина изменения плотности на первом этапе больше, чем измеренная. Сопоставление рис. 3 и 4 показывает, что сложный профиль пучка затрудняет извлечение значений характерных времен, так как зависимость плотности определяется не только кинетическими процессами, но и характерными размерами и формой профиля пучка. Поэтому при экспериментальном определении релаксационных времен необходимо использовать возбуждающие пучки простой формы.

Таким образом, проведенное исследование показало, что для правильного определения времен колебательной релаксации из экспериментальных зависимостей плотности необходимо учитывать волновой характер перераспределения вещества из-за неоднородного его нагрева при термализации колебательной энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитин Е. Е., Осипов А. И. Колебательная релаксация в газах. М., 1977, 172 с.
2. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., 1965, 484 с.
3. Aoki T., Katayama M. Impulsive optic-acoustic effect of CO_2 , SF_6 and NH_3 molecules.—Japan J. Appl. Phys., 1971, 10, 1303—1310.
4. Longaker P. R., Litvak M. M. Perturbation of the refractive index of absorbing media by a pulsed laser beam.—J. Appl. Phys., 1969, 40, 4303—4340.
5. Ахманов С. А., Гордженко В. М., Михеенко А. В., Панченко В. Я. Зависимость скорости колебательно-поступательной релаксации в SF_6 от интенсивности селективного лазерного излучения.—Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 603—608.
6. Steinfield J. I., Burak I., Sutton D. G., Nawak A. V. Infrared double resonance in sulfur hexfluoride.—J. Chem. Phys., 1970, 52, 5421—5428.
7. Гордиенко В. М., Горшков В. А., Панченко В. Я., Сухоруков А. П. Кинетическое охлаждение смеси газов $\text{CO}_2\text{—N}_2$ излучением CO_2 -лазера.—ЖЭТФ, 1977, 73, 874—883.

Поступила в редакцию
07.07.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 4

УДК 534.222

В. Г. МОЖАЕВ, И. Ю. СОЛОДОВ

О ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ

Относительно сильная акустоэлектронная нелинейность пьезополупроводников, обусловленная концентрационным механизмом образования тока в кристалле ($J \sim \rho E$, $\rho = \rho(E)$, ρ — плотность свободных зарядов, E — напряженность электрического поля), приводит к эффективной генерации второй гармоники акустической волны, нелинейному взаимодействию акустических волн между собой и другим нелинейным эффектам. На этой основе создан новый класс технических устройств — нелинейные акустические устройства обработки сигнальной информации [1].

Процесс образования второй гармоники при распространении акустической волны в пьезополупроводниках, являющийся типичным проявлением акустоэлектронной нелинейности, рассматривался в ряде

работ [2—5]. Однако детального анализа эффективности генерации второй гармоники в зависимости от свойств полупроводника, и в первую очередь от проводимости кристалла, не проводилось. Между тем такие зависимости представляют несомненный интерес с точки зрения использования нелинейных акустоэлектронных эффектов, поскольку позволяют определить оптимальные условия развития нелинейных процессов при различных параметрах кристаллов.

В настоящей работе методом последовательных приближений получено выражение для амплитуды второй акустической гармоники в пьезополупроводнике; проведен анализ и численный расчет зависимости амплитуды второй гармоники от проводимости и длины кристалла для различных соотношений дисперсии и затухания акустических волн.

Исходная система уравнений, описывающих распространение плоской объемной акустической волны в z -направлении пьезополупроводника, с учетом только концентрационной нелинейности имеет вид [5]:

$$\rho_m \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (1)$$

$$J = \frac{\partial D}{\partial t} + \mu(\rho_0 + \rho)E - \mathcal{D} \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial D}{\partial z} = \rho, \quad (3)$$

$$T = cS - eE, \quad (4)$$

$$D = eS + \varepsilon E. \quad (5)$$

Здесь U — механическое смещение, $S = \frac{\partial U}{\partial z}$ — деформация, T — напряжение в кристалле; D и E — индукция и напряженность электрического поля; ρ_m — плотность кристалла, ρ_0 — плотность зарядов в отсутствие волны, ρ — переменная плотность зарядов, возникающая под действием акустической волны; μ , \mathcal{D} , c , e , ε — подвижность, коэффициент диффузии и соответствующие компоненты тензоров модулей упругости, пьезоконстант и диэлектрической проницаемости кристалла.

Уравнения (1)—(5) преобразуем к системе уравнений относительно D и T :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\rho_m}{c^D} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} - \sqrt{\frac{c}{\varepsilon}} \frac{\rho_m}{c^D} \mathcal{K} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = 0, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial D}{\partial t} + \omega_c \left(D - \sqrt{\frac{e}{c}} \mathcal{K} T \right) + \\ & + \frac{\mu}{\varepsilon^T} \left(D - \sqrt{\frac{\varepsilon}{c}} \mathcal{K} T \right) \frac{\partial D}{\partial z} - \mathcal{D} \frac{\partial^2 D}{\partial z^2} = J, \end{aligned} \quad (7)$$

где введены обозначения:

$$\mathcal{K}^2 = \frac{e^2}{c\varepsilon}, \quad c^D = c(1 + \mathcal{K}^2), \quad \varepsilon^T = \varepsilon(1 + \mathcal{K}^2),$$

$\omega_c = \frac{\mu\rho_0}{\varepsilon}$ — частота релаксации проводимости.

Поскольку величина коэффициента электромеханической связи \mathcal{K} , как правило, удовлетворяет условию $\mathcal{K}^2 \ll 1$, то в дальнейшем будем пользоваться разложением в ряд по \mathcal{K}^2 и ограничиваться линейными по \mathcal{K}^2 членами.

В линейном приближении (пренебрегаем членом $\frac{\mu}{\varepsilon T} \left(D - \sqrt{\frac{\varepsilon}{c}} \mathcal{K} T \right) \frac{\partial D}{\partial z}$) решение системы (6) — (7) ищем в виде плоских волн:

$$T_1 = T_1^0 e^{i(\omega t - q_1 z)}, \quad D_1 = D_1^0 e^{i(\omega t - q_1 z)}. \quad (8)$$

Учитывая, что для плоской волны полный переменный ток в кристалле J равен нулю, после подстановки (8) в (6) и (7) получим

$$D_1^0 = \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon}{c}} \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right) \mathcal{K} T_1^0}{i + \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right) + \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)}, \quad (9)$$

где $\omega_D = v_0^2 / \mathcal{D}$ — диффузионная частота, и

$$q_1 \equiv q(\omega) = \frac{\omega}{v_0} \left\{ 1 - \frac{\mathcal{K}^2}{2} \left[1 - \frac{\frac{\omega_c}{\omega}}{i + \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right) + \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)} \right] \right\}; \quad (10)$$

здесь $v_0 = \sqrt{c/\rho_m}$.

Разделяя действительную и мнимую части (10), $q_1 = k_1 - i\Gamma_1 = \frac{\omega}{v(\omega)} - i\Gamma_1$, нетрудно получить известные соотношения для акустоэлектронного затухания Γ_1 и дисперсии фазовой скорости акустической волны $v(\omega)$ в пьезополупроводнике [6].

Решение нелинейной системы уравнений (6), (7) будем искать в виде

$$T = T_1 + T_2, \quad D = D_1 + D_2, \quad (11)$$

где T_1, D_1 — решение линейного приближения, $T_2 \ll T_1$ и $D_2 \ll D_1$. В этом приближении из (6) и (7) получим уравнения для определения T_2 и D_2 :

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} - \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(T_2 + \sqrt{\frac{c}{\varepsilon}} \mathcal{K} D_2 \right) = 0, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} J &= \frac{\partial D_2}{\partial t} - \omega_c \left(D_2 - \sqrt{\frac{\varepsilon}{c}} \mathcal{K} T_2 \right) + \mathcal{D} \frac{\partial^2 D_2}{\partial z^2} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\mu}{\varepsilon} \left(\frac{\partial D_1}{\partial z} + \frac{\partial D_1^*}{\partial z} \right) \left(D_1 - \sqrt{\frac{\varepsilon}{c}} \mathcal{K} T_1 \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Нелинейный член в правой части (13) имеет две компоненты с различной временной зависимостью:

$\omega - \omega = 0$ — акустоэлектрический ток и

$\omega + \omega = 2\omega$ — вторая акустическая гармоника.

Для акустоэлектрического тока имеем:

$$J_{a_3} = \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} \frac{\mu}{\varepsilon} \frac{\partial D_1^*}{\partial z} \left(D_1 - \sqrt{\frac{\varepsilon}{c}} \mathcal{K} T_1 \right) \right]. \quad (14)$$

Используя (9), а также выражение для коэффициента акустоэлектронного затухания Γ_1 и интенсивности акустической волны $I_1 = \frac{v_0 T_1^2}{c}$, из (14) получаем известное соотношение Вайнрайха:

$$J_{a_3} = 2\mu \Gamma_1 I_1 / v_0. \quad (15)$$

Решение для волны удвоенной частоты определяется из (12), (13) в виде суммы общего решения однородной системы (т. е. системы линейного приближения) и частного решения неоднородной системы:

$$T_2 = A e^{i(2\omega t - q_2 z)} + \frac{4k_1 F e^{i(2\omega t - 2q_1 z)}}{q_2^2 - 4q_1^2}, \quad (16)$$

где A — произвольная постоянная,

$$F = \frac{\omega}{v_0} \sqrt{\frac{c}{\varepsilon}} \mathcal{K} \left[\frac{1}{2} \frac{\mu}{\varepsilon} q_1 D_1^0 \left(D_1^0 - \sqrt{\frac{\varepsilon}{c}} \mathcal{K} T_1^0 \right) \right] \quad (17)$$

$$i 2\omega + \omega_c + 4q_1^2 \mathcal{D}$$

и $q_2 \equiv q(2\omega) = k_2 - i\Gamma_2$.

Из граничных условий $T_2|_{z=0} = 0$ определяем величину постоянной A , после чего (16) с учетом $\mathcal{K}^2 \ll 1$ принимает вид

$$T_2 = \frac{F}{q_2 - 2q_1} (e^{-i2q_1 z} - e^{-i(q_2 z)}) e^{i2\omega t}. \quad (18)$$

Амплитуда второй гармоники будет определяться модулем (18), вычисляя который, приходим к выражению

$$T_2^0 = \frac{1}{\sqrt{c\varepsilon}} \frac{\mu \mathcal{K}}{2v_0} \psi H (T_1^0)^2, \quad (19)$$

где

$$\psi = \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_D}\right)^2}{\left[1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2\right] \left[1 + 9\left(\frac{\omega}{\omega_D}\right)^2\right]}}, \quad (20)$$

$$H = \sqrt{e^{-2\Gamma_2 z} + e^{-4\Gamma_1 z} - 2e^{-(\Gamma_2 + 2\Gamma_1)z} \cos[(k_2 - 2k_1)z]}. \quad (21)$$

Для упрощения последующего анализа удобно ввести безразмерные параметры: $C = \omega_c / \omega$, $D = \omega / \omega_D$, $X = (\omega / v_0) (\mathcal{K}^2 / 2) z$.

Отметим, что полученное выражение для второй акустической гармоники можно обобщить на случаи присутствия внешнего дрейфового поля E_0 в кристалле, а также захвата части носителей заряда на ловушки полупроводника. Нетрудно показать, что выражение для амплитуды второй гармоники в этом случае также сводится к (19) после введения эффективных параметров

$$\omega'_c = \frac{\omega_c}{\gamma}, \quad \omega'_D = \frac{\omega_D \gamma}{f}, \quad T_1^{0'} = \frac{T_1^0 f}{\sqrt{\gamma}}, \quad (22)$$

где $\gamma = 1 - \frac{f \mu E_0}{v_0}$, f — действительный фактор захвата.

Как видно из (22), для учета внешнего дрейфового поля и захвата носителей на ловушки необходимо расширить пределы изменения параметров ω_c и ω_D и исключить особую точку $\gamma=0$ (этот случай исследован в работе [2]). Поэтому везде в дальнейшем будут рассматриваться эффективные значения параметров ω_c и ω_D , величина которых может изменяться в широких пределах, например, в результате приложения постоянного внешнего электрического поля.

Согласно (19)—(21) амплитуда второй акустической гармоники в пьезополупроводнике пропорциональна квадрату амплитуды волны основной частоты и существенно зависит от параметров полупроводника. Для кристалла заданного типа среди этих параметров практически возможно варьировать проводимость $\sigma_0 = \mu \rho_0$ и длину z . С другой стороны, зависимость амплитуды второй гармоники от этих величин, как видно из (20), (21), достаточно сложна.

Анализ зависимости амплитуды второй гармоники от проводимости и длины образца удобно начать со следующих предельных случаев, для которых T_{02} нетрудно найти из (19):

$$1. \Delta k = k_2 - 2k_1 = 0,$$

$$T_2^0 = \frac{|F|}{\Delta \Gamma} |e^{-\Gamma_2 z} - e^{-2\Gamma_1 z}|, \quad (23)$$

$$\text{где } \Delta \Gamma = \Gamma_2 - 2\Gamma_1;$$

$$2. \Delta k = 0, \Delta \Gamma = 0,$$

$$T_2^0 = |F| e^{-2\Gamma_1 z}; \quad (24)$$

$$3. \Delta \Gamma = 0,$$

$$T_2^0 = \frac{|F|}{\Delta k/2} e^{-2\Gamma_1 z} \sin \frac{\Delta k z}{2}; \quad (25)$$

$$4. \Gamma_1 = \Gamma_2 = 0,$$

$$T_2^0 = \frac{|F|}{\Delta k/2} \sin \frac{\Delta k z}{2}; \quad (26)$$

$$5. \Delta k = 0, \Gamma_1 = \Gamma_2 = 0,$$

$$T_2^0 = |F| z. \quad (27)$$

Из (23)—(27) видно, что зависимость амплитуды второй гармоники от длины кристалла может иметь различный характер, что обусловливается соотношением затухания (Γ_1, Γ_2) и дисперсионной расстройки Δk . Если затухание невелико, а расстройка Δk значительна, то имеют место дисперсионные осцилляции зависимости T_2^0 от расстояния (см. (25), (26)). С увеличением затухания пространственное распределение второй гармоники описывается гладкими функциями. Соотношение Γ_1, Γ_2 и Δk зависит от двух параметров: $C = \omega_c/\omega$, $D = \omega/\omega_D$. Зависимости коэффициентов затухания Γ_1, Γ_2 и расстройки Δk от параметра C при фиксированном D , определяемые (10), приведены на рис. 1. Как видно из рисунка, изменение D приводит к сдвигу области проявления дисперсии и затухания по проводимости и к изменению затухания. Максимальное значение дисперсионной расстройки Δk при этом практически не меняется, а затухание уменьшается с ростом D .

Пространственное распределение второй гармоники при произвольных C и D можно получить, разлагая подкоренное выражение (21) в ряд: $H^2 \simeq (\Delta k^2 + \Delta \Gamma^2) z^2$. В этом случае выражение для амплитуды второй гармоники имеет вид

$$T_2^0 = Nz (T_1^0)^2, \quad (28)$$

где

$$N = \frac{|F|}{(T_1^0)^2} = \frac{\mu \mathcal{H}^3 k_1}{4v_0 \sqrt{c\varepsilon}} \cdot \frac{\frac{\omega_c}{\omega}}{\left\{ 1 + \left[\left(\frac{\omega_c}{\omega} \right) + \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right) \right]^2 \right\}} \times \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)^2}{1 + \left[\left(\frac{\omega_c}{2\omega} \right) + \left(\frac{2\omega}{\omega_D} \right) \right]^2}}. \quad (29)$$

Выражение (28) аналогично (27) и, следовательно, описывает процесс генерации второй гармоники в нелинейной среде, когда влиянием дисперсии и затухания еще можно пренебречь (начальный участок пространственной характеристики). Эффективность генерации второй акустической гармоники при этих услови-

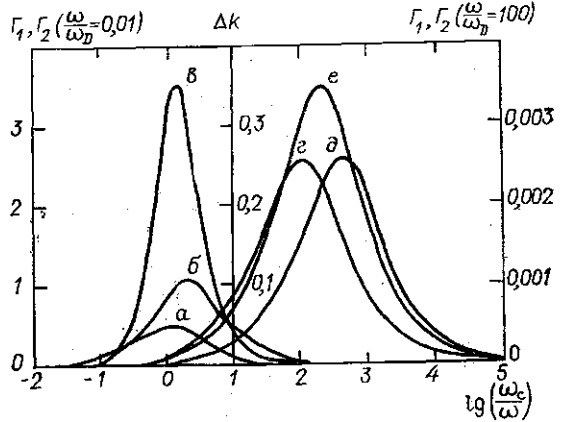


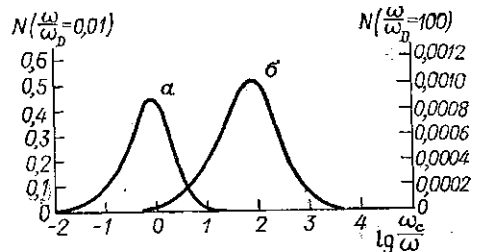
Рис. 1. Зависимости коэффициентов затухания Γ_1 (кривые *a, c*), Γ_2 (кривые *b, d*) и дисперсионной расстройки Δk (кривые *e, e*) в единицах $\mu \mathcal{H}^3 k_1 / \lambda$ от $\lg(\omega_c/\omega)$: $\omega/\omega_D = 0,01$ (*a, b, в*) и 100 (*с, d, e*)

ях с учетом только упругой нелинейности определяется величиной нелинейного параметра среды Γ_{NL} , исходя из соотношения [7]:

$$U_2^0 = (\Gamma_{NL}/8) k_1^2 z (U_1^0)^2. \quad (30)$$

Сравнивая (28) и (30), видим, что величина N имеет смысл нелинейного параметра пьезополупроводника, величина которого согласно

Рис. 2. Зависимость нелинейного параметра N пьезополупроводника в единицах $\frac{\mu \mathcal{H}^3 k_1}{v_0 \sqrt{c\varepsilon} \cdot 4}$ от $\lg \frac{\omega_c}{\omega}$: $(\omega/\omega_D) = 0,01$ (*a*) и 100 (*б*)

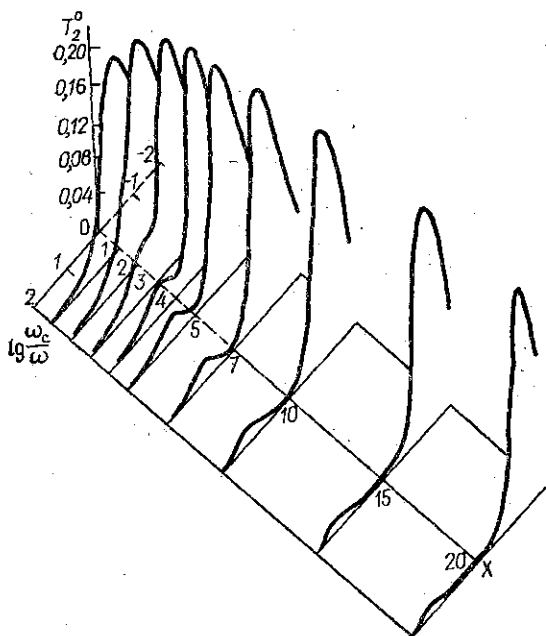


(29) зависит не только от параметров среды, но и от частоты ω . Рассчитанная из (29) зависимость нелинейного параметра от проводимости кристалла представлена на рис. 2.

Для определения зависимости амплитуды второй гармоники от проводимости кристалла рассмотрим два предельных случая: *a*) отсут-

ствие расстройки ($\Delta k = \Delta \Gamma = 0$) и б) отсутствие затухания ($\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$). В первом случае согласно (24) зависимость T_2^0 от σ в целом аналогична зависимости нелинейного параметра кристалла от проводимости, но при больших z имеет дополнительный минимум, обусловленный затуханием волн и соответствующий максимуму Γ_1 . Асимптотика (24) показывает, что глубина этого минимума увеличивается с ростом z .

Во втором случае из (26) видно, что зависимость амплитуды второй гармоники от проводимости вследствие дисперсии ($\Delta k \neq 0$) при больших z носит осцилляционный характер. При фиксированном z количество минимумов функции $T_2^0(\sigma)$ равно $m = \frac{\Delta k_{\max}}{\pi} z$ и возрастает



с увеличением z . Учитывая характер изменения Δk от проводимости кристалла (см. рис. 1), приходим к выводу, что с ростом z дисперсионные минимумы $T_2^0(\sigma)$ появляются при проводимости σ_m , соответствующей максимуму Δk , и при дальнейшем увеличении z располагаются симметрично относительно σ_m .

Рис. 3. Зависимость амплитуды второй акустической гармоники

T_2^0 в единицах $\frac{me}{ce} \frac{(T_1^0)^2}{2v_0}$ от $\lg \frac{\omega_c}{\omega}$ для различных значений

$$X = \frac{\pi \mathcal{K}^2}{\lambda} z \text{ при } \frac{\omega}{\omega_D} = 0,01$$

Итак, при больших z возможны два типа характерных зависимостей амплитуды второй гармоники от проводимости образца: зависимости релаксационного типа, обладающие дополнительным минимумом, связанным с наличием затухания волн, и осцилляционные зависимости, обусловленные наличием дисперсионной расстройки основной волны и второй гармоники. Как и в случае пространственных характеристик, такие осцилляционные зависимости $T_2^0(\sigma)$ должны наблюдаться при $D \gg 1$ и сменяться зависимостями релаксационного типа при $D \ll 1$.

Результаты численного расчета зависимостей амплитуды второй гармоники от проводимости кристалла и его эффективной длины $X = (\omega/\omega_0) (\mathcal{K}^2/2) z$ с использованием общих выражений (19)–(21) приведены на рис. 3 и 4.

Из рис. 3 видно, что значительное затухание звука ($D \ll 1$) действительно приводит к тому, что зависимость амплитуды второй гармоники от проводимости при $X \geq 4$ сильно отличается от релаксационной. Для экспериментального наблюдения таких зависимостей необходимо, чтобы $z \geq 4\lambda/\pi \mathcal{K}^2$. При $\mathcal{K}^2 \cong 0,03$ (кристаллы CdS, ZnO) такую зависимость можно наблюдать при $z \geq 40\lambda$ (λ — длина волны звука).

Рис. 4 иллюстрирует осцилляционный характер пространственных характеристик и зависимостей второй гармоники от проводимости при $D \gg 1$. Сравнивая рис. 1 и 4, убеждаемся, что проводимость кристалла, при которой возникают дисперсионные минимумы (вершины V-образных кривых на плоскости $\lg \omega_c/\omega$, X), соответствует максимальной расстройке Δk (при $D=100$, $\lg(\omega_c/\omega) \cong 2,5$).

В заключение отметим условия применимости приближения $T_2^0 \ll T_1^0$, (31)

в котором получено решение (19).

Если $\Delta k \neq 0$, то амплитуда второй гармоники ограничивается дисперсией, что способствует выполнению (31) на больших расстояниях z. При учете затухания условие (31) может выполняться для любых z в случае $\Gamma_2 > \Gamma_1$. Если $\Gamma_1 > \Gamma_2$, условие (31) будет нарушаться с ростом z. Поскольку $T_2^0 \sim (T_1^0)^2$, аналогичная ситуация возникает в условиях акустоэлектронного усиления под действием дрейфового поля. В этих случаях найденное решение описывает только начальную стадию процесса генерации второй акустической гармоники. Генерация гармоники с учетом ее воздействия на волну основной частоты в приближении $\Delta k = \Delta \Gamma = 0$ рассматривалась в [8].

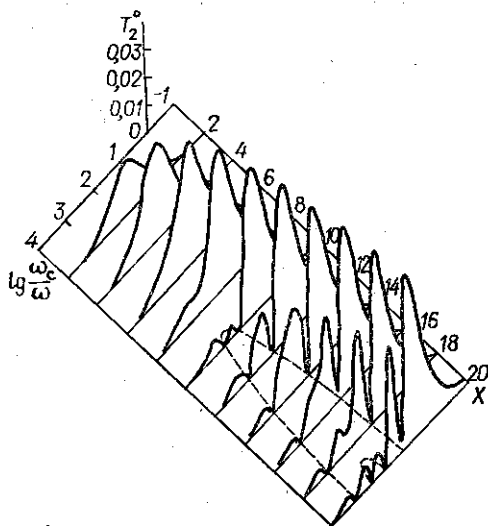


Рис. 4. Зависимость амплитуды второй акустической гармоники T_2^0 в единицах

$$\frac{\mu e}{c e} \frac{(T_1^0)^2}{2v_0} \text{ от } \lg \frac{\omega_c}{\omega} \text{ для различных значений } X = \frac{\pi k^2 z}{\lambda} \cdot z \text{ при } \frac{\omega}{\omega_D} = 100$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кайно. Акустоэлектронное взаимодействие в устройствах на поверхностных волнах.—Тр. института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1976, 64, № 5, 188—217.
2. Tell B. Piezoelectric ultrasonic harmonic generation in cadmium sulfide.—Phys. Rev., 1964, 136, N 3A, 772—775.
3. Kroger H. Electron-stimulated piezoelectric nonlinear acoustic effect in CdS.—Appl. Phys. Lett., 1964, 4, N 11, 190—192.
4. Mauro R., Wang W. C. Acoustoelectric interaction in piezoelectric semiconductors.—Phys. Rev., 1970, 1B, N 2, 638—694.
5. Conwell E. M., Ganguly A. K. Mixing of acoustic waves in piezoelectric semiconductors.—Phys. Rev., 1970, 4B, N 8, 2535—2558.
6. White D. L. Amplification of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductors.—J. Appl. Phys., 1962, 33, N 8, 2547—2553.
7. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Нелинейные явления при распространении упругих волн в твердых телах.—Успехи физ. наук, 1970, 102, № 4, 549—586.
8. Красильник З. Ф. Генерация второй акустической гармоники и взрывная неустойчивость акустоэлектронных волн.—Физ. и техн. полупроводников, 1976, 10, № 9, 1691—1695.