Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 421 – 424 *20 апреля 1970 г.*

"СУПЕРГЕТЕРОДИННОЕ" УСИЛЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Е.В.Гуляев, П.Е.Зильберман

В настоящей работе мы рассмотрим эффект распределенного "супергетеродинного" усиления звука дрейфовым потоком электронов в полупроводнике в присутствие интенсивной звуковой волны накачки, играющей роль гетеродина. Будет показано, что информация сигнала (несущая частота ω_c) при нелинейном взаимодействии его с гетеродином (частота $\omega_г$) преобразуется непрерывно по дине кристалла к другой частоте (промежуточной, $\omega_п$) и обратно. В результате этого свойственный промежуточной частоте инкремент роста, если он достаточно велик, переносится и на частоту сигнала.

Как известно, [1–3] условие синхронизма выделяет ряд волн наиболее сильно взаимодействующих через накачку (волну $\omega_г$). Например, это могут быть волны с частотами $\omega_с$, $= \omega_п = \omega_г - \omega_с$, $\omega_п' = \omega_г + \omega_с$ и другими комбинационными частотами вида $n\omega_г \pm \omega_с$ (n – целое число). Существенно, что мы, таким образом, имеем систему связанных монохроматических волн. Каждая такая монохроматическая волна не является более собственной волной в кристалле. Собственная волна представляет собой, вообще говоря, смесь монохроматических волн всех взаимодействующих частот. Она характеризуется определенным образом согласованными фазовыми скоростями отдельных монохроматических компонент и единым инкрементом роста. В общем случае этот инкремент описывает два эффекта – параметрическое [1–3] и обычное линейное усиление [4]. Собственную волну, которая в отсутствие накачки $\omega_г$ переходит в волну с частотой $\omega_п$, будем, для кратности, называть "собственной волной типа $\omega_п$" (и аналогично для волн типа $\omega_с$, $\omega_п'$ и т. д.).

Пусть на входе кристалла возбуждается упругое колебания частоты $\omega_с$. Тогда из-за параметрического взаимодействия с накачкой $\omega_г$ в кристалле возбудителя суперпозиция различных собственных волн. Предположим далее, что инкремент роста из таких волн (например типа $\omega_п$) гораздо больше, чем других. Легче всего это условие реализуется вдали от параметрического резонанса ($\omega_с >> \omega_п$ или $\omega_с << \omega_п$). Тогда может оказаться, что на выходе кристалла примесь частоты $\omega_с$ в собственной волне типа $\omega_п$ по совей амплитуде будет намного превосходить амплитуду колебаний на частоте $\omega_с$ в других собственных типах волн. В этом случае усиление звука частоты $\omega_с$ будет определяться максимальным инкрементом роста $a_п$ волны типа $\omega_п$.

Описываемый механизм усиления может не иметь ничего общего с обычным параметрическим усилением. Действительно, рассмотрим случай, когда накачка достаточно интенсивна, чтобы обеспечить эффективную связь колебаний на частотах $\omega_с$ и $\omega_п$, но в тоже врмя достаточно слаба, чтобы можно было пренебречь эффектом параметрического усиления – влиянием накачки на инкремент роста $a_п$. Что такая ситуация на самом деле возможна, следует из расчета и будет показано делее. Тогда усиление волн происходит почти исключительно из-за сверхзвукового дрейфа электронов [4]. Действие же волны $\omega_г$ сводится к переносу большого линейного усиления, свойственного частоте $\omega_п$ на частоту сигнала $\omega_с$. Следовательно, волна $\omega_г$, в данном случак, действует именно как волна гетеродина.

Теория такого усиления может быть построена подобно теории параметрического усиления звука звуком в полупроводниках (см., например, [3]). Рассмотрим, как и в [3], для простоты взаимодействие трех волн одной поляризации с частотами $\omega_с$, $\omega_г$ и $\omega_п = \omega_г - \omega_с$ и волновыми векторами $q_с$, $q_г$ и $q_п = q_г - q_с$. Все три волны считаем достаточно слабыми в смысле применимости к ним методики итераций по амплитуде. Амплитуду гетеродина полагаем гораздо бо́льшей амплитуды сигнала и промежуточной частоты и на этом основании пренебрегаем обратным влиянием последних на гетеродин. Кроме того, рассматриваем лишь случай, когда $\omega_с \sim \omega_г >> \omega_п$ и максимальное линейное усиление соответствует частоте $\omega_п$. Это позволяет пренебречь усилением гетеродина, что упрощает расчет. Тогда получаем систему двух связанных линейных дифференциальных уравнений первого порядка для комплексных амплитуд сигнала $u_с(x)$ и промежуточной частоты $u_п(x)$, как функций пространственной координаты x. Отыскиваем решение этих уравнений, удовлетворяющее граничному условию: $u_с(0) = U_о$, $u_п(0) = 0$. Затем вычисля-

ем коэффициент усиления в дб/см $\gamma = \frac{20}{4} \lg \left| \frac{u_c(L)}{u_c(0)} \right|$, где L – длина кристалла.

В результате получаем

$$\gamma = 8{,}6 \left[\alpha_п + \frac{1}{L} \ln \left| \frac{|g|^2 K_п K_c^* - e^{-(\alpha_п - \alpha_c) L}}{1 - |g|^2 K_п K_c^*} \right| \right], \quad (1)$$

где α_c и $\alpha_п$ – инкременты роста собственных волн соответственно типа ω_c и $\omega_п$, $g = \frac{\delta N}{N_o}$, δN – комплексная амплитуда колебаний концентрации электронов в волне гетеродина, N_o – равновесная концентрация электронов. Величины $K_п$ и K_c^* суть коэффициенты распределения: $igK_п = \left(\frac{u_c}{u_п^*}\right)$ в собственной волне типа $\omega_п$, $-ig^* K_c = \left(\frac{u_п^*}{u_c}\right)$ в собственной волне типа ω_c. Если интенсивность волны гетеродина $\sim |g|^2 \to 0$, то из (1) получаем $\gamma = 8{,}6 \times \alpha_c$ *дб/см*. Иными словами, синал усиливается в соответствии с линейной теорией [4]. При

$$|g|^2 \sim |g|^2_{кр} = \frac{1}{|K_п K_c^*|} e^{-(\alpha_п - \alpha_c) L} \quad (2)$$

происходит переход на супергетеродинный режим усиления (считается, что $\alpha_п >> \alpha_c$ и $\alpha_п L >> 1$). Из (2) видно, что при больших $\alpha_п L$ парметр $|g|^2_{кр}$ экспоненциально мал. Поскольку параметрическая добавка в усиление вдали от резонанса ($\omega_c >> \omega_п$) пропорциональна $|g|^2$, то она действительно может быть мала по сравнению с $\alpha_п$. Тогда $\alpha_п$ есть практически инкремент нарастания [4]. Возьмем для примера

$$q_п r_D = 1, \quad \omega_п r_M \left(\frac{v_o}{v_s}\right) - 1 \sim 0{,}1,$$

$\omega_п / \omega_c \sim 0{,}3$ и $q_п L \sim 10^4$, где r_D – радиус экранирования, r_M -максвелловское время релаксации, v_o – скорость дрейфа, v_s – скорость звука ($v_o > v_s$). С этими параметрами по формуле (2) получаем $|g|_{кр} \sim 10^{-2}$. При $|g| > |g|_{кр}$ из (1) $\gamma = 8{,}6 \cdot \alpha_п$ *дб/см*, т. е. на частоту сигнала действительно переносится максимальный инкремент роста. Такое супергетероинное усиление, по-видимому, впервые наблюдалось на опыте в работе [5][1)], хотя интерпретация, предлагаемая авторами [5] нуждается в уточнении. Кроме того, рассматриваемый нами случай, видимо, интереснее с практической точки зрения, поскольку в нем большое усиление переносится на высокую частоту.

Заметим, что принцип распределенного супергетеродинного усиления применим и к другим типам волн (например, электромагнитным), распространяю-

---

1) Мы благодарны В.К.Комарю и Б.Л.Тиману за предоставление возможности ознакомиться с их работой до ее опубликования.

щимся в нелинейной среде, которая способна к селективному усилению некоторых частот.

Авторы благодарны В.Л.Бонч-Бруевичу и участникам руководимого им семинара за обсуждение работы.

Институт радиоэлектроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 февраля 1970 г.
После переработки
18 марта 1970 г.

Литература

[1] Е.А.Заболотская, С.И.Солуян, Р.В.Хохлов. Акуст. Журнал, 12, 435, 1966.

[2] S.Zemon. J.Zucker, J.H.Wasko, E.M.Conwell, A.K.Ganguly. Appl. Phys. Lett., 12, 378, 1968.

[3] Yu.V.Gulayev, P.E.Zilberman. Phys. Lett., 30A, 378, 1969.

[4] A. R.Hutson, J.H.McFee, D.L.White. Phys. Rev. Lett., 7, 237, 1961.

[5] В.К.Комарь, Б.Л.Тиман. ФТТ, 12, №1, 1970.