

УДК 537.326

## НЕЛИНЕЙНЫЙ ИМПЕДАНС СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ—ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Г. М. Генкин, М. И. Щедрин, Н. В. Щедрина

Рассмотрено влияние нелинейных эффектов на поверхностный импеданс узкощелевых сегнетоэлектриков—полупроводников. Эти вещества обладают большой омической проводимостью, а также большой фононной диэлектрической проницаемостью, так что существует область частот, где электронные и фононные вклады одного порядка. Показано, что нелинейность, обусловленная вкладом носителей, может быть существенной в относительно небольших электрических полях.

1. Нелинейные эффекты, приводящие к зависимости коэффициента отражения от амплитуды падающей на кристалл электромагнитной волны, исследовались в металлах и полуметаллах [1-3]; при этом нелинейности обусловлены воздействием магнитного поля волны на электроны проводимости. Другим классом веществ, где могут проявляться нелинейные свойства, являются сегнетоэлектрики, где нелинейность, обусловленная ангармонизмом мягкой моды [4], особенно велика вблизи температуры фазового перехода  $T_c$ .

В последнее время особый интерес вызывают высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), в которых переход в сверхпроводящее состояние сопровождается структурной неустойчивостью. Необычные фононные свойства обнаружены недавно [5, 6] в ВТСП на основе лантана, структурные неустойчивости которых вблизи сверхпроводящего перехода широко исследуются [7, 8]. Имеются также данные о наличии в них мягкой моды вблизи сверхпроводящего перехода [9]. В нормальной фазе проводимость ВТСП относительно мала, так что в определенной области частот благодаря большой фононной части фононный и электронный вклады в диэлектрическую проницаемость могут быть одного порядка. Поскольку природа мягкой моды в ВТСП в настоящее время еще не ясна, мы ниже ограничимся рассмотрением сегнетоэлектриков на основе соединений  $A_4B_6$ , в которых при низких температурах имеется также сверхпроводящий переход, например в  $\text{SnTe}$  [10] и  $\text{PbTe}_{1-x}\text{Se}_x\langle\text{TI}\rangle$  [11].

В нормальной фазе такие кристаллы являются полупроводниками с узкой запрещенной зоной ( $\varepsilon_g \leq 0.2 \div 0.3$  эВ). Такие узкощелевые сегнето-полупроводники (УСП) имеют достаточно большую омическую проводимость  $\sigma(0) \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$  [12] и большую фононную диэлектрическую проницаемость; так вблизи температуры сегнетоэлектрического фазового перехода  $T_c$  на частотах  $\omega \sim \omega_c$ , где  $\omega_c$  — частота мягкой моды,  $\text{Re } \varepsilon(\omega) \sim \text{Im } \varepsilon(\omega) \sim 10^3 \div 10^4$ . При этом УСП являются классом веществ, в которых вклады в эффективную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_{\text{эф}} = \varepsilon(\omega) - (4\pi\sigma(\omega)/\omega)i$  фононной и электронной подсистем в определенной области частот одного порядка.

Нелинейные эффекты в поверхностном импедансе этих кристаллов возникают из-за нелинейности носителей, которая благодаря сильному электрон-фононному взаимодействию приводит к изменению под действием [13] электрического поля волны частоты мягкой моды  $\omega_c$  и, следовательно, диэлектрической проницаемости.

Мы будем далее рассматривать область частот  $\omega \leq \omega_c$ , в которой выполняются следующие условия:

$$v_F/\omega \ll \delta, \quad v_F/\omega \ll l,$$

где  $l$  — длина свободного пробега,  $v_F$  — фермиевская скорость,  $\delta$  — толщина скин-слоя. Заметим, что второе условие обеспечивается выполнением обычно имеющегося соотношения  $\omega_c > \nu_p$ , где  $\nu_p$  — частота релаксации по импульсу, тогда как первое выполняется благодаря относительно низкой в сегнетополупроводниках <sup>1</sup>  $v_F \sim 10^6$  см/с по сравнению с металлами; оценки  $\delta$  будут приведены ниже. В металлах при выполнении этих условий имеет место так называемый скин-эффект в инфракрасной области [4], тогда как в УСП в рассматриваемом частотном диапазоне влияние фононной системы оказывается весьма существенным. Заметим также, что в этой области частот в УСП нелинейности, обусловленные магнитным полем волны, много меньше нелинейности, обусловленной электрическим полем в силу малости параметра  $v_F/\omega\delta \ll 1$ , и соответственно нелинейный поверхностный импеданс в УСП определяется электрическим полем волны.

2. В УСП вблизи  $T_c$  изменение частоты мягкой моды  $\omega_c$  за счет межзонного электрон-фононного взаимодействия определяется выражением  $\Delta(\omega_c^2) = \omega_0^2 \Pi$ , где  $\omega_0$  — затравочная частота,  $\Pi$  — поляризационный оператор, учитывающий данное взаимодействие, что приводит к зависимости частоты  $\omega_c$  [13] от электронной функции распределения, параметры которой (электронная температура  $\Theta$ ) изменяются под действием электрического поля. Следует отметить, что разогрев носителей полем особенно велик в УСП, где подвижность носителей велика. Тем самым частота критического колебания  $\omega_c$  зависит от электронной температуры  $\Theta$  и соответственно от величины электрического поля  $E$ .

Для примесного УСП типа  $Pb_{1-x}Ge_xTe$ ,  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , в котором носители вырождены [12], а их энергетический спектр будем полагать <sup>2</sup> одномерным, при  $\epsilon_g \gg \mu > \Theta$ , где  $\mu$  — химический потенциал, учитывая зависимость  $\mu(\Theta)$ , для зависимости  $\omega_c(E)$  во втором порядке по константе межзонного электрон-фононного взаимодействия  $\Gamma_0$  имеем [13]

$$\omega_c^2(E) = \omega_0^2(0) [1 - AE_0^2], \quad (1)$$

коэффициент  $A$  для разогрева высокочастотным полем

$$A = \frac{\pi}{24} \left( \frac{\omega_0}{\omega_c} \right)^2 \Gamma_0^2 a^{-3} \Delta^{-1} \mu_0^{-1/2} \epsilon_g^{-3/2} T^2 B, \quad (2)$$

где

$$B = \frac{2}{3} \frac{e^2 \nu_p(\mu_0) [\omega^2 + \nu_p^2(\mu_0)]}{m \nu_\epsilon(\mu_0) \{[\omega^2 - \nu_p^2(\mu_0)]^2 + 4\omega^2 \nu_p^2(\mu_0)\}}, \quad (3)$$

здесь  $\mu_0$  — энергия Ферми,  $a$  — постоянная решетки,  $\Delta$  — ширина разрешенной зоны,  $\nu_p$  и  $\nu_\epsilon$  — частоты релаксации по импульсу и по энергии,  $E_0$  — амплитуда электрического поля. Этот результат определяется известной зависимостью электронной температуры  $\Theta$  от переменного электрического поля, при этом для вырожденных носителей уравнение баланса энергии решается точно [15]

$$\Theta/T = 1 + (B/T) E_0^2. \quad (4)$$

<sup>1</sup> В УСП носители обычно являются вырожденными [12].

<sup>2</sup> Заметим, что существование одномерного спектра в рассматриваемых кристаллах обсуждается в [14].

Если действует одновременно несколько механизмов квазиупругого рассеяния, то (см., например, [15])

$$\nu_p(\mu_0) \equiv \sum_i \nu_{ip}'(\mu_0), \quad \nu_\varepsilon(\mu_0) \equiv \sum_i \nu_{i\varepsilon}(\mu_0). \quad (5)$$

Для рассматриваемых УСП основным механизмом рассеяния является рассеяние на акустических фононах, так как рассеянием на оптических фононах можно пренебречь в силу  $T_c \ll \Theta_D$ , где  $\Theta_D$  — температура Дебая. Примесное рассеяние не дает вклада в  $\nu_\varepsilon$ , оно дает вклад в  $\nu_p$ , однако эта добавка для рассеяния на заряженных примесях крайне мала в УСП, так как в них статическая диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_0$  весьма велика ( $\varepsilon_0 \sim 1000$ ). Заметим, что решение  $\Theta(E_0)$  из [15] приведено для случая локальной связи между температурой электронов и полем, которая имеет место, если длина диффузии электрона за время энергетической релаксации  $l_e = v_F \nu_e^{-1}$  много меньше характерного расстояния изменения поля (для массивных образцов — толщины скин-слоя  $\delta$ ; для пленок, если их толщины  $h < \delta$ , — толщины пленки). В УСП в силу малости  $v_F$  это условие выполняется, так как, по оценкам,  $v_F \sim 10^8$  см/с,  $\nu_e \sim 10^{10}$  с<sup>-1</sup>, тогда как  $\delta \sim 10^{-2}$  см.

Следует также указать, что под действием поля происходит также нагрев решетки кристалла, вообще говоря, неоднородный. Будем предполагать, что для обеспечения наилучших условий теплоотвода будут использованы достаточно тонкие пленки из УСП на хорошо теплопроводящей диэлектрической подложке. В этом случае нагрев решетки легко оценить, пользуясь расчетом из [16]

$$T_{\max} = T_0 + \frac{Ph^2}{2\lambda_2} \left( \frac{2}{\pi} \ln \frac{H}{h} + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right), \quad (6)$$

где  $h$ ,  $H$  — толщины пленки и подложки;  $P(\omega, E_0)$  — плотность выделяемой мощности;  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  — коэффициенты теплопроводности пленки и подложки;  $T_0$  — температура охлаждаемой стороны подложки;  $T_{\max}$  — максимальная температура в пленке, которая достигается на внешней поверхности пленки. Очевидно, что если  $h < \delta$ , то неоднородность температуры решетки определяется размером  $h$ ; при этом необходимо, чтобы максимальная величина этой неоднородности  $\Delta T(h) = T_{\max} - T_0$  была много меньше изменения электронной температуры под действием поля.

Для типичного УСП  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  с  $x \approx 0.02$  при [12]  $\nu_p \sim 6 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>,  $\omega_c \approx 2 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $\nu_e \sim 10^{10}$  с<sup>-1</sup> и при смягчении критической моды при  $T \rightarrow T_c$  ( $\omega_c/\omega_0 \sim 0.5$  для частот  $\omega \leq \omega_c$ ,  $A \approx 4 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>·В<sup>-2</sup> и для полей с  $E_0 \approx 50$  В/см относительное изменение частоты мягкой моды ( $\Delta \omega_c(E_0)/\omega_c$ )  $\sim 0.1$ . Для пленки толщины  $h \approx 4 \cdot 10^{-4}$  см (при этом  $l_e < h$ ) и в качестве подложки используя сапфир, у которого [16] при  $T \approx 78$  К  $\lambda_2 \approx 9$  Вт·см<sup>-1</sup>·К<sup>1</sup>, а для УСП  $\lambda_1 \approx 0.2$  Вт·см<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>, при  $H \sim 10^{-1}$  см для полей с  $E_0 \approx 50$  В/см  $\Delta T(h) \approx 0.3$  К, тогда как электронный разогрев  $\Delta T = \Theta - T \approx 0.1$  Т = 8 К.

3. Перейдем к рассмотрению отражения электромагнитной волны от УСП.

Так как при  $\omega \leq \omega_c$   $\varepsilon_{\text{эф}}(\omega)$  достаточно велико, то отражение электромагнитной волны определяется поверхностным импедансом

$$Z(\omega) = [z(\omega) - (4\pi z(\omega)/\omega) i]^{-1/2}. \quad (7)$$

Фононная часть диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика вблизи  $T_c$  есть

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \omega_c^2 / (\omega_c^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega), \quad (8)$$

где  $\Gamma$  — затухание;  $\varepsilon_0(E) \sim \omega_c^{-2}(E)$ ;  $\omega_c(E)$  определяется выражением (1).

Для УСП ( $\Gamma/\omega_c(0) \sim 0.1 \div 1.0$  вблизи  $T_c$ ;  $\varepsilon_\infty \sim 20 \div 50$ ).

В области малых частот  $\omega \ll \nu_p$  электронный вклад является преобладающим; для частот при  $\nu_p \ll \omega < \omega_c$  электронный и фоновый вклады являются сопоставимыми и для  $Z$  имеем

$$Z = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 + i) \left( \varepsilon_0 \frac{\Gamma \omega}{\omega_c^2} + \frac{4\pi \tau_0 \nu_p^2}{\omega^3} \right)^{-1/2}. \quad (9)$$

Разлагая  $Z$  в ряд по полю, получаем

$$Z \approx Z_0 \left[ 1 - \frac{3}{2} A E_0^2 \left( 1 + \frac{4\pi \tau_0 \omega_c^2 \nu_p^2}{\varepsilon_0 \Gamma \omega^4} \right)^{-1} \right], \quad (10)$$

где  $Z_0 \equiv Z(E_0=0)$ . Относительное нелинейное уменьшение поверхностного импеданса  $\Delta Z(E_0)/Z_0$  для указанных выше характерных значений параметров для частот  $\omega \sim (4\pi \sigma_0 \nu_p^2 / \varepsilon_0)^{1/2}$  в полях  $E_c \approx 50$  В/см составляет величину порядка  $10^{-1}$ .

4. С увеличением частоты  $\omega$  фоновый вклад в сравнении с электронным становится преобладающим. Для частот  $\omega \sim \omega_c$  и удовлетворяющих условию  $\omega^2 > (4\pi \sigma_0 \omega_c^2 \nu_p^2 / \varepsilon_0 \Gamma)^{1/2}$  электронный вклад в  $\varepsilon_{\text{эф}}(\omega)$  мал по отношению к фоновому и УСП будет проявлять в основном диэлектрические свойства. При этом соотношение между  $\text{Re } \varepsilon$  и  $\text{Im } \varepsilon$  зависит от характера динамики мягкой моды.

а) Для мягкой моды с относительно малым вблизи  $T_c$  затуханием  $(\Gamma/\omega_c) \sim 0.1$  отношение  $(\text{Im } \varepsilon / \text{Re } \varepsilon) = (\Gamma \omega / \omega_c^2) \sim 0.1$  при  $\omega \sim \omega_c$ . В этом случае электромагнитная волна имеет относительно большую глубину проникновения  $\delta$

$$\delta \sim 2c\omega_c / \sqrt{\varepsilon_0} \omega \sqrt{\Gamma \omega}. \quad (11)$$

Относительное уменьшение  $\delta$  в электрическом поле волны составляет  $(\Delta \delta(E)/\delta_0) \sim -3/2 \cdot A E_0^2$ ,  $\delta_0 \sim 10^{-2}$  см. Поверхностный импеданс в этом случае равен

$$Z = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0}} \left( 1 + i \frac{\Gamma \omega}{\omega_c^2} \right). \quad (12)$$

Активная часть импеданса  $Z'$  много больше его реактивной части  $Z''$ , при этом

$$Z' \approx Z'_0 (1 - 3/4 A E_0^2). \quad (13)$$

Коэффициент отражения  $R$  для нормального падения

$$R \approx 1 - \frac{4}{\sqrt{\varepsilon_0}} + 3 \frac{A E_0^2}{\sqrt{\varepsilon_0}} \approx \|R_0 \left( 1 + 3 \frac{A E_0^2}{R_0 \sqrt{\varepsilon_0}} \right). \quad (14)$$

б) Для сильно демпфированной вблизи  $T_c$  мягкой моды  $(\Gamma/\omega_c) \sim 1$  и при  $\omega \sim \omega_c$   $(\text{Im } \varepsilon / \text{Re } \varepsilon) \sim 1$  и

$$\delta \sim \sqrt{2} c / \omega \sqrt{\varepsilon_0}. \quad (15)$$

Для  $Z$  имеем  $\Delta Z'(E) \sim \Delta Z''(E) \sim -A E_0^2$ . Коэффициент отражения при нормальном падении

$$R \approx R_0 (1 + A E_0^2). \quad (16)$$

5. В заключение заметим, что относительные нелинейные добавки у  $Z$ ,  $R$  и  $\delta$  имеют тот же порядок величины, что и относительное изменение частоты мягкой моды  $\omega_c$  в электрическом поле, и в полях  $E_0 \sim 30 \div 50$  В/см частоты  $\omega \ll \omega_c$  они составляют для УСП 4–10 %.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Копасов А. П., Скорюков А. Г. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 2 (8), с. 607–619.  
 [2] Копасов А. П. ФММ, 1984, т. 55, № 2, с. 230–237.

<sup>3</sup> Заметим, что в настоящее время созданы полупроводниковые лазеры [17] в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн с плотностью потока мощности порядка 100 Вт/см<sup>2</sup> [18].

- [3] *Волошин И. Ф., Кравченко С. В., Фишер Л. М., Ямпольский В. А.* ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 4, с. 1460—1469.
- [4] *Лайнс М., Гласс А.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
- [5] *Щербаков А. С., Кацнельсон М. И., Трефилов А. В.* и др. ФММ, 1987, т. 64, № 4, с. 735—741.
- [6] *Щербаков А. С., Кацнельсон М. И., Трефилов А. В.* и др. ФММ, 1987, т. 64, № 4, с. 742—746.
- [7] *Гайдук А. Л., Жерлицын С. В., Панфилов А. С.* и др. ФНТ, 1987, т. 13, № 6, с. 653—655.
- [8] *Бурханов А. М., Гудков В. В., Жевстовских И. В.* и др. ФММ, 1987, т. 64, № 2, с. 397—399.
- [9] *Yu J., Freeman A. J., Xu J. H.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, № 10, p. 1035—1037.
- [10] *Бушмарина Г. С., Дробкин И. А.* и др. ФТТ, 1986, т. 28, № 4, с. 1094—1097.
- [11] *Кайданов В. И., Немов С. А., Парфентьев Р. В.* и др. ФТТ, 1985, т. 27, № 8, с. 2513—2515.
- [12] *Takaoka S., Murase S.* Phys. Rev., 1979, vol. B20, N 7, p. 2823—2833.
- [13] *Генкин Г. М., Зильберберг В. В., Щедрина Н. В.* Изв. вузов. Физика, 1988, № 1, с. 33—37.
- [14] *Дугаев В. К., Литвинов В. И.* ФТТ, 1983, т. 25, № 1, с. 136—141.
- [15] *Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г.* Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М.: Наука, 1975. 400 с.
- [16] Сегнетоэлектрики в технике СВЧ / Под ред. Вендика О. Г. М.: Сов. радио, 1979. 272 с.
- [17] *Андронов А. А., Зверев И. В., Козлов В. А.* и др. Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 2, с. 69—71.
- [18] *Kotiyuta S., Kuroda S.* Sol. St. Commun., 1986, vol. 59, № 3, p. 167—172.

Горьковский институт  
инженеров водного транспорта  
Горький

Поступило в Редакцию  
17 марта 1988 г.  
В окончательной редакции  
30 июня 1988 г.