

©1995 г.

ВОЛНА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ ЛОВУШЕК, СОПРОВОЖДАЮЩАЯ ИЗГИБНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛАСТИНЫ ПОЛЯРНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

В.В. Свиридов

Воронежский государственный педагогический институт,
394611, Воронеж, Россия
(Получена 9 марта 1994 г. Принята к печати 5 июля 1994 г.)

Обнаружено, что при изгибных колебаниях пластинки из высокоомного пьезополупроводника может возбуждаться волна пространственной перезарядки ловушек для основных носителей, локализованная у поверхности. Эта волна имеет необычный закон дисперсии и при не слишком высоких частотах (или, что эквивалентно, при не слишком низких температурах) может определять скорость затухания колебаний.

1. Обнаружение электромеханической релаксации, связанной с глубокими уровнями (ЭМРГУ) [1,2], продемонстрировало возможность контроля состояния электронной подсистемы высокоомных ($10^2 \div 10^7$ Ом·м) полупроводников $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ путем измерения такой чисто механической величины, как затухание собственных колебаний образцов из этих материалов. Понимание кинетики ЭМРГУ сталкивается с известными трудностями [3], которые обусловлены сложностью процесса релаксации и множественностью управляющих им факторов. Так, было показано [4], что время релаксации в условиях, близких к условиям наблюдения ЭМРГУ, может выражаться сложной комбинацией нескольких параметров, характеризующих скорость отдельных процессов в электронной подсистеме кристалла: времени захвата носителя на ловушку τ_1 и времени обратного термического выброса в зону τ_1 ; максвелловского времени τ_M релаксации заряда в коллективе свободных носителей и времени дрейфа индивидуального носителя сквозь образец. Цель настоящей работы — продемонстрировать, что важную роль в процессе ЭМРГУ может играть неоднородность распределения носителей, связанная, во-первых, с наличием у образца поверхностей, блокирующих потоки носителей, и, во-вторых, с возбуждением волны пространственной перезарядки ловушек [5].

2. Для определенности будем рассматривать высокоомный материал p -типа, компенсированный глубокими центрами — ловушками для дырок с энергией ионизации ϵ_i .

При изгибных колебаниях пластинки полярного полупроводника его электронная подсистема выводится из равновесия пьезозарядами, распределенными по объему пластинки однородно [1] с плотностью

$$\rho_p = \rho' \sin \omega t, \quad (1)$$

где $\rho' = e u_0 / h$, ω — круговая частота колебаний, e — пьезокоэффициент, зависящий от материала и кристаллографической ориентации пластинки, h — полутолщина последней, u_0 — амплитуда деформации в приповерхностном слое. Возникающее электрическое поле E , а также концентрация свободных носителей p и концентрация носителей, связанных на ловушках, N , в тонкой пластинке зависят, помимо времени t , от единственной координаты x , отсчитываемой нормально к плоскости пластинки. Если поместить начало отсчета x в нейтральную плоскость изгиба (плоскость симметрии пластинки), то, из соображений симметрии, p и N будут четными функциями x , а поле E и поток носителей — нечетными. При этом как дрейфовый, так и диффузионный потоки носителей сквозь плоскость $x = 0$ должны отсутствовать, в чем заключается первое граничное условие. Второе сводится к требованию отсутствия потока носителей сквозь внешнюю поверхность $x = h$.

Кинетика процесса релаксации заряда определяется следующими уравнениями.

а. Уравнение Пуассона:

$$\varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} = \rho_p + q \Delta P, \quad (2)$$

где $\varepsilon \varepsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость, q — заряд электрона,

$$\Delta P = \Delta p + \Delta N = (p - p_0) + (N - N_0), \quad (3)$$

Δp и ΔN — отклонения текущих концентраций свободных (p) или связанных на ловушках носителей (N) от равновесного значения p_0 или N_0 .

б. Уравнение непрерывности для потока носителей [6]:

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t} = D \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial}{\partial x} (pE), \quad (4)$$

где μ и D — подвижность носителей и их коэффициент диффузии, связанные соотношением Эйнштейна $D = \mu T / q$, T — температура. Выражение (4) описывает изменение концентрации (всех) носителей за счет диффузии и выноса электрическим полем E со скоростью, пропорциональной проводимости материала $\gamma = q \mu p$.

в. Уравнение баланса для носителей на глубоких центрах:

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = \frac{1 - N/N_t}{1 - N_0/N_t} \frac{p}{\tau_1} - \frac{1}{1 - N_0/N_t} \frac{N}{\tau_1}, \quad (5)$$

где

$$\tau_l = \left(\sigma v (N_t - N_0) \right)^{-1}, \quad \tau_{\uparrow} = (1 - N_0/N_t) (\sigma v N_b)^{-1} \exp(\varepsilon_i/T), \quad (6)$$

N_t — концентрация ловушек, N_b — эффективная плотность состояний в соответствующей (в данном случае, валентной) зоне, σ — сечение захвата носителя на ловушку, v — его термическая скорость. Выражение (5) эквивалентно уравнению баланса традиционного вида [6], но записано в специальной форме, удобной для дальнейших выкладок.

Электрическое поле можно исключить, интегрируя (2) с учетом граничного условия $E(x=0) = 0$ и подставляя результат в (4). Получаем

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t} = \frac{h^2}{\tau_D} \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial x^2} - \frac{1}{\tau_M} \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(1 + \frac{\Delta P}{p_0} \right) \int_0^x \left(\frac{\rho'}{q} \sin \omega t + \Delta P \right) dx \right], \quad (7)$$

где

$$\tau_D = h^2/D, \quad \tau_M = \varepsilon \varepsilon_0 / q \mu p_0 \quad (8)$$

— диффузионное и максвелловское времена релаксации заряда соответственно. Уравнение (5), используя следующее из него соотношение

$$p_0 = \frac{\tau_l}{\tau_{\uparrow}} \frac{N_0}{1 - N_0/N_t}, \quad (9)$$

удобно привести к виду

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = \frac{\Delta p}{\tau_l} - \left(1 + \frac{N_0}{N_t} \frac{\Delta p}{p_0} \right) \frac{\Delta N}{\tau_{\uparrow}}. \quad (10)$$

Таким образом, задача исследования кинетики релаксационного процесса сведена к уравнениям (7), (10) с соответствующими граничными условиями. Если считать заполнение ловушек N_0/N_t не слишком близким к единице (это фактически условие высокоомности полупроводника) или к нулю, то задача содержит шесть существенных параметров: амплитуду колебаний плотности пьезозарядов ρ' и времена τ_D , τ_M , τ_{\uparrow} , τ_l и ω^{-1} . Оценим их, принимая в качестве модельного объекта пластинку полутолщиной 300 мкм из арсенида галлия (пьезокоэффициент $e = 0.16$ Кл/м² [7]) с ловушками глубиной 0.7 эВ и сечением захвата 10^{-14} см², удельное сопротивление которого при комнатной температуре 10^5 Ом·м. При амплитуде механической деформации $u_0 = 10^{-6}$, характерной для эксперимента [1], плотность пьезозарядов ρ' составляет $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ Кл/м³. Это соответствует присутствию $\rho'/q \sim 3 \cdot 10^9$ см⁻³ избыточных носителей заряда, что сравнимо или даже превосходит равновесную концентрацию свободных носителей, но гораздо меньше количества носителей, связанных на глубоких центрах ($N_0 \sim N_t \sim 10^{17}$ см⁻³). Для параметров размерности времени при $T = 300$ К имеем

$$\tau_D \sim 10^{-5} \text{ с}, \quad \tau_M \sim 10^{-5} \text{ с}, \quad \tau_l \sim 10^{-10} \text{ с}, \quad \tau_{\uparrow} \sim 10^{-2} \text{ с}. \quad (11)$$

С повышением температуры τ_M и τ_I уменьшаются по одинаковому закону (закону Аррениуса с энергией активации ε_i), а τ_D и τ_1 можно считать неизменными по порядку величины. Таким образом, во всей интересующей нас температурной области при кило- и мегагерцевых частотах имеют место соотношения

$$\tau_M \ll \tau_1, \quad \tau_1 \ll \tau_I, \quad \tau_1 \ll \omega^{-1}. \quad (12)$$

3. Уравнения (7) и (10) являются нелинейными, причем источник нелинейности один — второе слагаемое в правой части (4). Физически нелинейность возникает за счет того, что проводимость, определяющая скорость отклика системы зарядов, зависит от концентрации свободных носителей заряда, которая сама не остается неизменной по ходу релаксационного процесса. Есть, однако, основания считать, что относительное изменение концентрации свободных носителей мало: $\Delta p \ll p_0$. Действительно, скорость обмена между зоной и ловушками характеризуется самым малым из характерных времен задачи, τ_1 . Поэтому связанные на глубоких центрах носители можно рассматривать как большой ($N_0 \gg \rho'/q$) резервуар, успевающий быть почти в равновесии с ансамблем свободных носителей и обеспечивающий стабильность их концентрации. Справедливость предположения $\Delta p \ll p_0$ подтверждается анализом решения линеаризованной задачи (см. далее), а также численным интегрированием уравнений (7), (10) для конкретного набора параметров.

Пренебрегая теперь в (7) и (10) величинами $\Delta p/p_0$ по сравнению с единицей, получаем систему линейных уравнений, установившееся решение которой ищем в виде

$$\Delta P(x, \omega t) = \Delta P_+(x) \cos \omega t + \Delta P(x) \sin \omega t, \quad (13)$$

$$\Delta N(x, \omega t) = \Delta N_+(x) \cos \omega t + \Delta N_-(x) \sin \omega t, \quad (14)$$

$$\Delta p(x, \omega t) = \Delta p_+(x) \cos \omega t + \Delta p_-(x) \sin \omega t. \quad (15)$$

Локальные амплитуды колебаний концентрации носителей ΔP_{\pm} , ΔN_{\pm} , Δp_{\pm} определяются с помощью сформулированных в п. 2 граничных условий отсутствия тока сквозь нейтральную плоскость изгиба

$$\Delta P'_{\pm}(0) = \Delta N'_{\pm}(0) = \Delta p'_{\pm}(0) = 0, \quad (16)$$

и сквозь внешнюю поверхность $x = h$. Последнее удобнее заменить эквивалентным требованием сохранения полного заряда между этими плоскостями:

$$\int_0^h \Delta P_+(x) dx = \int_0^h \Delta P_-(x) dx = 0. \quad (17)$$

После необходимых выкладок получаем

$$\Delta N_{\pm} = I \Delta P_{\pm} \mp J Y_{\mp}, \quad \Delta p_{\pm} = (1 - I) \Delta P_{\pm} \pm J \Delta P_{\mp}, \quad (18)$$

где

$$I = \frac{1 + \tau_1/\tau_I}{(1 + \tau_1/\tau_I)^2 + \omega^2 \tau_1^2}, \quad J = \frac{\omega \tau_1}{(1 + \tau_1/\tau_I)^2 + \omega^2 \tau_1^2}. \quad (19)$$

Основной интерес представляют функции ΔP_{\pm} , описывающие отклонение концентрации всех носителей от равновесной. Решение линейризованной задачи (7), (10), получаемое подстановками (13)–(15), (18), (19) и с учетом граничных условий (16), (17), дает

$$\Delta P_+ = \frac{\rho'}{q} \frac{\omega \tau_M}{1 + \omega^2 \tau_M^2} [1 + a \operatorname{ch}(\kappa x) + a^* \operatorname{ch}(\kappa^* x)], \quad (20)$$

$$\Delta P_- = \frac{\rho'}{q} \frac{\omega \tau_M}{1 + \omega^2 \tau_M^2} \left[-\frac{1}{\omega \tau_M} + ia \operatorname{ch}(\kappa x) - ia^* \operatorname{ch}(\kappa^* x) \right], \quad (21)$$

где

$$a = - \left(1 + \frac{i}{\omega \tau_M} \right) \kappa h / 2 \operatorname{sh}(\kappa h), \quad (22)$$

i — мнимая единица,

$$\kappa = \chi - ik \quad (23)$$

— комплексная постоянная экранирования, вещественная и мнимая части которой связаны соотношениями

$$(\chi^2 - k^2)h^2 = \frac{\tau_D}{\tau_M} \left[1 + \frac{1 + \omega^2 \tau_1 \tau_M}{1 + \omega^2 \tau_1^2} \right], \quad (24)$$

$$(\chi^2 + k^2)h^2 = \frac{\tau_D}{\tau_1} \left\{ \left[\left(1 + \frac{\tau_1}{\tau_1} \right)^2 + \omega^2 \tau_1^2 \right] \frac{1 + \omega^2 \tau_1^2}{1 + \omega^2 \tau_M^2} \right\}^{1/2} \approx \frac{\tau_D}{\tau_1} \left\{ \frac{1 + \omega^2 \tau_1^2}{1 + \omega^2 \tau_M^2} \right\}^{1/2}, \quad (25)$$

$$2\chi kh^2 = \frac{\tau_D}{\tau_1} \left[\left(\frac{\tau_1}{\tau_M} - 1 \right) \frac{\omega \tau_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} - \omega \tau_1 \right] \approx \frac{\tau_D \tau_1}{\tau_1 \tau_M} \frac{\omega \tau_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2}. \quad (26)$$

Приближенные равенства в (25) и (26) имеют место с учетом соотношений (12). Явные выражения для χ и k удобно выписать по отдельности для следующих частотно-температурных диапазонов.

I. $\omega \tau_M \gg 1$ (высокие частоты или низкие температуры):

$$\chi h \approx (\tau_D / \tau_1)^{1/2} \gg 1, \quad kh \approx (2\omega \tau_M)^{-1} (\tau_D / \tau_1)^{1/2} \ll \chi h. \quad (27)$$

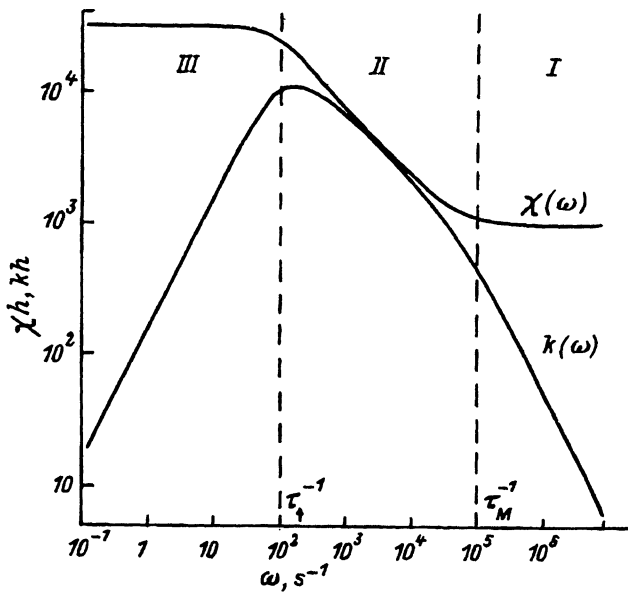
II. $\tau_M / \tau_1 \ll \omega \tau_M \ll 1$ (промежуточные частоты и температуры):

$$\chi h \approx kh \approx (\tau_D / 2\omega \tau_M \tau_1)^{1/2} \gg 1. \quad (28)$$

III. $\omega \tau_1 \ll 1$ (низкие частоты или высокие температуры):

$$\chi h \approx (\tau_1 \tau_D / \tau_M \tau_1)^{1/2} \gg 1, \quad kh \approx (\omega \tau_1 / 2) (\tau_1 \tau_D / \tau_M \tau_1)^{1/2} \ll \chi h. \quad (29)$$

Видно, что во всех случаях $\chi h \gg 1$. Это означает, что неоднородность распределения носителей по толщине образца, описываемая вторым и третьим слагаемыми в квадратных скобках в (20) и (21), оказывается заметной лишь в приповерхностном слое толщиной $\sim h/\chi$.



4. Наличие у константы экранирования κ мнимой части означает, что заполнение ловушек периодически модулировано вдоль x . Другими словами, изгибные колебания пластинки пьезополупроводника сопровождаются возбуждением волны пространственной перезарядки ловушек (ВППЛ), которая в отличие от ВППЛ, рассмотренной в [5], локализована у поверхности пластинки. Из (27)–(29) следует, что заметнее всего возникновение ВППЛ в промежуточном температурно-частотном диапазоне II, где $k \approx \chi$, в то время как в диапазонах I и III $k \ll \chi$, т.е. ВППЛ здесь «не помещается» в приповерхностный слой.

Дисперсионные кривые $\chi = \chi(\omega)$ и $k = k(\omega)$ изображены на рисунке для принятых значений параметров (11). Отметим, что полученная в [5] зависимость $\omega \sim k^{-1}$ имеет место лишь в высокочастотном диапазоне I. Очевидно, дело в том, что в рассматриваемой ситуации определяющую роль играет наличие у образца поверхности, в то время как в [5] рассматривается ВППЛ в объеме материала.

Вернемся к вопросу об обоснованности предположения $\Delta p/p_0 \ll 1$, позволившего линеаризовать задачу. Из формул (20)–(22) следует, что локальная амплитуда колебаний концентрации носителей максимальна у поверхности ($x = h$). Используя явный вид (23), (27)–(29) величин, входящих в выражения для ΔP_{\pm} , несложно получить, что абсолютный максимум достигается при $\omega \tau_M \sim 1$:

$$\max \Delta P_{\pm}(h) \sim (\tau_D/\tau_1)^{1/2} (\rho'/q). \quad (30)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \max \left(\frac{\Delta p}{p_0} \right) &\sim \frac{(1 - I + J) \max(\Delta P)}{(\tau_1/\tau_1) N_t} \sim \\ &\sim (\tau_D/\tau_1)^{1/2} (1 + \tau_1/\tau_M) \rho'/q N_t \sim 10^{-2} \div 10^{-1}. \end{aligned} \quad (31)$$

Для численной оценки в (31) использованы приведенные в п. 2 модельные значения параметров. Таким образом, и в самом неблагоприятном случае параметр нелинейности остается малым, что позволяет ограничиться решением линеаризованной задачи.

5. Практическое значение обнаруженной возможности возбуждения ВППЛ заключается в том, что ВППЛ может внести заметный вклад в затухание механических колебаний пластинки. Согласно [8], внутреннее трение в обсуждаемой ситуации дается формулой

$$Q^{-1} = \frac{K^2}{2} \frac{3}{\pi} \oint d(\omega t) \cos \omega t \int_0^1 (1 - x^2/h^2) (q\Delta P/\rho') d(x/h), \quad (32)$$

где K — коэффициент электромеханической связи для данной кристаллографической ориентации пластинки. Подставляя сюда решение (13), (20) кинетических уравнений, получаем

$$Q^{-1} = K^2 \frac{\omega\tau_M}{1 + \omega^2\tau_M^2} F, \quad (33)$$

где

$$F = 1 + \frac{3}{\omega\tau_M} \frac{kh}{(\chi h)^2 + (kh)^2} \left(1 - \frac{2\chi h}{(\chi h)^2 + (kh)^2} \right) - \frac{3}{(\chi h)^2 + (kh)^2} \left(\chi h - \frac{\chi^2 - k^2}{\chi^2 + k^2} \right). \quad (34)$$

Таким образом, затухание механических колебаний пластинки, определяемое процессами релаксации заряда в ней, имеет вид дебаевского максимума со временем релаксации $\tau = \tau_M$, модулированной функцией F , которая представляется в виде суммы трех слагаемых. Первое из них (единица) обусловлено однородной частью решения (20). Накопление носителей у поверхности и возникновение ВППЛ отражаются вторым и третьим слагаемыми, причем третье оказывается малым во всех частотно-температурных диапазонах (это очевидно, если учесть, что $\chi h \gg 1$ и $\chi > k$). Второе же слагаемое в (34) может и превышать первое при условии

$$\frac{3}{\omega\tau_M} \frac{kh}{(\chi h)^2 + (kh)^2} > 1. \quad (35)$$

Требование (35) явно не может выполняться в диапазоне I, где $\omega\tau_M \gg 1$. В диапазоне III, где $k \sim \omega$, оно эквивалентно условию

$$\frac{\tau_1\tau_1}{\tau_M\tau_D} > 1. \quad (36)$$

Последнее не имеет места при конкретных значениях параметров (11), но становится справедливым, например, для более тонких пластинок (τ_D уменьшается пропорционально h^2) или для материала n -типа (как

τ_M , так и τ_D обратно пропорциональны подвижности носителей, которая у электронов в GaAs в 20 раз выше, чем у дырок). Наконец, в диапазоне II, где $k \approx \chi \sim \omega^{-1/2}$, левая часть неравенства (35) с ростом частоты убывает как $\omega^{-1/2}$. Таким образом, можно сделать вывод, что при соответствующем сочетании параметров материала и образца затухание механических изгибных колебаний в диапазонах I и отчасти II может определяться наличием волны пространственной перезарядки ловушек у поверхности образца.

Список литературы

- [1] В.И. Митрохин, С.И. Рембеза, В.В. Свиридов, Н.П. Ярославцев. ФТТ, **27**, 2081 (1985).
- [2] D. Laszig, P. Haasen, Phys. St. Sol. (a), **104**, K105 (1987).
- [3] V.I. Mitrokhin, S.I. Rembeza, V.V. Sviridov, N.P. Yaroslavtsev. Phys. St. Sol. (a). **119**, 535 (1990).
- [4] В.В. Свиридов. ФТП, **21**, 2172 (1987).
- [5] А.С. Бугаев, Ю.В. Гуляев, В.П. Плесский, Р.А. Сурис, В.И. Фукс. ФТП, **17**, 733 (1983).
- [6] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965).
- [7] *Акустические кристаллы: Справочник*, под ред. М.П. Шаскольской (М., Наука, 1982).
- [8] В.В. Свиридов, Н.П. Ярославцев. ФТП, **28**, 980 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

A trap spatial-recharging wave accompanying vibrations of the polar semiconductor

V. V. Sviridov

State Pedagogical Institute, 394611 Voronezh, Russia

A wave of the spatial recharging of major carrier traps can be excited at flexural vibrations of a high-resistive semiconductor wafer. The wave is localized at the wafer surface and obeys an unusual dispersion law. If the vibration frequency is not too high (in other words, if the temperature is not too low), this wave can define the attenuation of the wafer vibrations.