

$E_{\text{ФП}}$  — энергии бесфононной полосы люминесценции и ее фононного повторения соответственно). Аналогичным образом можно объяснить и люминесценцию с  $z$ -среза кристалла.

Температурное тушение люминесценции может происходить путем исключения данного уровня из процесса излучения в точке фазового перехода  $T_c$ , где возникает скачкообразное (на 0.04 эВ) уменьшение ширины запрещенной зоны [6]. Учитывая анизотропию глубины залегания  $E_i$  примесного уровня, можно предположить различный характер температурного тушения люминесценции в прустите. К сожалению, в настоящее время данные по анизотропии  $E_i$  отсутствуют.

Итак, в настоящей работе сообщается о первом наблюдении ФЛ кристаллов  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ , при этом обнаружены заметная анизотропия возбуждения ФЛ и существенная трансформация ее спектров с температурой. Определены также значения точек температурного тушения ФЛ для трех основных кристаллографических срезов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гаврилова Н. Д., Копчик В. А., Новик В. К., Попова Т. В. // Кристаллография. 1978. Т. 23. № 5. С. 1067—1070.
- [2] Довгий Я. О., Китык И. В., Маньковская И. Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 10. С. 3170—3171.
- [3] Осипишип И. С., Буцко Н. И., Яцкив А. А. // Тез. докл. Республ. конфер. «Фотоэлектрические явления в полупроводниках». Киев, 1979. С. 179.
- [4] Бредихин В. И., Генкин В. Н., Соустов Л. В. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 5. С. 1436—1438.
- [5] Довгий Я. О., Китык И. В. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. № 2. С. 329—334.
- [6] Байса Д. Ф., Колендрицкий Д. Д., Мальцев С. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 1. С. 358—362.
- [7] Юрченко И. А., Брнаговский Е. Г., Гецко О. М., Снитко О. В. // Квантовая электроника (Республ. межвед. сб. научных трудов АН УССР). 1986. № 31. С. 83—88.
- [8] Довгий Я. О., Коромышин В. Н., Мороз Е. Г., Буцко Н. И. // УФЖ. 1972. Т. 17. № 5. С. 766—769.

Институт полупроводников  
АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
10 июня 1991 г.

УДК 537.311.322

© Физика твердого тела, том 33, № 11, 1991  
Solid State Physics, vol. 33, N 11, 1991

## О ПОЗДНЕЙ СТАДИИ ЭКРАНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А. В. Ильинский, М. Б. Мельников

В [1, 2] сообщалось о наблюдении при экранировании внешнего электрического поля в высокоомных полупроводниках нового явления — стратификации объемного заряда, состоящего в возникновении в ходе экранирования слоев знакопеременного заряда и связанных с ними сильных осцилляций поля. Явление наблюдалось в геометрии плоского конденсатора в кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  [1],  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  [2],  $\text{ZnSe}$  [3] при однородной генерации и блокирующем контакте к обедняющему электроду. В [1, 2] проведено численное описание этого явления с учетом однородной в пространстве и постоянной во времени фотогенерации электронов в зону проводимости, их дрейфа и захвата на глубокие уровни локальных центров. В [4, 5] аналитически описан процесс экранирования на его начальной стадии, на которой порожденное объемным зарядом изменение поля

еще существенно меньше первоначального однородного поля  $E_0$ . В [5] определена иерархия временных масштабов, при которой может наблюдаться подобный режим экранирования; требуется, чтобы максвелловское время  $\tau_m$  было много меньше времени ионизации глубоких центров  $\tau_i$  (отметим, что в рассматриваемых материалах время жизни свободного носителя  $\tau \ll \tau_m$ ). В [6, 7] определены соотношения между толщинами кристалла  $d$ , диэлектрической прослойки между кристаллом и обедняющим электродом  $b$  и длиной дрейфа носителей  $L_0 = \mu \tau E_0$  ( $\mu$  — подвижность), при которых ярко проявляются осцилляции; требуется, чтобы выполнялось условие  $L_0, b \ll d$  (ниже толщину  $b$  будем считать пренебрежимо малой).

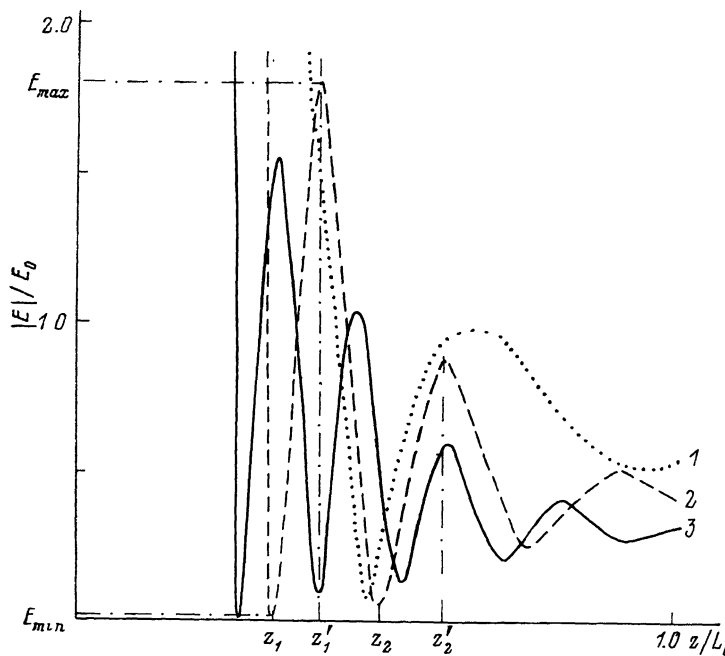


Рис. 1. Распределение поля в высокоомном кристалле при  $d/L_0=20$  в различные моменты времени (численный расчет).

1 —  $t=25\tau_m$ , 2 —  $60\tau_m$ , 3 —  $100\tau_m$ .  $z_1, z_2$  — координаты первого и второго минимума ( $z_1, z_2$  — максимума)  $|E|$  при  $t=60\tau_m$ .

Все цитированные работы посвящены относительно ранним стадиям экранирования поля (текущее время  $t < 50\tau_m$ ), когда величина заряда в каждом слое растет и амплитуда осцилляций соответственно увеличивается. Однако известно [8], что стационарное состояние поля в кристалле не имеет осцилляций; в пренебрежении диффузией и истощением уровней — поставщиков свободных носителей — область ненулевого поля вырождается в заряженную плоскость. В настоящей работе рассмотрена поздняя стадия экранирования поля в описанной модели и показано, что амплитуда осцилляций и заряд в слоях (кроме ближайшего к обедняющему электроду) после некоторого момента  $t_{q\max}$ , определяемого временем  $\tau_m$  и соотношениями размеров в структуре, уменьшаются со временем.

Вначале приведем качественные рассуждения для поздней стадии экранирования. Пусть в ходе ранней стадии в образце образовалось распределение поля, соответствующее кривой 2 на рис. 1. Поле в области «узкого горла» [9] в окрестности точки  $z_1$  при этом так уменьшилось, что электроны практически перестали пересекать плоскость  $z_1$ . Таким образом, области  $[0-z_1]$  и  $[z_1-d]$  оказались независимыми друг от друга. Тогда за счет генерации и отвода электронов из области, прилегающей справа к плоскости минимума поля  $z_{1\tau}$  в ней начнет уменьшаться образо-

взвешивая на ранней стадии отрицательный заряд. Для независимости разделенных плоскостью  $z_1$  областей требуется, конечно, чтобы точка  $z_1$  не слишком быстро сдвигалась на поздней стадии влево, иначе отрицательный заряд сможет накапливаться на участке  $[z_1 - z'_1]$  за счет отвода электронов из прикатодной области. Положение о независимости областей в рамках качественного рассмотрения недоказуемо, при анализе результатов расчета мы вернемся к этому вопросу. Аналогично после образования второго «узкого горла» в плоскости  $z_2$  области  $[z_1 - z_2]$  и  $[z_2 - d]$  также окажутся взаимоиолированными, что приведет к уменьшению положительного заряда в следующем слое, и т. д., так что на поздней стадии экранирования амплитуда осцилляций поля будет уменьшаться.

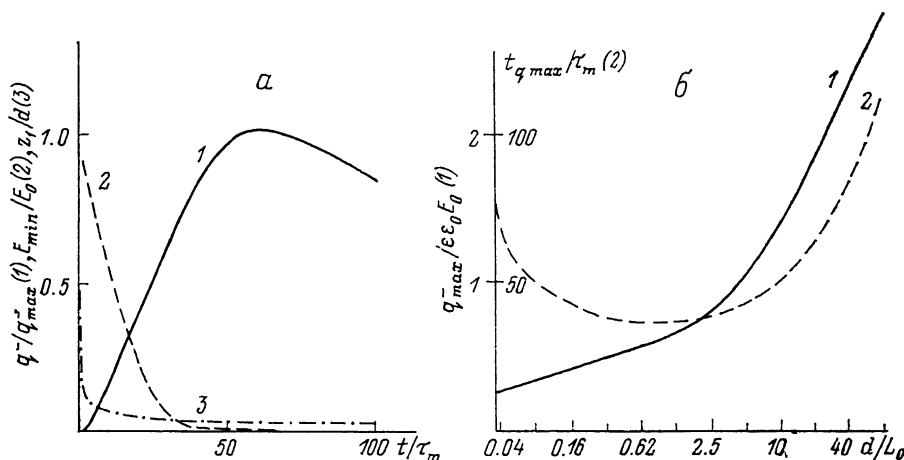


Рис. 2.

$a$  — временные зависимости некоторых характерных величин при экранировании поля в кристалле толщиной  $d/L_0=20$ .  $q^-$  — заряд ближайшего к катоду отрицательного слоя,  $E_{\min}$  — величина поля в ближайшем к катоду минимуме,  $z_1$  — координата этого минимума;  $b$  — максимальный достигаемый заряд ближайшего к катоду отрицательного слоя  $q_{\max}^-$  и время его накопления  $t_q \max$  в зависимости от  $d/L_0$ .

Для подробного описания экранирования поля мы воспользовались методикой численного решения описывающей его системы уравнений (система в используемом здесь виде приведена, например, в [7]). Суть методики состоит в том, что весь интересующий нас временной интервал  $[0-t]$  разбивается на подынтервалы длительностью  $\Delta t$ ,  $\tau \ll \Delta t \ll \tau_m$ , на каждом из которых перенос заряда считается происходящим в неизменном поле, пространственное распределение которого аппроксимировано кусочно-линейной функцией

$$E(z)|_{i\Delta z < z < (i+1)\Delta z} = \alpha_i + \beta_i z, \quad \Delta z \ll L_0.$$

Далее рассчитываются приращение заряда на каждом из участков  $\Delta z$  за время  $\Delta t$  и соответствующее ему новое значение поля (в виде новых  $\alpha_i$  и  $\beta_i$ ), после чего вся процедура повторяется снова, как это описано в [1, 2].

Пространственно-временная картина эволюции поля в кристалле при  $d/L_0=20$  приведена на рис. 1. Из этого рисунка видно, что после первой стадии экранирования — нарастания амплитуды осцилляций (и соответственно величины объемного заряда в слоях) — наступает вторая стадия — стадия их уменьшения. Для более наглядного представления этой картины на рис. 2,  $a$  приведены временные зависимости некоторых характеристик экранирования для того же отношения  $d/L_0=20$ , что и на рис. 1. Из рис. 2,  $a$  видно следующее. Кривая 1 показывает, что величина отрицательного заряда в первом слое начинает спадать лишь после того ( $t/\tau_m \geq 50$ ), как поле в первом минимуме  $E_{\min}$  (кривая 2) станет существенно меньше величины  $E_0$ , т. е. действительно после образования «узкого горла». Очевидно, что спадает и амплитуда осцилляций, связан-

ная с зарядом формулой  $q^- = \epsilon \epsilon_0 (E_{\max} - E_{\min})$  (здесь  $q^-$  — величина отрицательного заряда в слое, нормированная на площадь кристалла в плоскости  $XU$ , перпендикулярной оси  $z$ ). Кроме того, расчет показывает, что на поздней стадии экранирования координата первого минимума поля  $z_1(t)$  (кривая 3), уменьшившись до величины порядка  $L_0$ , далее почти не меняется, что подтверждает справедливость положения о независимости разделенных «узким горлом» областей кристалла.

На наш взгляд, представляет интерес также зависимость характера экранирования поля от отношения  $d/L_0$ . Для ранней стадии экранирования она рассмотрена в [6, 7]; здесь мы проанализируем влияние  $d/L_0$  на наступление поздней стадии, для чего обратимся к рис. 2, б. На нем изображена зависимость величины максимального достигаемого в ходе экранирования отрицательного заряда в слое  $q_{\max}^-$  (кривая 1) и времени его достижения  $t_{q_{\max}}$  (кривая 2) от  $d/L_0$ . Видно, во-первых, что чем больше толщина кристалла по отношению к длине дрейфа, тем больший заряд  $q_{\max}^-$  может накапливаться в образце (и тем больше соответственно амплитуда осцилляций), что хорошо согласуется с выводами [9]; во-вторых, чем больше  $d/L_0$ , тем дольше стадия нарастания стратифицированного объемного заряда, т. е. тем больше время  $t_{q_{\max}}$  (кривая 2 на рис. 2, б). Последняя зависимость нарушается лишь при очень малых  $d/L_0$ , что связано с тем, что в этом случае само возникновение осцилляций возможно только после вытеснения поля из прианодной части кристалла, происходящего на временах  $t > t_1 = 2\tau_m L_0/d \gg \tau_m$  [7].

Таким образом, в работе показано, что в дрейфовом приближении в высокоомных полупроводниках вслед за стадией развития осцилляций поля наступает стадия их уменьшения, причем время ее наступления и максимально достижимая амплитуда осцилляций определяются соотношением толщины кристалла и длины дрейфа.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А., Мельников М. Б. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 9. С. 2755—2758.
- [2] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2848—2856.
- [3] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Фурман А. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 14. С. 1330—1335.
- [4] Фурман А. С. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 7. С. 2083—2090.
- [5] Фурман А. С. // ФТП. 1988. Т. 22. № 12. С. 2138—2145.
- [6] Ильинский А. В., Куценко А. Б., Мельников М. Б. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1780—1787.
- [7] Ильинский А. В., Мельников М. Б. // Автометрия. 1991. № 4. С. 120—124.
- [8] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. // Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [9] Брыскин В. В., Коровин Л. И., Кузьмин Ю. И. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 9. С. 2728—2736.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
10 июня 1991 г.