радиационное затухание превосходит затухание за счет столкновений.

Последнему замечанию относительно сравнения со столкновительным затуханием мы обязаны проф. А. А. Рухадзе и проф. А. Ф. Александрову. Мы благодарны им также за полезные дискуссии.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Рубин Н. Б. ЖТФ, 1964, 34, № 5, с. 676. [2] Накіт R., Мапдепеу А. J. Math. Phys., 1968, 9, N 1, р. 116. [3] Кузьменков Л. С. ДАН СССР, 1978, 241, № 2, с. 322. [4] Кузьменков Л. С., Поляков П. А. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, 19, № 1, с. 65. [5] Ахнезер А. И., Ахиезер И. А. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1967. [7] Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: 1970, с. 128.

> Поступила в редакцию 08.09.81

ВЕСТН МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 621.385.833

К ТЕОРИИ ПОВЫШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ РЭМ В РЕЖИМЕ БЕТА-ПРОВОДИМОСТИ

Г. В. Сапарин, В. В. Филимонов, А. В. Чивилев

(кафедра электроники)

Для анализа свойств полупроводниковых материалов очень широко используются режимы катодолюминесценции (КЛ) и наведенного тока (НТ) [1—7]. Используется также, но в меньшей степени, режим бета-проводимости, в котором регистрируется сигнал, возникающий при изменении приложенной к полупроводнику внешней ЭДС вследствие локальной проводимости, индуцируемой электронным зондом [8—12]. Ранее проводились исследования по количественной оценке повышения разрешения с использованием стробоскопии в режимах КЛ и НТ [7, 13—18].

Настоящая работа является продолжением отмеченных выше исследований по улучшению пространственного разрешения в РЭМ. Проведен количественный анализ повышения разрешения РЭМ в режиме



бета-проводимости. Для этого использовалась математическая модель неравновесных носителей, генерируемых в полупроводнике под действием импульсного электронного зонда и при

Рис. 1. Схема работы растрового электронного микроскопа в режиме бета-проводимости:  $V_S$  — внешнее смещение на объекте,  $\delta V_{\beta}$  сигнал бета-проводимости

наличии в объекте электрического поля. Динамика диффузионного процесса исследовалась для кремния *n*-типа при различных значениях электрического поля и скорости поверхностной рекомбинации.

Физические основы улучшения разрешения в режиме бетапроводимости. На рис. 1 показана схема регистрации сигнала бета-проводимости в растровом микроскопе. Величина сигнала записы-

66

вается в виде  $\delta V_{\mathfrak{p}} \sim E^2 \Delta \sigma$  [10], где E — напряженность поля в объекте и  $\Delta \sigma$  — изменение локальной проводимости, вызванное бомбардировкой материала электронами. Для материала *п*-типа  $\Delta \sigma(\mathbf{r}, t) = ep(\mathbf{r}, t)$ t) ( $\mu_e + \mu_p$ ), где e — заряд электрона, p — концентрация неосновных носителей, µ<sub>e</sub>, µ<sub>p</sub> — подвижности электронов и дырок. Таким образом,  $\delta V_{\mathtt{B}}$  пропорциональна локальному значению концентрации избыточных носителей в объекте. Пространственное разрешение  $R_{0x}$  (вдоль оси ox) будет определяться тем объемом, который занимают неосновные носители к концу освещения электронным лучком элемента исследуемой поверхности. Естественно, что разрешение будет зависеть от времени облучения элемента (так как область, занимаемая неосновными носителями в образце, определяется областью энергетических потерь электронов пучка и областью, в которой происходит диффузия возникших электронно-дырочных пар при наличии Е-поля в объеме) и других условий, определяющих рекомбинационные процессы. Для определенности будем ограничивать рассматриваемый объем спадом концентрации носителей в е раз. Размеры области Roy в направлении оу определены в основном законами диффузии и от Е практически зависят слабо.

Величина внешнего напряжения, приложенного к объекту, должна быть ограничена так, чтобы поле в объекте не вызывало преобладания дрейфового движения неосновных носителей заряда над собственно диффузией. В противном случае распределение носителей будет характеризоваться не диффузионной  $L_p = V \overline{D_p} \tau_p = \left(\mu_p \frac{kT}{e} \tau_p\right)^{1/2}$ , а дрейфовой длиной  $L_E = \mu_p \tau_p E$  (для полупроводника *n*-типа), что неизбежно приводит к ухудшению пространственного разрешения [19]. (Здесь  $D_p$  коэффициент диффузии дырок,  $\tau_p$  — время жизни носителей.) Отсюда следует, что метод бета-проводимости не зависит от напряженности внешнего поля, если  $L_p > L_E$  и величина E может быть оценена из условия

$$E < \left(\frac{kT}{\mu_{p}e}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\tau_{p}}\right)^{1/2},\tag{1}$$

т. е. значение *E* тем больше, чем меньше  $\tau_p$  [20]. Для усовершенствования метода бета-проводимости было предложено использовать импульсный электронный пучок [20, 21]. При импульсном облучении с угловой частотой  $\omega$  время жизни носителей зависит от  $\omega$  [20]:  $\tau_p(\omega) = = \tau_p/(1+j\omega\tau_p)$ .

Следует отметить две особенности в методе импульсной бета-проводимости: а) сокращение  $\tau_p$  приводит к улучшению пространственного разрешения вследствие уменьшения диффузионной длины; б) максимальная напряженность поля, которая может быть использована согласно условию (1), увеличивается с частотой импульсного луча ( $\omega \tau_p \gg \gg 1$ ). Так, в работе [20] показано, что для Ge *n*-типа с  $\tau_p = 1,2$  мкс при  $0,12 < \omega < 100$  кГц величина *E* лежит в пределах от 0,49 до 4,40 В/см. Кроме этого известно [9, 21, 22], что сигнал бета-проводимости зависит от скорости поверхностной рекомбинации *s*, когда тлубина проникновения электронов меньше диффузионной длины.

С учетом вышеизложенного улучшение пространственного разрешения может быть достигнуто при работе михроскопа в стробоскопическом режиме, когда время стробирования ( $T_c$ ) меньше времени генерации электронно-дырочных пар ( $T_r$ ). Детально основы метода изложены в работах [13—16].

Количественная оценка улучшения разрешения. Как было уже отмечено, разрешение будет определяться объемом, занимаемым неос-

5\*

новными носителями в объекте. Таким образом, задача сводится к нахождению пространственного распределения плотности избыточных носителей в полупроводнике и анализу динамики этого объема в зависимости от электрического поля и скорости поверхностной рекомбинации с учетом процесса диффузии в пределах времени освещения элемента поверхности объекта. Ниже мы делаем ряд допущений при решении задачи, а также полагаем, что область генерации носителей при полях меньших 10 В/см [20] имеет пренебрежимо малую деформацию. На эсновании этого в вычислениях использована точечная модель источника носителей.

Диффузия носителей. Родившиеся в веществе под действием электронного пучка избыточные носители начинают диффундировать во всех направлениях. Характерным для настоящего эксперимента является еще действие в объеме *E*-поля, параллельного поверхности и влияющего на процесс диффузии пар. Примем некоторые допущения: размер образца много больше области генерации пар и величины диффузионной длины, процессы рекомбинации в объеме линейны, и время жизни носителей  $\tau_p$  фиксировано, эффекты пространственного заряда и потери на безызлучательную рекомбинацию в объеме не учитываются, поверхностная рекомбинация безызлучательна и скорость ее *s* постоянна. Пространственное распределение плотности избыточных носителей  $p(\mathbf{r}, t)$  в полупроводнике будет описываться нестационарным уравнением диффузии [16].

Наличие поля E сказывается только на зависимости концентрации носителей от переменной x, т. е. E = E(x). В этом случае задача становится однородной по оси оу и сводится к решению двумерного уравнения

$$\frac{\partial p(x, z, t)}{\partial t} = D_p \left[ \frac{\partial^2 p(x, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p(x, z, t)}{\partial z^2} \right] - \mu_p E \frac{\partial p(x, z, t)}{\partial x} - \frac{p(x, z, t)}{\tau_p} + g(x, z, t),$$
(2)

где g(x, z, t) — скорость генерации носителей. Система координат выбирается таким образом, что поверхность образца лежит в плоскости xy при z=0 и вектор E направлен вдоль ox,  $-\infty < x < \infty$ ,  $0 < z < \infty$ , t > 0.

Примем следующие праничные и начальные условия с учетом изложенных допущений. Поток носителей через поверхность пропорционален концентрации

$$\partial p/\partial z|_{z=0} = ap|_{z=0},\tag{3}$$

где  $a = s/D_p$ .

Неравновесная концентрация дырок в начальный момент равна нулю:

$$p(x, z, t)|_{t=0} = 0.$$
 (4)

Опраниченное при  $|x| \rightarrow \infty$  решение задачи (2)—(4) должно отразить эффект сноса носителей и искажения линий уровня равной концентрации под влиянием электрического поля и поверхностной рекомбинации в процессе диффузии носителей и дать развитие этих явлений во времени.

Для решения краевой задачи перейдем в уравнениях (2)—(4) к безразмерным величинам, полагая

$$X = x/L, \ Z = z/L, \ T = t/\tau_p, \ \bar{\alpha} = \alpha L; \ P = p/g_0\tau_p; \ \bar{g} = g/g_0, \tag{5}$$

где  $L = \sqrt{D_p \tau_p}$  — диффузионная длина и  $g_0 = p_0/\tau_p$ ,  $p_0$  — равновесная концентрация дырок. Сделаем замену

 $P(X, Z, T) = \tilde{P}(\xi, Z, T)e^{-T},$  $\bar{g}(X, Z, T) = f(\xi, Z, T)e^{-T}$ (6)

$$T(X, Z, T) = f(\xi, Z, T)e^{-T},$$
 (7)

где  $\xi = X - \mu ET$ . Задача (2) - (4) принимает вид

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial T} = \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial Z^2} + f(\xi, Z, T),$$
(8)

$$\frac{\partial \tilde{P}}{\partial Z}\Big|_{Z=0} = \tilde{\alpha} \, \tilde{P} \Big|_{Z=0},\tag{9}$$

$$\overline{P}(\xi, Z, T)|_{T=0} = 0; Z, T > 0, -\infty < \xi < \infty.$$
(10)

Решением ее является

$$\vec{P}(\xi, Z, T) = \int_{0}^{T} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{0}^{\infty} G(\xi, Z, \eta, \zeta, T - \tau) f(\eta, \zeta, \tau) d\zeta, \qquad (11)$$

где функция Грина  $G(\xi, Z, \eta, \zeta, T-\tau)$  имеет вид:

$$G = \frac{1}{4\pi (T-\tau)} e^{\frac{-(\xi-\eta)^2}{4(T-\tau)}} \left\{ e^{\frac{-(Z-\xi)^2}{4(T-\tau)}} + e^{\frac{-(Z+\xi)^2}{4(T-\tau)}} - 2\alpha \left[ \sqrt{\pi (T-\tau)} e^{\overline{\alpha}[\overline{\alpha}(T-\tau)+Z+\xi]} \left\{ 1 - \operatorname{erf}\left[ \frac{Z+\xi}{2\sqrt{T-\tau}} \right] + \overline{\alpha} \sqrt{T-\tau} \right\} \right] \right\}.$$
(12)

Вычисление трехкратного интеграла в (11) представляет собой сложную задачу. При некоторых предположениях относительно функции генерации  $f(\xi, \eta, \tau)$  интеграл может быть вычислен явно.

Выбор модели источника. Выражение (11) существенно зависит от функции f (ξ, η, τ), описывающей источник электронно-дырочных пар, генерируемых электронным зондом. При работе РЭМ стробоскопическом режиме освещающие импульсы могут быть на несколько порядков короче времени жизни носителей, а диаметр зонда значительно меньше диффузионной длины носителей. Такие условия позволяют рассматривать несколько простых моделей источника электронно-дырочных пар: мгновенный точечный; точечный, действующий в течение конечного промежутка времени, и мгновенный, имеющий конечные размеры. Наибольший интерес представляет для нас модель. соответствующая точечному источнику, действующему заданное время. Математически такая функция источника определяется как

$$\overline{g}(X, Z, T) = \delta(X) \,\overline{\delta}(Z) \,\chi_{T_{r}}(T);$$
$$(X = \xi + \mu ET),$$

где

$$\chi_{T_{r}}(T) = \begin{cases} 1, \ 0 \leqslant T \leqslant T_{r}, \\ 0, \ T > T_{r}. \end{cases}$$

Краевые условия задачи (8)—(10) не изменяются. Уравнение (8) можно записать в виле

$$\frac{\partial \overline{P}}{\partial T} = \frac{\partial^2 \overline{P}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \overline{P}}{\partial Z^2} + \delta(x) \overline{\delta}(Z) \chi_{T_{\Gamma}}(T).$$
(13)

С учетом обратной замены  $\bar{P} = Pe^T$  решение имеет вид:

$$P(X, Z, T) = \frac{1}{2} \int_{0}^{T} G\{[X - \mu E(T - \tau)], Z, 0, T - \tau\} e^{(T - \tau)} d\tau.$$
(14)

Получаемое решение дает информацию о динамике распределения концентрации избыточных носителей в процессе диффузии в любые моменты времени в зависимости от скорости поверхностной рекомбинации и величины Е-поля в объеме.

Численный эксперимент. Для расчета концентрации избыточных носителей на основании (14) был составлен комплекс программ на языках ФОРТРАН и АЛГОЛ. Расчеты велись на ЭВМ БЭСМ-6. Функция erf в выражении (12) вычислялась по стандартной программе CERN.

Физические величины в расчетах. Исследования проводились для кремния *n*-типа с диффузионной длиной  $L = 3 \cdot 10^{-3}$  м. Эта особенность делает его интересным для проверки метода повышенного разрешения в режиме бета-проводимости. Другие пар кремния:  $D_p=4,5\cdot10^{-3}$  м<sup>2</sup>/с,  $\tau_p=2\cdot10^{-3}$  с,  $\mu_p=5\cdot10^{-2}$  м<sup>2</sup>/В·с, параметры s=1-10 м/с, p<sub>0</sub>=2·10<sup>16</sup> м<sup>-3</sup>, Е-поле изменялось в интервале (0,42-13,1) ×  $\times 10^2$  В/м согласно условию (1).

Результаты вычислений. В расчетах по выбранной модели источника действие его задается временем  $T_c/\tau_p = T_0(T_0 \Subset T)$  и кри-

вые равной концентрации строятся для моментов T<sub>0</sub>=0,05; 0,1; 0,15; 0,2; 0,4; 0,6, причем начало стробимпульса и импульса облучения совпадают. Результаты расчетов подтверждают, что поле существенно влияет на распределение избыточных носителей. Рис. 2, а показывает, что с ростом Е максимум концентрации носителей смешается вдоль оси ох при увеличении То. Из рис. 2, б видно, что при этом носители диффундируют, имея тенденцию с ростом поля локализоваться в более тонком приповерхностном слое. Это можно связать с тем, что в этом случае в большей степени сказывается эффект поверхностной рекомбинации и значительный процент носителей в приповерхностном слое рекомбинирует. На рис. 2, в показано изменение разрешения при двух значениях поля. При бо́льших значениях размер занимаемой носителями, области, растет медленнее, что определяетповерхностной рекомся влиянием

Рис. 2. Смещение максимума концентрации носителей с ростом *Е*-поля (*E*<sub>1</sub>=41,5 В/м,  $E_2 = 97,9$  В/м) в координатах X,  $T_0$  (a) и Z, Х (б). Зависимость разрешения от длительности стробимпульса при Е1=130 В/м; =930 В/м (в)





0,6

T<sub>o</sub>





с ростом s в 15 раз меняется в 1,5—2 раза. Динамика разрешения для двух значений s показана на рис. 3, г. Приведенные результаты дают возможность сделать следующие выводы.

1. Электрическое поле в объекте при работе в режиме бета-проводимости деформирует объем, занимаемый избыточными носителями (рассматривался интервал  $0 < T < 2T_r$ ), причем с ростом E максимум концентрации носителей смещается в сторону поверхности, одновременно смещаясь в направлении действия поля.



Рис. 3. Эквиконцентрационные кривые к моменту  $T_0=0,05, E=420$  В/м и S=1. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 имеют относительные значения концентрации 2,9·10<sup>-1</sup>; 2,3·10<sup>-1</sup>; 1,7·10<sup>-1</sup>; 1,2·10<sup>-1</sup>; 6,3·10<sup>-2</sup> соответственно (а). Те же условия при s=15 (б). Динамика объема с неравновесными носителями при  $T_0=0,05:0,1;$  0,2; 0,3; 0,4; E=130 В/м; s=1 (в). Зависимость разрешения от длительности стробимпульса при  $s_1=1,5;$   $s_2=22,5;$ E=130 В/м (ε)

2. Концентрация носителей в приповерхностной области падает за счет сильного влияния поверхностной рекомбинации, что приводит к уменьшению объема, занимаемого носителями.

3. Использование стробоскопического режима работы микроскопа дает выигрыш в разрешении в 2—3 раза для указанного интервала значений E и выбора  $T_0$  в диапазоне 0,20—0,05, т. е. в пределах импульса возбуждения. При росте *s* эффект возрастает, так как скорость поверхностной рекомбинации оказывает стабилизирующее действие на уширение сигнального объема со временем.

4. Предельно достижимое разрешение ограничивается размером сигнальной области, соответствующей области генерации электроннодырочных пар. Поскольку эта область существует в течение 10<sup>-10</sup>— 10<sup>-12</sup> с, при современном уровне регистрирующей аппаратуры подобный результат получить невозможно.

71

В заключение необходимо отметить, что для такого инерционного процесса, как режим бета-проводимости, так же как и для случаев КЛ и HT, стробоскопический режим дает возможность улучшить разрешение в РЭМ. В рассматриваемом случае необходимо учитывать также асимметрию сигнальной области, занимаемую носителями, так как Еполе действует только в одном направлении. Оптимальное решение вопроса требует учета индивидуальных параметров материала и степени обработки поверхности.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ [1] Вгоскег W., Pfefferkorn G. IITRes. Inst, SEM/1976/I, р. 725. Chicago, IL, 60616; SEM/1977/II, р. 455. Chicago, IL, 60616; SEM/1978/I, р. 333; SEM Inc., AMF O'Hare, IL, 60666. [2] Saparin G. V. 9th ICEM. Toronto, 1978, p. 420. [3] Lemy H. J., Kimerling L. C., Ferris S. D. SEM/1978/I, p. 717: SEM Inc., AMF O'Hare, IL, 60666. [4] Bresse J. F. HITRes. Inst. Chicago, SEM/1977/1, p. 683. [5] Leedy K. O. Solid State Technol., 1977, 20, N 2, p. 45. [6] Georges A., Fo-urnier J.-M. et al. Scanning Electron Microscopy, 1980/IV, p. 69. [7] Oby-den S. K., Saparin G. V., Spivak G. V. Scanning Electron Microscopy, 1980/ /IV, p. 41. [8] Munakata C. Jap. J. Appl. Phys., 1967, 8, p. 965. [9] Munaka-ta C. Jap. J. Appl. Phys., 1971, 10, p. 781. [10] Holt D. B., Muir M. D. et al. Quantitative scanning electron microscopy, Academic Press, 1974, Ch. 8. [11] Go-pinath A. J. Phys., 1970, 3, p. 467. [12] Gopinath A., T. de Monts de Savasse. J. Phys. D, 1971, 4, p. 2031. [13] Spivak G. V., Saparin G. V., Komolo-va L. F. SEM/1977/1, p. 191. IITRes. Inst. Chicago, IL, 60616. [14] Спивак Г. B., Комолова Л. Ф. и др. Вести. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1976, 17, № 4, с. 442. [15] Spivak G. V., Saparin G. V.SEM/1979/1, p. 267; SEM Inc., AMF O'Hare, IL, 60616. [16] Котоlova L. F., Obyden S. K. et al. 9th ICEM-78, 1, p. 124, Toronto. [17] Комолова Л. Ф. Канд. Аис. М. (МГУ), 1977. [18] Спи-вак Г. B., Комолова Л. Ф. в др. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с. 38. [19] Ка-wado S., Најаfuji Y., Adachi T. Jap. J. Appl. Phys., 1975, 14, p. 407. [20] Мипакаta С., Evarhart T. E. Jap. J. Appl. Phys., 1972, 11, p. 913. [21] Мипакаta C. Ibid., p. 1333. [22] Мипакаta C. Ibid., p. 869.

Поступила в редакцию 10.09.81

ВЕСТН, МОСК, УН-ТА, СЕР. 3. ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23. № 6

#### УДК 538.0

### КВАЗИКЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СПИНА

### И. М. Тернов, В. А. Бордовицын

(кафедра квантовой теории)

Наиболее строгое рассмотрение спиновых свойств элементарных частиц возможно только в квантовой теории [1-2]. Однако в связи с возрастающим интересом к классической теории спина [3] законно возникает вопрос о связи классических и квантовых уравнений движения спиновой частицы. Надежным инструментом сравнения классической И квантовой теории спина является квазиклассический метод. Впервые спиновые свойства дираковской частицы в квазиклассическом приближении рассматривались в работах [4—6], где было установлено, что дираковской теории спина в квазиклассическом пределе отвечает классическое уравнение Френкеля типа Баргманна-Мишеля-Телегди [7]. В данной работе квазиклассическая теория спина развивается на основе собственновременного уравнения Дирака. Этот подход наилучшим образом соответствует постановке задачи, так как в релятивистски-инвариантных классических уравнениях собственное время является естественным параметром движения.