

# Влияние эффекта Дембера на генерацию второй гармоники, отраженной от кремния, при воздействии излучения титан-сапфирового лазера

И.М.Баранова, К.Н.Евтюхов, А.Н.Муравьев

*Теоретически исследованы электронные процессы, стимулированные в объеме кремния мегагерцовой последовательностью фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера. Обоснована применимость стационарного приближения. Рассчитано пространственное распределение фотоиндуцированного потенциала в объеме кремния. Показано, что этот потенциал способен существенно изменить напряжение, приложенное к приповерхностной области пространственного заряда, и тем самым оказать влияние на генерацию отраженной второй гармоники.*

**Ключевые слова:** кремний, титан-сапфировый лазер, взаимодействие излучения с веществом, генерация второй гармоники, электронные процессы, эффект Дембера.

## 1. Введение

В нелинейной оптике поверхности полупроводников и полупроводниковых структур актуален вопрос о роли электронных процессов, стимулируемых в исследуемых объектах лазерным излучением. Данная работа является продолжением работ [1,2], в которых этот вопрос рассматривался применительно к генерации отраженной второй гармоники (ОВГ), возникающей при воздействии на кремний герцовой последовательности наносекундных импульсов Nd:YAG-лазера. Было показано, что в этом случае фотостимулированные электронные процессы влияют на нелинейно-оптический отклик, трансформируя область пространственного заряда (ОПЗ) вблизи поверхности. Это влияние проявляется в том, что, во-первых, из-за повышения концентрации носителей происходит сужение исходной равновесной плоской приповерхностной ОПЗ, обусловленной наличием поверхностного потенциала  $\varphi_{sc}$ . Именно в этой плоской приповерхностной области электростатическое поле соизмеримо с межатомным, что способствует возникновению ОВГ. Во-вторых, в глубинной части полупроводника, «подстилающей» приповерхностную плоскую тонкую неравновесную ОПЗ, имеет место эффект Дембера. Он заключается в появлении в объеме полупроводника электрического поля, возникающего из-за пространственной неоднородности интенсивности пучка накачки и различия в скоростях диффузионного движения неравновесных электронов и дырок. Эту неравновесную область назовем областью эффекта Дембера. В работах [1,2] было показано, что основное влияние фотостимулированных электронных процессов на генерацию ОВГ связано с тем, что демберовский объемный потенциал из-

меняет разность потенциалов, приложенную к тонкой приповерхностной ОПЗ.

В последние годы [3, 4] для генерации ОВГ стал применяться титан-сапфировый лазер, параметры излучения которого существенно иные, чем Nd:YAG-лазера. Однако вопрос об электронных процессах, стимулируемых в полупроводниках излучением титан-сапфирового лазера, и их влиянии на генерацию ОВГ не изучался. В настоящей работе мы рассмотрим именно этот вопрос.

## 2. Постановка задачи

В работе использованы параметры излучения титан-сапфирового лазера, приведенные в [3, 4]: длительность импульса  $t_0 = 120$  фс, частота следования импульсов  $\nu = 76$  МГц, скважность  $Q = 1.10 \times 10^5$ , диапазон перестройки длины волны  $\lambda = 705 - 820$  нм, распределение интенсивности по поперечному сечению пучка гауссово ( $I = I_0 \exp(-r^2/R^2)$ ). При эффективном радиусе пучка  $R = 0.1$  мм и энергии импульса  $W = 4$  нДж интенсивность на оси пучка  $I_0 = 1.06 \times 10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup>, а средняя мощность излучения  $\langle P \rangle = 304$  мВт. По данным работ [3, 4] при такой средней мощности излучения нагрев поверхности кремния составляет несколько десятков градусов. Такие изменения температуры сказываются на равновесных концентрациях носителей, но, по-видимому, не могут оказать заметного влияния на фотостимулированные процессы в кремнии, обусловленные, в первую очередь, интенсивным фотовозбуждением неравновесных носителей и значительными градиентами неравновесной концентрации. Однако учет поправок, связанных с тепловыми эффектами, может быть предметом отдельного исследования.

В настоящей работе мы ограничимся случаем нормального падения излучения на поверхность кремния. Основным источником информации об оптических константах Si является работа [5], в которой данные приведены лишь для дискретного ряда длин волн, в том числе для 690.6, 731.2, 776.9 и 828.7 нм. Отметим, что диапазон 690.6–828.7 нм включает в себя диапазон перестройки

И.М.Баранова, К.Н. Евтюхов, А.Н.Муравьев. Брянская государственная инженерно-технологическая академия, Россия, 241037 Брянск, просп. Станке Димитрова, 3; e-mail: ppbarano@yandex.ru; murav1@online.debryansk.ru

Поступила в редакцию 11 октября 2004 г., после доработки – 28 марта 2005 г.

Табл.1. Значения оптических параметров ( $n$ ,  $\kappa$ ,  $\alpha$ ,  $d$ ) кремния, коэффициента преобразования  $K_g$ , мгновенной ( $g_0$ ) и эффективной ( $g_{0e}$ ) скоростей фотогенерации в зависимости от длины волны излучения накачки при  $t_0 = 120$  фс,  $\nu = 76$  МГц и  $I_0 = 1.06 \times 10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup>.

Параметр	Длина волны (нм)			
	690.6	731.2	776.9	828.7
$n$	3.796	3.752	3.714	3.673
$\kappa$	0.0130	0.0104	0.00767	0.00517
$\alpha$ ( $10^{-5}$ м <sup>-1</sup> )	2.37	1.79	1.24	0.784
$d$ (мкм)	4.23	5.60	8.06	12.76
$K_g$ ( $10^{23}$ Дж <sup>-1</sup> ·м <sup>-1</sup> )	5.42	4.37	3.24	2.20
$g_0$ ( $10^{35}$ м <sup>-3</sup> ·с <sup>-1</sup> )	5.75	4.63	3.43	2.33
$g_{0e}$ ( $10^{30}$ м <sup>-3</sup> ·с <sup>-1</sup> )	5.24	4.22	3.13	2.12

титан-сапфирового лазера и что при увеличении длины волны поглощение излучения плавно уменьшается, что ведет к ослаблению фотостимулированных электронных процессов. Поэтому для оценки максимального проявления этих процессов мы в численных расчетах использовали данные для  $\lambda = 690.6$  нм, близкой к коротковолновой границе диапазона перестройки титан-сапфирового лазера.

В табл.1 для указанных длин волн  $\lambda$  приведены значения необходимых параметров кремния: действительной ( $n$ ) и мнимой ( $\kappa$ ) частей комплексного показателя преломления, коэффициента поглощения  $\alpha = 4\pi\kappa/\lambda$ , характерной глубины проникновения излучения в вещество  $d = 1/\alpha$ , коэффициента пропорциональности  $K_g = g/I$  ( $g$  – локальная скорость фотогенерации электронно-дырочных пар,  $I = I(r, z)$  – локальная интенсивность). Для нормального падения излучения накачки из среды с действительным показателем преломления  $n_i$  (мы принимаем  $n_i = 1$ )  $K_g = 16\pi n_i n \kappa / [(n_i + n)^2 hc]$ .

Кроме того, в табл.1 приведены значения мгновенной ( $g_0 = K_g I_0$ ) и эффективной, т. е. усредненной ( $g_{0e} = g_0/Q$ ), скоростей фотогенерации носителей в точке, где интенсивность накачки максимальна ( $I = I_0$ ).

Мы считали, что временные зависимости локальной интенсивности  $I(r, z, t)$  и скорости фотогенерации  $g(r, z, t)$  представляют собой начинающиеся в момент  $t = 0$  бесконечные последовательности прямоугольных импульсов, т. е.

$$I(r, z, t) = I(r, z)f(t) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{R^2} - \alpha z\right)f(t),$$

$$g(r, z, t) = g(r, z)f(t) = g_0 \exp\left(-\frac{r^2}{R^2} - \alpha z\right)f(t),$$

где

$$f(t) = \begin{cases} 1 & (n-1)T < t < t_0 + (n-1)T, \\ 0 & t_0 + (n-1)T < t < nT, \quad n = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (2)$$

$T$  – период следования импульсов; координата  $z$  отсчитывается в глубину кремния по нормали к его поверхности, а радиальная координата  $r$  – от оси пучка.

Расчет неравновесных концентраций свободных электронов  $n'$  и дырок  $p'$  и обусловленного их диффузионно-дрейфовым движением электрического поля в области эффекта Дембера основан на решении системы уравнений, включающей в себя уравнения непрерывности для электронов и дырок и уравнение Пуассона для демберовского электрического поля (поверхностный потенциал в этой области экранирован плоской припо-

верхностной ОПЗ) [6]. В цилиндрической системе координат эта система имеет следующий вид:

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = g(r, z, t) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \mu_p p' E_r - D_p \frac{\partial p'}{\partial r} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_p p' E_z - D_p \frac{\partial p'}{\partial z} \right) - R_p,$$

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = g(r, z, t) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \mu_n n' E_r + D_n \frac{\partial n'}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_n n' E_z + D_n \frac{\partial n'}{\partial z} \right) - R_n, \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} (p' - p_0 - n' + n_0),$$

$$E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial r},$$

где  $\mu_n$ ,  $\mu_p$ ,  $D_n$ ,  $D_p$  – подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок;  $R_n$ ,  $R_p$  – рекомбинационные члены;  $\epsilon$  – статическая диэлектрическая проницаемость (для кремния  $\epsilon = 11.7$ );  $\varphi$  – локальный потенциал.

Как и в [1, 2], рассчитаем распределение фотоиндуцированного потенциала в области эффекта Дембера для того, чтобы определить фотоиндуцированное изменение разности потенциалов, приложенной к приповерхностной ОПЗ, в которой формируется один из основных вкладов в ОВГ. Условной границе между приповерхностной ОПЗ и рассматриваемой областью припишем координату  $z = 0$ .

Неравновесные концентрации носителей в рассматриваемой области представим в виде

$$n' = n_0 + n_g + \eta, \quad p' = p_0 + p_g + \xi, \quad (4)$$

где  $n_0$ ,  $p_0$  – исходные равновесные концентрации носителей в электронейтральном объеме полупроводника;  $n_g$ ,  $p_g$  – локальные неравновесные добавки к концентрациям носителей, обусловленные лишь двумя электронными процессами – фотогенерацией и рекомбинацией;  $\eta$ ,  $\xi$  – неравновесные добавки, обусловленные диффузионно-дрейфовым движением носителей.

Естественно предположить, что

$$n_g \approx p_g \gg |\eta|, |\xi|, \quad (5)$$

вследствие чего решение задачи осуществляется в два этапа. На первом этапе, пренебрегая в системе (3) диффузионно-дрейфовыми членами и отбрасывая уравнение для поля, рассчитываем пространственно-временное распределение добавок  $n_g$ ,  $p_g$ , на втором этапе – распределения добавок  $\eta$  и  $\xi$  и фотоиндуцированного электрического поля.

### 3. Расчет неравновесных концентраций носителей без учета диффузионно-дрейфового движения

При расчете локальных добавок  $n_g = n_g(r, z, t)$ ,  $p_g = p_g(r, z, t)$  без учета диффузии и дрейфа система (3) принимает следующий вид:

$$\frac{\partial n_g}{\partial t} = g(r, z)f(t) - R_n, \quad (6)$$

$$\frac{\partial p_g}{\partial t} = g(r, z)f(t) - R_p.$$

При интенсивном фотовозбуждении основными механизмами рекомбинации являются оже-рекомбинация и рекомбинация через примесные центры. Оже-рекомбинация проявляется при высокой концентрации неравновесных носителей, когда  $n' \approx p' \approx n_g \approx p_g \gg n_0, p_0$ , и ее скорость определяется выражением [7]

$$R_n^A = R_p^A = a_A(2n_g)^3 = 8a_A n_g^3. \quad (7)$$

В случае кремния  $a_A = 4 \times 10^{-43} \text{ М}^6/\text{с}$ .

Система (6) решалась численно и аналитически. В численном эксперименте учитывалась как оже-рекомбинация, так и рекомбинация через примесные центры, в качестве которых рассматривались двухзарядные ионы золота. Выражения для скоростей рекомбинации в этом случае приведены в [1, 2].

На рис.1 представлены зависимости  $n_g(t)$  при скорости фотогенерации  $g_0 = 5.75 \times 10^{35} \text{ М}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  (максимальная из скоростей, приведенных в табл.1) и концентрации ионов золота  $N_t = 10^{21} \text{ М}^{-3}$ . Из этих зависимостей следует, что при данном соотношении величин  $g_0$  и  $N_t$  нарастание концентрации неравновесных носителей ограничивается как оже-рекомбинацией, так и рекомбинацией через центры. Моделирование показало, что с уменьшением скорости фотогенерации, т. е. при движении из центра освещенной области на периферию или при снижении мощности накачки, влияние оже-рекомбинации быстро ослабевает вплоть до полного исчезновения уже при уменьшении скорости фотогенерации на порядок.

Из численного эксперимента и аналитического решения системы (6) также следует, что вскоре после начала воздействия последовательности импульсов титан-сапфирового лазера в рассматриваемой части объема Si устанавливается периодический режим изменения концент-

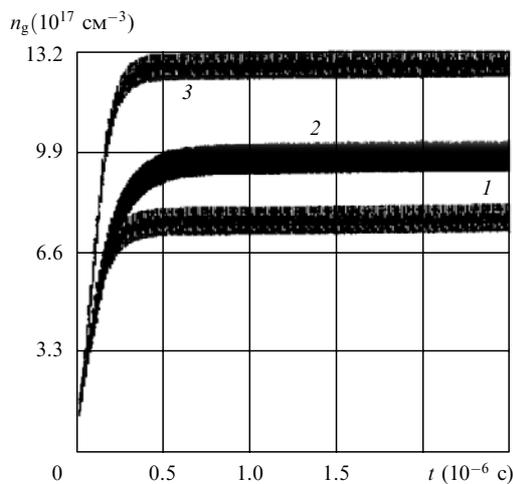


Рис.1. Динамика изменения концентрации неравновесных носителей в кремнии при воздействии импульсного излучения титан-сапфирового лазера: при совместном действии оже-рекомбинации и рекомбинации через центры (1), только при рекомбинации через центры (2) и только при оже-рекомбинации (3). Скорость фотогенерации  $g_0 = 5.75 \times 10^{35} \text{ М}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , концентрация примесных центров рекомбинации (ионов золота)  $N_t = 10^{21} \text{ М}^{-3}$ .

раций носителей; при этом  $n_g$  и  $p_g$  практически одинаковы. Эти концентрации незначительно, почти пилообразно колеблются относительно постоянного уровня, соответствующего воздействию непрерывного излучения, которое обуславливает эффективную постоянную скорость фотогенерации  $g_e(r, z) = g(r, z)/Q$ . При изменении  $g(r, z)$  в широких пределах, т. е. в большей части освещенного объема Si, глубина модуляции зависимости  $n_g(t)$  не превышает нескольких процентов. Следовательно, при теоретическом изучении электронных процессов, индуцируемых в кремнии излучением титан-сапфирового лазера, и их влияния на генерацию ОВГ можно с достаточной точностью заменить реальное импульсное излучение непрерывным с усредненной мощностью. Задача распределения неравновесных носителей и фотоиндуцированного электрического поля становится стационарной: в системе (3) и, следовательно, в системе (6) производные по времени обращаются в нуль, а зависимость  $g(r, z, t)$  заменяется на  $g_e(r, z)$ .

В дальнейших расчетах примем, что рекомбинационные члены имеют простейший вид [6]:

$$R_n = \frac{n' - n_0}{\tau_r}, \quad R_p = \frac{p' - p_0}{\tau_r}, \quad (8)$$

где  $\tau_r$  – характерное время рекомбинации, учитывающее как оже-рекомбинацию, так и рекомбинацию через центры, которое будем считать одинаковым для электронов и дырок.

Тогда, решая систему (6) в стационарном приближении, получаем

$$n_g = p_g = \tau_r g_0 e \exp\left(-\frac{r^2}{R^2} - \alpha z\right) = n_{g0} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2} - \alpha z\right), \quad (9)$$

где  $n_{g0}$  – значение неравновесной добавки  $n_g$  в центре облучаемой зоны в стационарном приближении.

#### 4. Расчет фотоиндуцированного электрического поля

В силу неравенств (5) в системе (3) пренебрежем малыми добавками  $\eta$  и  $\zeta$  в диффузионно-дрейфовых членах, но сохраним их в рекомбинационных членах и в уравнении Пуассона. Используя обоснованное выше условие стационарности, сложим первые два уравнения системы (3), выразим величину  $\eta - \zeta$  из третьего уравнения системы и получим уравнение для расчета пространственного распределения стационарного фотоиндуцированного поля:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[ E_r \left( \frac{1}{\tau'} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2} - \alpha z\right) + \frac{1}{\tau} \right) - \frac{2rU_d}{R^2} \frac{1}{\tau'} \right. \right. \\ & \times \exp\left(-\frac{r^2}{R^2} - \alpha z\right) \left. \left. \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ E_z \left( \frac{1}{\tau'} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2} - \alpha z\right) + \frac{1}{\tau} \right) \right. \\ & \left. \left. - \alpha U_d \frac{1}{\tau'} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2} - \alpha z\right) \right] = 0, \quad (10) \end{aligned}$$

где  $1/\tau = 1/\tau_M + 1/\tau_r$ ;  $\tau_M = \varepsilon_0 \varepsilon / [(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)e]$  – характерное время максвелловской релаксации спонтанной неоднородности концентрации носителей в равновесном электронейтральном полупроводнике;  $\tau' = \varepsilon_0 \varepsilon / [(\mu_n + \mu_p)$

$\times n_{g0}e]$  – время релаксации спонтанной неоднородности неравновесной концентрации носителей в центре облучаемой зоны;  $U_d = (D_n - D_p)/(\mu_n + \mu_p)$  – имеющая размерность потенциала величина, обусловленная различием коэффициентов диффузии электронов и дырок, которую мы назовем напряжением диффузии.

Для области эффекта Дембера уравнение (10) должно быть дополнено нулевыми граничными условиями  $\varphi(r \rightarrow \infty, z) = 0, \varphi(r, z \rightarrow \infty) = 0$ .

Решение уравнения (10) с указанными граничными условиями дает пространственные распределения потенциала и напряженности электрического поля, т. е. описывает двумерный эффект Дембера в рассматриваемой области:

$$\varphi(r, z) = U_d \ln \left[ 1 + \frac{\tau}{\tau'} \exp \left( -\frac{r^2}{R^2} - \alpha z \right) \right], \quad (11)$$

$$E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{2rU_d}{R^2} \left[ 1 + \frac{\tau'}{\tau} \exp \left( \frac{r^2}{R^2} + \alpha z \right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \alpha U_d \left[ 1 + \frac{\tau'}{\tau} \exp \left( \frac{r^2}{R^2} + \alpha z \right) \right]^{-1}. \quad (13)$$

Максимальное значение фотоиндуцированного потенциала в этой области достигается при  $r = z = 0$ :

$$\varphi_{\max} = \varphi_D = U_d \ln \left( 1 + \frac{\tau}{\tau'} \right). \quad (14)$$

### 5. Обсуждение результатов и выводы

Рассмотрим обсуждаемый эффект на примере кремния. Пусть  $\lambda = 690.6$  нм. Этой длине волны соответствует максимальная из приведенных в табл.1 эффективная скорость фотогенерации носителей  $g_{0e} = 5.24 \times 10^{30} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для Si характерное время рекомбинации через центры составляет  $10^{-6}$  с, и при указанном значении  $g_{0e}$  в центральной части облучаемой зоны определяющим механизмом рекомбинации для него будет оже-рекомбинация. Используя в (6) рекомбинационный член в виде (7), получаем, что в стационарном случае концентрация носителей в центре облучаемой зоны  $n_{g0} = (g_{0e}/8a_A)^{1/3} =$

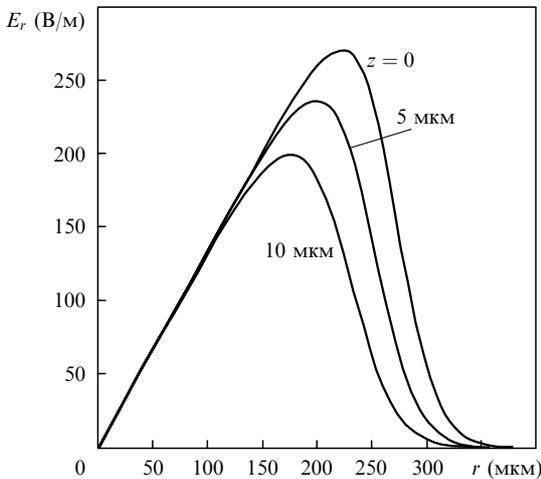


Рис.2. Зависимости радиальной составляющей  $E_r$  напряженности фотоиндуцированного электрического поля от радиальной координаты  $r$  при разных значениях продольной координаты  $z$ .

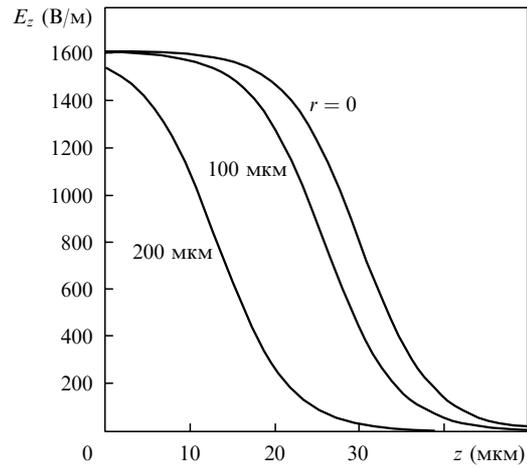


Рис.3. Зависимости аксиальной составляющей  $E_z$  напряженности фотоиндуцированного электрического поля от продольной координаты  $z$  при разных значениях радиальной координаты  $r$ .

$1.18 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ . Пусть равновесные концентрации носителей  $n_0 = 1.45 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$  и  $p_0 = 1.45 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$ , что соответствует невырожденному n-Si с удельным сопротивлением 3.5 Ом·см.

Значения параметров  $\mu_{n,p}$  и  $D_{n,p}$  зависят от концентрации носителей и в рассматриваемом режиме облучения могут существенно отличаться от равновесных. Подвижности  $\mu_{n,p}$  при указанном значении  $n_{g0}$  рассчитывались нами по формулам из работы [8], а соответствующие коэффициенты диффузии  $D_{n,p}$  вычислялись по обобщенным формулам Эйнштейна [6]. Для наших расчетов были получены следующие значения:  $\mu_n = 0.0230 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\mu_p = 0.0108 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $D_n = 40 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $D_p = 17 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ . При этом  $\tau \approx \tau_M = 2.39 \times 10^{-11} \text{ с}$ ,  $\tau' = 2.0 \times 10^{-14} \text{ с}$ ,  $U_d = 6.8 \text{ В}$ .

При указанных значениях параметров по формулам (11)–(13) были рассчитаны пространственные распределения потенциала и напряженности фотостимулированного поля в области эффекта Дембера (рис.2–4).

Расчет показал, что в приосевой части пучка фотостимулированный потенциал составляет несколько десятков милливольт. Его максимальное значение  $\varphi_D$  достигается на границе приповерхностной плоской ОПЗ и

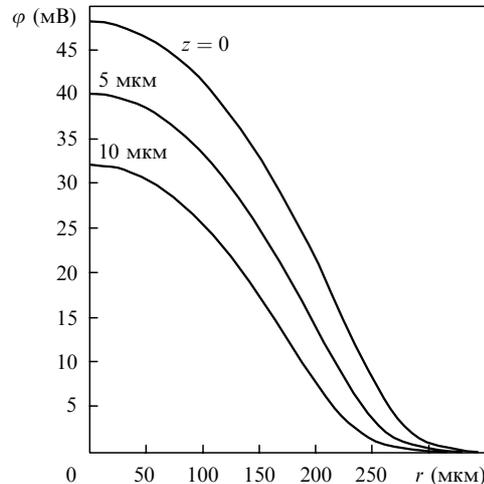


Рис.4. Зависимости потенциала  $\varphi$  фотоиндуцированного электрического поля от радиальной координаты  $r$  при разных значениях продольной координаты  $z$ .

области эффекта Дембера и рассчитывается по формуле (14). В данном примере  $\varphi_D = 48$  мВ.

Как показано в работах [9, 10], для centrosymmetric полупроводников интенсивность ОВГ сильно зависит от напряженности электростатического поля в тонкой приповерхностной ОПЗ, которая определяется приложенной к ней разностью потенциалов. Поскольку потенциал глубинной части полупроводника в предшествующих работах (см., напр., [9–12]) считался равным нулю, то эта разность потенциалов принималась равной поверхностному потенциалу  $\varphi_{sc}$ , который создается либо за счет наличия поверхностного заряда, либо прикладывается извне [9]. Отметим, что величина  $|\varphi_{sc}|$  варьируется в пределах нескольких десятков милливольт, что соизмеримо с найденными выше значениями  $\varphi_D$ . Таким образом, описанный в работах [1, 2] механизм влияния фотостимулированных электронных процессов на нелинейно-оптический отклик поверхности кремния, связанный с трансформацией ОПЗ, имеет место и при использовании титан-сапфирового лазера. Для учета этого влияния в теорию генерации ОВГ необходимо внести поправки, которые в первом приближении заключаются в учете сужения приповерхностной ОПЗ, а также в замене  $\varphi_{sc}$  на  $\varphi_{sc} - \varphi_D$ .

Характерная толщина неравновесной плоской приповерхностной ОПЗ, т. е. дебаевская длина экранирования  $L_{Db}$ , при варьировании скорости фотогенерации в пределах, указанных в табл. 1, меняется от 2.7 до 3.4 нм. При этом выполняется соотношение  $4\pi L_{Db}/\lambda \ll 1$ , и для расчета параметров ОВГ применима теория, развитая в [10].

Отметим, что при использовании титан-сапфирового лазера фотоиндуцированный потенциал объема можно считать постоянным, тогда как в случае использования лазера на гранате с неодимом этот потенциал в течение каждого импульса существенно изменяется.

Характерная глубина области эффекта Дембера определяется характерной глубиной проникновения накачки  $d$  и в рассматриваемом диапазоне длин волн лежит в пре-

делах 4230–12760 нм. Характерная глубина слоя, генерирующего ОВГ, варьируется от  $\sim 10$  до  $\sim 120$  нм, т. е. этот слой перекрывается с областью эффекта Дембера, но толщина зоны перекрытия весьма мала по сравнению с  $d$ . К тому же, как показано выше, напряженность демберовского поля не превышает  $2 \times 10^3$  В/м, что много меньше напряженности электростатического поля, обуславливающего нелинейно-оптические эффекты. Следовательно, вкладом зоны перекрытия в ОВГ можно пренебречь.

Найденные выше значения концентраций неравновесных носителей существенно меньше концентрации валентных электронов, для кремния равной  $2 \times 10^{29}$  м<sup>-3</sup>. Поэтому влиянием фотогенерации неравновесных носителей на нелинейные восприимчивости кремния можно пренебречь.

1. Baranova I.M., Evtyukhov K.N., Muravyev A.N. *Proc. SPIE Soc. Opt. Eng.*, **4749**, 183 (2002).
2. Баранова И.М., Евтюхов К.Н., Муравьев А.Н. *Квантовая электроника*, **33** (2), 171 (2003).
3. Dadap J.I., Xu Z., Hu X.F., Downer M.C., Russel N.M., Ekerdt J.G., Aktsipetrov O.A. *Phys. Rev. B*, **56** (20), 13367 (1997).
4. Aktsipetrov O.A., Fedyanin A.A., Melnikov A.V., Mishina E.D., Rubtsov A.N., Anderson M.N., Wilson P.T., ter Beek M., Hu X.F., Dadap J.I., Downer M.C. *Phys. Rev. B*, **60** (12), 8924 (1999).
5. Aspnes D.E., Studna A.A. *Phys. Rev. B*, **27** (2), 985 (1983).
6. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. *Физика полупроводников* (М.: Наука, 1977).
7. Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.И. *УФН*, **144** (4), 675 (1985).
8. Новиков В.В. *Теоретические основы микроэлектроники* (М.: Высшая школа, 1972).
9. Lüpke G. *Surface Sci. Rep.*, **35**, 75 (1999).
10. Баранова И.М., Евтюхов К.Н. *Квантовая электроника*, **24** (4), 347 (1997).
11. Акципетров О.А., Баранова И.М., Евтюхов К.Н. и др. *Квантовая электроника*, **19** (9), 869 (1992).
12. Aktsipetrov O.A., Fedyanin A.A., Melnikov A.V., Mishina E.D., Rubtsov A.N., Anderson M.N., Wilson P.T., ter Beek M., Hu X.F., Dadap J.I., Downer M.C. *Phys. Rev. B*, **60**, 8924 (1999).