

$$A_n = \cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) \cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) \left(\frac{1}{\gamma_{-n+1}^*} - \frac{1}{\gamma_{n-1}}\right),$$

$$\gamma_n = \omega_0 - \omega - \frac{n}{2} \Omega + i\gamma,$$

$$E_n = \frac{-n\Omega + 4i\gamma}{\Omega_r^2} + \cos^2\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) \left(\frac{1}{\gamma_{-n+1}^*} - \frac{1}{\gamma_{n+1}}\right) + \cos^2\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) \left(\frac{1}{\gamma_{-n-1}^*} - \frac{1}{\gamma_{n-1}}\right). \quad (8)$$

Полагая $w_{n+2} = w_n q_n$, находим

$$q_n = -\frac{A_{n+2}}{A_{n+4} q_{n+2} + A_{n+2}} \quad (9)$$

для четных n и $q_n = 0$ для нечетных. Из (7) при $n = 0$ получим

$$w_0 = \frac{4i\gamma}{\Omega_r^2 (B_0 + A_0 q_0^* - A_0^* q_0)}, \quad (10)$$

где q_0 определяется цепной дробью (9). Сила, действующая на атом, выражается через w_0 и q_0 следующим образом:

$$F = -\frac{\hbar k}{2} \Omega_r^2 w_0 \operatorname{Re} \left\{ \sin\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) \frac{1}{\gamma_{-1}} \left[\cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) + q_0^* \cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) \right] + \right. \\ \left. + \sin\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) \frac{1}{\gamma_1} \left[\cos\left(kz + \frac{\psi}{2}\right) + q_0 \cos\left(kz - \frac{\psi}{2}\right) \right] \right\}. \quad (11)$$

Как и при слабом насыщении, F является нечетной функцией ψ с периодом π , однако для больших Ω_r, γ зависимость $F(\psi)$, как видно из рис. 1 (на рисунках приведены усредненные по x_0 значения $F/\hbar k \gamma$), существенно отлична от синусоидальной. Максимального значения сила достигает при $\psi \approx \pi/4$, $\Omega \approx \Omega_r$.

Зависимость силы от скорости при $\Omega_r \gg \gamma$ находилась численным решением уравнений (4), (5). Так же как и при слабом насыщении, при $\omega = \omega_0$ сила является четной функцией скорости и при $\Omega \gg \gamma$ обращается в нуль при $kv \approx \Omega/2$. Примеры усредненной по времени зависимости $F(v)$ приведены на рис. 2. Резонансная структура силы светового давления, так же как и в случае стоячей волны [1], обусловлена многоквантовыми процессами.

Таким образом, уже в наиболее простом случае амплитудно-модулированных встречных волн возникают качественно новые особенности светового давления на атомы по сравнению со случаями бегущей и стоячей волн [1]. Максимальное значение силы F_m может быть значительно больше $\hbar k \gamma$, причем по сравнению с идеальным случаем π -импульсов, следующих с периодом T , равным периоду модуляции $T = 2\pi/\Omega$, F_m меньше $F = \hbar k \Omega / \pi$ лишь в 2—2.5 раза.

Литература

- [1] Миногин В. Г., Летохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986. 222 с.
- [2] Казанцев А. П. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 5, с. 1592—1612.
- [3] Nebenzahl I., Szöke A. Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, N 6, p. 327—329.
- [4] Лазерная и когерентная спектроскопия / Под ред. Стейнфелда Д. М.: Мир, 1982. 630 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
26 января 1987 г.

ПЛОСКИЙ ДЕФЛЕКТРОН

Л. П. Овсянникова, Т. Я. Фишкова

Наиболее распространенными электростатическими дефлекторами (отклоняющие системы с совмещенными центрами отклонения) являются системы в виде четырех электродов сложной конфигурации, расположенные на цилиндрической и конической поверхностях,

или системы в виде цилиндра (конуса), разрезанным на $4n$ частей [1], а также в виде коробки с прямоугольным (квадратным) сечением [2]. Максимальная однородность поля в таких системах достигается либо путем подбора формы и размеров электродов при минимальном количестве подаваемых на них напряжений, либо путем подачи различных напряжений на каждую пару электродов при одинаковых размерах последних. Общим недостатком таких дефлекторов является меньшая по сравнению с плоским конденсатором чувствительность отклонения вследствие большого межэлектродного расстояния.

В настоящей работе рассмотрен электростатический дефлектор на основе плоского конденсатора, поперечное сечение которого дано на рис. 1. Дефлектор образован $2n$ парами электродов ($n=1, 2, \dots$), симметричными относительно плоскостей xoz и yoz .¹

Конструкция системы в виде разрезанных на n пар двух плоских пластин, расположенных параллельно друг другу или под углом, предложена в работе [3].

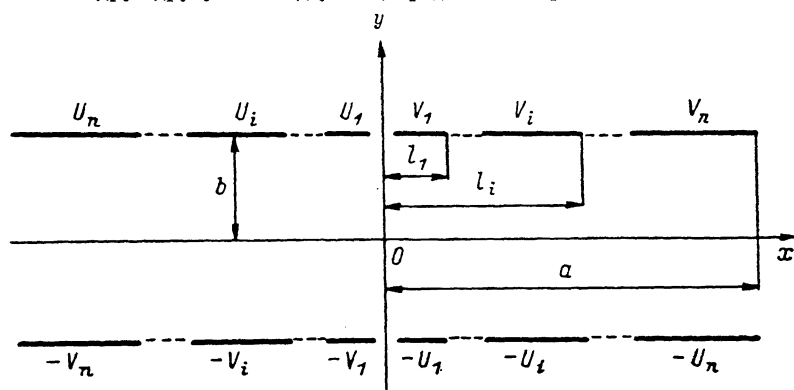


Рис. 1. Поперечное сечение плоского электростатического дефлектора.

Выражение для распределения потенциала в двумерном приближении определялось путем решения уравнения Лапласа в предположении о наличии $(n+1)$ -х электродов с нулевыми потенциалами и бесконечно малых зазоров между соседними электродами. Оно имеет следующий вид:

$$\varphi(x, y) = \frac{2}{\pi} V_x \sum_{i=1}^n \xi_i \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{\operatorname{sh} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda - x}{b} \right)}{\cos \frac{\pi y}{2b}} \right]_{\lambda=l_i}^{\lambda=l_{i-1}} \right\} + \frac{2}{\pi} V_y \sum_{i=1}^n \eta_i \left\{ \operatorname{arctg} \left[\operatorname{th} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda - x}{b} \right) \operatorname{tg} \frac{\pi y}{2b} \right]_{\lambda=l_i}^{\lambda=l_{i-1}} \right\}, \quad (1)$$

где b — расстояние от оси системы до электродов; l_i — расстояние от вертикальной плоскости yoz до конца i -го электрода; $\pm \eta_i V_y$ и $\pm \xi_i V_x$ — напряжения на электродах, симметричные относительно плоскостей yoz и xoz и антисимметричные относительно плоскостей xoz и yoz соответственно, и обеспечивающие отклонение в направлениях, перпендикулярном и параллельном электродам. Напряжения на i -й паре электродов равны

$$V_i = \eta_i V_y + \xi_i V_x, \quad U_i = \eta_i V_y - \xi_i V_x \quad (2)$$

Подача на разрезанные электроды напряжений $\pm V_i$ и $\pm U_i$ обеспечивает отклонение пучка заряженных частиц в произвольном направлении с одним и тем же центром отклонений (режим дефлектора).

Для оценки чувствительности отклонения и степени нелинейности поля разрезанного плоского конденсатора разложим его потенциал в ряд Тейлора

$$\varphi(x, y) = V_y \left[K_{1y} \frac{y}{b} + K_{3y} \frac{y}{b^3} (y^2 - 3x^2) + K_{5y} \frac{y}{b^5} (y^4 - 10x^2y^2 + 5x^4) + \dots \right] + V_x \left[K_{1x} \frac{x}{b} + K_{3x} \frac{x}{b^3} (x^2 - 3y^2) + K_{5x} \frac{x}{b^5} (x^4 - 10x^2y^2 + 5y^4) + \dots \right]. \quad (3)$$

¹ Отметим, что, как обычно, этот дефлектор может иметь расширяющуюся по направлению оси z апертуру.

Выражения для коэффициентов K_{2m-1} ряда (3), полученные из (1), равны

$$K_{1x} = \sum_{i=1}^n \xi_i \left[\frac{1}{\operatorname{ch}(\pi\lambda/2b)} \right]_{\lambda=l_i}^{\lambda=l_{i-1}},$$

$$K_{3x} = \frac{1}{3!} \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \sum_{i=1}^n \xi_i \left[\frac{2 \operatorname{th}^2(\pi\lambda/2b) - 1}{\operatorname{ch}(\pi\lambda/2b)} \right]_{\lambda=l_i}^{\lambda=l_{i-1}},$$

$$K_{5x} = \frac{1}{5!} \left(\frac{\pi}{2} \right)^4 \sum_{i=1}^n \xi_i \left[\frac{5 - 28 \operatorname{th}^2(\pi\lambda/2b) + 24 \operatorname{th}^4(\pi\lambda/2b)}{\operatorname{ch}(\pi\lambda/2b)} \right]_{\lambda=l_i}^{\lambda=l_{i-1}}, \quad (4)$$

$$K_{1y} = \sum_{i=1}^n \eta_i \left[\operatorname{th} \frac{\pi\lambda}{2b} \right]_{\lambda=l_{i-1}}^{\lambda=l_i},$$

$$K_{3y} = \frac{1}{3!} \frac{\pi^2}{2} \sum_{i=1}^n \eta_i \left[\frac{\operatorname{th}(\pi\lambda/2b)}{\operatorname{ch}^2(\pi\lambda/2b)} \right]_{\lambda=l_{i-1}}^{\lambda=l_i}, \quad (5)$$

Из формул (4), (5) видно, что с ростом номера гармоники величины коэффициентов K_{2m-1} в разложении потенциала убывают.

Собственная чувствительность отклонения определяется известным выражением

$$\sigma = K_{1L} V / 4b\Phi, \quad (6)$$

где L — эффективная длина отклоняющего поля в направлении продольной оси, V — отклоняющее напряжение в соответствующем направлении, Φ — ускоряющий потенциал. Чувствительность отклонения в перпендикулярном направлении равна чувствительности плоского конденсатора в режиме $\eta_1, \dots = 1$, поскольку $K_{1y} = 0.9998$ (для $a/b = 3$), $K_{1y} = 1.0000$ (для $a/b \geq 4$). При этом коэффициенты $K_{3y} = 2.65 \cdot 10^{-4}$ и $K_{5y} \leq 1.14 \cdot 10^{-5}$ соответственно, т. е. начиная с $a/b = 3$ поле практически однородно.

При расчете чувствительности отклонения и неоднородности поля в направлении, параллельном электродам, ограничимся рассмотрением систем с малым количеством электродов, поскольку именно они представляют наибольший практический интерес. Для двух пар электродов с напряжениями $\pm V_1 = \pm(V_y + V_x)$ и $\pm U_1 = \pm(V_y - V_x)$ при $a/b = 4$ из формул (4) имеем $K_{1x} = 0.9963$, $K_{3x} = -0.4128$, $K_{5x} = 0.2535$.

Для коррекции коэффициентов, ответственных за неоднородность поля, введем еще две пары электродов. Пусть при этом $\xi_2 = 1$, а величина ξ_1 определяется условием $K_{3x} = 0$

$$\xi_1 = \frac{\left[2 \operatorname{th}^2 \frac{\pi l_1}{2b} - 1 \right] \operatorname{ch} \frac{\pi a}{2b} - \left[2 \operatorname{th}^2 \frac{\pi a}{2b} - 1 \right] \operatorname{ch} \frac{\pi l_1}{2b}}{\operatorname{ch} \frac{\pi a}{2b} \left[2 \operatorname{th}^2 \frac{\pi l_1}{2b} + \operatorname{ch} \frac{\pi l_1}{2b} - 1 \right]}. \quad (7)$$

Для геометрии дефлектрона с $a/b = 4$ на рис. 2 приведены в зависимости от относительной ширины центральных электродов величины ξ_1 (1), основной K_{1x} (2) и остаточной K_{5x} (3) гармоник. Особый интерес в конструктивном отношении представляет режим с $\xi_1 = 0$, что соответствует трем парам электродов. При этом ширина центральной пары электродов при $a/b \geq 4$ равна

$$\frac{l_1}{b} = \frac{4}{\pi} \operatorname{arth} \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Интересен также режим для дефлектрона с четырьмя парами электродов ($K_{3x} = K_{5x} = 0$), имеющий место при условии

$$\frac{l_1}{b} = \frac{2}{\pi} \operatorname{arth} \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad \xi_1 = 0.198.$$

При этом остаточный коэффициент $K_{7x} = 0.04$.

Рассмотрим дефлектрон, образованный шестью парами электродов, положив при этом $\xi_3 = 1$. Если величина отношения суммарной ширины электродов к расстоянию между ними достаточно велика ($a/b \geq 4$), то коэффициенты в разложении потенциала можно записать в виде

$$K_{1x} = \xi_1 + \frac{\xi_2 - \xi_1}{\operatorname{ch}(\pi l_1/2b)} + \frac{1 - \xi_2}{\operatorname{ch}(\pi l_2/2b)},$$

$$K_{3x} = -\frac{\pi^2}{24} \left[\xi_1 + (\xi_1 - \xi_2) \frac{2 \operatorname{th}^2 \frac{\pi l_1}{2b} - 1}{\operatorname{ch}(\pi l_1/2b)} - (1 - \xi_2) \frac{2 \operatorname{th}^2 \frac{\pi l_2}{2b} - 1}{\operatorname{ch}(\pi l_2/2b)} \right],$$

$$K_{5x} = \frac{\pi^2}{16} \left\{ K_{3x} + \frac{\pi^2}{20} \left[(\xi_2 - \xi_1) \left(4 \operatorname{th}^2 \frac{\pi l_1}{2b} - 3 \right) \frac{\operatorname{th}^2(\pi l_1/2b)}{\operatorname{ch}(\pi l_1/2b)} + \right. \right. \\ \left. \left. + (1 - \xi_2) \left(4 \operatorname{th}^2 \frac{\pi l_2}{2b} - 3 \right) \frac{\operatorname{th}^2(\pi l_2/2b)}{\operatorname{ch}(\pi l_2/2b)} \right] \right\}, \quad (8)$$

Из (8) видно, что наличие двух свободных электрических параметров ξ_1 и ξ_2 позволяет получить условие обращения в нуль третьей и пятой гармоник для любой геометрии плоского

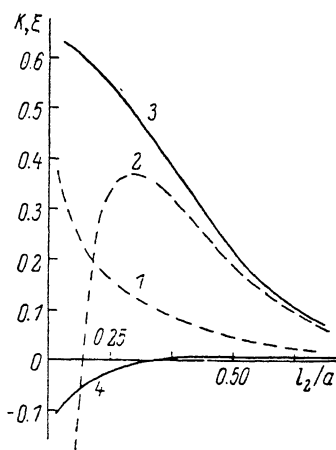
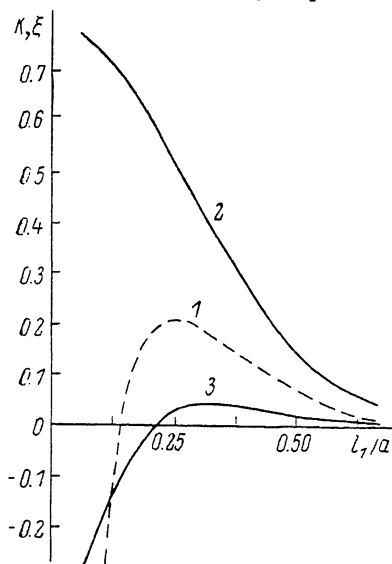


Рис. 2. Параметры плоского дефлектора, состоящего из четырех пар электродов, в зависимости от отношения ширины центральных электродов к общей ширине пластин.

Рис. 3. Параметры плоского дефлектора из шести пар электродов в зависимости от отношения суммарной ширины двух средних пар электродов к общей ширине пластин.

дефлектора с шестью парами электродов. При этом, варьируя размерами электродов, можно добиться зануления и следующих гармоник более высокого порядка. В качестве примера на рис. 3 построены зависимости от суммарной ширины двух средних пар электродов l_2/a (при $l_1/a=0.125$ и $a/b=4$) величин электрических параметров ξ_1 (1) и ξ_2 (2), обеспечивающих условие $K_{3x}=K_{5x}=0$, а также коэффициентов при первой (3) и седьмой (4) гармониках в разложении потенциала. Точка пересечения кривых 1, 2 соответствует случаю четырех пар электродов (ср. с рис. 2). Из рис. 3 видно, что величина коэффициента при седьмой гармонике в широком диапазоне изменения $l_2/a=0.3 \div 0.7$ составляет $K_{7x} = \pm 0.005$, а при $l_2/a=0.34$ обращается в нуль, при этом $\xi_1=0.10$, $\xi_2=0.35$.

Следует отметить, что параметры плоского дефлектора были рассчитаны также на основании выражения для распределения потенциала, полученного в предположении о наличии по обе стороны боковых электродов с нулевыми потенциалами. Оно имеет вид суммы рядов аналогично формулам работы [2]. Результаты расчетов геометрических и электрических параметров для обоих вариантов расположения нулевых электродов при $a/b \geq 3$ практически совпадают (отличие не превышает 1–2%).

Таким образом, коэффициент рассмотренных плоских дефлекторов, ответственный за чувствительность отклонения в перпендикулярном направлениям $K_{1y}=1$, а в параллельном направлениям $K_{1x}=0.7 \div 0.4$. Для дефлекторов с цилиндрической и прямоугольной апертурой [1, 2] этот коэффициент в обоих направлениях близок к единице. Однако из конструктивных соображений ясно, что апертура таких дефлекторов должна быть в несколько раз больше расстояния между плоскими пластинами. Поэтому отношение K_1/b

для плоского дефлектора при прочих одинаковых параметрах больше, а следовательно, выше и его чувствительность отклонения. При этом нелинейность отклонения, определяемая главным образом неоднородностью поля, у плоских дефлектронов не хуже, чем у дефлектронов с цилиндрической или прямоугольной апертурой при одинаковом количестве электродов.

Литература

- [1] Хаттер Р. В кн.: Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений. М.: Мир, 1978, с. 183—245.
 [2] Овсянникова Л. П., Фишкова Т. Я. ЖТФ, 1986, т. 56, № 7, с. 1348—1353.
 [3] Афанасьев В. П., Фишкова Т. Я. А. с. № 983819. Оpubл. в Б. И., 1982, № 47, с. 230.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 28 января 1987 г.

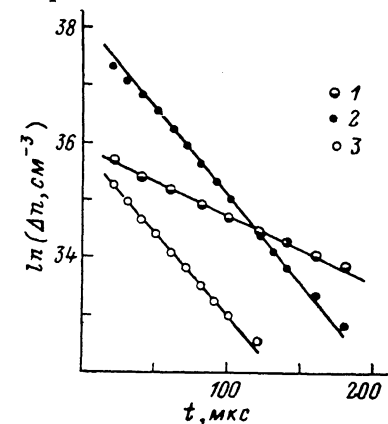
УДК 537.311.33

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПЕРВИЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ

А. Н. Крайчинский, Л. В. Мизрухин, Н. И. Осташко, В. И. Шаповцов

Образование стабильных радиационных дефектов (РД) во многих случаях контролируется диффузией компонентов пар Френкеля (вакансий или межузельных атомов), созданных облучением. Измерения коэффициентов диффузии вакансий проводились [1, 2] через длительное время после прекращения облучения, когда электронная подсистема кристалла находилась в равновесном состоянии. При облучении движение вакансий и межузельных атомов происходит в условиях ионизации кристалла, поэтому их миграционные способности могут отличаться от равновесных. Нами сделана попытка измерения времени жизни первичных РД в кремнии по отношению к захвату их имеющимися в кристалле атомами легирующих примесей и другими технологическими дефектами в условиях сильного возбуждения электронной подсистемы.



Образцы *n*-Si, выращенные по методу Чохральского, с концентрацией фосфора $(8.9 \pm 0.2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и кислорода $\sim 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, степенью компенсации ≤ 0.13 облучались одиночными импульсами электронов с энергией 3 МэВ при комнатной температуре. Измерялись величина фототока, наведенного импульсом быстрых электронов, и ее спад во времени после окончания импульса. При выбранных размерах образцов ($10 \times 2 \times 2 \text{ мм}$) и используемой энергии электронов облучение приводит к практически равномерному по толщине возбуждению неравновесных носителей заряда (ННЗ). Это позволяет наиболее корректно определять рекомбинационные характеристики изучаемых образцов [3].

Амплитуда плотности тока пучка в электронном импульсе выбиралась такой, чтобы в исследуемом диапазоне интенсивностей выполнялось условие сильной ионизации кристалла. Определяемая в этом случае из эксперимента постоянная линейной рекомбинации τ_{∞} не зависит от концентрации ННЗ. При этом тестирующие импульсы должны были иметь сравнительно небольшую амплитуду, чтобы концентрация введенных облучением РД была меньше исходной концентрации рекомбинационных центров. Следующий после тестирующих мощный электронный импульс приводил к созданию заметной концентрации рекомбинационных РД. В этом случае кинетика спада концентрации ННЗ была связана с рекомбинацией ННЗ через имеющиеся в кристалле центры, а также с перестройкой (или образованием) рекомбинационных РД.

На рисунке представлены зависимости $\Delta n(t)$, характеризующие спад концентрации ННЗ после облучения образцов одиночными импульсами электронов различной интенсивности. Кривая 1 характеризует спад концентрации ННЗ непосредственно после окончания тести-