

время горения дуги полностью озольются и практически не влияют на определение элементов. Указанный факт является одним из важных преимуществ примененного метода перед методом предварительного озольения. В последнем случае, как показывают исследования [4, 5], при проведении процесса озольения на стадии обугливания вместе с выделяющимися дымом и газами возможны потери микроэлементов в виде металлоорганических комплексов. На величину потерь большее влияние оказывает не столько сама температура, сколько скорость ее увеличения, с которой непосредственно связано озольение проб, в связи с чем полный процесс озольения занимает большой промежуток времени (5–10 ч). Кроме этого, необходимо иметь и большой объем крови. В нашем случае полный расход образца крови составляет не более 100 мкл. Средняя ошибка определения лежит в пределах 5–15 %.

Приведенные результаты могут служить основой для разработки методики по определению микро- и макроэлементов в других биообъектах, а также по расширению спектра определяемых элементов.

1. Трахтенберг И.М., Колесников В.С., Луковенко В.П. Тяжелые металлы во внешней среде. Мн., 1994.
2. Коломийцева М.Г., Габович Р.Д. Микроэлементы в медицине. М., 1970.
3. Зайдель А.Н., Прокофьев В.К., Райский С.М., Шрейдер Е.Я. Таблицы спектральных линий. М., 1962.
4. Орлова В.А., Шерстнякова С.А., Карпов Ю.А. // Завод. лаб. 1993. Т. 59. № 9. С. 1.
5. Юделевич И.Г., Буянова Л.М., Шелпакова И.Р. Химико-спектральный анализ веществ высокой чистоты. Новосибирск, 1980.

Поступила в редакцию 28.12.2000.

Зажогин Анатолий Павлович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии БГУ.

Червяковский Климентий Иванович – аспирант кафедры лазерной физики и спектроскопии БГУ. Научный руководитель А.П. Зажогин.

Булойчик Жанна Игнатьевна – кандидат химических наук, старший научный сотрудник кафедры физической оптики БГУ.

Маслова Галина Трофимовна – кандидат биологических наук, доцент кафедры физиологии человека и животных.

УДК 537.311

Д.В. ШАРШУНОВ, В.С. СОЛОВЬЕВ

ИЗУЧЕНИЕ ФОРМЫ ИМПУЛЬСОВ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В АЛМАЗЕ ТИПА IIa

This paper is devoted to own and impurity photoconductivity pulse form modeling in type IIa diamond. Cases of different relations between exciting pulse length and own photocarriers lifetime were considered. Main factors defining pulse form in each case were found.

С целью изучения влияния процессов, индуцированных в алмазе оптическим излучением, проведено моделирование формы импульсов фотопроводимости.

Моделирование проводилось с помощью изучения динамики концентрации неравновесных носителей заряда во времени, генерированных светом при комнатной температуре. В качестве источника возбуждения рассматривался лазер, для которого зависимость амплитуды импульса излучения от времени имеет вид [1]: $I(t) = I_{\max} \sin^2(\pi t / \tau)$, где I_{\max} – максимальная амплитуда, t – время, τ – длительность импульса.

7



This document has been edited with Infix PDF Editor - free for non-commercial use.

To remove this notice, visit: www.iceni.com/unlock.htm

В качестве основной примеси принимались А-центры (пара атомов азота в соседних узлах кристаллической решетки), образующие глубокие донорные уровни в запрещенной зоне алмаза [2]. Освещенность образца по поверхности полагалась равномерной, толщина – малой (чтобы диффузией носителей можно было пренебречь). Рассматривался режим линейных люкс-амперных характеристик для образцов алмаза в форме параллелепипеда размерами $3 \times 1 \times 1 \text{ мм}^3$.

Введем обозначения величин: $E_i = E_c - 4,05 \text{ эВ}$ – энергия примесного уровня (А-центра), отсчитанная от дна зоны проводимости, S_p и S_n – сечения захвата А-центром ловушки дырки и электрона соответственно, N_i – концентрация А-центров, n – концентрация электронов в зоне проводимости, p – концентрация дырок в валентной зоне, v_p и v_n – тепловые скорости дырок и электронов.

Рассмотрим процессы, в результате которых происходят изменения концентраций носителей заряда в зонах разрешенных энергий и на примесном уровне. Во-первых, это межзонная генерация носителей заряда светом, скорость которой равна $g(t) = q\alpha(h\nu)I(t)/h\nu$, q – квантовая эффективность, $\alpha(h\nu)$ – коэффициент поглощения фотонов с энергией $h\nu$. Во-вторых, захват электрона на А-центр с последующим захватом дырки. Скорости указанных процессов равны $T_{ni} = n(N_i - n_i)v_n S_n$, где n_i – концентрация захваченных электронов (т. е. нейтральных А-центров), $T_{pi} = pn_i v_p S_p$. В-третьих, межзонная рекомбинация, скорость которой $R_n = R_p = \gamma np$, где γ – коэффициент межзонной рекомбинации носителей заряда.

Таким образом, в случае собственной фотопроводимости имеем систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = g(t) - T_{ni} - R_n, \\ \frac{dp}{dt} = g(t) - T_{pi} - R_p, \\ \frac{dn_i}{dt} = T_{ni} - T_{pi}, \\ p + (N_i - n_i) = n. \end{cases} \quad (1)$$

В случае примесной фотопроводимости с учетом того, что концентрация нейтральных А-центров n_i и концентрация электронов в с-зоне n удовлетворяют соотношению $N_i = n_i + n$. имеем:

$$\frac{dn}{dt} = g_i(t) - n[N_i - n_i]v_n S_n = g_i(t) - n^2 v_n S_n, \quad (2)$$

где $g_i(t)$ – скорость генерации электронов проводимости при подсветке примесь-зона.

Для расчета значений коэффициентов поглощения $\alpha(h\nu)$ использовались кривая поглощения (собственная фотопроводимость) [3] и соотношение между величиной коэффициента поглощения А-центров и их концентрацией [2].

Результаты моделирования приводятся ниже (рис. 1, 2).

1. Собственная фотопроводимость

Для изучения формы импульсов собственной фотопроводимости было проведено моделирование поглощения излучения эксимерного KrCl-лазера,

энергия кванта излучения которого ($h\nu = 5,58$ эВ) примерно равна ширине запрещенной зоны алмаза (5,5 эВ). Поскольку длительность импульса возбуждения ($\tau \approx 8$ нс) в данном случае превышает время жизни носителей заряда, измеренное на образцах типа Па [4] (580 пс) и не связанное с примесью, то форма импульса тока во внешней цепи должна повторять импульс излучения [5], т. е. быть пропорциональной $\sin^2(\pi t/\tau)$, где τ – длительность импульса возбуждения. Так как энергетический уровень А-центров находится далеко от дна зоны проводимости, то в начальный момент времени его можно считать полностью заполненным электронами. Вследствие этого захват электрона А-центром возможен только после предварительного захвата дырки. Отсюда следует, что сигнал фотопроводимости при подсветке зона–зона определяется дырочной компонентой тока.

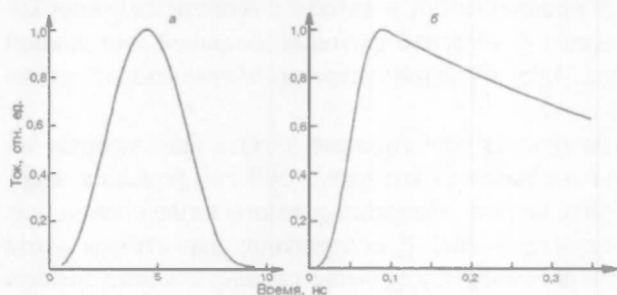


Рис. 1. Форма импульса собственной проводимости: а – τ больше времени жизни носителей; б – τ меньше времени жизни носителей

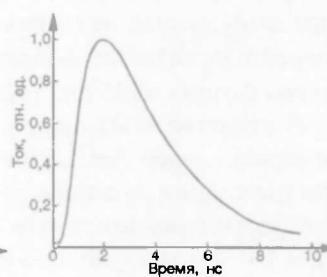


Рис. 2. Форма импульса примесной проводимости для длительности импульса возбуждения 8 нс

Концентрация А-центров в моделируемых образцах принималась равной $N_A = 10^{17}$ см⁻³; сечения захвата электрона S_n и дырки S_p на А-центр брались из [6].

Полученные в результате моделирования по формулам (1) формы импульсов тока собственной фотопроводимости представлены на рис. 1, а (τ больше времени жизни носителей) и рис. 1, б (τ меньше времени жизни носителей).

Из рис. 1 видно, что сделанный выше вывод о повторении формы фототока формой импульса возбуждения $g(t) \sim \sin^2(\pi t/\tau)$ полностью подтверждается. Моделирование зависимостей концентраций неравновесных носителей от времени подтвердило предположение, что форма сигнала проводимости (фототока) определяется дырочной компонентой. Этот факт можно объяснить тем, что указанная компонента является более долгоживущей вследствие меньшей величины сечения захвата дырки по сравнению с сечением захвата электрона. Смещение максимума импульса от середины импульса возбуждения обусловлено влиянием процессов рекомбинации неравновесных носителей, о чем свидетельствует величина смещения максимума, равная времени жизни неравновесных носителей заряда $\tau_{n(p)} = \left(\frac{S_{n(p)}}{N_A \nu_{n(p)}} \right)^{-1}$, введенному в качестве параметра модели.

Для изучения формы импульсов собственной проводимости в случае, когда длительность импульса возбуждения короче времени жизни носителей, было проведено моделирование для тех же образцов, той же мощности лазера и энергии фотона, однако длительность импульса τ бралась равной 100 пс. В данном случае следует ожидать появления экспоненциального

“хвоста” после окончания импульса возбуждения, обусловленного рекомбинацией неравновесных носителей. Из рис. 1, б видно, что проявляются две характерные зависимости фототока от времени: 1) участок, соответствующий экспоненциальному спаду, обусловленный рекомбинацией, не связанной с примесным уровнем; 2) смещение максимума кривой от середины импульса генерации, аналогичное рассмотренному ранее (ср. рис. 1, а и 1, б). Определенное по участку экспоненциального спада время жизни неравновесных носителей (дырок) совпадает со временем жизни неравновесных носителей, заданным выше в качестве характеристики процессов указанной рекомбинации, что подтверждает вывод о малости вклада захвата носителей для концентрации примеси $N_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

2. Примесная фотопроводимость

Для изучения примесной проводимости в алмазе с А-центрами необходим импульсный источник света с энергией фотонов, большей или равной энергии ионизации А-центра 4,05 эВ (этой энергии соответствует длина волны фотона $\approx 306 \text{ нм}$) [3].

В качестве модельного источника возбуждения алмаза был выбран эксимерный лазер ХеС1, длина волны света которого (308 нм) близка к энергии ионизации А-центра. Длительность импульса данного лазера равна, как и в рассмотренном выше случае, 8 нс [7]; содержание пар атомов азота ($N_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$) то же, что и в рассмотренном выше случае; сечение захвата электрона на А-центр $S_n = 10^{-13} \text{ см}^2$. Результат моделирования по формуле (2) при примесной подсветке см. на рис. 2.

Для примесной проводимости время жизни неравновесных носителей нельзя рассчитать по формуле $\tau_{n(p)} = (S_{n(p)} / N_i V_{n(p)})^{-1}$, где $S_{n(p)}$, $V_{n(p)}$ – сечение захвата и тепловая скорость носителей заряда, N_i – концентрация А-центров, поскольку концентрация А-центров в нейтральном зарядовом состоянии $n_i(t) = N_i - n(t)$ зависит от времени. Поэтому для примесной фотопроводимости невозможно выделить аналогично тому, как это сделано для собственной проводимости, случаи с разным соотношением между временем жизни носителей заряда и длительностью импульса.

Из рис. 2 следует, что участок, соответствующий спаду импульса проводимости, искажен по сравнению с импульсом возбуждения. Участок, соответствующий спаду, не является экспоненциальным или пропорциональным $\sin^2(\pi t/\tau)$, что обусловлено, во-первых, одновременным протеканием равнозначимых процессов генерации и захвата носителей, во-вторых, переменной величиной коэффициента поглощения.

Для данных условий наблюдается, как и в случае собственной поглощения, “запаздывание” максимума импульса фототока от центра импульса возбуждения. Далее наблюдается участок спада, аналогичный рассмотренному в пункте 1.

Таким образом, для собственной фотопроводимости в случае, если длительность импульса возбуждения больше времени жизни неравновесных носителей (см. рис. 1, а), форма сигнала повторяет импульс возбуждения, при этом происходит смещение (запаздывание) пика сигнала на величину, примерно равную времени жизни неравновесных носителей. В противоположном случае (время жизни неравновесных носителей больше длительности импульса возбуждения, см. рис. 1, б) помимо смещения наблюдается участок экспоненциального спада, постоянная которого равна времени жизни неравновесных носителей, не связанному с влиянием примесей. Для

примесной фотопроводимости (см. рис. 2) характерно искажение формы участка спада.

1. Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. М., 1980.
2. Data in Semiconductor Science and Technology: Semiconductors: group IV elements and III-V compounds / Ed. O. Madelung. Berlin; Heidelberg, 1991.
3. Природные алмазы России / Под ред. В.Б. Кваскова. М., 1997.
4. Pan L.S., Kania D.R., Pianetta P., Landen O.L. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. № 6. P. 623.
5. Lee C.H., Mathur V.K. // IEEE J. Quant. Electron. 1981. Vol. QE-17. № 10. P. 2098.
6. Шаршунов Д. В. Весті НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 1999. № 1. С. 143.
7. Квасков В. Б. // Алмаз в электронике. М., 1990. С. 92.

Поступила в редакцию 05.02.2001.

Шаршунов Дмитрий Вячеславович – ассистент кафедры вычислительной техники и информатики БГСХА.

Соловьев Валерий Сергеевич – кандидат физико-математических наук, доцент, заведующий лабораторией НИИ ПФП БГУ.

УДК 621.382.82.001

С.Г. МУЛЯРЧИК, И.М. ШЕВКУН, А.А. ЗИНЕВИЧ

УЧЕТ ТРЕХМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ РАСЧЕТЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПАССИВНОЙ ОБЛАСТИ БАЗЫ БИПОЛЯРНОГО ПЛАНАРНОГО ТРАНЗИСТОРА

The base resistance which results from the base current bending at the base contact and at the edge of the emitter perimeter is computed (at low currents and low frequencies) using a three-dimensional numerical solution. It is compared with a two-dimensional model.

Сопротивление пассивной области базы биполярного планарного транзистора -- параметр, в значительной степени определяющий электрические характеристики прибора. Этим объясняется интерес к проблеме его расчета [1–4]. Среди известных методов моделирования [1–4] универсальностью обладает только численный метод, однако и его область применения ограничена, если привлекается двумерное приближение [3, 5]. В [4] сделана попытка перейти к решению трехмерной задачи на основе послойного объединения двумерных цепей, моделирующих пассивную область базы транзистора. Эту задачу можно решить численно, распространив подход, предложенный в [5], на трехмерную модель. В соответствии с [4] будем считать, что сопротивление пассивной области базы ($R_{бп}$) определяется током, текущим от базового контакта биполярного транзистора к границе между пассивной и активной областями базы (эта граница в рассматриваемом приближении является вторым омическим контактом полупроводникового резистора). Положим потенциал одного из контактов резистора (K_E) равным нулю, а потенциал другого (K_B) – V_B . Определив ток, текущий через любой контакт, найдем искомое сопротивление. Для этого рассчитаем распределение электростатического потенциала в области пассивной базы, решив следующую краевую задачу:

$$\nabla [\sigma(x, y, z) \nabla \varphi(x, y, z)] = 0, \quad (x, y, z) \in B;$$

$$\varphi(x, y, z) = 0, \quad (x, y, z) \in K_E;$$

$$\varphi(x, y, z) = V_B, \quad (x, y, z) \in K_B;$$