

# Аномальная нелинейность ИК-фотопроводимости алмазной поликристаллической пленки

© В.В. Токий, В.И. Тимченко, В.А. Сорока

Донбасская государственная академия строительства и архитектуры,  
86123 Макеевка, Донецкая обл., Украина

E-mail: vlitim@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 6 сентября 2002 г.)

Обнаружена нелинейность люкс-амперных характеристик нелегированных поликристаллических алмазных пленок (НПАП). Анализ полученных спектральных зависимостей этой нелинейности и фотопроводимости в рамках известных моделей с одним примесным уровнем или одним типом ловушек показал, что в НПАП в диапазоне примесной фотопроводимости наблюдается аномальная нелинейность люкс-амперных характеристик, когда наклон их от  $1/2$  все более приближается к единице по мере уменьшения длины волны, с ростом уровня возбуждения и при возрастании времени жизни носителей.

Результаты объясняются исходя из модели существования в алмазных пленках двух различных каналов проводимости. Установлены два диапазона фотогенерации носителей. При энергии фотонов ниже  $1.4\text{ eV}$  наблюдается генерация носителей с квадратичной рекомбинацией в одном канале, а выше — одновременно в двух каналах (дополнительно возбуждаются носители с линейной рекомбинацией во втором канале). Показано, что равновесная концентрация носителей во втором канале с линейной рекомбинацией значительно превышает равновесную концентрацию носителей в первом канале с квадратичной рекомбинацией, что затрудняет обнаружение первого канала без фотовозбуждения.

Фотопроводимость углеродных материалов исследовалась обычно в области собственного поглощения для установления основных параметров зонной структуры фуллеренов [1,2] и алмаза [3]. В работе [4] изучалась примесная фотопроводимость фуллеренов, обусловленная собственными дефектами кристалла и примесями.

Примесная фотопроводимость алмазных пленок исследовалась Коллинзом [5]. Им отмечается, что в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне спектр фотопроводимости CVD-алмаза сложный, что делает невозможным идентификацию дефектов без дополнительных исследований.

Настоящая работа посвящена изучению люкс-амперных характеристик (ЛАХ) и спектрального распределения фотопроводимости алмазных поликристаллических пленок в ИК-диапазоне (в области примесной фотопроводимости) с целью выделения разных каналов проводимости.

## 1. Экспериментальная методика

Нелегированная поликристаллическая алмазная пленка (НПАП) выращена на кремниевой подложке с ориентацией поверхности (111) методом CVD [6]. Объемное содержание компонент в газовой смеси составляло  $0.5\% \text{ CH}_4$  и  $99.5\% \text{ H}_2$ . Общее давление газовой смеси равнялось  $112\text{ Torr}$ , а температура подложки  $1170\text{ K}$ . Толщина исследованной пленки составляла  $13.5\ \mu\text{m}$ . Для исследования фотоотклика в алмазной пленке использовались образцы, отделенные от ростовой подложки и закрепленные на диэлектрическом держателе.

Удовлетворительные омические контакты были получены при помощи нанесения на поверхность алмазной

поликристаллической пленки аквадага. Другие, испытанные нами способы создания электродов на поверхности алмазных образцов, например, прижимные вольфрамовые зонды, оказались менее успешными. Контакты формировались в виде полос по краям пленки шириной  $3$ , длиной  $3$  и толщиной  $0.5\text{ mm}$ . Расстояние между электродами составляло  $1.5\text{ mm}$ . Таким образом, площадь освещаемой поверхности была равна  $4.5\text{ mm}^2$ .

В качестве источника монохроматического излучения использовался монохроматор СФ-4 с кварцевой призмой. Засветка осуществлялась со стороны свободной поверхности пленки. Свет, модулированный диском с секторными вырезами, фокусировался кварцевой линзой в виде полосы, равномерно освещающей межэлектродную поверхность алмазной пленки, возбуждая неравновесные носители заряда. Вольт-амперные характеристики НПАП при модулированном освещении исследовались нами ранее в [7], где было установлено, что вплоть до полей  $6 \cdot 10^3\text{ V/cm}$  контакты являются омическими.

В настоящей работе на образец и нагрузочное сопротивление подавалось такое постоянное напряжение, что поле в образце составляло  $5 \cdot 10^3\text{ V/cm}$ . Переменный сигнал, возникавший на нагрузочном резисторе при освещении образца, воспринимался усилителем У2-8, включенным в режиме широкополосного усиления, а затем передавался на синхронный детектор. Напряжения, питающие источник излучения и привод модулятора, стабилизировались.

Интенсивность излучения при постоянной длине волны регулировалась изменением температуры нити накала источника и измерялась стандартным люксметром Ю-116. Температура нити определялась оптическим пирометром в интервале от  $2000$  до  $3000\text{ K}$ .

## 2. Результаты измерений и обсуждение

Квантовая эффективность фотодетектора на основе алмазной пленки исследовалась нами как функция длины волны падающего излучения при разных напряжениях между контактами [6]. В настоящей работе при напряжении на контактах 750 В и  $\lambda = 700$  нм она составляла 0.08–0.12% (рис. 1). Здесь представлены спектры фотопроводимости алмазной пленки, традиционно нормированные на один падающий фотон для различных источников света.

На рис. 2 показано влияние длины волны модулированного монохроматического света на форму люкс-амперных характеристик НПАП. Падающая на образец мощность излучения при 700 нм менялась от  $0.7 \cdot 10^{-6}$  до  $2.8 \cdot 10^{-6}$  Вт/см<sup>2</sup>. Как видно, для постоянной длины волны облучения с ростом интенсивности потока фотонов  $\varphi$  фототок  $I_p$  возрастает. Для постоянного потока облучения фотопроводимость, а следовательно, и число неравновесных носителей  $\Delta q(\lambda)$  возрастает с уменьшением длины волны. Таким образом, во всем исследованном диапазоне выполняется неравенство

$$\Delta q(\lambda_1) > \Delta q(\lambda_2), \quad (1)$$

тогда  $\lambda_1 < \lambda_2$ .

На рис. 3 видно, что наклон ЛАХ  $Tg(\lambda) = d(\ln I_p)/d(\ln \varphi)$  зависит от длины волны  $\lambda$  монохроматического облучения. Длина волны 875 нм ( $h\nu = 1.4$  эВ) разделяет диапазон возбуждения неравновесных носителей на два диапазона: коротковолновый и длинноволновый. Рис. 2 и 3 показывают заметные отступления ЛАХ фототока от линейной зависимости. Также видно, что наклон ЛАХ с уменьшением числа неравновесных носителей (уменьшением фототока, рис. 2) уменьшается.

При рассмотривании фотопроводимости в указанном диапазоне как примесную (ширина запрещенной зоны алмаза около 5.5 эВ) следует отметить, что с ростом интенсивности потока фотонов  $\varphi$  наклон  $Tg(\lambda)$  может уменьшаться. Такая зависимость наступает в случае „истощения“ центров, ответственных за появление фотоносителей, и в наших исследованиях она не наблюдалась. Представленные результаты указывают на противоположную тенденцию — увеличение фототока с ростом потока фотонов.

Изменение наклона от меньшего значения к большему с ростом интенсивности света для веществ с одним типом ловушек обосновано теоретически и подтверждено экспериментально на Ge [8]. Это происходит при условии увеличения времени релаксации с ростом интенсивности потока фотонов. Из полученных зависимостей времени установления фототока при различных длинах волн модулированного монохроматического света (рис. 4) видно, что время релаксации с ростом потока фотонов ( $\varphi(900 \text{ нм}) > \varphi(650 \text{ нм})$ ) уменьшается. Таким

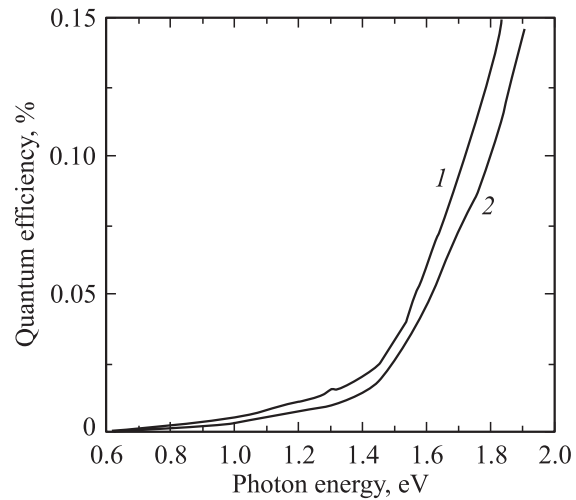


Рис. 1. Спектральная зависимость квантовой эффективности НПАП для различных источников света. Для кривых 1 и 2 отношение потоков фотонов при длине волны 875 нм равно 2:1.

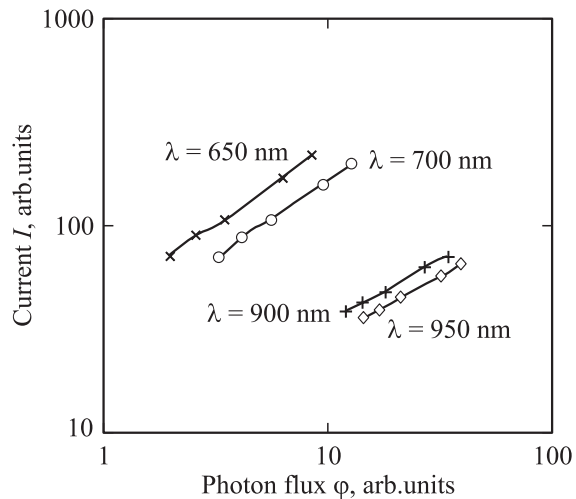


Рис. 2. Влияние энергии фотонов на люкс-амперные характеристики НПАП.

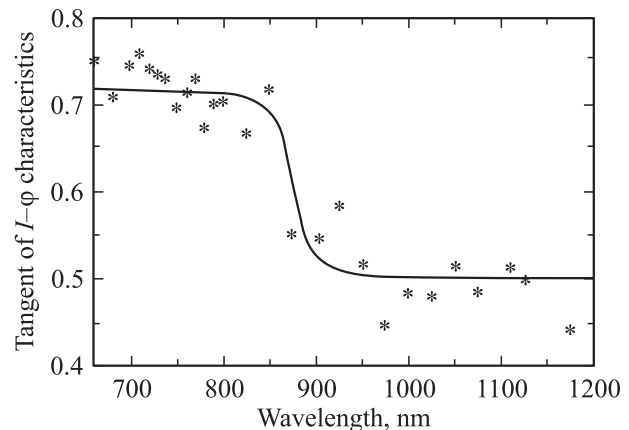
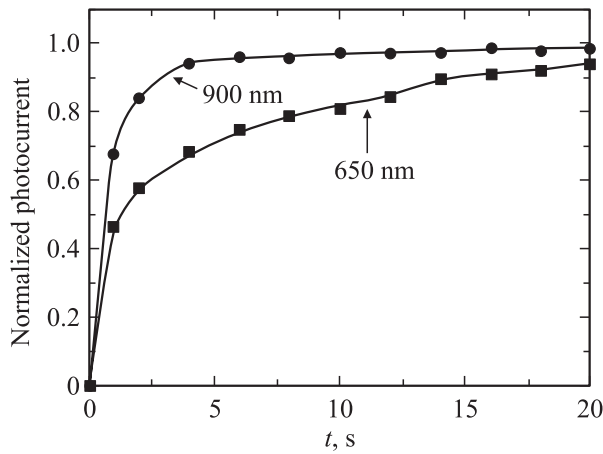


Рис. 3. Спектральная зависимость наклона ЛАХ.



**Рис. 4.** Установление фототока, нормированного на максимальное значение, со временем для фотонов с энергиями 1.90 (650 nm) и 1.37 eV (900 nm), которым соответствуют разные значения потоков.

образом, в НПАП для области примесной фотопроводимости алмаза выявлена аномальная нелинейность ЛАХ, когда их наклон от 1/2 все более приближается к единице по мере уменьшения длины волны при возрастании времени жизни носителей.

В длинноволновом диапазоне,  $\lambda_L$ , наклон близок к 1/2, что соответствует квадратичной рекомбинации неравновесных носителей, когда число неравновесных носителей значительно превосходит общее число равновесных носителей, т. е. выполняется условие

$$\Delta q(\lambda_L) \gg n_0 + p_0. \quad (2)$$

В коротковолновом диапазоне,  $\lambda_S$ , наклон  $Tg(\lambda)$  приближается к единице, что соответствует линейной рекомбинации неравновесных носителей, когда число неравновесных носителей меньше общего числа равновесных, т. е. выполняется условие

$$\Delta q(\lambda_S) \ll n_0 + p_0. \quad (3)$$

Из последних двух соотношений (2) и (3) следует, что  $\Delta q(\lambda_L) > \Delta q(\lambda_S)$ ; таким образом, фотопроводимость в длинноволновой области должна быть больше, чем в коротковолновой. Это противоречит экспериментально установленному соотношению (1).

Наблюдаемая аномальная нелинейность фотопроводимости может быть объяснена с помощью пространственно неоднородной модели с двумя типами областей. Для первой области характерна квадратичная рекомбинация носителей. Начиная с энергии фотонов 1.4 eV, во второй области дополнительно возбуждаются неравновесные носители,  $\Delta q_S(\lambda_S)$ , т. е. при коротковолновом возбуждении присутствуют два параллельных канала неравновесной проводимости. Фототок в этом диапазоне возбуждения можно представить в виде суммы токов  $I_p = I_1 + I_2$ . Первое слагаемое удовлетворяет соотношениям квадратичной ( $d \ln I_1 / d \ln \phi = 1/2$ ), а второе —

линейной рекомбинации ( $d \ln I_2 / d \ln \phi = 1$ ). Поэтому  $Tg$  принимает значения в диапазоне 1/2–1. Используя эти соотношения и данные рис. 3, в коротковолновом диапазоне возбуждения можно получить

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{Tg(\lambda_S) - 0.5}{1 - Tg(\lambda_S)}, \quad (4)$$

что в нашем случае при  $Tg(\lambda_S) = 0.7$  составит  $I_2/I_1 = 2/3$ .

Следовательно, условие (3) необходимо заменить новым

$$\Delta q_S(\lambda_S) \ll n_0^S + p_0^S, \quad (5)$$

где  $n_0^S + p_0^S$  — равновесная концентрация носителей во второй области.

Если предположить соизмеримость подвижностей носителей в первой и второй области в коротковолновом диапазоне, то из уравнения (4) следует соизмеримость концентраций неравновесных носителей в первой  $\Delta q(\lambda_S)$  и во второй области  $\Delta q_S(\lambda_S)$ . Как следствие выполнения условий (2) и (5) получим соотношение

$$n_0 + p_0 \ll n_0^S + p_0^S. \quad (6)$$

Обнаруженная аномальная нелинейная фотопроводимость алмазных поликристаллических пленок в ближней инфракрасной области может быть интерпретирована исходя из модели существования двух каналов неравновесной проводимости. Например, это могут быть дырки валентной зоны островков релаксированной поверхности (111) и дырки валентной зоны островков реконструированной поверхности (111)  $2 \times 1$  алмаза, для которых, как известно [6,9,10], расстояния от потолков валентных зон до уровня Ферми определены равными 0.6 и 1.4 eV соответственно. Это могут быть также неравновесные носители, обусловленные объемными электрически активными центрами и каким-нибудь одним из уже названных поверхностных центров. Выявленный первый канал проводимости ввиду неравенства (6) в условиях равновесной проводимости не проявляет себя. Только фотогенерация позволила его обнаружить. Окончательное определение природы активных центров требует исследования спектров фотоотклика в более широком диапазоне длин волн и разделения сложных спектров на достаточно простые компоненты (используя, например, соотношение (4)), но это выходит за рамки настоящего сообщения.

## Список литературы

- [1] C.H. Lee, G. Yu, D. Moses, V.J. Srdanov, X. Wei, Z.V. Vardeny. Phys. Rev. B **48**, 11, 8506 (1993).
- [2] S. Matsuura, T. Ishiguro, K. Kikuchi, Y. Achiba. Phys. Rev. B **51**, 15, 10 216 (1995).

- [3] А.Г. Захаров, Н.А. Поклонский, В.С. Вариченко, А.Г. Гон-  
тарь. ФТТ **42**, 4, 647 (2000).
- [4] Е.В. Коровкин, Р.К. Николаев. ФТТ **41**, 6, 1113 (1999).
- [5] A.T. Collins. Conf. Proc. Eurodiamond-96 SIF Bologna  
(1996). Vol. 52. P. 43.
- [6] V.V. Tokiy, V.I. Timchenko, V.A. Soroka, N. Tokiy, B.V. Spit-  
syn, L.L. Bouilov. Third International Conference / Ed. by  
A. Feldman et al. NIST Special publication USA (1995).  
P. 145.
- [7] В.В. Токий, В.И. Тимченко, В.А. Сорока. Тр. Украинского  
вакуумного общества. Харьков (1997). Т. 3. С. 120.
- [8] С.М. Рывкин, Н.Б. Строкан. ДАН СССР **124**, 5, 1034  
(1959).
- [9] В.В. Pate. Surf. Sci. **165**, 83 (1986).
- [10] Ф. Бехштедт, Р. Эндерлайн. Поверхности и границы  
раздела полупроводников. Пер. с англ. Мир, М. (1990).  
475 с.