

Сравнительный анализ квантовой эффективности фоточувствительного элемента при когерентном и некогерентном излучении

И. Д. Бурлаков, В. А. Холоднов

Рассмотрены особенности квантовой эффективности генерации носителей в фоточувствительном элементе при воздействии когерентного излучения. На примере гомогенного образца показано, что за счет интерференции прямого и обратного потоков фотонов квантовая эффективность при когерентном излучении колебательным образом зависит от размеров образца вдоль направления засветки, причем амплитуда колебаний монотонно уменьшается с увеличением размеров образца. Проведено сравнение со случаем некогерентного излучения.

Ключевые слова: невырожденный полупроводник, межзонная фотогенерация носителей, когерентное и некогерентное излучения, коэффициент поглощения, электромагнитная волна, длина волны, интерференция.

Введение

Одним из наиболее важных параметров фоточувствительного элемента является его квантовая эффективность генерации носителей η . Она зависит от коэффициента поглощения излучения γ и от размеров вдоль направления падения фотонов области поглощения W_{ab} . Для фотоэлектроники особый практический интерес представляют ближний и средний инфракрасный диапазоны длин волн λ оптического излучения. Поэтому для обеспечения высокой фоточувствительности используются переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости (собственное поглощение) в невырожденных полупроводниках. Это

обусловлено тем обстоятельством, что как число способных переходить в более высокое энергетическое состояние электронов, так и число свободных состояний, куда можно переходить электронам, при собственном поглощении намного больше, чем при примесном поглощении излучения.

Коэффициент собственного поглощения существенно зависит от того, является ли полупроводник прямозонным или непрямозонным (рис. 1). При прочих равных условиях коэффициент собственного поглощения в прямозонном полупроводнике значительно больше, нежели в непрямозонном полупроводнике. Это обусловлено тем, что в оптическом диапазоне спектра электромагнитного излучения импульс фотона недостаточен для выполнения за счет него закона сохранения квазиимпульса электронов в непрямозонном полупроводнике.

Отметим, что принятое обычно определение прямозонного полупроводника как материала, в котором $k_n^{\max} = k_{n+1}^{\min}$, весьма условно и плохо отражает физическую сущность. Она состоит в том, что собственное (межзонное) поглощение фотона может происходить, в отличие от собственного поглощения фотона в непрямозонном полупроводнике, без участия третьего тела (фонона). Такое может быть, если абсолютная величина импульса фотона p_{ph} превышает расхождение по квазиимпульсам положений дна зоны проводимости p_{n+1}^{\min} и потолка валентной зоны p_n^{\max} , т. е., если справедливо соотношение:

Бурлаков Игорь Дмитриевич^{1,4}, зам. генерального директора по инновациям и науки, зав. кафедрой, профессор.

Холоднов Вячеслав Александрович^{2,3,4}, ведущий научный сотрудник, профессор.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

Тел. 8 (499) 374-51-41. E-mail: idbur@yandex.ru

² Институт радиотехники и электроники

им. В. А. Котельникова РАН.

Россия, 125009, Москва, Моховая ул., д. 11, корп. 7.

Тел. 8 (916) 189-11-28. E-mail: vkholodnov@mail.ru

³ Московский физико-технический институт (МФТИ).

Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный,

Институтский пер., 9.

⁴ Московский технологический университет (МИРЭА).

Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

Статья поступила в редакцию 14 января 2017 г.

© Бурлаков И. Д., Холоднов В. А., 2017

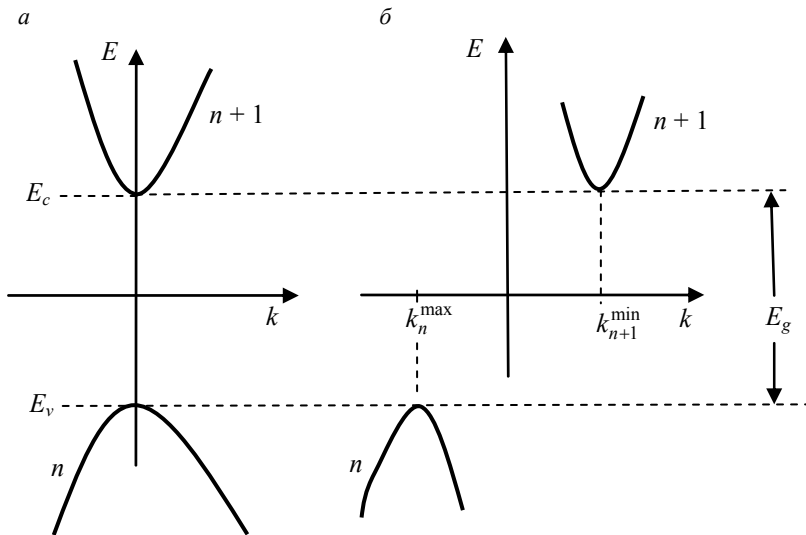


Рис. 1. Схемы прямозонного (а) и непрямозонного (б) полупроводников. E – энергия электронов, k – квазиволновой вектор, E_c , E_v и $E_g = E_c - E_v$ – энергии дна зоны проводимости, потолка валентной зоны и ширины запрещенной зоны; n и $n + 1$ – индексы дисперсионных ветвей.

$$p_{ph} > |\Delta p| = |p_n^{\max} - p_{n+1}^{\min}|, \quad (1)$$

где

$$p_{ph} = \hbar k_{ph}, \quad p_n^{\max} = \hbar k_n^{\max}, \quad p_{n+1}^{\min} = \hbar k_{n+1}^{\min}, \quad (2)$$

k_{ph} — волновой вектор фотона, \hbar — редуцированная постоянная Планка. Из соотношений

$$h\nu = E_g, \quad \lambda\nu = c, \quad k_{ph} = 2\pi / \lambda, \quad (3)$$

(здесь h — постоянная Планка, ν — линейная частота оптического луча, c — скорость света) и соотношений (1), (2) следует, что максимальное расхождение по квазиволновому вектору, которое допускает собственное поглощение фотона без участия третьего тела, составляет величину

$$|\Delta k|_{\max} = |k_n^{\max} - k_{n+1}^{\min}| = E_g / (\hbar c), \quad (4)$$

в оптическом диапазоне спектра электромагнитного излучения много меньшую размеров зоны Бриллюэна.

Использование образцов на основе прямозонных полупроводников обусловлено потребностью минимизации размеров фоточувствительных элементов. Подходящие для рассматриваемого диапазона спектра излучения материалы можно выбрать из ряда твердых растворов полупроводников группы III-V или же ориентироваться на твердый раствор $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (см., например, [1–4]).

Квантовая эффективность

Квантовая эффективность фотогенерации носителей η есть отношение числа электронно-дырочных пар, оптически генерируемых в образце

в единицу времени, к падающему потоку фотонов плотности F . При прочих равных условиях значение η зависит от того, является ли оптическое излучение некогерентным или когерентным.

Случай некогерентного излучения

В гомогенных образцах квантовую эффективность можно определить на основе решения уравнения Ламберта-Бера [5–9]:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = -\gamma F(x), \quad (5)$$

если затем просуммировать прямые (вдоль направления засветки) и отраженные от поверхностей структуры (против направления засветки) потоки квантов. В итоге получим, что квантовая эффективность

$$\eta = (1 - R) \frac{1 - \exp(-\gamma W_{ab})}{1 - R \exp(-\gamma W_{ab})}. \quad (6)$$

В соотношении (6) и далее принято, что оптический луч перпендикулярен к параллельным фронтальной (освещаемой) и тыловой (теневого) поверхностям образца, R — коэффициент отражения от освещенной и теневой поверхностей, W_{ab} — расстояние между ними.

В гетерогенных структурах вычислить квантовую эффективность не так просто, как в гомогенных структурах, и выражение для нее имеет усложненный вид. Это обусловлено многократными отражениями луча от внутренних границ гетероразделов образца. Например, в двойных гетероструктурах с p - n -переходом в более широком слое [10–12] квантовая эффективность описывается выражением [10, 11, 13]:

$$\eta(\gamma W_{ab}) = \eta(\infty) [1 - \exp(-\gamma W_{ab})] \times \frac{1 + R_{23} \exp(-\gamma W_{ab})}{1 - R_{12} R_{23} \exp(-2\gamma W_{ab})}, \quad (7)$$

где

$$\eta(\infty) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{1 - R_1 R_2}, \quad (8)$$

$$R_{ij} = \frac{R_i(1 - R_j) + R_j(1 - R_i)}{1 - R_i R_j}, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (9)$$

R_1 , R_2 и R_3 — коэффициенты отражения от освещаемой поверхности, гетерограниц и теневой поверхности образца, W_{ab} — толщина слоя поглощения излучения.

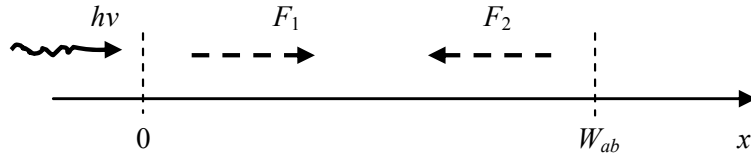


Рис. 2. Схема координат и направления поглощающихся (---) лучей F_1 и F_2 .

Зависимость интенсивности лучей от координаты определяется, соответственно, выражениями

$$\begin{aligned} F_1 &= (1 - R) F_0 \exp(-\gamma x), \\ F_2 &= (1 - R) F_0 \exp[\gamma(x - 2W_{ab})], \end{aligned} \quad (10)$$

где R — коэффициент отражения от освещенной и теневой поверхностей образца, F_0 — интенсивность падающего на образец луча.

Принято, что от теневой поверхности образца $x = W_{ab}$ происходит полное отражение оптического луча. Для плоских волн интенсивность излучения пропорциональна квадрату амплитуды напряженности электрического поля волны $|E|^2$. Поэтому можно записать, что

$$|E_1|^2 \propto \exp(-\gamma x), \quad |E_2|^2 \propto \exp(\gamma x), \quad (11)$$

для лучей в направлении оси x и противоположном соответственно.

При когерентности излучения имеем

$$\begin{aligned} E_1(x, t) &= |E_1(x)| \exp(i\omega t - kx), \\ E_2(x, t) &= |E_2(x)| \exp(i\omega t + ikx), \end{aligned} \quad (12)$$

Двойные p - n -гетероструктуры используются, например, для создания лавинных фотодиодов с разделенными областями поглощения и умножения [10–13].

Случай когерентного излучения

Рассмотрим гомогенный образец. Оценим характер зависимости скорости фотогенерации носителей когерентным оптическим излучением от толщины образца W_{ab} при заданной длине волны (коэффициенте поглощения) падающего излучения. Нам нужно учесть интерференцию поглощающихся электромагнитных волн.

Для простоты будем учитывать лишь первый в направлении падения света луч F_1 и первый отраженный F_2 . Выбранная система координат изображена на рис. 2.

для прямого и обратного лучей соответственно (здесь волновой вектор $k = 2\pi/\lambda$, ω — круговая частота оптического луча).

В (12) принято, что начальная фаза волны в точке $x = 0$ (рис. 2) равна нулю. При наложении волн возникает поле:

$$E_{1,2}(x, t) = E_1(x, t) + E_2(x, t), \quad (13)$$

квадрат амплитуды которого, как это следует из (11)–(13), определяется выражением:

$$|E_{1,2}(x)|^2 = (1 - R) |E_0|^2 f_v(x), \quad (14)$$

в котором приняты обозначения:

$$\begin{aligned} f_v(x) &= \exp(-\gamma x) + \exp[\gamma(x - 2W_{ab})] + \\ &+ 2 \exp(-\gamma W_{ab}) \cos(2kx) \end{aligned} \quad (15)$$

а E_0 — амплитуда падающей на образец волны.

Скорость фотогенерации носителей на единице длины, т. е., плотность скорости фотогенерации g , определяется произведением коэффициента поглощения излучения на плотность потока фотонов. Соответственно, скорость фотогенерации носителей в образце в целом есть

$$G = \int_0^{W_{ab}} g(x) dx. \quad (16)$$

$$\tilde{\eta} = (1 - R) f_{\tilde{\eta}}, \quad (17)$$

в котором (рис. 3)

$$f_{\tilde{\eta}} = 1 - \exp(-2\gamma W_{ab}) + (\gamma/k) \exp(-\gamma W_{ab}) \sin(2kW_{ab}) \quad (18)$$

Потоки энергии излучения пропорциональны квадрату амплитуды волны. Поэтому соотношения (14)–(16) позволяют найти значение G в расчете на один падающий фотон, т. е., квантовую эффективность в случае когерентного излучения $\tilde{\eta}$. В рассматриваемом приближении она описывается выражением

Сравнение квантовых эффективностей образца $\tilde{\eta}$ и η при воздействии когерентного и некогерентного излучений приведено на рис. 4.

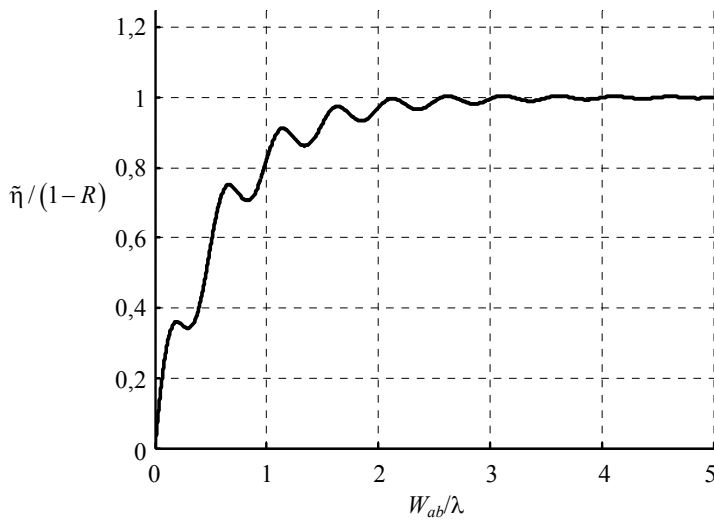


Рис. 3. Зависимость квантовой эффективности при когерентном излучении $\tilde{\eta}$ образца $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ от его толщины W_{ab} . Принято: $\gamma = 0,5 \text{ мкм}^{-1}$, $\lambda = 1,73 \text{ мкм}$ [1, 2, 14, 15].

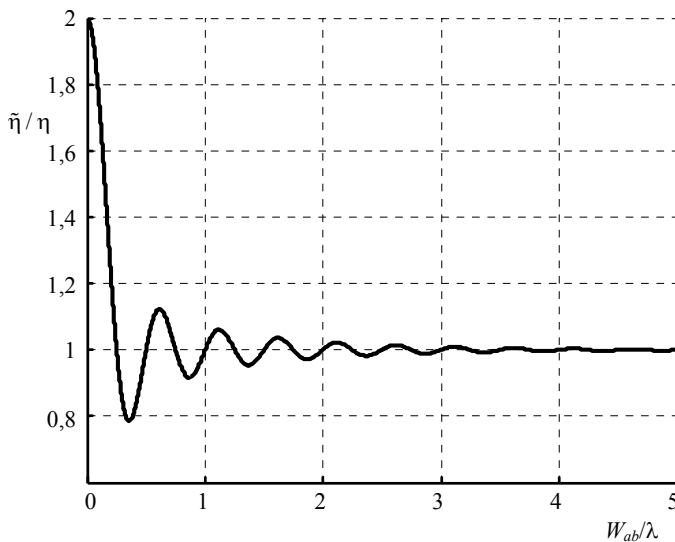


Рис. 4. Зависимость отношения $\tilde{\eta}/\eta$ квантовых эффективностей при когерентном $\tilde{\eta}$ и некогерентном η излучениях $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ – образца от его толщины вдоль направления засветки W_{ab} , где квантовая эффективность при некогерентном излучении $\eta = 1 - \exp(-2\gamma W)$. Параметры те же, что и на рис. 3.

Заключение

Квантовая эффективность фоточувствительного элемента существенно зависит от того, является ли падающий оптический поток когерентным или нет. При воздействии некогерентного излучения квантовая эффективность образца η (6), (7) монотонно растет с увеличением размера поглощающего слоя W_{ab} [1, 7–11, 13]. При воздействии

некогерентного излучения зависимость квантовой эффективности образца $\tilde{\eta}$ от W_{ab} (17) имеет колебательный, хотя в среднем и растущий, характер (рис. 3). При этом амплитуда колебаний уменьшается с ростом W_{ab} . Степень отличия абсолютных значений η и $\tilde{\eta}$ друг от друга, рис. 4, зависит, естественно, от W_{ab} (для однородного образца – расстояния освещаемой поверхности от теневой).

Напомним, что наибольший практический интерес для создания фоточувствительного элемента представляют невырожденные полупроводники и электронные переходы из близкой к потолку валентной зоны окрестности в близкую к дну зоны проводимости окрестность. В этом случае для хорошей оценки коэффициента собственного поглощения излучения можно использовать приближение квадратичного закона дисперсии как в зоне проводимости ($n+1$ ветвь), так и в валентной зоне (n ветвь), рис. 1. В рассматриваемой ситуации коэффициент собственного поглощения оптического излучения в прямозонном полупроводнике можно представить в виде [6]

$$\gamma(h\nu) = (8/n) \left(\frac{\xi_e \xi_h}{\xi_e + \xi_h} \right)^{3/2} \times \times \frac{1}{\xi_e} 10^4 \sqrt{h\nu - E_g}, \text{ см}^{-3} \quad (19)$$

где $h\nu$ и E_g измерены в эВ, $\xi_e = m_e^* / m_0$, $\xi_h = m_h^* / m_0$, m_e^* и m_h^* – эффективные массы электрона и дырки, m_0 – масса свободного электрона, n – показатель преломления. С помощью этого соотношения и выражений (17), (18) можно построить зависимости квантовых эффективностей когерентного $\tilde{\eta}$ и некогерентного η излучений от их длины волны λ и, тем самым, сравнить друг с другом зависимости $\tilde{\eta}(\lambda)$ и $\eta(\lambda)$ в прямозонных образцах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Sadao Adachi*, Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors, – John Wiley & Sons 2009, Ltd. ISBN: 978-0-470-74369-0.
2. *Giovanni Ghio*, Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics, – Cambridge – New-York – Melbourne – Madrid – Cape Town – Singapore-Sro Paulo-Delhi – Dubai-Tokyo, Cambridge University Press 2009.
3. *Kinch M.* «Fundamentals of Infrared Detector Materials», SPIE Press, ISBN 978-0-8194-6731-7, Bellingham, Washington, 2007.
4. *Rogalski A.* Infrared Detectors, – Boca Raton – London – New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011.
5. *Аут И., Генцов Д., Герман К.* Фотоэлектрические явления. – М., Мир, 1980.
6. *Панков Ж.* Оптические процессы в полупроводниках. – М., Мир, 1973.
7. *Рывкин С. М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. – М.: Физматгиз, 1963.
8. *Холоднов В. А.* // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 3. С. 254.
9. *Kholodnov V. A. and Nikitin M. S.* In Book: Optoelectronics – Materials and Devices, Ed. Sergei L. Pyshkin and John Ballato /chapter 12, P. 301, – InTech, 2015. URL <http://www.intechopen.com>.
10. *Холоднов В. А.* // Оптический журнал. 1996. № 6. С. 42.
11. *Kholodnov V. A., Nikitin M. C.* In Book: Photodiodes-From Fundamentals to Applications. – Rijeka, Croatia: InTech, 2012, P. 27.
12. *Бурлаков И. Д., Филачев А. М., Холоднов В. А.* // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 4. № 1. С. 52.
13. *Бурлаков И. Д., Филачев А. М., Холоднов В. А.* // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 4. № 2. С. 167.
14. *У. Тсанг (ред.)* Техника оптической связи: фотоприемники. Под ред. – М.: Мир, 1988.
15. *Stillman G. E., Cook L. W. et al.*, // IEEE Transactions on Electron. Devices. 1983. Vol. ED-30. No. 4, P. 364.

A comparative analysis of the quantum efficiency of the photosensitive element under the influence of coherent and incoherent radiation

I. D. Burlakov^{1,4} and V. A. Kholodnov^{2,3,4}

¹ Orion R&P Association
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia
E-mail: idbur@yandex.ru

² V. A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, RAS
11 Mokhovaya str, Moscow, 125009, Russia
E-mail: vkholodnov@mail.ru

³ Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institute al., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

⁴ Moscow Technological University (MIREA)
78 Vernadsky av., Moscow, 119454, Russia

Received January 14, 2017

The peculiarities of the quantum efficiency of the photosensitive element to the carrier generation of coherent radiation are considered. For example, the homogeneous sample it is shown that due to the interference of the forward and reverse photon fluxes quantum efficiency under the coherent radiation oscillating depends on the size of the sample along the direction of illumination. In this case, the amplitude of oscillations monotonously decreases with increase in the size of the sample. A comparison with the case of incoherent radiation was done.

Keywords: nondegenerate semiconductor, the interband photogeneration of carriers, coherent and incoherent radiations, absorption coefficient, electromagnetic wave, wave length, interference.

REFERENCES

1. Sadao Adachi, *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*, (John Wiley & Sons 2009, Ltd.) ISBN: 978-0-470-74369-0.
2. Giovanni Ghio, *Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics*, (Cambridge – New-York – Melbourne – Madrid – Cape Town – Singapore-Sro Paulo-Delhi – Dubai-Tokyo, Cambridge University Press, 2009).
3. M. Kinch, *Fundamentals of Infrared Detector Materials* (SPIE Press, ISBN 978-0-8194-6731-7: Bellingham, Washington, 2007).
4. A. Rogalski, *Infrared Detectors*, (Boca Raton – London – New York: CRC Press: Taylor & Francis Group, 2011).
5. J. Auth, D. Genzow and K. H. Herrmann, *Photoelektrische Erscheinungen* (Berlin: Akademie-Verlag, 1977) [in German].
6. J. I. Pankov, *Optical Processes in Semiconductors*. (Inc. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, 1971).
7. S. M. Ryvkin, *Photoelectric Effects in Semiconductors*, (New York: Consultants Bureau, 1964).
8. V. A. Kholodnov, *Usp. Prikl. Fiz.* **3**, 254 (2015).
9. V. A. Kholodnov and M. S. Nikitin, In *Book: Optoelectronics – Materials and Devices*, Ed. Sergei L. Pyshkin and John Ballato /chapter 12, P. 301, (InTech, 2015) URL: <http://www.intechopen.com>.
10. V. A. Kholodnov, *J. Optical Technology* **63**, 449 (1996).
11. V. A. Kholodnov, M. C. Nikitin, In *Book: Photodiodes - from Fundamentals to Applications*. (Rijeka, Croatia: InTech, 2012), P. 27.
12. I. D. Burlakov, A. M. Filachev, and V. A. Kholodnov, *Usp. Prikl. Fiz.* **4**, 52 (2015).
13. I. D. Burlakov, A. M. Filachev and V. A. Kholodnov, *Usp. Prikl. Fiz.* **4**, 167 (2015).
14. W. T. Tsang (ed.), *Lightwave Communication Technology*: (Orlando-San Deigo-New York-London-Toronto-Montreal-Sydney-Tokyo: Academic Press, 1985).
15. G. E. Stillman, L. W. Cook et al., *IEEE Transactions on Electron. Devices.* **ED-30**, 364 (1983).