

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СИСТЕМАХ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ОГРАНИЧЕНИЯМИ

ЧЕРНЫШОВ Н.Н., СЛИПЧЕНКО Н.И.,
НЕБРАТ В.В., ПЕТУЛЬКО М.С.,
АЛКХАВАЛДЕХ М.А.Ф.

Описывается фотогальванический эффект в системах с пространственными ограничениями. Для появления фототока в этих системах принимает участие поверхность. Направление фототока комбинируется из тензоров, относящихся к кристаллу векторов поляризации света и нормали к поверхности. Исследуется фотогальванический эффект в пленке с классическим размерным эффектом в низкочастотной области. Задача решается с помощью классического кинетического уравнения во втором порядке по электрическому полю.

Ключевые слова: фотогальванический эффект, пространственные ограничения, центр инверсии, вектор поляризации, изотропная среда, кубический кристалл, рассеяние электронов, анизотропия возбуждения, квазиравновесные функции, длина свободного пробега, симметричный резонанс, функция импульса.

Key words: photovoltaic effect, space constraints, the center of inversion, the polarization vector, isotropic medium, the cubic crystal, electron scattering, the anisotropy of the excitation, quasi-equilibrium functions, mean free path length, symmetric resonance, isotropic dispersion law, the function of the pulse.

1. Введение

Отсутствие центра инверсии в зонной структуре типичных полупроводников A_3B_5 приводит к малости фотогальванического эффекта (ФГЭ), который можно наблюдать без учета взаимодействия. Такая ситуация возможна в пленке из материала с центром инверсии. В статье описано значение \mathbf{J} в однородной пленке. Если нормаль к плоскости пленки является осью симметрии кристалла, фотогальванический ток может возникнуть при наклонном положении вектора поляризации \mathbf{e} . Эффект может существовать при случайном расположении кристаллографических осей и любой поляризации света [1-3]. Циркулярный ФГЭ возникает, если вектор электрического поля \mathbf{E} не направлен по нормали \mathbf{n} . В общем случае, фотогальванический тензор a_{ijk} в пленке можно построить из кристаллических тензоров и вектора нормали \mathbf{n} . Если \mathbf{n} участвует в первом порядке, пленка имеет ориентированную поверхность. Рассмотрен случай, когда свет вызывает прямые межзонные переходы. В материале без учета взаимодействия электронов вероятности генерации и рекомбинации являются четными функциями импульса. Ток появляется из-за того, что электроны с импульсами \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$

движутся к разным поверхностям и по-разному релаксируют. Это способствует возникновению ЭДС в пленочном материале. В статье описано два случая, типичных для полупроводников: прямые переходы между невырожденными экстремумами валентной зоны и зоны проводимости; прямые переходы между вырожденной валентной зоной и сферической зоной проводимости. Подход базируется на классических кинетических уравнениях для электронной и дырочной функции распределения. Поскольку толщина пленки мала по сравнению с длиной поглощения и длиной волны света, вероятность генерации электронов и дырок не зависит от координат. Неравновесные добавки к концентрациям электронов и дырок определяются из уравнений полного баланса частиц. Рассмотрены прямые переходы между единственными центральными экстремумами валентной зоны и зоны проводимости с эллиптическими изоэнергетическими поверхностями типа CdTe, многодолинный случай типа Ge или Si, а также центральные межзонные переходы в кубическом полупроводнике типа A_3B_5 . Фототок в кубическом кристалле возникает из-за четной анизотропии межзонной генерации, которая перерабатывается в нечетную вследствие рассеяния электронов на поверхности. Вероятность перехода оказывается пропорциональной квадрату угла между импульсом \mathbf{p} и вектором поляризации \mathbf{e} [4].

2. Фотогальванический эффект на свободных носителях заряда

Рассмотрим ФГЭ в пределе $\varepsilon \gg \omega t \gg 1$. Для простоты предлагается, что одна из поверхностей пленки $z = -b$ диффузна, а другая – зеркальна. Глубина проникновения \mathbf{E} считается больше толщины пленки. Задача решается в предположении изотропного энергетического спектра электронов. В классическом приближении \mathbf{E} входит в полевое слагаемое кинетического уравнения и решается в два этапа. Находится отклик функции распределения на ВЧ поле и стационарный отклик на вторую степень \mathbf{E} . В результате получено уравнение для тока (рис. 1)

$$\mathbf{J}_i = \frac{e^2 b}{2\pi^2 \omega} \text{Im} \left\{ \mathbf{E}_i \mathbf{E}_z^* \int_0^\infty \varepsilon^2 d\varepsilon \int_{-1}^1 dy \int_1^\infty dx \frac{1-x^2}{x^3} \times \right. \\ \times \left[\frac{1}{x^2} \frac{\partial^2 f_0}{\partial \varepsilon^2} (2i \text{Im} \Phi - \Psi(1 - e^{-2ix\beta})) + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon x}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \times \right. \\ \left. \left. \times \left(z \sqrt{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} f_0 \right) (\Phi^* + \Psi e^{-ix\beta}) + \frac{\partial f_0}{\varepsilon \partial \varepsilon} \omega \frac{\partial}{\partial \omega} \Phi \right] \right\}. \quad (1)$$

Запишем уравнения для азимутального угла Φ и волновой функции электрона в кристалле Ψ :

$$\Phi = \left(1 - e^{-\alpha x(y-3)}\right) e^{i\beta\hbar x(+y)} - \left(1 - e^{-\alpha x(y+1)}\right) e^{i\beta\hbar x(-y)};$$

$$\Psi = 2\left(1 - e^{-\alpha x(y+1)}\right) e^{-i\beta\hbar x(-y)}.$$

При внутризонных переходах присутствует линейный ФГЭ, пропорциональный $\text{Re}(\mathbf{E}_i \mathbf{E}_z^*)$, и циркулярный ФГЭ, пропорциональный $\text{Im}(\mathbf{E}_i \mathbf{E}_z^*)$.

$$\mathbf{J}_i = \frac{\mathbf{e}^3 \mathbf{b}}{\pi^2 \hbar^3 \omega^2} \int_0^\infty \varepsilon d\varepsilon \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \text{Re}[\mathbf{E}_i \mathbf{E}_z^* \mathbf{I}_0]. \quad (2)$$

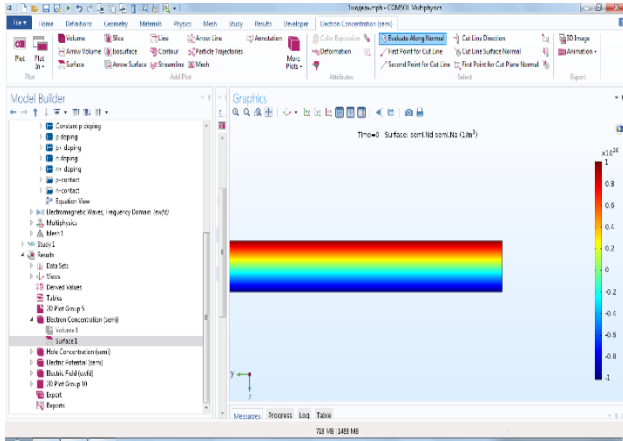


Рис. 1. Расчет концентрации носителей заряда в пленке из GaAs толщиной $2,5 \times 10^{-4}$ м программой Comsol 5.3

3. Поверхностный фотогальванический эффект

Рассмотрим поверхностный ФГЭ в металлической пленке при оптических переходах между зонами. Свет проникает в металл на малую глубину

$$\omega_s^*(\mathbf{p}) = \frac{\pi \mathbf{e}^2 \mathbf{E}_0^2}{\omega^2} \sum_s |\mathbf{v}_{ss} \mathbf{e}|^2 [\delta(\varepsilon_{ss} - \omega) f_s (1 - f_s) - \delta(\varepsilon_{ss} + \omega) f_s (1 - f_s)], \quad (3)$$

где \mathbf{E}_0 – амплитуда электрического поля на поверхности металла; \mathbf{e} – вектор поляризации; ε_s – закон дисперсии в зоне s , $\varepsilon_{ss} = \varepsilon_s - \varepsilon_s$, f_s – функция Ферми с энергией ε_s , \mathbf{v}_{ss} – межзонный матричный элемент скорости. Ток возникает из-за различия коэффициентов зеркальности поверхностей и из-за неоднородности интенсивности I . В модели частично диффузной поверхности и приближении времени релаксации полный ток в пленке определяется уравнением [5]

$$\mathbf{J} = \frac{2\mathbf{e}}{4\pi^3} \int d^3\mathbf{p} (\mathbf{v} - n(n\mathbf{v})) \tau \theta(v_z) \omega_g^s(\mathbf{p}) \times \left\{ \frac{I(1-\mathbf{k}) + I(1-\dot{\mathbf{k}})}{2(1-P_+P_-\dot{\mathbf{k}}^2)} \times \left[\frac{P_+(\mathbf{k}-\dot{\mathbf{k}}) + P_+P_-\dot{\mathbf{k}} - 1}{1+\lambda l} - \frac{P_-(1-\mathbf{k}\dot{\mathbf{k}}) - \mathbf{k} + P_+P_-\dot{\mathbf{k}}}{1-\lambda l} \right] \right\}, \quad (4)$$

где P_\pm – коэффициент зеркальности сторон пленки; τ – время релаксации по \mathbf{p} , $l = \tau v_z$, $\dot{\mathbf{k}} = \mathbf{e}^{-2\lambda l}$, $\mathbf{k} = \mathbf{e}^{-2\mathbf{h}l}$. Использованное в уравнении приближение времени релаксации выполняется, если электрон релаксирует за одно соударение. Длина свободного пробега слабо зависит от энергии и составляет величину порядка нескольких ангстрем (для фотонного механизма $l \sim v_F / \omega_D$). Ограничиваясь учетом двух зон, получаем уравнение для плотности тока [6]:

$$\mathbf{J} = \frac{\mathbf{e}^3 \mathbf{E}_0^2 \mathbf{p}_0^2 v_{1;2}^2(\mathbf{p}_0)(\mathbf{e} - n(n\mathbf{e}))(n\mathbf{e})}{4\pi^2 (v_2 - v_1)} \times \sum_{s=1;2} (-1)^s v_s \tau_s I \left(\frac{2b}{\tau v_s} \right), \quad (5)$$

$v_s = \partial\varepsilon / \partial\mathbf{p}$, $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0$ – корень уравнения $\varepsilon(\mathbf{p}_0) = \omega$. Уравнение для интенсивности солнечного излучения

$$I(x) = \int_0^1 dy y (1 - y^2) \frac{1 - e^{-x/y}}{1 - P_+^{(s)} P_-^{(s)} e^{-2x/y}}. \quad (6)$$

Плотность тока \mathbf{J} имеет порядок 10^{-6} А/см² при интенсивности света $I = 1$ Вт/см² (рис.2).

4. Фотогальванический эффект в размерно-квантовой системе

Электрон, находящийся на поверхности Ферми, гораздо меньше ω_D релаксирует вначале по энергии, а в тепловом слое T – по импульсу \mathbf{p} . Если возбуждение происходит в широкую область Δ вблизи энергии Ферми, то доля электронов порядка ω_D / Δ достигает поверхности с сохранением четной анизотропии. Это означает, что результат уравнения (6) следует умножить на фактор ω_D / Δ с некоторым дополнительным числовым множителем [7]. Если минимальная энергия возбуждения $\Delta_m \neq 0$, то доля электронов, доходящих до поверхности Ферми с сохранением второй сферической гармоники функции распределения, описывается функцией $F_2(x)$; $x = \Delta_m / \omega_D$.

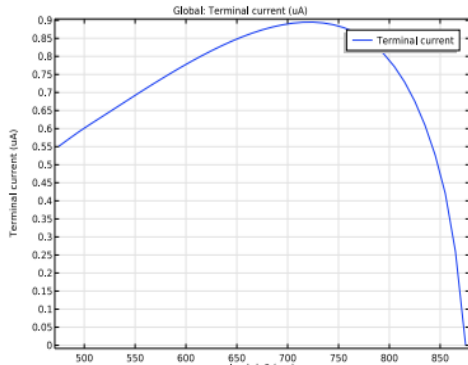


Рис. 2. Распределение фотогальванического тока. Кинетический пленочный ФГЭ возникает из-за того, что в процессе оптического перехода между зонами электрон получает направленный \mathbf{p} вдоль поверхности. Отсутствие центра инверсии размерно-квантовой системы может быть обусловлено наклонным положением вектора \mathbf{e} относительно нормали к поверхности. Этот фактор может быть связан с наличием поверхностного потенциала, внутрипленочным поглощением света, различием рассеяния электронов, анизотропией спектра в материалах типа n-Si (рис.3).

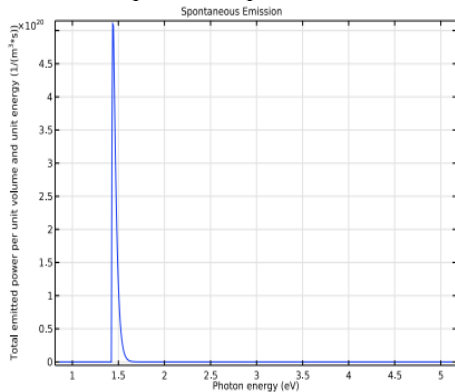


Рис.3. Зависимость концентрации носителей заряда от энергии фотона

ФГЭ был исследован в инверсном канале Si (с большими индексами Миллера). Для изучения ФГЭ в размерно-квантовой системе использовались образцы с инверсным каналом Si на поверхности. В такой системе отсутствует центр инверсии. В исследуемой области частот оптические переходы происходят между первой и второй зонами поперечного квантования. Наблюдаемый ток имеет резонансный характер. Этот эффект был обнаружен экспериментально в инверсном слое на поверхности Si при возбуждении резонанса между первой и второй зонами квантования субмиллиметровым излучением. Образцы представляли собой МОП-транзисторы, изготовленные на поверхности Si. При их использовании возбуждается переход между квантовыми зонами. Подвижность электронов составляет $1,8 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В}$. Для электрона в инверсном канале использован гамильтониан [8, 9]

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{p}_i (1/m)_{ij} \mathbf{p}_j}{2}, \quad (7)$$

где $(1/m)_{ij}$ – тензор обратных эффективных масс; θ – угол наклона эллипсоида к нормали. ФГЭ сдвига находим без учета рассеяния:

$$\alpha_{xxx} = -\frac{2\pi e^3 \sin^3 \theta (m_{\parallel} - m_{\perp})^3}{((m_{\parallel} + m_{\perp}) - (m_{\parallel} - m_{\perp}) \cos 2\theta)^3} \times \sum_{n,n'} |z_{nn'}|^2 (z_n - z_{n'}) (N_n - N_{n'}) (\epsilon_n - \epsilon_{n'} - \omega), \quad (8)$$

здесь N_n – концентрация электронов в n-й зоне поперечного квантования; ϵ_n – уровень квантования в яме; m_{\parallel} и m_{\perp} – продольная и поперечная эффективные массы электрона; $z_{nn'}$ – матричный элемент координаты электрона (рис. 3). Фотогальванический коэффициент выражается через функцию Грина. В результате для кинетического вклада получим уравнения

$$\mathbf{j}_x^{(k)} = \frac{1}{m_x} |\mathbf{E}_x|^2 K \frac{\gamma}{\delta^2 + \gamma^2}; \mathbf{j}_y^{(k)} = \frac{K(\gamma \text{Re}(\mathbf{E}_x \mathbf{E}_y^*) + \delta \text{Im}(\mathbf{E}_x \mathbf{E}_y^*))}{m_{\perp} (\delta^2 + \gamma^2)}, \quad (9)$$

где K – функция частоты; γ – уширение перехода с учетом заполненной зоны; δ – расстройка резонанса.

5. Эффект Холла в размерно-квантовой системе

Напряжение Холла возникает под действием нормальной компоненты магнитного поля. Тангенциальная компонента магнитного поля может вместе с тангенциальным электрическим полем \mathbf{E} перераспределить электроны поперек квантового слоя и вызвать появление поперечного напряжения. Этот эффект слабо проявляется, так как воздействие магнитного поля \mathbf{H} на электроны уменьшено из-за их квантования. Возникающая разность потенциалов не может быть измерена как электродвижущая сила из-за изолированности системы вдоль оси квантования. Вертикальное напряжение Холла измерено емкостными методами с помощью изолированных электродов, размещенных сверху и снизу от квантовой пленки. В вертикальное напряжение Холла дает свой вклад спиновая составляющая, обусловленная орбитальным взаимодействием электронов с вертикальным полем квантовой ямы. Поперечное напряжение Холла определяется параметрами квантовой ямы, продольным током и перпендикулярной к нему планарной компонентой \mathbf{V} [10]:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V} // \mathbf{E} N \left(\frac{4\pi e \chi}{\hbar \epsilon_n c} \right), \quad (10)$$

N – фактор заполнения уровней Ландау; χ – поляризуемость квантового слоя; ϵ_n – уровень квантования.

Выводы

Электрическое поле в проводящей среде без центра инверсии приводит к возникновению стационарного тока, связанного с асимметрией рассеяния электронов на примесях и фононах.

ВЧ диэлектрическая проницаемость разупорядоченной среды без поглощения не сходится к конечному пределу при стремлении размеров к бесконечности. Это приводит к возникновению хаотических резонансно-поглощающих областей. В результате происходит усиление нелинейных эффектов и ФГЭ.

В размерно-квантовой системе поверхностный ток содержит резонансы, связанные с межзонными переходами. Резонансы могут быть симметричными и антисимметричными функциями частоты.

В классической металлической пленке возможен ФГЭ, обусловленный оптическими переходами между зонами. Он усиливается за счет большой длины пробега носителей заряда, отрелаксировавших к поверхности Ферми, но сохранивших движение.

В размерно-квантовой системе при наклонном направлении магнитного поля возможно возникновение напряжения по оси квантования, которое выражается через величину тока Холла.

Литература: 1. *Ribakovs G., Gundjian A.* Theory of the photon drag effect in tellurium. J. Appl. Phys., 1977, V.48, N 11. P.4609-4612. 2. *Doviak J., Kothary S.* Optical rectification and photon drag in p-type GaAs at 10.6m and 1.06m / Proceeding Intern. Conf. on Phys. Semiconductors. Stuttgart, 1974. P.1257-1261. 3. *A. Gibson, C. Hatch, S. Kothari.* Optical rectification and photon drag in n-type gallium phosphate. J. Phys C, 1977, V.10, N 6. P.905-916. 4. *Ganichev S., Ketterl H.* Circular photogalvanic effect induced by monopolar spin orientation in p-GaAs/AlGaAs multiple-quantum wells. Appl. Phys. Lett., 2000. Vol. 77. P. 3146-3148. 5. *Bartussek R., Hanggi P., Kissner J.* Europhys. Lett., 1994, Vol. 28, 459p. 6. *Thouless D.* Quantization of particle transport. Phys. Rev B. 1983. Vol. 27, P.6083-6087. 7. *Simon S.* Proposal for a quantum Hall pump. Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61, P.R16327-R16330. 8. *Brouers F., Henriouille N., Sarychev A.* Electrical Transport and Optical Properties of inhomogeneous media. M.: Scientific Center for Applied Problems in Electrodynamics, 1996. 46 p. 9. *Chernyshov N.N., Slusarenko A.A.* Study the photovoltaic effect in the spin resonance for crystals without inversion centre // Zbior artykulow naukowych / Inzynieria i technologia. Nauka wczoraj, dzis, jutro; Warszawa, 02.2016, P.53-58. 10. *Chernyshov N.N.* Conductivity of multicomponent electron gas // Radioelectronics & informatics. 2015. №1. P.23-25.

Транслитерованный список литературы:

1. *G. Ribakovs, A. Gundjian.* Theory of the photon drag effect in tellurium. J. Appl. Phys., 1977. V.48, N 11, P.4609-4612.
2. *J. Doviak, S. Kothary.* Optical rectification and photon drag in p-type GaAs at 10.6m and 1.06m / Proceeding

Intern. Conf. on Phys. Semiconductors. Stuttgart, 1974. P.1257-1261.

3. *A. Gibson, C. Hatch, S. Kothari.* Optical rectification and photon drag in n-type gallium phosphate. J. Phys C, 1977. V.10, N 6. P.905-916.

4. *S. Ganichev, H. Ketterl.* Circular photogalvanic effect induced by monopolar spin orientation in p-GaAs/AlGaAs multiple-quantum wells. Appl. Phys. Lett., 2000, V.77. P.3146-3148.

5. *R. Bartussek, P. Hanggi, J. Kissner.* Europhys. Lett., 1994. V.28. 459p.

6. *D. Thouless.* Quantization of particle transport. Phys. Rev B. 1983. V.27. P.6083-6087.

7. *S. Simon.* Proposal for a quantum Hall pump. Phys. Rev. B, 2000, V.61, P.R16327-R16330.

8. *F. Brouers, N. Henriouille, A. Sarychev.* Electrical Transport and Optical Properties of inhomogeneous media. M.: Scientific Center for Applied Problems in Electrodynamics, 1996. 46p.

9. *N.N. Chernyshov, A.A. Slusarenko.* Study the photovoltaic effect in the spin resonance for crystals without inversion centre // Zbior artykulow naukowych / Inzynieria i technologia. Nauka wczoraj, dzis, jutro; Warszawa, 02.2016. P.53-58.

10. *N.N. Chernyshov.* Conductivity of multicomponent electron gas // Radioelectronics & informatics; №1; KhNURE, 2015. P.23-25.

Поступила в редколлегию 23.05.2018

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Панченко А.Ю.

Чернышов Николай Николаевич, канд. техн. наук, с.н.с., докторант, доцент кафедры проектирования и эксплуатации электронных аппаратов ХНУРЭ. Научные интересы: солнечная энергетика, фотогальваника, математическое и компьютерное моделирование. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Науки, 14, тел.: +380930436635, E-mail:mykola.chernyshov@nure.ua.

Слипченко Николай Иванович, д-р физ.-мат. наук, - профессор кафедры микроэлектроники электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: нетрадиционная энергетика, теория автоматического управления, математическое и компьютерное моделирование. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Науки, 14, тел.: +380639380023, E-mail: naukovets.big@gmail.com.

Небрат Вячеслав Валерьевич, студент кафедры проектирования и эксплуатации электронных аппаратов ХНУРЭ. Научные интересы: солнечная энергетика, компьютерное моделирование. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Науки, 14.

Петулько Михаил Сергеевич, студент кафедры проектирования и эксплуатации электронных аппаратов ХНУРЭ. Научные интересы: солнечная энергетика, компьютерное моделирование. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Науки, 14.

Мохаммед Амин Фалах Алкхвалдех, аспирант кафедры микроэлектроники электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: солнечная энергетика, материаловедение, компьютерное моделирование. Украина, 61166, Харьков, пр. Науки, 14.

Chernyshov Nikolay Nikolaevich, Cand. Sc., Senior Researcher, Doctoral Candidate, Associate Professor of the Department of design and operation of electronic devices, Kharkov National University of Radioelectronics. Research

interests: solar energy, photovoltaic, mathematical and computer modeling. Address: Ukraine, 61166, Kharkov, Science Ave., 14, Phone: + 380930436635,

E-mail: mykola.chernyshov@nure.ua.

Slipchenko Nikolay Ivanovich, Doctor of physicist of mathematician of sciences, Professor, Associate Professor of Department of microelectronics of electronic devices and devices, Kharkov National University of Radioelectronics. Scientific interests: unconventional energy, theory of automatic control, mathematical and computer design. Address: Ukraine, 61166, Kharkov, Sciences Ave., 14, Phone: +380639380023, E-mail: naukovets.big@gmail.com.

Nebrat Viacheslav Valerievich, Student of Department of planning and exploitation of electronic vehicles, Kharkov National University of Radioelectronics. Scientific interests: sunny energy, computer design. Address: Ukraine, 61166, Kharkov, Sciences, Ave., 14.

Petulko Mikhail Sergeevich, Student of Department of planning and exploitation of electronic vehicles, Kharkov National University of Radioelectronics. Scientific interests: sunny energy, computer design. Address: Ukraine, 61166, Kharkov, Sciences, Ave., 14.

Mohammed Amin Falah Alkhaldeh, Post Graduate of the Department of microelectronics electronic devices, Kharkov National University of Radioelectronics. Research interests: solar energy, materials science, computer modeling. Address: Ukraine, 61166, Kharkov, Science Ave., 14.