

Квантовая эффективность фотодиодов с барьером Шоттки вблизи длинноволновой границы

© В.Г. Иванов, В.И. Панасенков, Г.В. Иванов*

Центральный научно-исследовательский институт "Электрон",
194223 Санкт-Петербург, Россия

* Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 30 сентября 1996 г. Принята к печати 25 октября 1996 г.)

Исследована спектральная зависимость фотоэмиссии горячих электронов через барьер Шоттки силицид металла–кремний при энергиях фотонов, сравнимых с высотой барьера. В диффузионном приближении с использованием метода функций Грина получено выражение для спектральной зависимости квантовой эффективности фотоэмиссии при различных соотношениях толщины слоя (d) и длин свободного пробега горячих электронов для упругих (L_p) и неупругих (L_e) столкновений. Обнаружено сильное влияние отношения L_e/d на рост величины и форму спектральной зависимости квантовой эффективности, существенно отклоняющуюся от фаулеровской при возрастании квантовой эффективности. Для силицидов Pt, Co и Ge показано удовлетворительное согласие теоретической и экспериментальных спектральных зависимостей квантовой эффективности, позволяющее в ряде случаев оценивать величину L_e в эксперименте и оптимизировать технологию получения барьера Шоттки для инфракрасных приемников. Обсуждаются причины аномально резкого увеличения фотоэмиссии горячих электронов с ростом энергии возбуждающего кванта при энергиях, близких к потенциальной энергии барьера Шоттки.

1. Введение

В ряде работ [1–5] было обнаружено значительное увеличение внешней квантовой эффективности фотодиодов Шоттки силицид металла–кремний в инфракрасном (ИК) диапазоне спектра при уменьшении толщины силицида до десятков ангстрем. Этот эффект, названный "резонансом горячих электронов", не получил исчерпывающего объяснения с позиций теории Фаулера [4] и позже изучался в ряде теоретических и экспериментальных работ [5–7]. Было установлено, что форма спектральной зависимости внутренней квантовой эффективности (Y_i) при энергиях квантов, близких к высоте барьера Шоттки (БШ), заметно отличается от фаулеровской. Физические параметры, определяющие величину Y_i , возможный ее предел и форму спектральной зависимости, до сих пор остаются предметом исследований.

Модели процесса фотоэмиссии горячих электронов (дырок) через БШ [5–7] предполагают, что вероятность однократного прохождения БШ описывается на основе баллистического движения горячих электронов в слое силицида металла и что отраженные от БШ электроны уходят в глубь силицида и не участвуют в фотоэмиссии. Эти предположения приводят к выражению для квантовой эффективности в виде формулы Фаулера, умноженной на поправочный коэффициент, учитывающий усиление фотоэмиссии,

$$Y_i = Y_F G(d, L_e, L_p, Y_F), \quad (1)$$

где d — толщина слоя силицида металла, L_e — длина свободного пробега горячего электрона при неупругом столкновении, L_p — длина свободного пробега электрона

при упругих столкновениях,

$$Y_F = C_1 \frac{(h\nu - \varphi_0)^2}{h\nu}, \quad (2)$$

Y_F — фаулеровская внутренняя квантовая эффективность, C_1 — коэффициент фотоэмиссии, $h\nu$ — энергия фотона, φ_0 — высота барьера Шоттки.

Из [5–7] следует, что в наиболее интересном случае больших Y_i при предельном переходе $L_e \rightarrow \infty$ или $d \rightarrow 0$ получается $Y_i \rightarrow \infty$, а не физический предел

$$Y_T = \frac{h\nu - \varphi_0}{h\nu}, \quad (3)$$

поэтому такой подход оправдан лишь для толстых слоев силицида, где резонанс горячих электронов слабо выражен. В [8] сделан расчет Y_i с учетом большого числа соударений горячих электронов в слое силицида, согласно которому при $L_e \rightarrow \infty$, $Y_i \rightarrow Y_T$, даваемой (3). Однако при $d \rightarrow 0$ по-прежнему $Y_i \rightarrow \infty$. Здесь, как и ранее, предполагается, что вероятность однократного прохождения БШ дается в виде (2). В действительности Y_F есть средняя по энергии электрона вероятность эмиссии, а Y_i зависит от вероятности однократного прохождения БШ нелинейно. Это обстоятельство делает неправомочной перестановку процедуры усреднения по энергии с процедурой вычисления вероятности перехода через БШ электрона с фиксированной энергией, что не было принято во внимание в [8]. Правильный подход состоит в том, что сначала подсчитывается вероятность эмиссии горячего электрона с данной энергией E с учетом всех возможных столкновений в предположении, что вероятность однократного прохождения $\rho(E)$, как и

в работе [8], дается выражением

$$\rho(E) = \frac{E - E_F - \varphi_0}{4E_F}, \quad (4)$$

где E_F — энергия Ферми в силициде металла.

Усреднение по энергии выполняется на заключительном этапе в пределах $E_F < E < E_F + h\nu$.

Учет возможных столкновений делается на основе описания движения горячих электронов в диффузионном приближении. Такой подход возможен ввиду малости Y_T и, следовательно, имеющего места большого числа столкновений электронов как с границами пленки силицида (порядка L_e/d), так и внутри нее (порядка L_e/L_p). Общая схема расчета Y_i с использованием изложенных соображений и отдельные следствия кратко обсуждались в [9]. В настоящей работе рассматриваются результаты расчета спектральной зависимости внутренней квантовой эффективности фотодиодов с барьером Шоттки на основе диффузионной модели и их сравнение с экспериментом.

2. Модель и результаты расчета

Будем считать $L_e \gg L_p$ и ограничимся случаем, когда проявляется эффект увеличения квантовой эффективности, т.е. случаем $L_e \gg d$. Положим, что происходит фотоэмиссия горячих электронов (в случае фотоэмиссии дырок необходима только замена соответствующих значений). Пусть $n(r, t)$ — плотность числа горячих электронов с некоторой энергией E в момент времени t в окрестности точки $\mathbf{r}(x, y, z)$. Поверхность пленки силицида лежит в плоскости x, y , а толщина отсчитывается от поверхности ($z = 0$) до БШ ($z = d$). Уравнение непрерывности запишем в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n}{\tau_e} + D\Delta n + f(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где $D = L_p v_0 / 3$ — коэффициент диффузии горячих электронов, v_0 — скорость электронов на поверхности Ферми, $\tau_e = L_e / v_0$ — время жизни горячих электронов до столкновения с холодными электронами.

Под $f(\mathbf{r}, t)$ понимается число горячих электронов с энергией E , рожденных в момент времени t в окрестности точки \mathbf{r} . Граничные условия для (5) имеем в виде

$$\begin{cases} \partial n / \partial z = 0, & z = 0, \\ D(\partial n / \partial z) = n v_0 \rho(E) = 0, & z = d. \end{cases} \quad (6)$$

$$Y_i(E) = \frac{-D \int_S (\partial n / \partial z)_{z=d} dS}{\int_V f(\mathbf{r}, t) dv}, \quad (8)$$

где S — площадь БШ, V — объем пленки силицида металла.

Усреднение (8) по энергии дает решение задачи для квантовой эффективности:

$$Y_i = \langle Y_i(E) \rangle \equiv \frac{1}{h\nu} \int_{E_F}^{E_F + h\nu} Y_i(E) dE. \quad (9)$$

Систему уравнений (5)–(7) для стационарного случая удается решить аналитически, используя аппарат функций Грина [10]. Для случая равномерного поглощения излучения в пленке силицида, т.е. при $\alpha d \ll 1$ (α — коэффициент поглощения излучения), выражение для $Y_i(E)$ имеет простой вид,

$$Y_i(E) = \frac{L^*}{d} \left[\operatorname{cth} \frac{d}{L^*} + \frac{D}{L^* v_0 \rho(E)} \right]^{-1}, \quad (10)$$

где $L^* = \sqrt{L_p L_e / 3}$.

Усреднение (10) по энергии согласно (9) приводит к окончательному выражению

$$Y_i = \frac{L^*}{d} \operatorname{th} \left(\frac{d}{L^*} \right) \left\{ \frac{h\nu - h\nu_0}{h\nu} - \frac{4E_F}{h\nu} \sqrt{\frac{L_p}{3L_e}} \operatorname{th} \left(\frac{d}{L^*} \right) \times \ln \left[1 + \frac{h\nu - h\nu_0}{4E_F} \sqrt{\frac{3L_e}{L_p}} \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L^*} \right) \right] \right\}. \quad (11)$$

До усреднения по энергии (10) совпадает с аналогичным выражением, приведенным в [6]. Это служит дополнительным подтверждением применимости диффузионной модели в данной задаче.

Расчет Y_i в БШ с силицидом платины на основе диффузионной модели сделан также в [11]. Вследствие того, что в уравнение непрерывности не введена функция генерации горячих дырок (функция источника), рассматривается только процесс исчезновения генерированных светом горячих дырок путем "остывания" или эмиссии через барьер. Решение для $Y_i(E)$ получено только в виде ряда от произведений нескольких функций, включающих интегралы по толщине силицида. Сложный вид полученного выражения затрудняет его прямое сравнение с (10) и данными других работ. Однако для наиболее простого случая малой вероятности прохождения БШ или слабого упругого рассеяния после усреднения по энергии выражение для Y_i дает правильный предельный переход ($Y_i \rightarrow Y_T$) как при $L_e \rightarrow \infty$, так и при $d \rightarrow 0$, а также соответствие экспериментальным данным для БШ PtSi/Si при $L_e \simeq 4000 \text{ \AA}$.

Рассмотрим предельные случаи выражения (11).

а) При $L_e \rightarrow \infty$ или $d \rightarrow 0$ $Y_i \rightarrow Y_T$, т.е. вероятность фотоэмиссии приближается к теоретическому пределу.

б) При $L_p \rightarrow 0$ или $L_e \rightarrow 0$ $Y_i \rightarrow 0$, т.е. в слое с очень сильным рассеянием вероятности фотоэмиссии мала.

в) Для не очень тонких слоев силицида при $(L_e L_p / 3)^{1/2} < d \ll 1/\alpha$ $Y_i \rightarrow (L_e/d) Y_F$, т.е. спектральная зависимость Y_i сохраняет фаулеровскую форму, но абсолютное значение Y_i увеличивается в L_e/d раз. В этом приближении результат совпадает с данными работы [5].

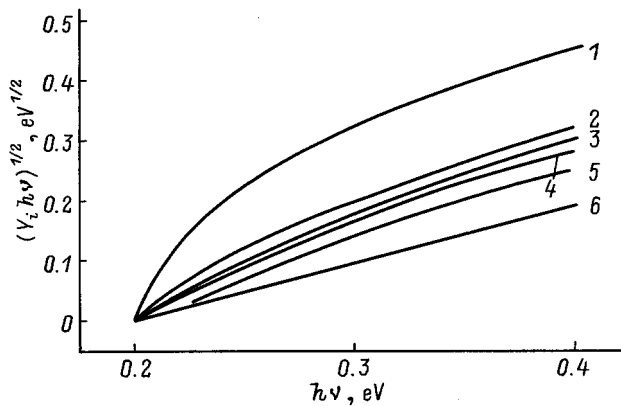


Рис. 1. Вероятность фотоэмиссии горячих электронов через барьер Шоттки в зависимости от энергии поглощенных фотонов при разных длинах неупругого столкновения L_e , Å: 2 — 2500, 3 — 2000, 4 — 1500, 5 — 1000, 6 — 500; 1 — теоретический предел, $L_e \rightarrow \infty$. $L_p = 70$ Å, $E_F = 5$ эВ, $d = 10$ Å.

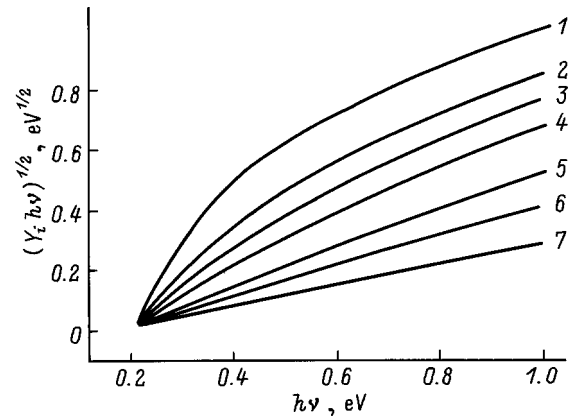


Рис. 2. Вероятность фотоэмиссии горячих электронов через барьер Шоттки в зависимости от энергии поглощенных фотонов при разных толщинах силицида металла d , Å: 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 50, 6 — 100, 7 — 200; 1 — теоретический предел, $d \rightarrow 0$. $L_p = 70$ Å, $E_F = 5$ эВ, $L_e = 1000$ Å.

На рис. 1, 2 приведены рассчитанные по (11) семейства спектральных кривых внутреннего квантового выхода в координатах $(Y_i h\nu)^{1/2} = f(h\nu)$, обычно используемых при описании фотоприемников на БШ. Лишь при малых L_e или больших d кривые приближаются к линейной фаулеровской зависимости. С ростом Y_i и приближением к Y_T кривые значительно отклоняются от линейной зависимости, особенно при малых $h\nu - \varphi_0$. Кроме того рис. 1, 2 иллюстрируют сильную зависимость Y_i от L_e и d . Существует и зависимость от E_F (уменьшение E_F от 5 до 1 эВ увеличивает Y_i примерно в 4 раза). Влияние L_p при изменении в пределах 5 ÷ 1000 Å проявляется слабо.

При разработке приборов с фотодиодами на БШ интерес представляет не только величина Y_i , но и внешняя квантовая эффективность (Y_{ex}), т.е. отношение числа эмиттированных фотоэлектронов (или фотодырок) к числу падающих на фотодиод фотонов. Максимизируются обычно значения средней по заданному спектру внешней квантовой эффективности

$$\overline{Y_{ex}} = \int_{\varphi_0}^{\infty} Y_i(h\nu) Y_{opt}(h\nu) R(h\nu, T) d(h\nu), \quad (12)$$

где Y_{opt} — вероятность поглощения фотона, учитывающая поглощение в силициде и действие оптической ловушки; $R(h\nu, T)$ — нормированная планковская функция излучения регистрируемого объекта с температурой T (эта функция может быть задана и для селективного излучателя).

Не касаясь здесь процедуры оптимизации выражения (12), отметим, что она позволяет для конкретного вида функции $R(h\nu, T)$ определить толщину пленки силицида металла, величину L_e и параметры оптической ловушки, обеспечивающие максимальное значение Y_{ex} . Знание этой величины позволяет быстро оценить число электронов сигнала, накапливаемого в потенциальной яме БШ,

и рассчитать отношение сигнал-шум фотоприемника. Результаты расчета Y_{opt} для некоторых типов оптических ловушек приведены в [9].

3. Сопоставление с экспериментом и обсуждение результатов

На рис. 1, 2 кривые, построенные по формуле (11), указывают на отсутствие линейной зависимости $(Y_i h\nu)^{1/2}$ от $h\nu$ при малых $h\nu - \varphi_0$.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости внутренней квантовой эффективности в координатах $(Y_i h\nu)^{1/2} = f(h\nu - \varphi_0)$ в двойном логарифмическом масштабе для различных силицидов металлов [3,12,13] и силицида германия [14]. Для теоретического предела имеем прямую линию с наклоном, равным 1/2 в соответствии с (3). Все остальные кривые лежат ниже теоретического предела и имеют переменный наклон. Наклон, равный 1 и отражающий фаулеровский вид спектральной зависимости квантовой эффективности, с некоторой условностью получается лишь в пределах $0.06 \leq (h\nu - \varphi_0) \leq 0.2$ эВ для силицидов металлов. Кривая для силицида германия лежит наиболее близко к теоретическому пределу и имеет наклон, близкий к 1, при $h\nu - \varphi_0$ от 0.02 до 0.06 эВ. При $h\nu - \varphi_0 \geq 0.1$ эВ практически все кривые стремятся к наклону, равному 1/2, что характерно для зависимости $Y_T(h\nu - \varphi_0)$. Когда в БШ поглощаются фотоны с энергией, не намного превышающей высоту барьера, ($10^{-2} \leq h\nu - \varphi_0 \leq 6 \cdot 10^{-2}$ эВ), наклон зависимостей становится существенно больше 1, а для силицида платины эта зависимость близка к экспоненциальной. Такое поведение внутренней квантовой эффективности не следует ни из выражения (11) ни из других работ [5–9,11]. Возможны следующие причины быстрого нарастания внутреннего квантового выхода с ростом $h\nu$ при малых $h\nu - \varphi_0$.

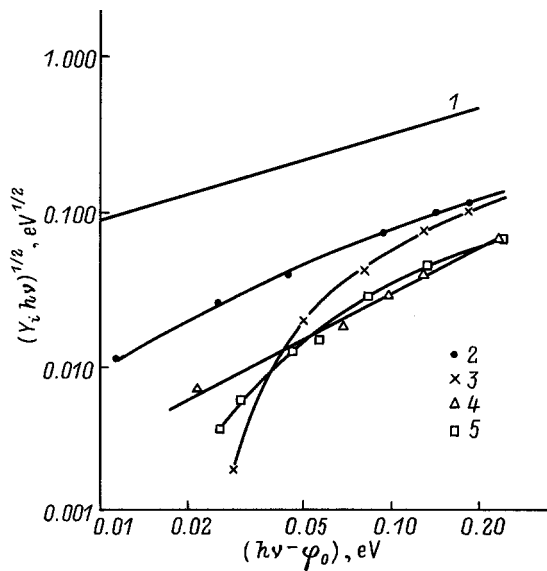


Рис. 3. Спектральные зависимости квантовой эффективности фотодиодов с барьерами Шоттки, образованными различными силицидами: 2 — $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}/\text{Si}$, 3 — PtSi/Si [15], 4 — CoSi_2 , 5 — PtSi/Si [9]; 1 — теоретический предел.

Во-первых, с ростом энергии горячего электрона увеличивается вероятность туннельного прохождения барьера, так как толщина барьера падает с ростом энергии. Если барьер имеет треугольную форму, то его толщина уменьшается линейно при возрастании $h\nu$, что приводит к экспоненциальной зависимости вероятности прохождения барьера от энергии горячего электрона.

Во-вторых, при $T \neq 0$ существует ненулевая заселенность уровней энергии в силициде при энергиях выше уровня Ферми. Энергетический интервал этого "хвоста" равен $(2 \div 3)kT$, и число электронов с данной энергией падает экспоненциально с ростом энергии. Если считать, что сечение захвата электронами фотонов не зависит от энергии электрона, с ростом $h\nu$ будет экспоненциально увеличиваться число электронов с энергиями, превышающими высоту барьера, и, следовательно, быстро возрастать Y_i . Этот рост будет происходить до тех пор, пока энергии поглощенных фотонов не увеличатся настолько, чтобы началась генерация горячих электронов с уровня Ферми.

Характер зависимостей, показанных на рис. 3, для PtSi/Si и $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}/\text{Si}$ при малых $h\nu - \varphi_0$ качественно можно объяснить вторым механизмом инжекции через БШ. Однако данные по CoSi_2 не объясняются с этих позиций.

Как отмечалось выше, в случае не слишком тонкого слоя силицида, при

$$(L_p L_e / 3)^{1/2} < d \ll 1/\alpha, \quad (13)$$

на зависимости $(Y_i h\nu)^{1/2} = f(h\nu - \varphi_0)$ существует область линейности, где $Y_i \rightarrow L_e Y_F / d$. В этой области, зная d , можно оценить величину L_e — основного параметра, обеспечивающего увеличение квантовой

эффективности БШ. При $d = 30 \div 40 \text{ \AA}$ правая часть неравенства (13) выполняется лишь для малых L_p и не очень больших L_e , $L_e < 10^3 \text{ \AA}$. Полагая для наших БШ PtSi/Si эти условия выполненными, используя (2), получим

$$L_e \simeq 8C_2 E_F d, \quad (14)$$

где C_2 — экспериментальная величина коэффициента фотоэмиссии.

В изготовленных нами БШ PtSi/Si $d = 40 \text{ \AA}$, а $C_2 = 0.3 \text{ эВ}^{-1}$. Приняв $E_F = 8.5 \text{ эВ}$, получим $L_e = 800 \text{ \AA}$. Такая величина L_e в 5 раз ниже, чем приведенная в [13], для БШ PtSi/Si исследованных в [15]. Это обстоятельство, возможно, связано с менее хорошей степенью очистки поверхности кремния перед созданием БШ в наших структурах (и, соответственно, несколько меньшей внутренней квантовой эффективностью).

4. Заключение

Диффузионная модель эмиссии неравновесных горячих электронов через барьер Шоттки использована для получения зависимости внутренней квантовой эффективности БШ с силицидом металла от энергии квантов возбуждающего излучения при различных соотношениях толщины пленки силицида и длин свободного пробега для неупругих и упругих столкновений. Благодаря применению метода функций Грина, решение уравнения диффузии (и выражение для квантовой эффективности) получено в аналитическом виде. При достаточно больших длинах "остывания" горячих электронов (т.е. при $L_e/d \gg 1$) с ростом длины свободного пробега для неупругих столкновений зависимость квантовой эффективности от энергии фотонов заметно отклоняется от фаулеровской, возрастая в несколько раз в районе длинноволнового края fotocувствительности. Напротив, изменение в широких пределах длины свободного пробега для упругих столкновений слабо влияет на величину квантовой эффективности. Поскольку длина остывания определяется в основном электрон-электронными столкновениями в слое силицида, для увеличения квантовой эффективности на длинноволновом краепредпочтительнее формировать БШ на основе силицида вырожденного полупроводника, чем на основе силицида металла. Количественное согласие полученных зависимостей внутренней квантовой эффективности от разности между энергией фотона и высотой БШ ($h\nu - \varphi_0$) наблюдается для экспериментальных БШ из PtSi , CoSi_2 и GeSi при $h\nu - \varphi_0 > kT$. При $h\nu - \varphi_0 \simeq kT$ с ростом $h\nu$ экспериментальные результаты показывают быстрое (в ряде случаев близкое к экспоненциальному) возрастание квантовой эффективности, не следующее непосредственно из рассмотренной модели и связанное, возможно, с необходимостью учета теплового разброса концентрации электронов вблизи уровня Ферми в слое силицида.

Список литературы

- [1] J. Cohen, J. Vilms, R.J. Archer. Hewlett-Packards labs, Palo Alto, CA, Final Rep. AFCRL-69-0287, June 1969.
- [2] R.J. Acher, J. Cohen. *Device Res. Conf.* (Rochester, N.Y., 1969).
- [3] H. Elabd, W. Kosonoky. *RCA Rev.*, **43**, 569 (1982).
- [4] R.H. Fowler. *Phys. Rev.*, **38**, 45 (1931).
- [5] E.O. Kane. *Phys. Rev.*, **147**, 335 (1966).
- [6] V.L. Dalal. *J. Appl. Phys.*, **42**, 2227 (1971).
- [7] V.E. Vichers. *Appl. Opt.*, **10**, 2190 (1971).
- [8] J.M. Mooney, J. Silverman. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, ED-32, 33 (1985).
- [9] В.Г. Иванов, С.А. Кассиров, В.И. Панасенков, В.С. Трояновский. *Тез. докл. 4-й конф. по приборам с зарядовой связью и системам на их основе "ПЗС-92"* (М., 1992) с. 24.
- [10] В.И. Смирнов. *Курс высшей математики* (М., Гостехиздат, 1951) т. 4.
- [11] D.E. Mercer, C.R. Helms. *J. Appl. Phys.*, **65**, 5035 (1989).
- [12] J. Kuriansky, Y. Vermairen, C. Claeys, W. Stessens, K. Maex, R. De Keersmaecker. *SPIE Infr. Techn.*, **1157**, 145 (1989).
- [13] T.-L. Lin, J.-S. Park, T. George, E.W. Jones, R.W. Fathauer, J. Maserjian. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 3318 (1993).
- [14] T.-L. Lin, J.-S. Park, S.D. Ganapala, E.W. Jones, H.M. Del Castillo. *Opt. Eng.*, **33**, 716 (1994).
- [15] J.M. Mooney, J. Silverman, M.M. Weeks. *SPIE Infrared Sensors and Sensor Fusion*, **782**, 99 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

Quantum efficiency of Schottky photodiode in the vicinity of long-wave edge

V.G. Ivanov, V.I. Panasenkov, G.V. Ivanov*

"Elektron", Scientific-Research Institute,
194233 St.Petersburg, Russia

* A.F.Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg. Russia