

مطالعه پاسخ‌های فرکانسی و زمانی یک دیود نوری بهمنی با نواحی جذب و تکثیر جدا

وحید احمدی
استادیار
گروه الکترونیک دانشکده فنی و مهندسی،
دانشگاه تربیت مدرس

ایوب بنوشی
دانشجوی دکترا
دانشکده فیزیک و علوم هسته‌ای،
دانشگاه صنعتی امیرکبیر

سعید ستایشی
استادیار
دانشکده فیزیک و علوم هسته‌ای، دانشگاه صنعتی امیرکبیر

چکیده

در این مقاله با حل معادلات آهنگ در یک دیود نوری بهمنی با نواحی جذب و تکثیر جدا، در شرایطی که بهره برابر با واحد باشد، پاسخ‌های فرکانسی و زمانی مطالعه می‌شوند. برای اولین بار اختلاف سرعت حامل‌ها در لایه‌های مجاور مورد توجه قرار گرفته و نشان داده می‌شود که فرض توزیع یکنواخت سرعت در ناحیه تخلیه، به خصوص در قطعاتی که ضخامت لایه‌ها در آنها نزدیک به هم است فرضی صحیح نبوده و باعث ایجاد خطای قابل ملاحظه‌ای در تعیین مشخصه‌های آشکارساز می‌شود.

کلمات کلیدی

الکترونیک نوری، آشکارساز نوری، دیود نوری، دیود نوری بهمنی، مدل‌سازی

Study of Frequency and Time Responses of a Separated Absorption and Multiplication Regien Avalanche Photodiode

A. Banoushi
Ph. D. Condidate
Physics Department,
Amirkabir University of Technology

V. Ahmadi
Assistant Professor
EE Department,
Tarbiat Modarres University

S. Setayeshi
Assistant Professor
Physics Department,
Amirkabir University of Technology

Abstract

In this paper, the frequency and the time responses of a separated absorption and multiplication avalanche photodiode are studied by solving the carrier continuity equations, in the low gain regime. The discrepancy between the carrier velocities in different layers is considered for the first time. It is shown that considerable error occurs, if the device characteristics are calculated assuming uniformly distributed velocities in the depletion layer, especially when the different layers have almost equal thickness.

Keywords

Optoelectronics, Photodetector, Photodiode, Avalanche Photodiode, Modeling

فیبرهای نوری در طول موج‌های $1/55 \mu\text{m}$ و $1/3$ دارای کمترین افت و پراکندگی هستند [۱]. به همین دلیل آشکارسازهایی که برای سیستم‌های انتقال نوری به کار می‌روند، باید بزرگترین پاسخ‌دهی را در این طول موج‌ها داشته باشند. از این جهت نیمه رسانای سه‌تایی $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ تا امروز بهترین ماده سازنده برای این آشکارسازها می‌باشد [۲]. اما دیوده‌های نوری ساخته شده از این نیمه‌رسانا نمی‌توانند حساسیت لازم برای سیستم‌های انتقال راه دور و سریع را فراهم کنند. نشان داده شده است که وجود یک ساز و کار تقویت داخلی در دیود نوری تحت شرایطی می‌تواند موجب افزایش حساسیت شود [۳]. در دیوده‌های نوری بهمنی (APD) پدیده یونیزاسیون برخوردی این بهره را فراهم می‌کند [۴]. یونیزاسیون برخوردی در نیمه‌رساناهای III-V برای میدان‌های الکتریکی بزرگتر از $1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ اتفاق می‌افتد [۵]. در این میدان‌های قوی جریان تونل‌زنی در $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ که دارای گاف انرژی نسبتاً کوچک 0.75 eV می‌باشد، مانع از افزایش بهره و در نتیجه حساسیت به مقدار دلخواه می‌گردد [۶]. برای غلبه بر این محدودیت ساختار پیچیده‌تری پیشنهاد شده است. در این ساختار با افزودن لایه‌ای از جنس InP که دارای گاف انرژی $1/35 \text{ eV}$ می‌باشد، ناحیه تکثیر حامل‌ها از ناحیه جذب فوتون‌ها جدا می‌شود. به این ساختارها دیوده‌های نوری بهمنی با نواحی جذب و تکثیر جدا (SAM-APD) می‌گویند [۷]. SAM-APD ها به گونه‌ای طراحی می‌شوند که دامنه میدان در ناحیه تکثیر از حداقل لازم برای شروع تکثیر حامل‌ها بزرگتر بوده و در عین حال در ناحیه جذب از یک ماکزیممی که توسط اندازه جریان تونل‌زنی در این لایه تعیین می‌شود بزرگتر نباشد [۸].

یکی از مشخصه‌های اصلی APD ها سرعت یا پهنای باند آنها است. در SAM-APD ها به تله افتادن حفره‌ها در مرز دو لایه (heterointerface) باعث کاهش شدید سرعت می‌شود. نشان داده شده است که اضافه کردن لایه نازک دیگری از InGaAsP در این محل و در نتیجه تغییر تدریجی گاف انرژی باعث حذف این اثر می‌شود [۹]. این نوع آشکارساز به SAGM-APD مشهور است [۱۰]. در SAGM-APD ها سرعت در بهره‌های بالا و پائین، به ترتیب توسط زمان لازم برای تکثیر حامل‌ها و زمان عبورشان از ناحیه تخلیه تعیین می‌شود [۱۱]. در ضمن ماکزیمم پهنای باند در بهره واحد به دست می‌آید.

تاکنون روش‌های مختلفی برای تعیین پاسخ‌های زمانی و فرکانسی SAGM-APD ها ارائه شده است [۱۶]-[۱۱]. بررسی این مدل‌ها نشان می‌دهد که گذردهی الکتریکی ϵ ، ضریب جذب نور α_{op} ، ضرایب تکثیر حامل‌ها و بالاخره سرعت حامل‌ها عوامل موثر در تعیین پاسخ می‌باشند. این پارامترها در لایه تکثیر InP و لایه جذب InGaAs مقادیری متفاوت دارند [۱۷]. گرچه بیشتر این تفاوت‌ها در این مدل‌سازی‌ها مورد توجه قرار گرفته‌اند، اما تاکنون در هیچیک به اختلاف سرعت حامل‌ها در دو لایه تکثیر و جذب پرداخته نشده است. در این مقاله نشان داده می‌شود که عدم توجه به این نکته می‌تواند موجب ایجاد خطاهای قابل توجه در پیش‌بینی پاسخ یک SAGM-APD شود.

به این منظور، ابتدا در بخش ۲ معادلات پیوستگی حامل‌ها در ولتاژهای نسبتاً کم که بهره برابر با واحد است حل می‌شوند. سپس در بخش ۳ با جاگذاری مقادیر عددی اثر اختلاف سرعت‌ها نشان داده می‌شود، و در بخش ۴ خلاصه نتایج بیان می‌گردد.

۱- معادلات فیزیکی

ساختار ساده شده یک SAGM-APD در شکل ۱ نشان داده شده است. وقتی که این آشکارساز در معرض تابشی با طول موج مناسب قرار می‌گیرد، در اثر جذب نور در ناحیه جذب، حفره‌ها و الکترون‌های نوری اضافی تولید می‌شوند. این حامل‌های اضافی توسط میدان الکتریکی ناشی از بایاس معکوس در دو سمت مخالف سوق پیدا می‌کنند. به منظور کاهش نویز اضافی، طراحی به گونه‌ای انجام می‌شود که حاملی که ضریب یونیزاسیون بزرگتری دارد، به طرف ناحیه تکثیر حرکت کند [۱۸]. در نیمه‌رساناهای III-V معمولاً حفره‌ها این شرط را دارا می‌باشند [۱۸]. به همین دلیل فرض می‌کنیم نواحی جذب و تکثیر، نیمه‌رسانای نوع n باشند. در این شرایط با فرض بهره واحد معادلات پیوستگی حامل‌ها به شکل زیر در می‌آیند [۱۹]:

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = G(x,t) - \frac{1}{q} \frac{\partial J_h(x,t)}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = G(x,t) + \frac{1}{q} \frac{\partial J_e(x,t)}{\partial x} \quad (2)$$

که در این روابط $n(x,t)$ و $p(x,t)$ به ترتیب چگالی حفره‌ها و الکترون‌های نوری در فاصله x و در زمان t و $J_e(x,t)$ و $J_h(x,t)$ به ترتیب چگالی جریان حفره‌ها و الکترون‌ها در فاصله x و در زمان t ، و q بار الکترون است. $G(x,t)$ آهنگ تولید زوج حفره-الکترون در فاصله x و در زمان t است و با رابطه زیر بیان می‌شود [۲۰]:

$$G(x,t) = \alpha_{op} \varphi(t) \exp(-\alpha_{op}(x-w_m)) u(x-w_m) \quad (3)$$

که α_{op} ضریب جذب نور ناحیه جذب، $\varphi(t)$ شار فوتون‌های فرودی، w_m ضخامت لایه تکثیر و $u(\cdot)$ تابع پله واحد است. در دیودهای نوری مدرن ناحیه جذب کاملاً تخلیه می‌شود. در این شرایط طبق قانون اهم:

$$J_h(x,t) = qv_h(x)p(x,t) \quad (4)$$

$$J_e(x,t) = qv_e(x)n(x,t) \quad (5)$$

که $v_h(x)$ و $v_e(x)$ به ترتیب سرعت حفره‌ها و الکترون‌ها در فاصله x هستند. همانطور که در بخش یک گفته شد سرعت حامل‌ها در دو لایه جذب و تکثیر با هم متفاوت است [۱۷]. به همین دلیل می‌توانیم این سرعت‌ها را با تابعی به شکل زیر نمایش دهیم:

$$v_{h(e)}(x) = v_m^{h(e)} u(x) + (v_a^{h(e)} - v_m^{h(e)}) u(x-w_i) \quad (6)$$

که در آن $v_m^{h(e)}$ و $v_a^{h(e)}$ به ترتیب سرعت حامل‌ها در نواحی تکثیر و جذب هستند و به دلیل قوی بودن میدان الکتریکی در APDها برابر با مقادیر اشباعشان در نظر گرفته می‌شوند [۲۱]. حل معادلات (۱) و (۲) تنها با آگاهی از شرایط مرزی مناسب امکان پذیر است. این شرایط مرزی با توجه به نکات زیر مشخص می‌شوند:

اولاً جریان حفره‌ها و الکترون‌ها باید در مرز دو لایه تکثیر و جذب پیوسته باشد. به عبارت ریاضی:

$$J_{h,e}(t, w_m) = J_{h,e}(t, w_m)$$

ثانیاً با دقت در جهت میدان الکتریکی و حرکت حامل‌ها در APD در می‌یابیم که هیچ حفره‌ای نمی‌تواند به منتهی الیه سمت راست و هیچ الکترونی به منتهی الیه سمت چپ ناحیه جذب قطعه برسد. به عبارت دیگر هیچ حفره‌ای در اتصال مثبت و هیچ الکترونی در اتصال منفی قطعه جمع نخواهد شد. بنابراین:

$$J_h(t, w) = J_e(t, w_m) = 0$$

با استفاده از این شرایط مرزی و مجموعه معادلات (۶)-(۱)، چگالی جریان حامل‌ها بدست می‌آید. با در دست داشتن چگالی جریان حفره‌ها و الکترون‌ها، چگالی جریان کل J_t توسط رابطه:

$$J_t(t) = \frac{1}{W} \int_{x=0}^W [J_h(x, t) + J_e(x, t)] dx \quad (7)$$

قابل محاسبه است [۲۲].

حل این معادلات در حوزه زمان پیچیده است و بهتر است که در حوزه لاپلاس حل شوند. این روش طولانی ولی سر راست است، و منجر به پاسخ زیر برای جریان کل J_t می‌شود:

$$J_t = \frac{1}{W} (J_1 + J_2 + J_3) \quad (8)$$

که

$$J_1(s) = \frac{q\alpha_{op} v_m^h v_a^h \phi(s)}{s(s - v_a^h \alpha_{op})} \left[\exp\left(\frac{sw_m}{v_m^h}\right) - 1 \right] \left[1 - \exp\left(\frac{sw_a}{v_a^h} - \alpha_{op} w_a\right) \right] \quad (9)$$

$$J_2(s) = \frac{qv_a^h \phi(s)}{(s - v_a^h \alpha_{op})} \left[\frac{-v_a^h \alpha_{op} e^{-\alpha_{op} w_a}}{s} (\exp\left(\frac{sw_a}{v_a^h}\right) - 1) + (1 - e^{-\alpha_{op} w_a}) \right] \quad (10)$$

$$J_3(s) = \frac{qv_a^e \phi(s)}{s + v_a^e \alpha_{op}} \left[(1 - e^{-\alpha_{op} w_a}) - \frac{v_a^e \alpha_{op}}{s} (\exp\left(\frac{sw_a}{v_a^e}\right) - 1) \right] \quad (11)$$

که در آن s متغیر حوزه لاپلاس را نشان می‌دهد.

۲- کاربرد

در این بخش معادلات بدست آمده در بخش قبل برای InP/InGaAsP/InGaAs SAGM-APD ها به کار گرفته می‌شوند. به این منظور یک APD نوعی با ضخامت نواحی جذب و تکثیر $2 \mu m$ و $0.5 \mu m$ (APD1) در نظر گرفته می‌شود. در شکل ۲-الف پاسخ فرکانسی این APD در دو حالت رسم شده است. در حالت اول فرض کرده‌ایم که سرعت حامل‌ها در لایه تکثیر، برابر با سرعت آنها در لایه جذب که از جنس InGaAs است، باشد. به عبارت دیگر [۱۷]:

$$v_m^h = v_a^h = 4 \times 10^6 \text{ cm/sec} \quad ; \quad v_m^e = v_a^e = 6 \times 10^6 \text{ cm/sec}$$

خطوط نازک در شکل (۲-الف) مربوط به این حالت است.

در حالت دوم شرایط واقعی مد نظر قرار گرفته است. در این حالت سرعت حامل‌ها در لایه تکثیر ساخته شده از InP بزرگتر از سرعت آنها در لایه جذب بوده و برابر با مقادیر زیر می‌باشد [۱۷]:

$$v_m^h = 5.5 \times 10^6 \text{ cm/sec} \quad ; \quad v_m^e = 8 \times 10^6 \text{ cm/sec}$$

خطوط ضخیم‌تر در شکل (۲-الف) مربوط به این حالت است.

همانطور که در شکل (۲-الف) مشاهده می‌شود، علیرغم اینکه در رفتار کلی پاسخ تفاوتی بین دو حالت دیده نمی‌شود، پهنای باند به اندازه ۳٪ تغییر می‌کند. بنابراین فرض تساوی سرعت‌ها در این حالت خطای زیادی تولید نمی‌کند. اما واضح است که با نزدیک شدن ضخامت لایه‌ها به هم این اختلاف بیشتر می‌شود. بدترین حالت مربوط به زمانی است که دو ناحیه ضخامت یکسان داشته باشند. زیرا در این حالت مسافتی که حفره‌ها در ناحیه تکثیر طی می‌کنند با مسافتی که در ناحیه جذب طی می‌کنند قابل مقایسه هستند.

در شکل (۲-ب) نتایج عملیات فوق‌الذکر برای قطعه‌ای با مشخصات $w_m = w_a = 0.5 \mu m$ (APD2) نشان داده شده است. همانطور که دیده می‌شود برای این APD اختلاف پهنای باند به ۱۶٪ می‌رسد که مقدار قابل توجهی است.

مطالعه پاسخ‌های زمانی، اهمیت توجه به تفاوت سرعت‌ها را بیشتر آشکار می‌کند. به این منظور می‌توان پاسخ ضربه APD را با اعمال عکس تبدیل لاپلاس بر معادلات بخش (۲) بدست آورد. شکل‌های (۳-الف) و (۳-ب) پاسخ ضربه APD1 را به ترتیب در حالت‌های ۱ و ۲ گفته شده در بالا، یعنی حالات تساوی و عدم تساوی سرعت‌ها نشان می‌دهند. همچنین جریان‌های حفره و الکترون به تفکیک نشان داده شده‌اند. همانطور که انتظار می‌رود جریان الکترون‌ها در دو شکل یکسان است، زیرا الکترون‌ها تنها در لایه جذب حرکت می‌کنند و تغییر دادن سرعت الکترون در لایه تکثیر اثری بر آنها ندارد. اما چون افزایش سرعت حفره‌ها در ناحیه تکثیر باعث خروج سریع‌تر حفره‌ها از این ناحیه می‌شود، باید کاهش زمان سقوط پاسخ ضربه در شکل (۳-ب) نسبت به (۳-الف) را به همراه داشته باشد.

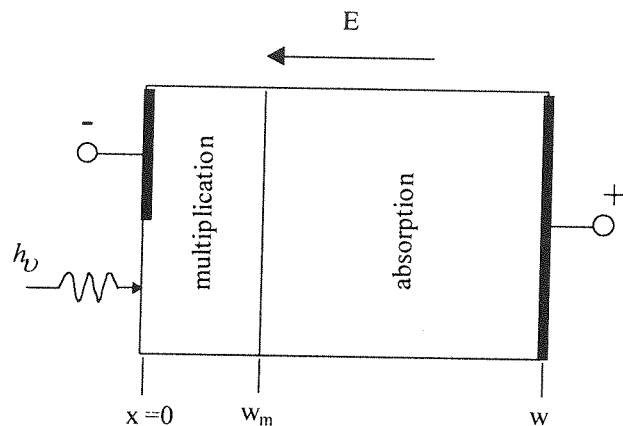
در شکل (۳-پ) جریان کل و جریان حفره‌ها در دو حالت مختلف با هم مقایسه شده‌اند. همانطور که دیده می‌شود بین زمان سقوط جریان کل در دو حالت اختلاف اندکی وجود دارد. این اختلاف در مورد جریان حفره‌ها نسبتاً بیشتر است. در حالتی که سرعت حفره‌ها در دو ناحیه متفاوت است، یعنی حالت دوم، جریان حفره‌ها ابتدا اضافه و سپس کم می‌شود. دلیل این امر این است که چگالی حفره‌های ناحیه تکثیر ابتدا زیاد شده و پس از گذشت تقریباً 10 psec که برابر با زمان گذر حفره‌ها از این ناحیه می‌باشد، مجدداً شروع به کم شدن می‌کند.

پاسخ ضربه APD2 نیز در شکل‌های (۴-الف) و (۴-ب) در دو حالت مختلف نشان داده شده است. اختلاف جریان حفره‌ها و جریان کل در این دو شکل با وضوح بیشتری دیده می‌شود. قسمت ثابت جریان کل در شکل (۴-الف) در حقیقت مربوط به زمانی است که الکترون‌ها به طور کامل از ناحیه تخلیه خارج شده‌اند و تنها حامل‌های جریان موجود حفره‌ها هستند. این قسمت ثابت در شکل (۴-ب) دیده نمی‌شود زیرا در این حالت سرعت ورود حفره‌ها به ناحیه تکثیر از سرعت خروج آنها کمتر است.

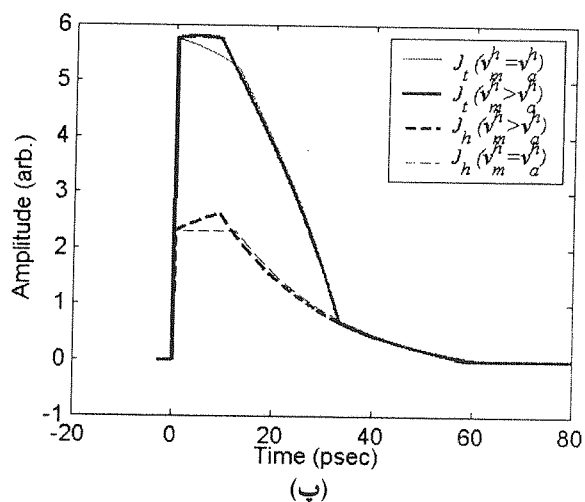
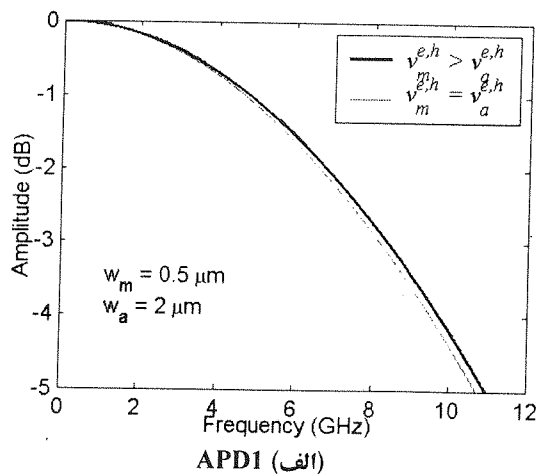
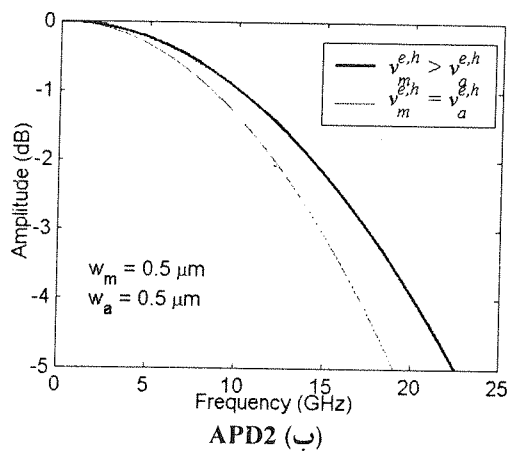
به منظور مشاهده بهتر اثر اختلاف سرعت حامل‌ها بر جریان کل و جریان حفره‌ها در APD2، این دو جریان برای دو حالت مختلف در شکل (۴-پ) مجدداً رسم شده‌اند.

۳- نتیجه گیری

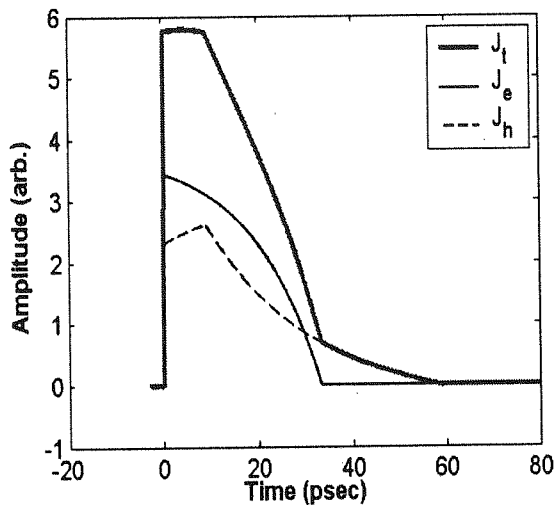
به طور خلاصه در این مقاله نشان داده شد که برای حل معادلات پیوستگی حامل‌ها در APD هایی که ناحیه تخلیه آنها از چند لایه با جنس‌های مختلف تشکیل شده است، باید به اختلاف سرعت حامل‌ها در این لایه‌ها توجه شود. این مسئله به خصوص در مورد APD هایی حایز اهمیت است که در آنها ضخامت لایه‌ها به هم نزدیک است. در قالب یک مثال دیده شد که در یک InGaAs/InP SA(G)M-APD که ضخامت نواحی جذب و تکثیر آن باهم مساوی است فرض یکنواخت بودن سرعت حامل‌ها در عرض ناحیه تخلیه باعث ایجاد خطایی در حدود ۱۶٪ در تخمین پهنای باند و تغییراتی در شکل پاسخ زمانی قطعه می‌شود.



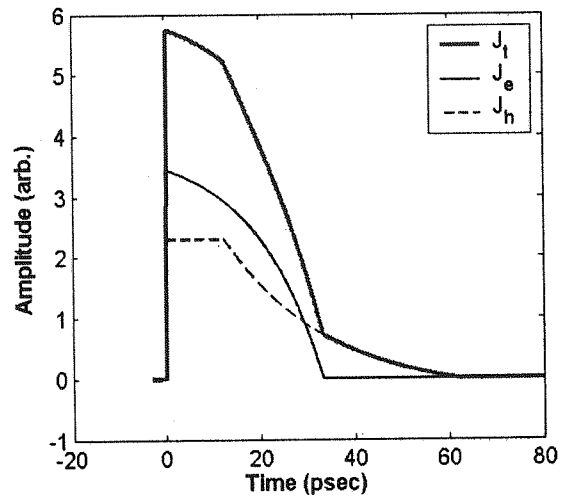
شکل (۱) شمای ساده شده یک دیود نوری بهمنی با نواحی جذب و تکثیر جدا.



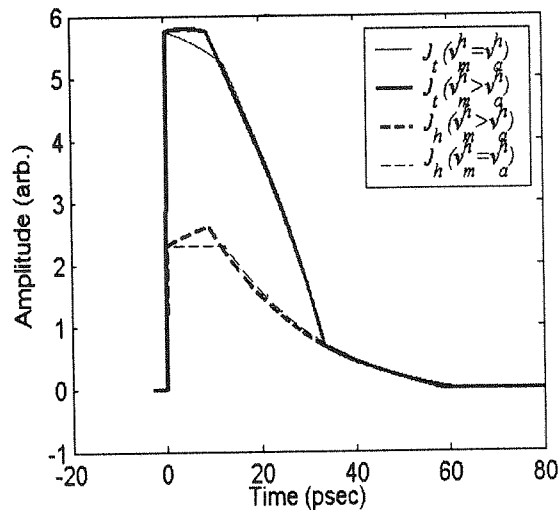
شکل (۲) پاسخ فرکانسی در بهره واحد- خط پر مربوط به حالتی است که سرعت حامل‌ها در لایه تکثیر بزرگ‌تر از سرعت آنها در لایه جذب است (حالت واقعی) و خط چین مربوط به حالتی است که سرعت حامل‌ها در دو لایه مساوی فرض شده‌اند.



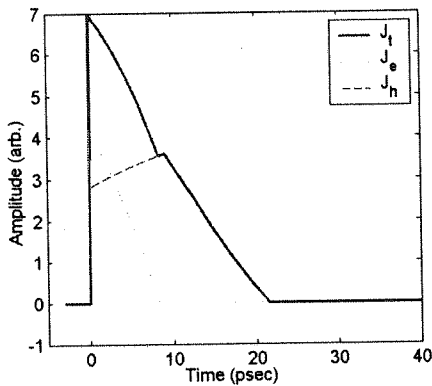
(ب) توزیع غیریکنواخت سرعت حامل‌ها در ناحیه تخلیه.



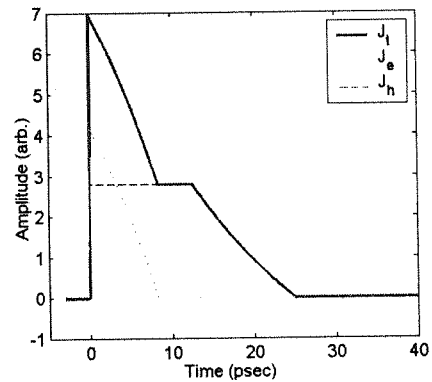
(الف) توزیع یکنواخت سرعت حامل‌ها در ناحیه تخلیه.



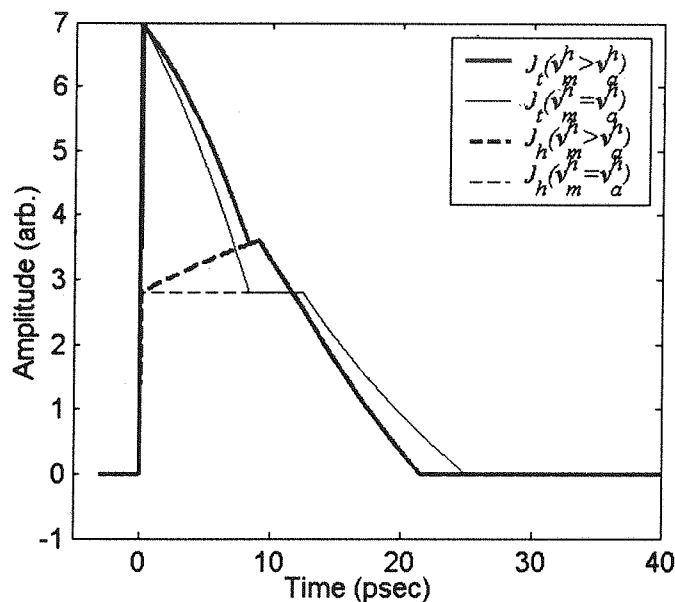
(پ) مقایسه جریان حفره‌ها و جریان کل در دو حالت تساوی و عدم تساوی سرعت حامل‌ها. شکل (۳) پاسخ ضربه APD1 با فرض.



(ب) توزیع غیریکنواخت سرعت حامل‌ها در ناحیه تخلیه.



(الف) توزیع یکنواخت سرعت حامل‌ها در ناحیه تخلیه.



پ) مقایسه جریان حفره‌ها و جریان کل در دو حالت تساوی و عدم تساوی سرعت.
شکل (۴) پاسخ ضربه APD2 با فرض.

مراجع

- [1] N. Susa, H. Nakagome, O. Mikami, H. Ando, and H. Kanbe, New InGaAs/InP avalanche photodiode structure for the 1-1.6 μ m wavelength region, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-16, 864-870 (1980).
- [2] T. P. Pearsall and M. Papuchon, The Ga_{0.47}In_{0.53}As homojunction photodiode-A new avalanche photodetector in the near infrared between 1.0 and 1.6 μ m, Appl. Phys. Lett., Vol. 33, 640-642 (1978).
- [3] P. P. Webb, R. J. McIntyre, and J. Conradi, Properties of avalanche photodiodes, RCA Rev., Vol. 35, 234-278 (1974).
- [4] G. E. Stillman and C. M. Wolfe, Avalanche photodiodes, in Semiconductor and Semimetals, Vol. 12, Academic, New York, (1985).
- [5] R. A. Logan, A. G. Chynoweth, and B. G. Cohen, Avalanche breakdown in Gallium Arsenide p-n Junctions, Phys. Rev., Vol. 128, 2518-2523 (1962).
- [6] O. K. Kim, S. R. Forrest, W. A. Bonner, and R. G. Smith, A high gain In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP avalanche photodiode with no tunneling leakage current, Appl. Phys. Lett., Vol. 39, 402-404 (1981).
- [7] H. Ando, Y. Yamauchi, H. Nakagome, N. Susa, and H. Kanbe, InGaAs/InP separated absorption and multiplication regi, and R. G. Smith, Optical response time of In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP avalanche photodiodes ons avalanche photodiode using liquid- and vapor-phase epitaxies, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-17, 250-254 (1981).
- [8] S. R. Forrest, R. G. Smith, and O. K. Kim, Performance of In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP avalanche photodiodes, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-18, 2040-2048 (1982).
- [9] S. R. Forrest, O. K. Kim, and R. G. Smith, Optical response time of In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP avalanche photodiodes, Appl. Phys. Lett., Vol. 41, 95-98 (1982).
- [10] M. Kobayashi, S. Yamazaki, and T. Kaneda, Planar InP/GaInAsP/GaInAs buried-structure avalanche photodiode, Appl. Phys. Lett, Vol. 45, 759-761 (1984).
- [11] J. C. Campbell, W. T. Tsang, G. J. Qua, and B. C. Johnson, High-speed InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes grown by chemical beam epitaxy, IEEE J. Quantum Electron., Vol. 24, 496-500 (1988).
- [12] S. M. Riad, and A. A. R. Riad, Time-domain simulation analysis of avalanche photodetectors, Vol. ED-22, 994-998 (1982).
- [13] T. Shiba, E. Ishimura, K. Takahashi, H. Namizaki, and W. Susaki, New approach to the frequency response analysis of an InGaAs avalanche photodiode, J. Lightwave Technol., Vol. 6, 1502-1506 (1988).
- [14] T. C. Campbell, B. C. Johnson, G. J. Qua, and W. T. Tsang, Frequency response of InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes, J. Lightwave Technol., Vol. 7, 778-784 (1989).

- [15] T. N. Hollenhorst, Frequency response theory for multilayer photodiodes, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 8, 531-537 (1990).
- [16] A. Bandyopadhyay, M. J. Deen, L. E. Tarof, and W. Clark, A simplified approach to time-domain modeling of avalanche photodiodes, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 34, 691-699 (1998).
- [17] S. Adachi, *Physical properties of III-V semiconductor compounds*, Wiley, USA, (1992)
- [18] S. E. Stillman, V. M. Robbins, and N. Tabatabaie, III-V compound semiconductor devices: optical detectors, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. ED-31, 1643-1655 (1984).
- [19] I. M. Naqvi, Effects of time dependence of multiplication process on avalanche noise, *Solid-State Electron.*, Vol. 16, 19-28 (1973).
- [20] J. Bhattacharya, *Semiconductor optoelectronic devices*, Prentice Hall, New Jersey, (1994).
- [21] R. Kuvás and C. A. Lee, Quasistatic approximation for semiconductor avalanches, *J. Appl. Phys.*, Vol. 41, 1743-1755 (1970).
- [22] G. Kahraman, B. E. A. Saleh, W. L. Sargeant, and M. C. Teich, Time and frequency response of avalanche photodiodes with arbitrary structure, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 39, 553-560 (1992).