



**HAL**  
open science

## Illustration du passage au seuil des nanolasers par une modélisation markovienne

Arthur Vallet, Laurent Chusseau, Alain Jean-Marie, Fabrice Philippe

► **To cite this version:**

Arthur Vallet, Laurent Chusseau, Alain Jean-Marie, Fabrice Philippe. Illustration du passage au seuil des nanolasers par une modélisation markovienne. OPTIQUE Toulouse, Jul 2018, Toulouse, France. hal-01891428

**HAL Id: hal-01891428**

**<https://hal.science/hal-01891428v1>**

Submitted on 9 Oct 2018

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# ILLUSTRATION DU PASSAGE AU SEUIL DES NANOLASERS PAR UNE MODÉLISATION MARKOVIENNE

Arthur Vallet<sup>1</sup>, Laurent Chusseau<sup>1</sup>, Alain Jean-Marie<sup>2</sup>, Fabrice Philippe<sup>3</sup>

<sup>1</sup> IES, Université de Montpellier, CNRS, Montpellier, France

<sup>2</sup> INRIA, LIRMM, Univ Montpellier, CNRS, Montpellier, France

<sup>3</sup> LIRMM, Univ Montpellier, CNRS, Montpellier, France

Arthur.Vallet@ies.univ-montp2.fr

## RÉSUMÉ

Nous présentons un modèle traitant du passage au seuil des nanolasers grâce à une chaîne de Markov simulée par Monte-Carlo. La quantification des variables traitées dans le modèle permet de mettre en évidence les allumages et extinctions autour du seuil laser. La coexistence d'un régime pulsé avec un régime continu bruité lors du passage au seuil montre que celui-ci ne peut plus être défini avec précision pour les nanolasers

**MOTS-CLEFS :** *nanolaser, seuil, Processus de Markov*

La question du seuil dans les nanolasers n'a pas de réponse simple [1]. Plus la fraction des photons émis dans le mode  $\beta$  est forte, moins la notion de seuil est nette. Notre modèle de laser à semi-conducteur est composé d'un champ électromagnétique quantifié résonant avec la cavité [2]. Celui-ci est composé de  $m$  photons et d'un nombre fini d'électrons dont  $n$  sont dans un état excité. L'aspect discret de ces variables nous permet d'observer une abrupte discontinuité entre une cavité vide et contenant un photon, qui semble pertinent dans les nanolasers. La modélisation par chaîne de Markov et sa simulation par Monte-Carlo permettent d'obtenir une simulation exacte contenant le bruit intrinsèque. Les interactions entre  $m$  et  $n$  se déroulent uniquement à une paire de niveaux lasers bien définis, dont la différence d'énergie correspond à celle des photons présents dans la cavité. Le modèle ne possède qu'un seul mode, les autres modes sont considérés filtrés par la cavité.

Le facteur de Fano,  $\mathcal{F}$ , est le ratio entre la variance et la valeur moyenne du nombre de photons dans la cavité. Il caractérise le bruit et son maximum est aussi associé au seuil [3]. La figure 1a montre que  $\mathcal{F}$  présente un maximum qui se décale vers les pompages plus élevés et gagne en intensité quand  $\beta$  diminue. Deux subtilités intéressantes sont à observer : le comportement pour les faibles pompages est similaire sauf pour  $\beta = 1$  et la courbe présente un épaulement avant le seuil qui confirme que la définition du seuil pour les nanolasers n'est pas un point unique [1]. Dans le même temps, la valeur moyenne de  $n$  en fonction du pompage et du  $\beta$  sature à fort pompage (cf. Fig. 1b). Cependant il est possible de voir un maximum de  $n$  au seuil, tout comme cela avait déjà été observé [4]. Le comportement est similaire à celui de  $\mathcal{F}$  à faible pompage.

La figure 2 représente une fraction de trajectoire réalisée au voisinage du seuil tel que déterminé par le maximum de  $\mathcal{F}$ . La trajectoire des photons montre que le laser alterne entre une période éteinte et allumée. Durant les périodes d'allumage le nombre de photons et d'électrons excités reste assez stable jusqu'à ce il n'y ait plus de photons dans la cavité. Le nombre stable d'électrons excités correspond à la valeur atteinte à fort pompage (cf. Figure 1b). Ceci suggère un laser cohérent durant cette période. S'ensuit alors une extinction du laser de durée moyenne  $\propto 1/\beta$ . L'absence de photons entraîne une hausse de  $n$  à une vitesse  $J - 1 + \beta$ . Cette période d'extinction se termine lorsqu'un photon est émis spontanément, entraînant alors une explosion exponentielle du nombre de photons par émission stimulée, s'arrêtant quand le surplus de  $n$  est consommé. Lorsque  $n$  a atteint sa valeur stable la cavité se vide rapidement jusqu'à obtenir à nouveau un régime stable du laser. La présence des explosions de  $m$  explique la valeur du facteur de Fano à cet endroit : avec un pompage plus faible, celui-ci ne permet pas de remplir suffisamment  $n$  avant la première émission. Avec un pompage plus élevé, les extinctions du laser étant plus rares, les explosions du nombre de photons le sont aussi. L'indécision sur la cause de la forte variance à faible

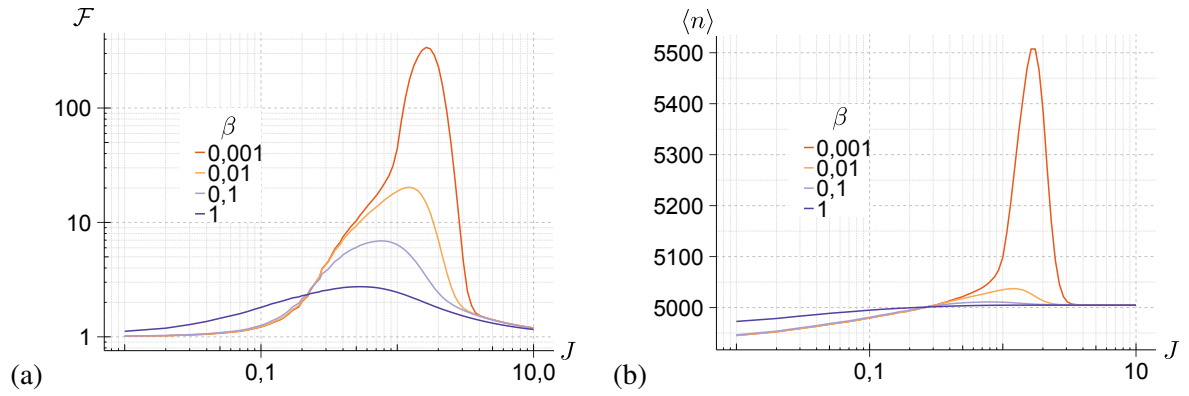


FIGURE 1: (a) Facteur de Fano  $\mathcal{F}$  en fonction du pompage  $J$  pour différentes valeurs de  $\beta$ . (b) Nombre d'électrons moyens en bande de conduction  $\langle n \rangle$  en fonction de  $J$  pour différentes valeurs de  $\beta$

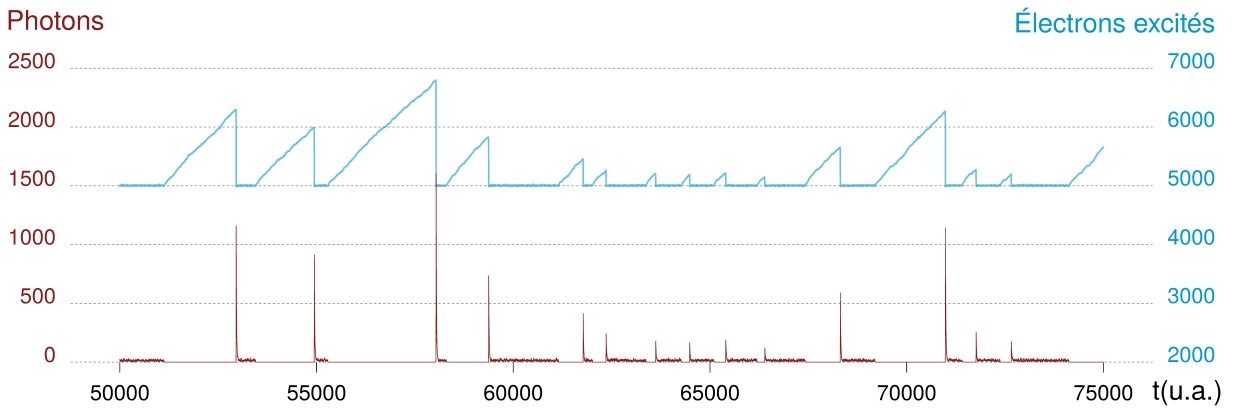


FIGURE 2: Évolution du nombre de photons et d'électrons en bande de conduction dans une trajectoire situé au maximum du facteur de Fano de la figure 1a pour  $\beta = 0.001$

pompage, entre la fréquence et la hauteur des explosions de photons, peut expliquer l'épaule de la figure 1a. Les pics ont une taille proportionnelle aux  $n$  accumulés et de largeur constante rappelant le régime de commutation de gain.

**Conclusion** Comme observé, le passage au seuil dans les nanolasers est en réalité une alternance entre un laser pulsant et en régime continu bruité. L'étude du seuil a été possible grâce aux sauts quantiques des photons à l'allumage que permet le modèle. L'extinction du laser est due au bruit relatif au nombre de photons dans la cavité qui lorsqu'il atteint zéro fait basculer le nanolaser dans un régime pulsant. La mise en évidence de ce phénomène est inhérente à la prise en compte intrinsèque du bruit par notre simulation par Monte-Carlo de la chaîne de Markov.

## RÉFÉRENCES

- [1] T. Wang, G. P. Puccioni, G. L. Lippi, "Dynamical Buildup of Lasing in Mesoscale Devices," *Sci. Rep.*, vol. 5, no. 1, p. 15858, 2015.
- [2] L. Chusseau, J. Arnaud, "Monte-Carlo simulation of laser diode sub-Poissonian light generation," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 34, no. 10, pp. 1007–1023, 2002.
- [3] P. R. Rice, H. J. Carmichael, "Photon statistics of a cavity-QED laser : A comment on the laser phase-transition analogy," *Phys. Rev. A*, vol. 50, no. 5, pp. 4318–4329, 1994.
- [4] K. Roy-Choudhury, A. F. J. Levi, "Quantum fluctuations in very small laser diodes," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 81, no. 1, pp. 1–11, 2010.