

**Université de Montréal**

**et**

**Université de Provence**

**Spectro-imagerie optique à faible flux et comparaison de la  
cinématique  $H\alpha$  et HI d'un échantillon de galaxies proches**

**par**

**Olivier Daigle**

**Thèse effectuée en cotutelle**

**au**

**Département de Physique**

**Faculté des arts et des sciences**

**Université de Montréal**

**et au**

**Laboratoire d'Astrophysique de Marseille**

**Université de Provence**

**Thèse présentée à la Faculté des études supérieures de l'Université de  
Montréal en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)**

**en Physique**

**option Astrophysique**

**et à**

**l'Université de Provence en vue de l'obtention du grade de Docteur de**

**l'Université de Provence**

**Février, 2010**

**©Olivier Daigle, 2010**

**Université de Montréal**  
**Faculté des études supérieures**  
**et**  
**Laboratoire d'Astrophysique de Marseille**  
**Université de Provence**

**Cette thèse intitulée :**

**Spectro-imagerie optique à faible flux et comparaison de la cinématique  $H\alpha$  et  
 $H\text{I}$  d'un échantillon de galaxies proches**

**présentée et soutenue à l'Université de Montréal par :**

**Olivier Daigle**

**a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes :**

<b>Pr DOYON René</b>	<b>Examineur et Président</b> , Université de Montréal
<b>Pr AMRAM Philippe</b>	<b>Directeur de recherche</b> , Université de Provence
<b>Pr CARIGNAN Claude</b>	<b>Directeur de recherche</b> , Université de Montréal
<b>Dr CUIILLANDRE Jean-Charles</b>	<b>Rapporteur externe</b> , Observatoire de Paris & CFHT
<b>Pr MENDES de OLIVEIRA Claudia</b>	<b>Rapporteur externe</b> , Université de São Paulo
<b>Dr BOULESTEIX Jacques</b>	<b>Examineur</b> , Université de Provence
<b>Dr PLANA Henri</b>	<b>Examineur</b> , Université de Provence
<b>Pr RACINE René</b>	<b>Examineur</b> , Université de Montréal
<b>Pr PELLETIER Joelle</b>	<b>Représentante du Doyen</b> , Université de Montréal

**Thèse soutenue le 4 juin 2010**

# Résumé

Un nouveau contrôleur de EMCCD (*Electron multiplying Charge Coupled Device*) est présenté. Il permet de diminuer significativement le bruit qui domine lorsque la puce EMCCD est utilisée pour du comptage de photons : le bruit d'injection de charge. À l'aide de ce contrôleur, une caméra EMCCD scientifique a été construite, caractérisée en laboratoire et testée à l'observatoire du mont Mégantic. Cette nouvelle caméra permet, entre autres, de réaliser des observations de la cinématique des galaxies par spectroscopie de champ intégral par interférométrie de Fabry-Perot en lumière  $H\alpha$  beaucoup plus rapidement, ou de galaxies de plus faible luminosité, que les caméras à comptage de photon basées sur des tubes amplificateurs. Le temps d'intégration nécessaire à l'obtention d'un rapport signal sur bruit donné est environ 4 fois moindre qu'avec les anciennes caméras. Les applications d'un tel appareil d'imagerie sont nombreuses : photométrie rapide et faible flux, spectroscopie à haute résolution spectrale et temporelle, imagerie limitée par la diffraction à partir de télescopes terrestres (*lucky imaging*), etc. D'un point de vue technique, la caméra est dominée par le bruit de Poisson pour les flux lumineux supérieurs à 0.002 photon/pixel/image.

D'un autre côté, la raie d'hydrogène neutre (HI) à 21 cm a souvent été utilisée pour étudier la cinématique des galaxies. L'hydrogène neutre a l'avantage de se retrouver en quantité détectable au-delà du disque optique des galaxies. Cependant, la résolution spatiale de ces observations est moindre que leurs équivalents réali-

sés en lumière visible. Lors de la comparaison des données HI avec des données à plus haute résolution, certaines différences étaient simplement attribuées à la faible résolution des observations HI. Le projet THINGS (*The H<sub>I</sub> Nearby Galaxy Survey*) a observé plusieurs galaxies de l'échantillon SINGS (*Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey*). Les données cinématiques du projet THINGS seront comparées aux données cinématiques obtenues en lumière H $\alpha$ , afin de déterminer si la seule différence de résolution spatiale peut expliquer les différences observées. Les résultats montrent que des différences intrinsèques aux traceurs utilisées (hydrogène neutre ou ionisé), sont responsables de dissemblances importantes. La compréhension de ces particularités est importante : la distribution de la matière sombre, dérivée de la rotation des galaxies, est un test de certains modèles cosmologiques.

Mots clés : Instrumentation astronomique - Comptage de photons - EMCCD - Injection de charge - Galaxies - Cinématique - Matière sombre - Interférométrie de Fabry-Perot - Spectroscopie 3D - SINGS.

# Summary

A new EMCCD (Electron multiplying Charge Coupled Device) controller is presented. It allows the EMCCD to be used for photon counting by drastically taking down its dominating source of noise : the clock induced charges. A new EMCCD camera was built using this controller. It has been characterized in laboratory and tested at the observatoire du mont Mégantic. When compared to the previous generation of photon counting cameras based on intensifier tubes, this new camera renders the observation of the galaxies kinematics with an integral field spectrometer with a Fabry-Perot interferometer in  $H\alpha$  light much faster, and allows fainter galaxies to be observed. The integration time required to reach a given signal-to-noise ratio is about 4 times less than with the intensifier tubes. Many applications could benefit of such a camera : fast, faint flux photometry, high spectral and temporal resolution spectroscopy, earth-based diffraction limited imagery (lucky imaging), etc. Technically, the camera is dominated by the shot noise for flux higher than 0.002 photon/pixel/image.

The 21 cm emission line of the neutral hydrogen (HI) is often used to map the galaxies kinematics. The extent of the distribution of the neutral hydrogen in galaxies, which goes well beyond the optical disk, is one of the reasons this line is used so often. However, the spatial resolution of such observations is limited when compared to their optical equivalents. When comparing the HI data to higher resolution ones, some differences were simply attributed to the *beam smearing* of the

---

HI caused by its lower resolution. The THINGS (The H<sub>I</sub> Nearby Galaxy Survey) project observed many galaxies of the SINGS (Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey) project. The kinematics of THINGS will be compared to the kinematic data of the galaxies obtained in H $\alpha$  light. The comparison will try to determine whether the sole beam smearing is responsible of the differences observed. The results shows that intrinsic dissimilarities between the kinematical tracers used are responsible of some of the observed disagreements. The understanding of theses differences is of a high importance as the dark matter distribution, inferred from the rotation of the galaxies, is a test to some cosmological models.

Keywords : Astronomical instrumentation - Photon counting - EMCCD - Clock Induced Charges - Galaxies - Kinematics - Dark matter - Fabry-Perot interferometry - 3D spectroscopy - SINGS.

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Summary</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xv</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xvii</b>
<b>Abréviations</b>	<b>xxi</b>
<b>Remerciements</b>	<b>xxv</b>
<b>Avant-propos</b>	<b>xxvii</b>
<b>1 Introduction : L'imagerie CCD</b>	<b>1</b>
1.1 Historique . . . . .	1
1.2 Du photon au FITS . . . . .	3
1.2.1 Génération de charge . . . . .	4
1.2.2 Collection de charge . . . . .	9
1.2.3 Transfert de charge . . . . .	10
1.2.4 Mesure de charge . . . . .	14
1.2.5 Conversion en valeur numérique . . . . .	17
1.2.6 Transfert de la valeur numérique . . . . .	19

---

1.2.7	Récupération et sauvegarde de la valeur numérique . . . . .	20
1.3	Images de calibration . . . . .	21
1.3.1	L'image biais . . . . .	21
1.3.2	L'image noire . . . . .	22
1.3.3	L'image flat . . . . .	25
1.3.4	Traitement des images . . . . .	25
1.4	Le EMCCD . . . . .	27
1.4.1	Le registre EM . . . . .	27
1.4.2	L'injection de charge . . . . .	32
1.4.3	Détermination du gain EM . . . . .	33
1.4.4	L'image biais du EMCCD . . . . .	34
1.5	Le pilotage d'un CCD . . . . .	35
1.5.1	Les horloges . . . . .	38
<b>2</b>	<b>Un nouveau contrôleur de CCD</b>	<b>45</b>
2.1	Caractéristiques . . . . .	45
2.2	Architecture . . . . .	46
2.3	Génération des horloges . . . . .	48
2.4	Résolution temporelle et en tension . . . . .	51
2.5	CCCP : Le contrôleur de CCD pour compter les photons . . . . .	52
2.5.1	CCCPv1.0 . . . . .	52
2.5.2	CCCPv2.0 . . . . .	55
2.5.3	CCCPv2.1 . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Facteur de bruit du EMCCD</b>	<b>59</b>
	Introduction à l'article . . . . .	59
3.1	Introduction . . . . .	61
3.2	Simulations . . . . .	62
3.2.1	Generating the pixel's signal . . . . .	63
3.2.2	Simulating the multiplication register . . . . .	63
3.2.3	Generating the read-out noise . . . . .	64
3.2.4	Processing the digitalized signal . . . . .	65



---

3.2.5	Optimization . . . . .	66
3.3	Simulation results . . . . .	66
3.3.1	Effects of the multiplication process . . . . .	68
3.3.2	Effect of the read-out noise . . . . .	69
3.3.3	Effect of the spurious charges . . . . .	70
3.4	Data from an EMCCD . . . . .	72
3.4.1	Determining the amplitude of the read-out noise . . . . .	73
3.4.2	Determining the gain of an EMCCD . . . . .	73
3.5	Conclusions . . . . .	76
<b>4</b>	<b>CCCP et l'injection de charge</b>	<b>77</b>
	Introduction à l'article . . . . .	77
4.1	Introduction . . . . .	80
4.2	Photon counting with an EMCCD . . . . .	82
4.2.1	Effect of gain and readout noise . . . . .	82
4.2.2	Coincidence losses . . . . .	84
4.2.3	CIC: the dominant noise source . . . . .	85
4.3	Results . . . . .	86
4.3.1	CIC in the vertical transfer . . . . .	86
4.3.2	CIC in the horizontal transfer . . . . .	87
4.3.3	Total CIC . . . . .	88
4.3.4	Temperature and CTE . . . . .	89
4.3.5	Gain stability . . . . .	91
4.4	CCCP efficiency . . . . .	91
4.5	Conclusions . . . . .	94
<b>5</b>	<b>Premiers résultats scientifiques avec CCCP</b>	<b>95</b>
	Introduction à l'article . . . . .	95
5.1	Introduction . . . . .	97
5.2	Faint flux imaging with an EMCCD . . . . .	98
5.2.1	The cost of sub-electron read-out noise . . . . .	98
5.2.2	The need for high EM gain . . . . .	101

---

5.2.3	The dominance of CIC . . . . .	103
5.3	CCCP performance . . . . .	105
5.3.1	Real and effective read-out noise . . . . .	105
5.3.2	Clock Induced Charges . . . . .	106
5.3.3	Charge transfer efficiency . . . . .	110
5.3.4	Gain stability . . . . .	112
5.3.5	Experimental SNR . . . . .	114
5.4	Scientific results . . . . .	120
5.4.1	Observations . . . . .	121
5.4.2	IPCS and CCCP/CCD97 comparisons . . . . .	124
5.4.3	Efficiency . . . . .	127
5.4.4	PC versus AM processing . . . . .	127
5.5	Summary and conclusions . . . . .	129
<b>6</b>	<b>L'injection de charge en fonction de la forme des horloges d'un EMCCD</b>	<b>133</b>
	Introduction à l'article . . . . .	133
6.1	Introduction . . . . .	135
6.2	Effect on the vertical CIC . . . . .	138
6.3	Effect on the SNR . . . . .	140
6.4	Scientific results . . . . .	141
6.4.1	Integral field spectroscopy . . . . .	141
6.4.2	Narrow band H $\alpha$ imaging . . . . .	142
6.5	Conclusions . . . . .	145
<b>7</b>	<b>La rotation des galaxies et les modèles de halos sombres</b>	<b>149</b>
7.1	Courbes de rotation . . . . .	150
7.2	Modèles des halos de matière sombre . . . . .	152
7.2.1	Halo isotherme . . . . .	153
7.2.2	Halo NFW . . . . .	154
7.2.3	Halo de puissance . . . . .	156
7.2.4	Modèle généralisé . . . . .	157
7.2.5	MOND . . . . .	157

---

<b>8</b>	<b>La comparaison de la cinématique <math>H\alpha</math> et HI d'un échantillon de galaxies proches</b>	<b>159</b>
	Introduction à l'article . . . . .	159
8.1	Introduction . . . . .	163
8.2	The method . . . . .	165
8.2.1	Instrumentation and observation . . . . .	165
8.2.2	The sample . . . . .	166
8.2.3	Data processing . . . . .	166
8.3	Comparison . . . . .	171
8.4	Analysis . . . . .	175
8.4.1	Centre of galaxies . . . . .	175
8.4.2	Towards the edges of galaxies . . . . .	177
8.4.3	Kinematic parameters . . . . .	178
8.5	Conclusions . . . . .	180
<b>9</b>	<b>Conclusion</b>	<b>197</b>
9.1	Comparaison de la cinématique $H\alpha$ et HI . . . . .	197
9.2	Imagerie faible flux . . . . .	198
9.3	Améliorations proposées au design des EMCCDs . . . . .	199
9.4	Autres applications des EMCCDs . . . . .	202
9.5	Remarques finales . . . . .	205
<b>10</b>	<b>Conclusion (english)</b>	<b>207</b>
10.1	$H\alpha$ and HI kinematics comparison . . . . .	207
10.2	Faint flux imaging . . . . .	208
10.3	Proposed improvements to the EMCCD design . . . . .	209
10.4	New applications of the EMCCDs . . . . .	211
10.5	Final remarks . . . . .	214
	<b>Références</b>	<b>215</b>
	<b>Annexes</b>	<b>225</b>

<b>A Document de présentation du EMCCD au 3D-NTT</b>	<b>225</b>
Introduction au document . . . . .	225
A.1 Introduction . . . . .	226
A.1.1 Rapport signal à bruit . . . . .	226
A.2 Comparaison avec un IPCS à tube amplificateur . . . . .	229
A.2.1 Premières simulations . . . . .	229
A.2.2 Tests en labo . . . . .	230
A.2.3 Tests sur le ciel . . . . .	231
A.2.4 Nouvelles simulations . . . . .	235
A.3 Un nouveau contrôleur . . . . .	237
A.4 Conclusions . . . . .	241
<b>B Brevet CCCP</b>	<b>243</b>
<b>C Articles en tant qu'auteur secondaire</b>	<b>247</b>
C.1 Articles instrumentaux . . . . .	247
C.1.1 Sub Electron readout noise & photon counting devices . . . . .	247
C.1.2 3D-NTT : a versatile visitor instrument for the NTT . . . . .	247
C.1.3 The imaging Bragg Tunable Filter . . . . .	248
C.2 Articles scientifiques . . . . .	248
C.2.1 On the relevance of the Tremaine-Weinberg method applied to an $H\alpha$ velocity field : Pattern speed determination in M100	248
C.2.2 $H\alpha$ kinematics of the <i>Spitzer</i> Infrared Nearby Galaxies Survey – II . . . . .	249
C.2.3 Deep fabry-perot $H\alpha$ observations of NGC 7793 : a very ex- tended $H\alpha$ disk and a truly declining rotation curve . . . . .	249
C.2.4 GHASP : an $H\alpha$ kinematic survey of spiral and irregular galaxies – VI. New $H\alpha$ data cubes for 108 galaxies . . . . .	249
C.2.5 Evolution of structure in late-type spiral galaxies I : Ionized gas kinematics in NGC 628 . . . . .	250
C.2.6 Quantifying resonant structure in NGC 6946 from two-dimensional kinematics . . . . .	250

---

C.2.7	An evolutionary sequence of expanding hydrogen shells in galaxy discs . . . . .	250
C.2.8	Kinometry of SINS high-redshift star-forming galaxies : Distinguishing rotating disks from major mergers . . . . .	251
C.2.9	Deep $H\alpha$ observations of NGC 253 : a very extended and possibly declining rotation curve? . . . . .	251



# Liste des tableaux

1.1	Liens de communication . . . . .	20
3.1	Threshold boundaries for PP strategy . . . . .	65
5.1	Parameters of the H $\alpha$ Fabry-Perot observations of NGC 7331. . . . .	122
8.1	Observational data for the THINGS–SINGS kinematical sample. . .	167
A.1	Paramètres des simulations des premiers tests . . . . .	229
A.2	Paramètres des simulations des deuxièmes tests . . . . .	236
A.3	Paramètres envisagés . . . . .	238





# Table des figures

1.1	Le premier <i>Charge Bubble Device</i> . . . . .	2
1.2	Matériel à bande de valence indirecte . . . . .	5
1.3	Condensateur MOS . . . . .	5
1.4	Réponse UV d'un CCD dopé . . . . .	7
1.5	Gain quantique . . . . .	7
1.6	EQ d'un CCD . . . . .	8
1.7	Transfert de charge . . . . .	11
1.8	Amplificateur de sortie d'un CCD . . . . .	15
1.9	Transistor MOSFET . . . . .	15
1.10	Spectre de bruit d'un CCD . . . . .	16
1.11	Distribution de l'énergie vibrationnelle . . . . .	22
1.12	Courant sombre en fonction de la température . . . . .	24
1.13	Traitement des images . . . . .	26
1.14	Registre EM d'un EMCCD . . . . .	28
1.15	Gain du registre EM . . . . .	29
1.16	Facteur de bruit d'un EMCCD . . . . .	30
1.17	Gain EM moyen des charges thermique . . . . .	31
1.18	Injection de charge . . . . .	31
1.19	Image biais d'un EMCCD . . . . .	35
1.20	Schéma d'un EMCCD . . . . .	38

---

1.21	Horloges pour transfert vertical . . . . .	40
1.22	Horloges pour transfert horizontal . . . . .	40
1.23	Horloges produites par un circuit RC . . . . .	41
1.24	Dérivée d'horloges . . . . .	42
1.25	ETC et forme des horloges . . . . .	44
2.26	Architecture simplifiée du contrôleur CCCP . . . . .	46
2.27	Horloges verticales sinusoïdales . . . . .	49
2.28	Horloges horizontales . . . . .	50
2.29	Résolution temporelle et en tension . . . . .	51
2.30	CAO de la caméra EMCCD de Photon etc. inc. . . . .	58
2.31	Photo de la version de CCCP vendue à la NASA . . . . .	58
3.1	Affiche EMCCD SPIE 2006 . . . . .	60
3.2	Simulated and theoretical output values of an EMCCD . . . . .	64
3.3	Effective noise factor induced by the multiplication process . . . . .	68
3.4	Effect of the read-out noise on the misfit . . . . .	69
3.5	Effect of the read-out noise on the fraction of detected photons . . . . .	70
3.6	Effect of improperly determining the gain . . . . .	71
3.7	Relative SNR of a "real" EMCCD . . . . .	71
4.1	Affiche CCCP SPIE 2008 . . . . .	78
4.2	EMCCD histogram and counted events as a function of $G/\sigma$ . . . . .	81
4.3	Photon fate in PC mode . . . . .	83
4.4	Proportion of counted and lost events in photon counting mode . . . . .	84
4.5	Effect of the CIC on the SNR of an observation . . . . .	85
4.6	Measurement of the events generated during the parallel transfer . . . . .	87
4.7	CIC generated in the horizontal register . . . . .	88
4.8	Measurement of the events generated during the read out process . . . . .	89
4.9	Effect of temperature on the EMCCD . . . . .	90
4.10	Effect of the temperature on the EM gain . . . . .	92
4.11	Comparison between CCCP and an IPCS . . . . .	93

---

5.1	Output probability of the amplification register of an EMCCD . . .	100
5.2	Proportion of noise events counted in PC . . . . .	101
5.3	Maximum proportion of counted photons . . . . .	102
5.4	Effect of various CIC levels on the SNR . . . . .	104
5.5	Measurement of the read-out noise of CCCP/CCD97 . . . . .	106
5.6	Measurement of the events generated during the read-out . . . . .	107
5.7	Comparison of the SNR of CCCP/CCD97 and Andor . . . . .	108
5.8	Effect of a bad CTE on EMCCD images . . . . .	109
5.9	Fraction of bad events . . . . .	111
5.10	Sensitivity of the EM gain . . . . .	113
5.11	Stability of the EM gain . . . . .	114
5.12	Experimental SNR curves . . . . .	118
5.13	Images with high exposure time . . . . .	120
5.14	Monochromatic intensity maps of NGC 7331 . . . . .	125
5.15	RV maps of NGC 7331 . . . . .	126
5.16	Pixel flux distributions of the observation of NGC 7331 . . . . .	128
5.17	Differences between the PC and AM processing . . . . .	129
6.1	Effect of the CIC on the SNR of an observation . . . . .	136
6.2	Effect of various clock shapes on the CIC . . . . .	139
6.3	Vertical CIC analysis . . . . .	140
6.4	Experimental SNR curve in PC . . . . .	141
6.5	IFS images of NGC 7331 . . . . .	143
6.6	Statistics of the 2m1237 H $\alpha$ narrow band observation . . . . .	144
6.7	Sum of the best images of the 2M1237 . . . . .	145
6.8	H $\alpha$ flux of 2m1237 as a function of time . . . . .	146
7.1	Courbes de rotation de galaxies spirales . . . . .	150
7.2	$\chi^2$ des modèles des anneaux inclinés . . . . .	153
7.3	Profils de densité des modèles de halo sombre . . . . .	156
8.1	Density profiles expected from dark matter halos . . . . .	163

8.2	Correction of the zero-point offset . . . . .	169
8.3	Zoom of the PV diagram of NGC 3521 . . . . .	176
8.4	Comparison of the $H\alpha$ and HI kinematical parameters . . . . .	179
8.5	Differential kinematical maps of NGC 628 . . . . .	181
8.6	Differential kinematical maps of NGC 925 . . . . .	182
8.7	Differential kinematical maps of NGC 2403 . . . . .	183
8.8	Differential kinematical maps of NGC 2976 . . . . .	184
8.9	Differential kinematical maps of NGC 3184 . . . . .	185
8.10	Differential kinematical maps of NGC 3198 . . . . .	186
8.11	Differential kinematical maps of NGC 3621 . . . . .	187
8.12	Differential kinematical maps of NGC 3621 . . . . .	188
8.13	Differential kinematical maps of NGC 5055 . . . . .	189
8.14	Differential kinematical maps of NGC 5194 . . . . .	190
8.15	Differential kinematical maps of NGC 5457 . . . . .	191
8.16	Differential kinematical maps of NGC 6946 . . . . .	192
8.17	Differential kinematical maps of NGC 7331 . . . . .	193
8.18	Differential kinematical maps of NGC 7793 . . . . .	194
8.19	Differential kinematical maps of NGC 7793 . . . . .	195
A.1	Rapports SB des systèmes définis dans le tableau A.1 . . . . .	230
A.2	Rapport SB comparatifs . . . . .	232
A.3	Cartes du flux monochromatique de DDO 154 . . . . .	233
A.4	Cartes de vitesses radiales brutes de DDO 154 . . . . .	233
A.5	Carte du rapport SB des pixels de chacune des caméras . . . . .	234
A.6	Histogramme du rapport SB des figures A.3 à A.5 . . . . .	234
A.7	Rapports SB des systèmes définis dans le tableau A.2 . . . . .	237
A.8	Rapports SB des systèmes définis dans le tableau A.3 . . . . .	239
A.9	Photo du séquenceur analogique du EMCCD . . . . .	240
A.10	Signaux des phases verticales . . . . .	240
A.11	Signaux des phases horizontales . . . . .	240

# Abréviations

**ADC** Convertisseur analogique à numérique (*Analog to Digital Converter*)

**ADU** Unité analogique-numérique (*Analog to Digital Unit*)

**AFE** *Analog Front-End*

**BTFI** *Brazilian Tunable Filter Imager*

**CCD** Dispositif à transfert de charge (*Charge Coupled Device*)

**CCCP** Contrôleur de CCD pour compter des photons (*CCD Controller for Counting Photons*)

**CDS** *Correlated Double Sampling*

**CRSNG** Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie

**CTE** *Charge Transfer Efficiency*

**DAC** Convertisseur numérique à analogique (*Digital to Analog Converter*)

**DSP** *Digital Signal Processor*

**EMCCD** CCD à multiplication d'électrons (*Electron Multiplying CCD*)

**EQ** Efficacité Quantique

**ETC** Efficacité de Transfert de Charge

**ESO** *European Southern Observatory*

**FIFO** *First In, First Out*

**FITS** *Flexible Image Transport System*

**FPGA** *Field Programmable Gate Array*

**FP** Fabry Perot (interféromètre de)

**FTS** Spectromètre à transformée de Fourier *Fourier Transform Spectrometer*

**IBTF** *Imaging Bragg Tunable Filter*

**IFS** Spectromètre de champ intégral (*Integral Field Spectrometer*)

**IPCS** *Image Photon Counting Device*

**IR** Infrarouge

**KPNO** *Kitt Peak National Observatory*

**LN<sub>2</sub>** Azote liquide (*Liquid N<sub>2</sub>*)

**MOS** *Metal-Oxide-Semiconductor*

**MOSFET** *Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor*

**NASA** *National Aeronautics and Space Administration*

**OMM** Observatoire du Mont-Mégantic

**PCB** Plaquette de circuit imprimé (*Printed Circuit Board*)

**QE** *Quantum Efficiency*

**RMC** Répulsion mutuelle des charges

**SB** Signal/Bruit

**SINGS** *Spitzer Infrared Nearby Galaxy Survey*

**SNR** *Signal to Noise Ratio*

**SPIE** *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*

**SRAM** *Static Random Access Memory*

**THINGS** *The H<sub>I</sub> Nearby Galaxy Survey*

**UV** *Ultraviolet*

À Alice.



# Remerciements

Merci à toute l'équipe de Photon etc. pour m'avoir accepté comme squatter dans leurs locaux pendant le développement de la caméra, pour tous ces repas du midi partagés, les 5 à 7 et l'aide spontanée. Merci aux vélos Peugeot et Trek, à Charriot Carriers et à l'absence de connection internet de la maison Blanchard de l'Île d'Orléans pour les épisodes d'aération mentale. Merci aux membres du personnel de l'OMM pour leur soutien, leur ingéniosité, leurs *duct tape* et *tie wraps* en quantité industrielle, leur vraie tarte aux pommes. Merci à Alice qui m'a aidé bien malgré elle à discipliner mon emploi du temps. Merci à mon comité de prédoc, que j'ai eu la chance de rencontrer deux fois plutôt qu'une. Merci également à mes deux directeurs, Claude et Philippe, pour toute la latitude qu'ils m'ont laissée.

Un grand merci tout spécial à Marie-Andrée pour son indéfectible appui, de Montréal à Marseille, pendant les missions d'observation, conférences, rencontres centre et autres absences, les coups de stress et les moments d'épuisement.

Aux innombrables chercheurs, explorateurs, patentés, curieux, inventeurs qui sont passés devant moi et qui ont jeté les bases sur lesquelles je me suis appuyé pour réaliser cette thèse, merci.



# Avant-propos

Cette thèse a souvent été identifiée comme ayant deux parties : une instrumentale et une scientifique. Dans les faits, la démarcation entre science et instrumentation est ténue. L'instrumentation est basée sur des concepts scientifiques, les instruments sont construits en fonction de buts scientifiques bien précis et les défis scientifiques sont souvent les moteurs du développement instrumental. En revanche, les observations scientifiques sont rendues possibles par l'instrumentation et les avancées technologiques en instrumentation mènent souvent à des percées scientifiques. Ces deux mondes sont interdépendants et s'il est une frontière qui les sépare, elle est floue et surtout, poreuse. Dans cette perspective, les cloisonner ne peut être que contre-productif.

C'est avec plaisir que je vous présente le fruit de quatre années de labeur. J'espère que les résultats exposés dans les pages qui suivent sauront faire germer de nombreuses nouvelles idées.



# Chapitre 1

## Introduction : L'imagerie CCD

### 1.1 Historique

Les fondements de l'imagerie CCD remontent à la fin des années 1960. Dans les laboratoires de AT&T Bell Labs, le Canadien Willard Boyle et l'Américain Georges E. Smith sont les premiers à développer une puce permettant de déplacer des charges sur sa surface<sup>a</sup> (figure 1.1). Appelée *Charge Bubble Device*, cette puce ne permet que la mémorisation des charges injectées et non la capture par effet photo-électrique (voir section 1.2). Cependant, il n'y a qu'un pas à franchir pour rendre la puce sensible à la lumière et en 1969 un premier CCD linéaire est produit (Boyle & Smith, 1970). Il faut attendre 1975 pour que les ingénieurs de Fairchild Semiconductors commercialisent un CCD de  $100 \times 100$  pixels. Ce CCD a une efficacité de transfert de charge très faible et seulement 0.5 % des électrons accumulés pendant l'exposition peuvent être lus. Cette efficacité est comparable à celle des plaques photographiques de l'époque et les astronomes accueillent tièdement ce nouveau produit.

En théorie, toutefois, le CCD de l'époque comporte déjà plusieurs avantages par rapport aux plaques photographiques (Hegyí & Burrows, 1980) et aux tubes amplificateurs (Boksenberg, 1977) :

---

<sup>a</sup>Suite à cette invention, Willard Boyle et Georges E. Smith ont reçu chacun un quart du prix Nobel de physique de 2009.

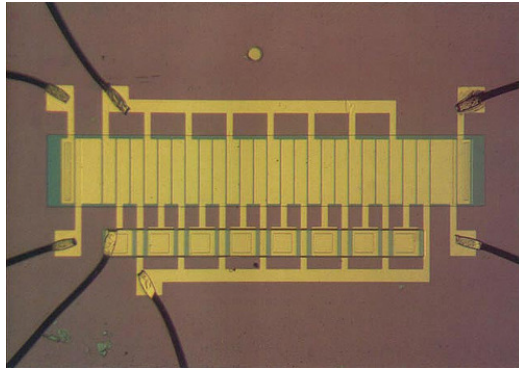


FIGURE 1.1: Le *Charge Bubble Device* conçu dans les laboratoires du AT&T Bell Labs. Source : <http://www.arhv.lhivic.org/index.php/2006/01/06/81-boyle-and-smith-receive-draper-prize>.

- Linéaire et conséquemment facile à calibrer ;
- EQ largement supérieure, de l'ordre de 50 % ;
- Très bonne réponse dans l'infrarouge proche (7000–9000 Å) ;
- Uniforme, ce qui facilite l'observation des sources étendues ;
- Mécaniquement et géométriquement très stable ;
- Faible bruit ;
- Durable ;
- Faible consommation ;
- Faible prix (par opposition aux tubes).

Cependant, le CCD comporte certains inconvénients par rapport aux plaques photographiques, notamment :

- Surface collectrice très petite ;
- Résolution limitée : une plaque photographique peut équivaloir à  $10^8$  pixels ;

- Réponse spectrale limitée aux hautes énergies (UV et rayons X) ;

Un facteur historique tout à l'avantage du développement des CCD est le besoin de systèmes d'imagerie embarquée sur les satellites et les sondes spatiales. Les tubes vidicon ont été utilisés entre autres pour les missions *Surveyor*, *Ranger*, *Mariner*, *Viking* et *Voyager*. Dans les années 1970, la NASA pilote plusieurs projets nécessitant de tels systèmes et le gain en efficacité que promet le CCD est alléchant. Le *Large Space Telescope*, qui deviendra le *Hubble Space Telescope*, et les diverses sondes spatiales, telles que *Galileo*, pousseront le développement des CCD.

Depuis, les progrès tant du côté de l'électronique de contrôle que des procédés de fabrication permettent la fabrication de CCD très étendus ( $4096 \times 4096$ ), à grande EQ ( $>90\%$ ) et à faible bruit ( $<3\bar{e}$ , tel est le cas pour Shang et al., 2008) et une réponse en UV acceptable (250–300Å). Ces caractéristiques expliquent l'omniprésence des CCD pour l'instrumentation visible moderne (par exemple, Deul et al., 2002 ; Boulade et al., 2003) et future (Gilmore et al., 2007).

## 1.2 Du photon au FITS

Pour qu'un CCD puisse générer une image et que cette image puisse être récupérée sur un ordinateur, plusieurs tâches doivent être accomplies :

1. Génération de charge ;
2. Collection de charge ;
3. Transfert de charge ;
4. Mesure de charge ;
5. Conversion de la mesure en valeur numérique ;
6. Transfert de la valeur numérique ;
7. Récupération et sauvegarde de la valeur numérique.

Les mécanismes qui permettent de réaliser ces diverses tâches sont brièvement expliqués ci-après.

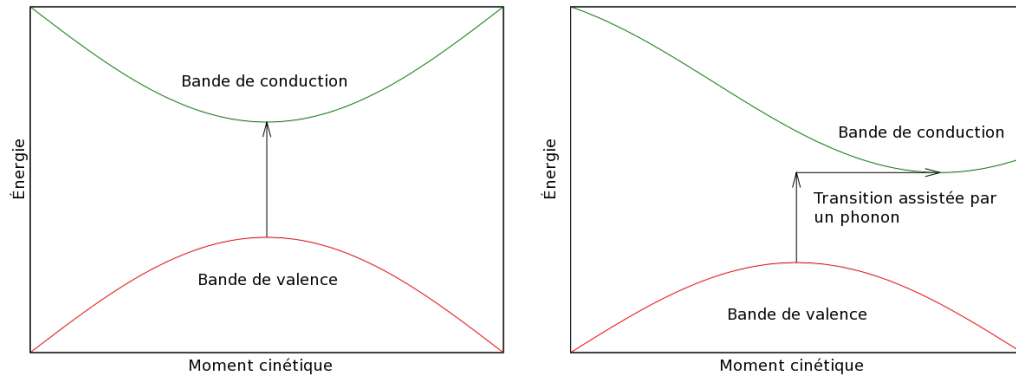
### 1.2.1 Génération de charge

L'effet photo-électrique est ce qui permet au CCD de *voir* les photons. Dans un semi-conducteur (la plupart du temps, du silicium : Si), les atomes ont 4 électrons dans la bande de valence. Si l'on donne de l'énergie à cet atome, c'est-à-dire si l'atome absorbe de l'énergie, un ou plusieurs électrons seront forcés à passer dans la bande de conduction, ce qui a pour effet de transformer momentanément le semi-conducteur en conducteur. Cette énergie peut provenir d'un photon qui, en étant absorbé par l'atome, fera passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction, créant une paire trou-électron. Cet électron libre, celui qu'on appellera le photo-électron, devra ensuite être collecté dans le pixel du CCD.

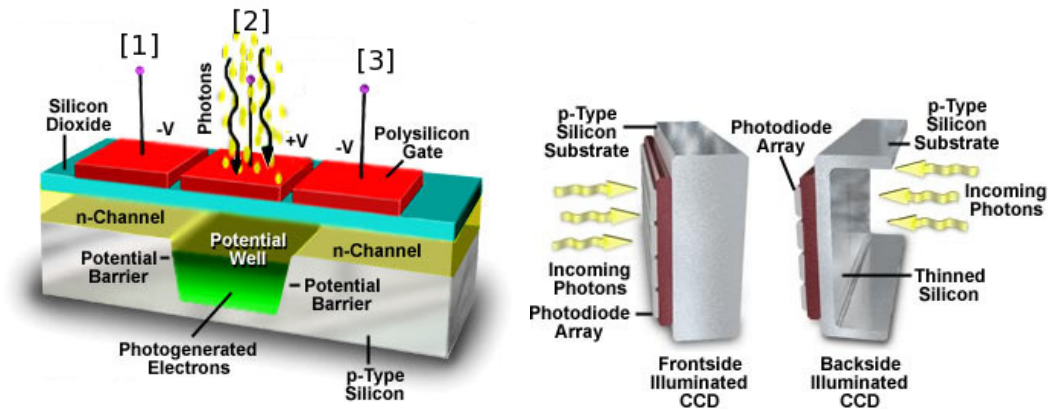
La distance, en termes d'énergie, entre la bande de valence et la bande de conduction du Si est de 1.14 eV. Ainsi, un atome de Si sera en mesure de voir un photon seulement si son énergie est supérieure à 1.14 eV (équivalent à une longueur d'onde de 10868 Å). Un photon de moindre énergie passera à travers le Si, sans être altéré. Le Si est donc transparent à la radiation de longueur d'onde supérieure à  $\sim 1.1\mu\text{m}$ . De plus, le Si est un matériel à bande de valence indirecte (*indirect bandgap*), ce qui rend encore plus difficile l'absorption d'un photon lorsque son énergie approche l'énergie de la bande de valence. Dans un matériel à bande de valence indirecte, le moment cinétique doit être conservé pour qu'il y ait absorption : pour absorber un photon, le Si doit simultanément absorber un phonon pour compenser la perte de moment cinétique (figure 1.2).

La figure 1.3, panneau de gauche, montre la structure d'un pixel. Sur cette figure, les photons pénètrent dans le CCD du côté des électrodes (en rouge), traversent une couche d'isolant électrique transparent (turquoise) puis interagissent avec le Si (en gris). Un tel CCD est dit à illumination frontale (*Front Illuminated*). Les photons à haute énergie ( $\lambda < 400\text{nm}$ ) seront absorbés par les électrodes et la couche





**FIGURE 1.2:** Différences entre les mécanismes d'absorption d'un photon pour un matériel à bande de valence directe (gauche) et un matériel à bande de valence indirecte (droite). Source : [http://en.wikipedia.org/wiki/Direct\\_and\\_indirect\\_band\\_gaps](http://en.wikipedia.org/wiki/Direct_and_indirect_band_gaps).



**FIGURE 1.3: Gauche :** Structure d'un pixel d'un CCD à 3 phases montrant le condensateur MOS qui le compose. Les électrodes du pixel sont numérotées [1], [2] et [3]. Pendant l'exposition, les électrodes [1] et [3] agissent comme barrière et empêchent les électrons capturés dans le pixel de se répandre dans les pixels avoisinants. L'électrode [2] génère le puits de potentiel qui retient les électrons. **Droite :** Différence entre un CCD illuminé par l'avant et par l'arrière. Les photons n'ont pas à traverser les électrodes et la couche de SiO<sub>2</sub>. Source : <http://www.astro.virginia.edu/class/oconnell/ast511/lec11-f03.html>.

d'oxyde isolante ( $\text{SiO}_2$ ). Les CCD à illumination frontale sont donc peu sensibles en UV. Cependant, l'épaisseur de ces CCD peut être grande, ce qui leur permet d'être, par rapport au pic de l'EQ, plus sensibles que les CCD amincis illuminés par l'arrière (voir prochain paragraphe) aux photons dont l'énergie s'approche de 1.14 eV puisque la possibilité d'interaction sera plus élevée.

Pour augmenter la sensibilité des CCD en UV, le CCD peut être éclairé par l'arrière (*Back Illuminated*). Ainsi, les photons n'ont plus à traverser les électrodes et la couche isolante. Par contre, les photons UV sont absorbés rapidement par le Si et l'électron généré se trouve loin de l'électrode. Il a de fortes chances d'être perdu. Il est donc nécessaire d'amincir les CCD éclairés par l'arrière (on les appelle alors *Back Thinned*, figure 1.3, panneau de droite) pour permettre aux photons UV d'être absorbés plus près des électrodes. Ceci procure donc au CCD une meilleure réponse aux UV. Cet amincissement peut se faire au détriment des photons IR, qui ont moins de chances de rencontrer un atome de Si qui possède un électron proche de sa bande de conduction. Cependant, puisque les photons capturés par un CCD illuminé par l'arrière n'ont plus à traverser les électrodes, l'EQ s'en voit augmentée. La figure 1.6 montre la différence d'EQ entre un CCD illuminé par l'avant et un CCD aminci illuminé par l'arrière.

Un autre facteur influence la possibilité de génération de charge : la profondeur d'absorption du photon dans le Si. La figure 1.6, panneau de droite, montre la profondeur dans le Si où 90 % des photons seront absorbés. Les CCD trop minces seront donc peu sensibles à la radiation IR puisqu'une bonne proportion de photons passeront à travers. Du côté UV du spectre, la rapidité d'absorption des photons est aussi un problème : le photon sera absorbé dans l'isolant (en turquoise dans le panneau de gauche de la figure 1.3) ou dans le matériau de type N et sera perdu (voir section suivante). Une solution consiste à doper une très mince couche (de l'ordre de quelques nm) de Si à la surface du CCD par implantation et activation ionique (figure 1.4).

Le phénomène de gain quantique (*Quantum Yield*) permet au Si de générer plus d'un électron par photon pour les photons à haute énergie (Chang et al., 1985). En

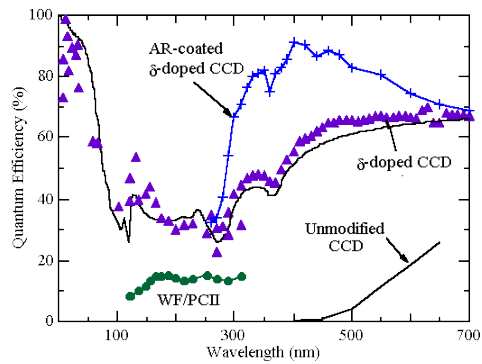


FIGURE 1.4: Réponse UV d'un CCD dopé en surface pour permettre l'absorption rapide des photons très énergétiques. Source : Mark Clampin, Space Telescope Science Institute.

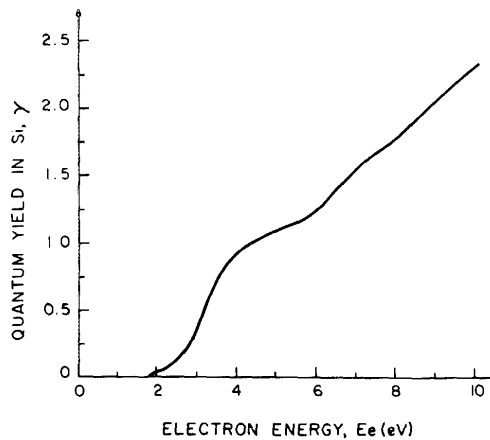
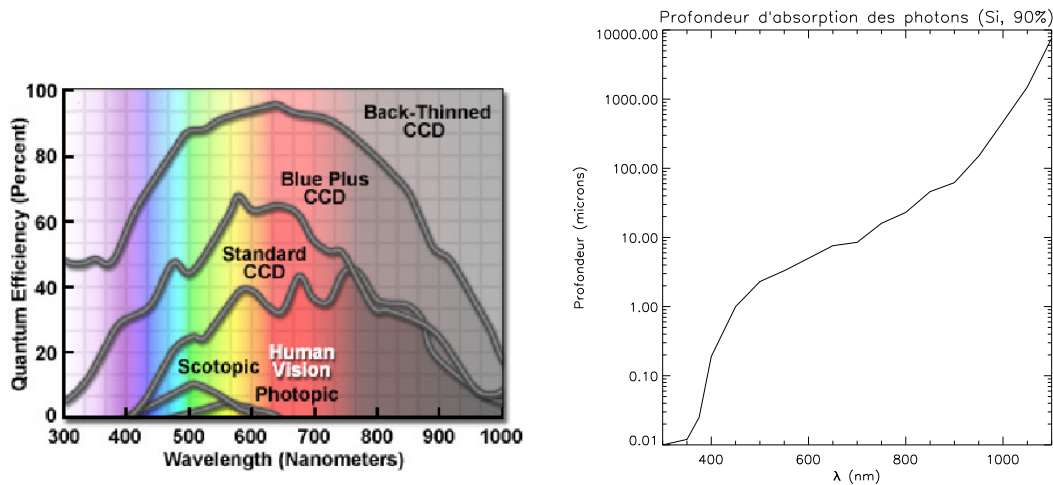


FIGURE 1.5: Gain quantique dans le Si en fonction de l'énergie du photon. Source : Chang et al. (1985).



**FIGURE 1.6:** Gauche : EQ d'un CCD illuminé par l'avant (*Standard CCD*) et par l'arrière (*Back-Thinned CCD*), comparée à l'EQ scotopique (noir et blanc) et photopique (couleur) de l'oeil humain, et à un CCD optimisé pour le bleu (*Blue Plus CCD*). Source : <http://learn.hamamatsu.com/articles/quantumefficiency.html>. Droite : Profondeur dans le Si où 90 % des photons sont absorbés, en fonction de la longueur d'onde.

deçà de 300 nm ( $\sim 4$  eV), les photons ont suffisamment d'énergie pour arracher plus d'un électron aux atomes de Si.

La réflexion de Fresnel (par la loi de Snell) des photons à l'interface air (ou vide) – Si diminuera également l'efficacité des CCD : le Si a un indice de réfraction de l'ordre de 4. Sur les CCD illuminés par l'arrière, il est possible de déposer une couche anti-réflexion métallique. Cette couche mince peut être composée d'oxyde de hafnium ( $\text{HfO}_2$ , Khoshman et al. (2008)) ou de silicium ( $\text{SiO}_2$ ). Du côté bleu du spectre, les choses se compliquent d'avantage puisque l'indice de réfraction du Si change rapidement à ces longueurs d'onde, ce qui rend difficile la conception des couches anti-réfléchissantes qui ont à la fois une bonne réponse en UV et en visible.

### 1.2.2 Collection de charge

Un pixel de CCD est en fait un condensateur minuscule qui emmagasine les électrons générés par l'effet photo-électrique. Le pixel est composé de deux types de matériaux : un matériau N et un matériau P. Ces matériaux sont en grande partie composés d'atomes de Si auxquels une infime proportion d'impuretés ont été ajoutées. On dit que le semi-conducteur a été *dopé*.

Le matériau N est dopé avec des atomes qui ont plus de 4 électrons dans leur bande de valence. Les atomes utilisés sont ceux du 15<sup>e</sup> groupe du tableau périodique des éléments et comportent 5 électrons de valence (N, P, As, Sb, Bi). Ces atomes sont appelés des donneurs (d'électrons). L'électron supplémentaire de ces atomes peut être déplacé facilement par un champ électrique.

Le matériau P est dopé avec des atomes qui ont moins de 4 électrons dans leur bande de valence. Les atomes utilisés sont ceux du 13<sup>e</sup> groupe du tableau périodique des éléments et comportent 3 électrons de valence (B, Al, Ga, In, Tl). Ces atomes créent un excès de charges positives (aussi appelées *trou*) et un électron peut facilement venir combler ce niveau d'énergie libre. On les appelle des accepteurs (d'électrons). Ces trous empêcheront le mouvement des électrons et, conséquemment, bloqueront le courant électrique.

Un pixel typique de CCD est composé d'un grand volume de Si de type P et d'une mince couche de Si de type N (figure 1.3). Une couche isolante de SiO<sub>2</sub> est déposée au-dessus de la couche N pour empêcher les électrons d'être piégés par les électrodes (*gate* sur l'image).

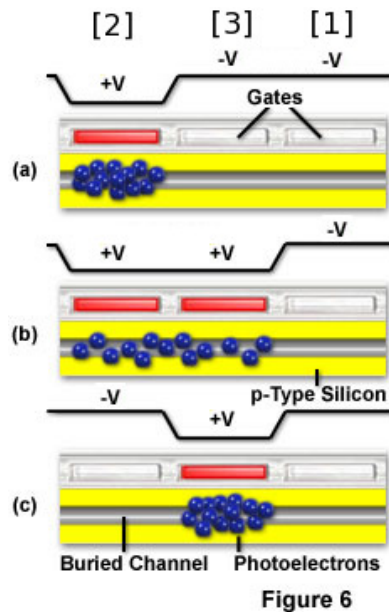
Sur les électrodes, des potentiels électriques sont appliqués. L'électrode du centre est rendue plus positive ([2] sur la figure) que ses voisines ([1] et [3]). Un champ électrique est ainsi créé dans le matériau de type P. Sous l'électrode positive, les électrons et les trous se recombinent et créent une zone de déplétion où le courant ne peut pas circuler. Le photo-électron qui est généré par l'interaction avec un atome de Si est attiré par l'électrode positive et reste libre puisque tous les trous sont comblés. C'est ainsi que les électrons générés dans un pixel y restent pendant

toute la période d'exposition à la lumière. Bien entendu, des barrières de potentiel sont également placées de part et d'autre du pixel pour empêcher les électrons de diffuser dans les pixels voisins.

Cependant, en s'éloignant des électrodes, le champ électrique diminue et la recombinaison des trous et des électrons n'est pas totale. Les photo-électrons qui sont générés profondément dans le Si ont une plus grande probabilité de se recombinaisonner et d'être perdus. L'utilisation d'un Si à forte résistance (un Si très pur) permet de créer un champ électrique qui s'étend plus profondément dans le Si. De cette manière, les photons générés en profondeur ont moins de chances de se recombinaisonner, ce qui augmentera la sensibilité du CCD à la radiation IR. Ces CCD sont dits à déplétion profonde (*Deep Depletion*). Ces CCD sont également plus épais que les CCD conventionnels ( $\sim 40\text{--}50\mu\text{m}$  versus  $\sim 10\text{--}15\mu\text{m}$ ), ce qui permet à plus de photons peu énergétiques d'être absorbés (figure 1.6, panneau de droite). Des cas extrêmes de CCD très épais, de l'ordre de  $200\text{--}300\mu\text{m}$  (tels que ceux utilisés pour la Dark Energy Camera : Derylo et al. (2006)), sont très affectés par le bruit thermique et les rayons cosmiques. Pour limiter l'impact de ces sources de bruit, on les conçoit avec un corps de matériel de type N plutôt que de type P, ce qui a pour conséquence que le CCD collecte les trous plutôt que les électrons. On les appelle CCD à canal P (*P-channel*) puisque le type de matériel entre la zone de déplétion et l'isolant (figure 1.3) est de type P. Les trous ayant une mobilité moindre que les électrons, le courant sombre dans un CCD de type P est moindre que dans un CCD de type N pour une température donnée. Cependant, l'efficacité de transfert de charge (ETC, voir section suivante) est moindre pour le transfert des trous (puisque'ils sont moins véloces).

### 1.2.3 Transfert de charge

Maintenant que des électrons sont accumulés dans un pixel, ils doivent être déplacés pour être amenés à un endroit où leur nombre pourra être évalué. Le déplacement des électrons est possible en variant la tension sur les électrodes [1],



**FIGURE 1.7:** Transfert de charge dans un CCD 3 phases. Les électrodes [1], [2] et [3] sont les mêmes sur la figure 1.3. Dans le panneau (a), l'électrode [2] est la plus positive et retient les électrons (en bleu). Lorsque l'électrode [3] devient positive en (b), les électrons se répandent sous l'électrode [2] et [3]. En (c), l'électrode [2] devient négative et repousse les électrons qu'elle contenait vers l'électrode [3]. À la fin, tous les électrons ont été transférés vers [3]. Le cycle pourrait recommencer, en amenant l'électrode [1] positive, puis en amenant l'électrode [3] négative pour déplacer les électrons vers l'électrode [1]. Source : <http://www.microscopyu.com/articles/digitalimaging/ccdintro.html>.

[2] et [3] de la figure 1.3. Les mêmes électrodes sont reproduites dans la figure 1.7.

Ainsi, pendant la collection de charges dans un CCD 3 phases, l'électrode [2] est la plus positive et les électrons s'accumulent en dessous de celle-ci (a dans la figure 1.7). En amenant l'électrode [3] à la même tension (b), la barrière de potentiel qui empêchait les électrons de se déplacer vers [3] tombe. Les électrons se répandent donc sous [2] et [3]. Puis, en diminuant la tension de [2], la barrière de potentiel est de nouveau créée entre [2] et [3] et les électrons seront repoussés vers l'électrode la plus positive, soit [3] (c). Subséquemment, la tension de [1] est augmentée et les électrons se répandent sous [3] et [1] et ainsi de suite. De cette manière, les charges peuvent être déplacées dans le CCD par couplages successifs, d'où le nom *Charge*

*Coupled Device*, dispositif à transfert de charge.

L'efficacité de transfert de charge (ETC) est capitale au bon fonctionnement du CCD. Les premiers CCD avaient une ETC de  $\sim 99\%$  (tel qu'il est mentionné à la section 1.1). Cette spécification peut sembler bonne, mais elle est en fait très mauvaise. Si  $1\%$  des charges sont perdues à chaque transfert, il n'en restera que  $\sim 36\%$  après 100 transferts. Pour améliorer l'ETC, une compréhension des principes physiques permettant le déplacement des charges est nécessaire. Ils sont principalement : la dérive spontanée (*self-induced drift*), l'effet de superposition du champ (*fringing field effect*) et la diffusion thermique (Banghart et al., 1991).

La dérive spontanée, qui est causée par la répulsion mutuelle des charges (RMC), est celle qui agit le plus rapidement sur les gros paquets de charges. Son efficacité décroît selon  $1/t$ , où  $t$  représente le temps, puisque la force du champ diminue à mesure que les électrons s'éloignent les uns des autres. Par la seule action de ce mécanisme, la proportion d'électrons transférés après un temps  $t$  est donnée par :

$$ETC_{RMC} = 1 - \left(1 + \frac{t}{\tau_{RMC}}\right)^{-1}, \quad (1.1)$$

où  $\tau_{RMC}$  est le temps caractéristique d'opération de la répulsion mutuelle des charges et il est donné par :

$$\tau_{RMC} = \frac{2L^2 C_{MOS}}{\pi \mu_{Si} q Q}, \quad (1.2)$$

où  $C_{MOS}$  est la capacitance effective du pixel par unité de surface (en F/cm<sup>2</sup>),  $Q$  est la densité électronique de surface (en  $\bar{e}/\text{cm}^2$ ),  $\mu_{Si}$  est la mobilité électronique du silicium<sup>b</sup> et  $q$  est la charge élémentaire<sup>c</sup>. Lorsque la majorité des charges a été transférée, la diffusion et l'effet de frange font le reste du travail.

La diffusion thermique des électrons est, par définition, dictée en partie par la température. À haute température, l'efficacité de la diffusion thermique diminue en raison de la dispersion des électrons sur la structure cristalline du Si qui entre en

<sup>b</sup>1350 (cm/s)/(V/cm) pour une température de 293K. À cette température,  $\mu_{Si}$  ne dépend que très peu du niveau de dopage.  $\mu_{Si}$  augmente d'un facteur  $\sim 2-3$  entre 300K et 100K.

<sup>c</sup> $1.6 \cdot 10^{-19}$  C.



vibration. À basse température, la dispersion diminue, ce qui augmente la mobilité des électrons. Cependant, la diffusion thermique diminue puisqu'elle est fonction de  $kT$  ( $k$  : la constante de conductivité thermique). Ainsi, la fraction d'électrons transférés par ce mécanisme est donnée par :

$$ETC_{DT} = 1 - e^{-t/\tau_{DT}}, \quad (1.3)$$

où  $\tau_{DT}$  est le temps caractéristique de transfert par diffusion thermique :

$$\tau_{DT} = \frac{4L^2}{\pi^2 K_{DT}}. \quad (1.4)$$

Dans ce cas-ci,  $L$  est la largeur de l'électrode (en cm) et le coefficient de diffusion thermique,  $K_{DT}$  est donné par :

$$K_{DT} = \frac{kT}{q} \mu_{Si}. \quad (1.5)$$

L'effet de superposition du champ permet aux électrons de passer d'un puits de potentiel à un autre. Lorsque le pixel est rempli d'électrons, la charge accumulée dans le pixel diminue l'intensité du champ électrique causé par l'électrode la plus positive. Il n'y a donc en réalité aucune différence de potentiel électrique entre les deux électrodes. C'est la raison pour laquelle l'effet de superposition du champ n'est efficace que lorsqu'il y a peu d'électrons à transférer. Si les tensions sur les électrodes varient trop rapidement, les champs ne seront superposés que sur une courte période de temps. Les électrons auront peu de temps pour passer d'un puits à l'autre et certains seront « éjectés » vers le pixel arrière plutôt que de passer vers l'avant. L'efficacité de ce transfert est donnée par :

$$ETC = 1 - e^{-t/\tau_{SC}}, \quad (1.6)$$

où le temps caractéristique d'action de la superposition du champ est :

$$\tau_{SC} = \frac{L}{2\mu_{Si}E_{min}}. \quad (1.7)$$

Ici,  $E_{min}$  est le champ électrique minimum vu sous une électrode (en V/cm), soit

$$E_{min} = \frac{2\Delta V_E \pi \epsilon_{Si}}{3L^2 C_{MOS}}, \quad (1.8)$$

où  $\Delta V_E$  est la différence de potentiel entre les deux électrodes en jeu (en V), diminué par les électrons présents dans la phase collectrice.  $\epsilon_{Si}$  est la permittivité électrique du silicium<sup>d</sup>.

Ainsi, chaque mécanisme est responsable du transfert de charge à une échelle donnée et, selon la quantité d'électrons à déplacer, ils doivent tous être efficaces pour que l'ETC finale soit bonne. La compréhension de ces mécanismes a permis d'améliorer grandement l'ETC des CCD récents. Aujourd'hui, pour les CCD de type N, on obtient régulièrement des ETC de l'ordre de 99.999 % à 99.9999 % par transfert (c'est le cas du CCD203 utilisé pour la caméra basse résolution du 3D-NTT).

#### 1.2.4 Mesure de charge

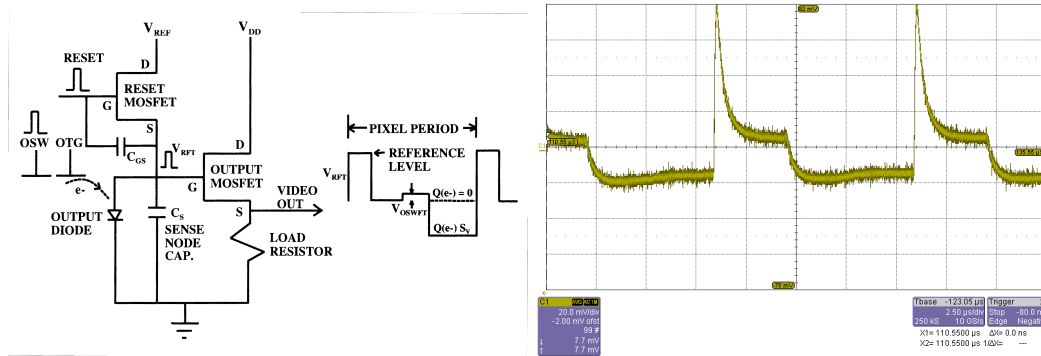
Le déplacement des électrons décrit à la section précédente permet d'amener les charges accumulées pendant l'exposition à l'amplificateur de sortie. C'est seulement à cet endroit que la quantité d'électrons accumulée dans le pixel peut être évaluée. Pour ce faire, les électrons sont transférés dans un petit condensateur de sortie et ce condensateur est connecté à un transistor de type MOSFET (figure 1.8). Si le MOSFET génère peu de courant de fuite (*leaking current*), la tension en sortie sera stable suffisamment longtemps pour qu'elle puisse être lue.

Un des aspects critiques de la mesure de la charge est la petitesse du condensateur. Puisque la tension associée à la charge d'un électron est  $V = q/C$ , où  $q$  est la charge de l'électron, plus le condensateur,  $C$ , est petit, plus la tension générée par électron est grande. Typiquement, ce gain est de l'ordre de  $1 - 20 \mu\text{V}/\bar{e}$ . Un condensateur de 75 fF (0.075 pF) produira un gain de  $2.1 \mu\text{V}/\bar{e}$ .

Un autre aspect important de la mesure de la charge provient des fluctuations aléatoires du courant qui traverse le MOSFET (figure 1.9, panneau de gauche). Lorsque le MOSFET est opéré en mode linéaire (ce qui est le cas pour l'amplificateur d'un CCD), la source agit comme un donneur d'électrons et le drain comme collecteur. La vitesse des électrons entre la source et le drain, donc le courant, est

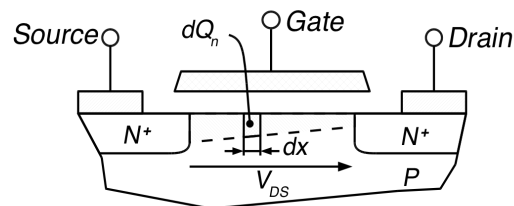
---

<sup>d</sup> $1.04 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$ .

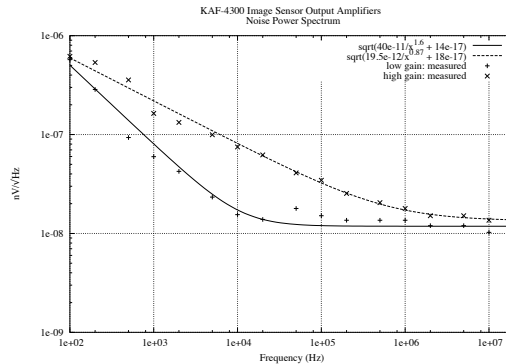


**FIGURE 1.8: Gauche** : Schéma d'un amplificateur de sortie d'un CCD. Source : Janesick (2001). **Droite** : Signal de sortie d'un CCD, montrant le pulse de réinitialisation (le pic le plus élevé), le niveau de référence (le premier plateau après le pic) et le niveau de signal (le deuxième plateau, avant un nouveau pulse de réinitialisation). La fréquence de lecture est de 100kHz.

fonction de la tension sur la gachette (*Gate*). Les variations du courant peuvent être simplement dues à la distribution de Maxwell-Boltzmann de la vitesse des électrons (composante thermique), qui s'apparente au bruit d'une résistance (puisque le MOSFET agit comme une résistance fixe entre sa source et son drain dans ce régime). Ce bruit Gaussien provoque une incertitude sur la tension de sortie du CCD. C'est ce qu'on appelle le bruit de lecture. C'est ce bruit qui, ultimement, définira le plancher de sensibilité du CCD. Quoiqu'il ait une composante thermique, le bruit de lecture n'est que marginalement diminué par le refroidissement du CCD. Le



**FIGURE 1.9:** Schéma de fonctionnement d'un transistor MOSFET. Lorsqu'une tension est appliquée sur la gachette (*Gate*), un courant peut circuler entre la source et le drain. En mode linéaire, l'intensité du courant est fonction de la tension sur la gachette. Source : <http://en.wikipedia.org/wiki/MOSFET>.



**FIGURE 1.10:** Spectre de bruit d'un CCD. On voit la composante du bruit de fluctuation en  $1/f$  à basse fréquence et le bruit blanc à haute fréquence. Source : Kodak.

bruit en tension d'une résistance étant donné par

$$\sigma_v = \sqrt{4kTR\Delta f}, \quad (1.9)$$

où  $R$  est la résistance, et  $\Delta f$  la bande passante (en Hz, c'est un bruit blanc) sur laquelle la mesure est effectuée, la différence entre le bruit de lecture à  $20^\circ\text{C}$  et  $-100^\circ\text{C}$  sera d'environ 30 %.

Le bruit de lecture ne se limite toutefois pas au bruit blanc induit par le MOSFET. Le figure 1.10 montre le spectre du bruit de la sortie d'un CCD. On y voit le bruit blanc, constant en fonction de la fréquence. Une autre composante, qui varie selon  $1/f$ , est visible et s'applique aux basses fréquences. C'est le bruit de fluctuation (*flicker noise*). Principalement, ce sont les trappes à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> de la structure du MOSFET qui sont responsables de l'existence d'un tel bruit. Un courant circule dans cette interface, mais quand des électrons restent prisonnier des trappes, le flot du courant est perturbé. Ces électrons sont relâchés aléatoirement, ce qui crée des fluctuations positives et négatives dans le courant. Les temps caractéristiques de capture et de relâchement des électrons varient énormément selon les trappes impliquées. La réponse fréquentielle de ce bruit en  $1/f$  provient du fait que de plus grandes oscillations peuvent avoir lieu à plus basse fréquence, donc que les trappes ont plus de facilité à accumuler une bonne quantité d'électrons sur une longue période de temps avant de les relâcher. À haute fréquence, ce bruit devient

négligeable et on considère alors que la sortie du CCD est dominée par son bruit blanc.

Le bruit de lecture total du CCD est l'intégrale de son spectre de bruit sur la plage fréquence. On utilise la plupart du temps un filtre passe-bande à la sortie du CCD, ce qui permet de limiter la contribution du bruit de fluctuation à basse fréquence et de limiter le bruit blanc à haute fréquence<sup>e</sup>. Typiquement, le filtre coupe à 2 ou 3 fois la fréquence pixel, donc 20 à 30 MHz pour une fréquence pixel de 10 MHz.

### 1.2.5 Conversion en valeur numérique

Maintenant que les électrons accumulés dans un pixel produisent une tension, cette tension peut plus facilement être convertie en valeur numérique. La tension de sortie de l'amplificateur du CCD est à trois niveaux : un niveau de réinitialisation, un niveau de référence et un niveau de signal (figure 1.8, panneau de droite).

Le niveau de réinitialisation est généré lorsque le condensateur de sortie est vidé. Cette purge est nécessaire pour permettre la lecture des pixels en succession. Ensuite, le niveau de référence provient de la tension générée avant que le condensateur de sortie soit chargé avec les électrons du pixel. Le niveau de référence correspond à un signal de 0 électron. Ensuite, le niveau de signal est généré par la charge des électrons du pixel dans le condensateur.

Le niveau de référence n'est cependant pas stable de pixel en pixel. En effet, le condensateur de sortie ne peut pas se décharger complètement pendant sa réinitialisation (la décharge d'un condensateur est une fonction en  $e^{-t/\tau}$ ). De plus, quelques charges parasites peuvent rester dans le condensateur. Donc, ce qui sera stable en fonction du niveau de signal du pixel (et dans les limites imposées par le bruit de lecture) est la différence entre le niveau de référence (d'où son nom) et le niveau de signal. Pour chaque pixel, le niveau de référence doit être mesuré afin

---

<sup>e</sup>La région passe haut du filtre passe bande permet également de couper la grande tension continue (20–30 V) sur laquelle est superposé le signal de sortie du CCD.

de bien mesurer le niveau de signal. Les circuits qui permettent une telle opération sont appelés des *Correlated Double Sampling* (CDS)<sup>f</sup>.

La tension de sortie du circuit CDS peut maintenant être numérisée par un convertisseur analogique à numérique (*Analog to Digital Converter* : ADC). Il existe plusieurs types de convertisseurs, mais ils sont tous caractérisés par une même contrainte : plus la conversion doit être effectuée rapidement, plus l'incertitude sur cette conversion sera grande. Typiquement, pour les CCD scientifiques, la numérisation se fait sur 14 ou 16 bits (ce qui donne 16384 ou 65536 valeurs possibles). Plus la résolution de l'ADC est grande, plus le temps de conversion sera long. Les ADC sont également caractérisés par leur linéarité différentielle (d'une valeur numérique à l'autre) et intégrale (sur leur plage dynamique complète). Un ADC parfaitement linéaire n'existe pas. Les caractéristiques de linéarité permettront donc de compenser les valeurs numériques générées par l'ADC pour obtenir une réponse linéaire par rapport à la sortie du CCD.

Il arrive souvent qu'un amplificateur discret soit placé entre la sortie du CCD et le circuit CDS. Les performances du circuit CDS et de l'ADC sont généralement optimisées pour une plage dynamique (en tension) bien précise. L'amplificateur discret sert alors à amplifier le signal du CCD pour l'amener dans cette plage optimale. Il peut également ajouter un niveau constant au signal du CCD pour le rendre compatible avec l'ADC (voir section 1.3.1). C'est également l'occasion de filtrer le signal du CCD pour couper les composants fréquentiels indésirables à l'aide, par exemple, d'un filtre passe-bas ou passe-bande.

Les sources de bruit du CCD, de l'amplificateur et de l'ADC sont Gaussiennes. Conséquemment, le bruit total du système sera simplement la somme quadratique de ces sources de bruit. La gamme dynamique finale sera dictée par ce bruit, en valeur numérique, exprimé par rapport au nombre de valeurs numériques possibles

---

<sup>f</sup>Le circuit CDS peut également être implanté numériquement. Dans ce cas, on numérise le niveau de référence et le niveau du pixel, puis on soustrait l'une valeur de l'autre numériquement pour obtenir la valeur du pixel. De ce fait, on augmente le bruit de numérisation d'un facteur  $\sqrt{2}$ .

(16384 pour 14 bits ou 65536 pour 16 bits) selon :

$$G_D = 20 \log \frac{2^N}{\sigma}, \quad (1.10)$$

où  $N$  est la résolution (en bits) de la conversion et  $\sigma$  est le bruit total. Maintenant que le signal est converti en valeur numérique, il n'est plus sujet au bruit<sup>8</sup>.

Lorsque le signal analogique du CCD est converti en valeur numérique, il en résulte qu'une quantité d'électrons  $x$  accumulée sur le CCD donnera une valeur numérique  $y$ . On quantifie le ratio entre ces valeurs par le gain réciproque du CCD, c'est-à-dire sa réponse en unités analogique-numérique/ $\bar{e}$  (*Analog to Digital Unit* : ADU/ $\bar{e}$ ). Ainsi, à partir d'une valeur numérique  $y$ , on peut obtenir facilement la quantité d'électrons, donc de photons, qui correspond à cette valeur numérique.

### 1.2.6 Transfert de la valeur numérique

Les valeurs numérisées doivent être transférées à un ordinateur pour y être conservées. Le débit de données dépend de la taille du CCD, de la vitesse de lecture et de la résolution de l'ADC. Les systèmes d'imagerie rapide ou en continu transmettent généralement les données à mesure qu'elles sont produites ; il n'y a pas de stockage local. Les systèmes construits pour les CCD grand format comportant plusieurs sorties vont plus souvent stocker l'image avant de la transmettre. Le stockage de l'image peut se faire très rapidement (tel est le cas pour Gilmore et al., 2007) et la transmission se fait en différé pendant l'acquisition de l'image suivante.

Il existe plusieurs protocoles de communication qui offrent des débits divers. Ils sont résumés dans le tableau 1.1.

Il existe une différence fondamentale entre les protocoles à arbitrage isochrone et asynchrone. Les protocoles isochrones garantissent le débit de la session. Dans le cas où plus d'un périphérique utilise le lien de communication, chaque session possède son débit garanti. Les arbitrages asynchrones suivent plutôt la loi du premier arrivé,

---

<sup>8</sup>On considère que les systèmes de transmission numérique sont parfaits, c'est-à-dire que leur marge de bruit est suffisamment grande pour la probabilité d'erreur considérée nulle.

TABLE 1.1: Liens de communication

Protocole	Type <sup>1</sup>	Arbitrage <sup>2</sup>	Support	Débit <sup>3</sup>
RS-422	Parallèle, PP	I	Cuivre	320
USB 2.0	Série, PMP	A	Cuivre	~320
Firewire 1394b	Série, PMP	I	Cuivre et optique	~630
Ethernet Gigabit	Série, PMP	A	Cuivre et optique	~800
Cameralink base	Série, PP	I	Cuivre	2040
Cameralink complet	Série, PP	I	Cuivre	6120

<sup>1</sup> PP : Point-à-point. PMP : Point-multi-point.

<sup>2</sup> I : isochrone. A : Asynchrone.

<sup>3</sup> Le débit est exprimé en Mbits/s et correspond à la vitesse maximale de transfert pour une session.

premier servi. Pour les systèmes d'imagerie en continu, il est préférable d'avoir recours aux protocoles isochrones. Ainsi, on s'assure que les images générées pourront toutes être transférées et que le temps de transfert sera connu à l'avance (il sera *garanti* par le protocole). Les protocoles à arbitrage asynchrone peuvent être préférés pour les transmissions d'images en différé, si le temps de transfert d'une image n'est pas une spécification devant être rigoureusement respectée.

### 1.2.7 Récupération et sauvegarde de la valeur numérique

Après le transfert, l'ordinateur peut récupérer l'image pour l'afficher et la stocker. Souvent, les données des caméras astronomiques sont enregistrées en format FITS (*Flexible Image Transport System*, Wells & Greisen, 1979). Le format assure la portabilité des images entre les diverses architectures des ordinateurs (*big endian*, *little endian*, représentation des points flottants en IEEE754-1985), et permet de manipuler les images à l'aide de divers langages de programmation (C, C++, IDL, MatLab, Fortran, Python, LabVIEW, Java, Perl, Mathematica, IGOR, ...).



Le standard FITS permet de stocker avec l'image des métadonnées telles que le nom de l'objet observé, l'heure de l'acquisition, la position du télescope sur la sphère céleste, les paramètres de l'instrument (gain, vitesse de lecture, ...), etc.

## 1.3 Images de calibration

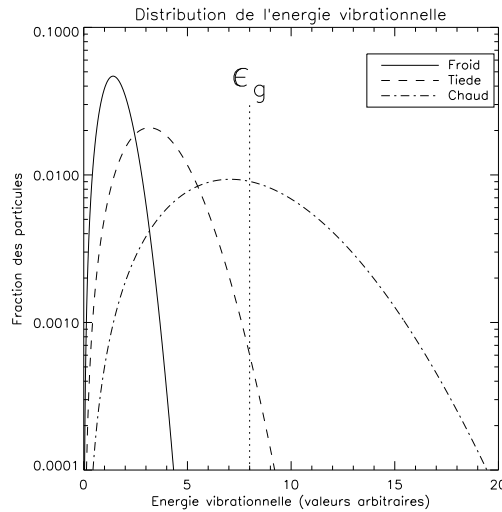
Les images provenant d'un CCD doivent être traitées avant leur utilisation scientifique. Ce traitement permet de compenser les imperfections cosmétiques du CCD et de diminuer la contribution de certaines sources de bruit. Le but est de rendre les pixels comparables entre eux en termes de réponse à la lumière et de supprimer les structures fixes qui sont générées par le CCD.

Le traitement d'une image dite *lumière*, c'est-à-dire une image de l'objet observé, nécessite l'utilisation d'images de calibration qui servent à caractériser le CCD. Ces images sont : l'image biais, l'image noire et l'image flat.

### 1.3.1 L'image biais

L'image biais permet de soustraire des autres images le niveau moyen induit par la chaîne analogique (CCD, amplificateur, ADC). Ce niveau moyen est, en un sens, généré délibérément pour éviter que des valeurs négatives (ou saturées par le bas) soient produites par l'ADC. En effet, même si la réponse du CCD en  $\text{ADU}/\bar{e}$  est connue, le bruit de lecture implique qu'un pixel contenant 0 électron ne produira pas nécessairement une valeur de 0 volt en sortie. Ainsi, une tension négative pourrait être vue par l'ADC. L'ajout d'un niveau moyen au signal du CCD, de l'ordre de 5 à 10 fois le bruit de lecture, permet de transmettre à l'ADC une valeur toujours positive. Ce niveau moyen doit donc être caractérisé et soustrait des images du CCD pour avoir au final  $0 \text{ ADU} = 0 \bar{e}$ .

Le niveau moyen provient également du fait qu'aucun système analogique n'est pas parfait et qu'il serait très difficile d'obtenir une réponse naturelle où 0 ADU



**FIGURE 1.11:** Distribution de l'énergie vibrationnelle en fonction de la température. Plus le matériel est chaud, plus de particules ont suffisamment d'énergie vibrationnelle pour déloger un électron de la bande de valence.  $\epsilon_g$  dénote l'énergie de la bande de valence.

= 0 ē. Le CCD induit naturellement un niveau moyen, parfois négatif, et il doit être compensé en partie dans la chaîne analogique (par l'amplificateur discret, par exemple, pour le rendre positif) puis dans la chaîne numérique.

L'image biais est obtenue en plaçant le CCD dans le noir complet et en le lisant en succession pour produire un temps d'intégration effectif le plus court possible. Ainsi, l'image biais est libre de bruit thermique (voir section 1.3.2).

### 1.3.2 L'image noire

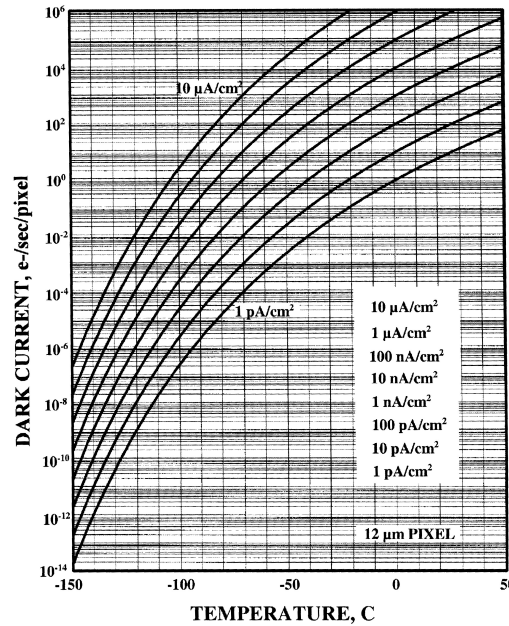
L'image noire permet de soustraire des images la contribution du courant sombre. Ces images sont prises dans le noir complet et le CCD est laissé en intégration pendant un certain temps (typiquement le même temps d'intégration que pour les images lumières).

Le courant sombre est une caractéristique intrinsèque des semi-conducteurs. Il provient de la génération de charges (électrons et trous) par effet thermique. La

vibration des particules (électrons, trous, phonons) dans le Si ayant une distribution de Maxwell-Boltzmann, au-dessus du zéro absolu, certaines particules peuvent avoir une énergie vibrationnelle supérieure à l'énergie de la bande de valence (figure 1.11). Ceci explique la nécessité de refroidir les détecteurs pour diminuer le courant sombre. Dans les détecteurs où la bande de valence est très étroite (les détecteurs infra-rouges, par exemple), il faut abaisser la température davantage pour limiter le courant sombre.

Le bruit thermique a une composante temporelle : plus le CCD sera laissé longtemps en exposition, plus grande sera la quantité d'électrons générée par le courant sombre. Dans un CCD, trois régions sont principalement responsables de la génération du courant sombre :

1. La région de déplétion du CCD. Cette région n'est pas considérée comme étant à l'équilibre thermique puisqu'il n'y a pas de génération de trous et d'électrons. Les charges générées spontanément par les atomes de Si seront repoussées (pour les trous) ou conservées (pour les électrons) dans la région de déplétion. On appelle ce courant sombre le courant sombre de déplétion ;
2. Le volume de Si à l'extérieur de la région de déplétion. Cette zone est exempte de champ électrique et les électrons y sont donc distribués uniformément. Les mouvements des trous et des électrons y sont aléatoires et il en résulte un courant nul. Cependant, l'uniformité de la distribution des trous et des électrons diminue lorsqu'on s'approche de la zone de déplétion. Il est donc possible que certains électrons sautent dans la zone de déplétion et restent prisonniers du puits de potentiel. On appelle ce courant sombre le courant sombre de diffusion ;
3. L'interface Si-SiO<sub>2</sub> (figure 1.3). Cette composante du courant sombre domine toutes les autres. Le processus de génération de ce courant sombre ressemble à un amalgame des deux précédents. Le SiO<sub>2</sub> peut être considéré comme une zone de déplétion en ce sens qu'il n'y a que très peu de charges libres. Les charges générées spontanément peuvent sauter dans le puits de potentiel. On



**FIGURE 1.12:** Courant sombre total d'un CCD possédant des pixels de  $12 \times 12 \mu\text{m}$  en fonction de la température et de la densité de surface du courant, à 300K. Source : Janesick (2001)

appelle ce courant sombre le courant sombre de surface. Il peut être presque complètement supprimé en opérant le CCD en mode inversé (c'est-à-dire que les horloges sont plus négatives que le substrat). L'opération du CCD en mode inversé crée une grande quantité de trous dans l'isolant et les électrons générés spontanément pourront se recombiner avant de pouvoir atteindre la zone de déplétion. Si l'opération en mode inversé permet d'éliminer presque complètement le courant sombre, elle provoque l'apparition d'un bruit supplémentaire : l'injection de charge. Nous y reviendront à la section 1.4.2.

Ainsi, le mouvement des charges par l'effet de la température est le processus qui provoque le courant sombre. En refroidissant le CCD, on minimise le mouvement des charges et on diminue le courant sombre (figure 1.12). Cependant, le courant sombre n'est jamais complètement supprimé, pas plus qu'il n'est parfaitement uniforme. Cependant, puisqu'il est associé à des imperfections de fabrications

(trappes), il est géométriquement stable. Les images noires permettent de soustraire pixel par pixel la contribution du courant sombre. Après soustraction, il ne reste dans un pixel que la contribution du bruit du courant sombre, sa dispersion, qui est dictée par le processus Poissonien de la génération du courant sombre, donc  $\sqrt{d}$ , où  $d$  est le nombre d'électrons de courant sombre mesurés.

### 1.3.3 L'image flat

L'image flat permet de compenser la différence de réponse des pixels à la lumière. Plusieurs facteurs peuvent influencer la réponse d'un pixel, de la réponse intrinsèque d'un pixel due à des imperfections de fabrication, à de la poussière sur la surface du CCD. Il est donc important de la compenser.

L'image flat est obtenue en éclairant uniformément le CCD, idéalement avec une source ayant la même plage spectrale que pour les images lumières. La non-uniformité de la réponse des pixels peut varier en fonction de la longueur d'onde. La réponse relative des pixels est calculée et l'image flat résultante est appliquée à l'image lumière par division. Ainsi, la réponse des pixels de l'image lumière est normalisée.

### 1.3.4 Traitement des images

Le traitement à appliquer aux images brutes (noire, biais, flat et lumière) pour obtenir une image scientifique est résumé par la figure 1.13.

Il est important de constater que le bruit de lecture, qui est présent dans toutes les images, s'additionne quadratiquement au fil du traitement. Ainsi, l'image scientifique, qui subit deux soustractions (lumière-biais-noire) et une division (flat), aura une composante de bruit de lecture deux fois plus élevée que l'image lumière originale. Pour pallier ce problème, il est préférable de créer des images de calibration (noire, biais et flat) à haut rapport SB en moyennant plusieurs de ces images ensemble. Le bruit de lecture dans ces images diminuera par un facteur  $\sqrt{n}$ , où  $n$

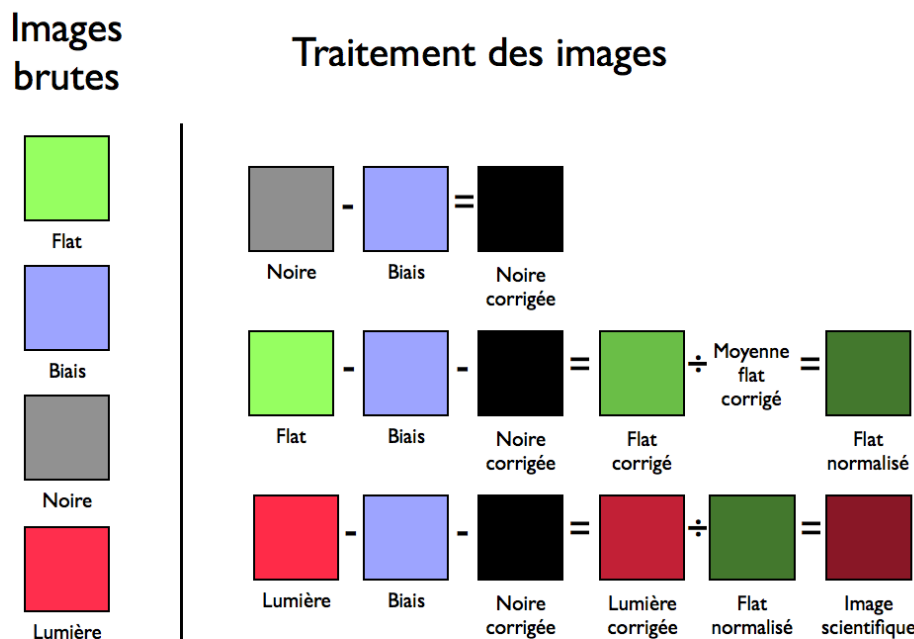


FIGURE 1.13: Traitement appliqués aux images brutes pour obtenir une image scientifique.

représente le nombre d'images moyennées.

Le but du traitement des images est de produire une image dont le rapport signal à bruit sera le plus élevé et dont la valeur scientifique sera la plus grande. Selon les conditions, il se peut que certaines étapes du traitement puissent être omises ou même, qu'elles *doivent* être omises. Par exemple, l'image flat permet de normaliser la réponse des pixels à la lumière. Si l'application scientifique à laquelle l'image est destinée ne demande pas d'avoir une réponse normalisée, il est inutile d'appliquer l'image flat. Elle ne ferait qu'augmenter artificiellement le bruit des pixels dont la réponse est faible tout en diminuant le signal des pixels dont la réponse est forte. Il peut en être de même pour l'image noire. Les CCD refroidis ont un bruit thermique très faible, qui peut être d'un ou deux électrons par pixel par heure. Si, par exemple, le bruit de lecture du CCD est de trois électrons et que l'image a été exposée une dizaine de minutes, la soustraction de l'image noire *augmentera* le bruit total de l'image scientifique puisqu'elle sera dominée par le bruit de lecture.

## 1.4 Le EMCCD

Typiquement, les CCD conventionnels sont limités par le bruit de lecture pour les flux de moins de  $2\sigma^2$  photons/pixel/image et les temps d'intégration de moins de  $\sim 1$  heure. À plus fort flux, le bruit Poissonien domine et, à plus long temps d'intégration, c'est le bruit du courant sombre qui domine. Donc, pour qu'un CCD soit plus sensible à faible flux, le bruit de lecture doit être diminué.

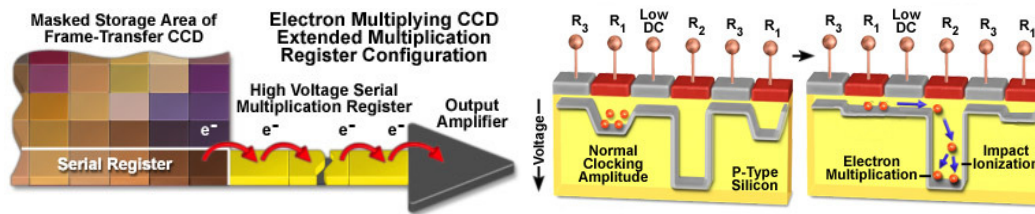
Le EMCCD est un CCD conventionnel auquel un registre horizontal spécial a été ajouté (Madan et al., 1983; Gajar & Burke, 1988; Jerram et al., 2001). Ce registre est placé juste avant l'amplificateur de sortie et est piloté par une horloge à haute tension (30–50 volts). Ce type de CCD permet de diminuer le bruit de lecture effectif, le rendant pratiquement nul (on peut atteindre  $\sigma_{\text{effectif}} < 0.01 \bar{e}$ ).

Ce faible bruit de lecture permet de détecter ce qu'on appelle des *événements isolés* (*single events*), soit des pixels contenant un seul photo-électron. Les EMCCD sont donc des candidats intéressants à considérer pour faire du comptage de photons. Cependant, tel qu'il sera discuté dans les sections suivantes, tout est une question de rapport SB : il n'est pas tout de détecter des événements isolés, il faut également s'assurer que les événements détectés sont bien des photo-électrons et non des électrons de bruit (thermique ou autres).

### 1.4.1 Le registre EM

Le registre EM du EMCCD est un registre horizontal comportant 500 à 600 éléments dans lesquels les électrons accumulés dans un pixel passeront successivement (figure 1.14, panneau de gauche). La différence entre le registre EM et un registre conventionnel est que les électrons ont une certaine probabilité d'être multipliés lors du passage d'un élément à l'autre. La probabilité de multiplication à chaque élément est relativement faible ( $p < 2\%$ ), mais la grande quantité d'éléments produit un gain substantiel au final ( $G = (1 + p)^n$ ).

La multiplication des électrons se fait par ionisation par impact (figure 1.14,



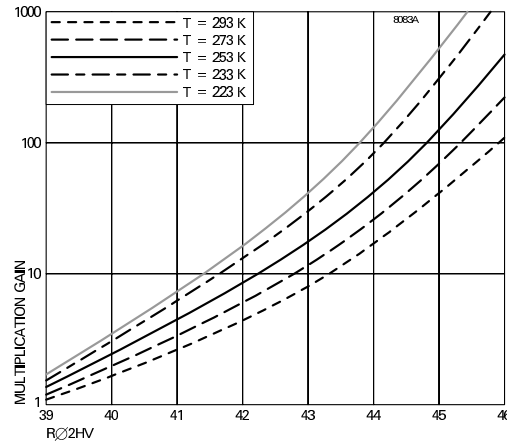
**FIGURE 1.14:** Registre EM d'un EMCCD. **Gauche** : Le registre EM est ajouté entre le registre horizontal conventionnel (*serial register* sur l'image) et l'amplificateur de sortie. Les électrons ( $e^-$ ) passent d'un élément à l'autre du registre EM et ont une chance de générer d'autres électrons par ionisation par impact à chaque transfert. **Droite** : Schématisation du fonctionnement du registre EM. Les électrons (points rouges) contenus sous  $R_1$  sont déplacés vers  $R_2$  lorsque la tension de  $R_1$  tombe. La tension de  $R_2$  étant très grande, le puits de potentiel créé par  $R_2$  est très profond et les électrons y sont accélérés. De l'ionisation par impact peut donc y survenir et de nouveaux électrons peuvent y être créés. Source des images : <http://learn.hamamatsu.com/articles/emccds.html>.

panneau de droite). Dans la figure,  $R_2$  est la phase qui est excitée par l'horloge à haute tension. Lorsque les électrons sont transférés du puits de potentiel sous  $R_1$  à  $R_2$ , ils sont accélérés dans le fort potentiel de  $R_2$  et ont une probabilité d'arracher un électron à un atome de Si par collision. Ce nouvel électron s'ajoutera aux électrons du pixel. Ce processus se répète à chaque élément du registre EM. Après 500 à 600 transferts, la quantité d'électrons aura substantiellement augmenté.

La probabilité de génération d'électrons par impact est une fonction de la tension de l'horloge haute tension lors du transfert des électrons de  $R_1$  à  $R_2$ . Plus la tension de cette horloge est élevée, plus la probabilité de génération d'électrons est grande. Également, à basse température, la mobilité des électrons s'accroît et la probabilité d'ionisation par impact augmente. Typiquement, le gain moyen du registre EM, en fonction de la tension de l'horloge haute tension et de la température, varie tel qu'on le voit à la figure 1.15.

Le gain EM, tel qu'il montré par la figure, est toutefois un gain moyen. Pour chaque pixel qui se présente en sortie du EMCCD, le gain exact qui a été appliqué sur ses charges est impossible à connaître. Cette incertitude provoque une augmentation



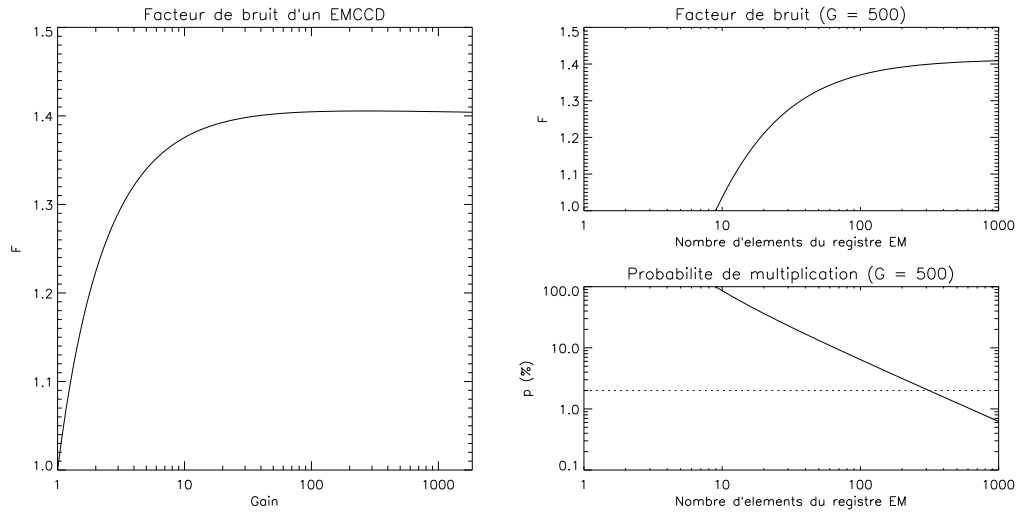


**FIGURE 1.15:** Gain du registre EM en fonction de la tension de la phase haute tension ( $R\phi_{2HV}$ ) et de la température. Source : e2v Technologies.

de la dispersion du signal de sortie. Ce facteur de bruit,  $F$ , est fonction du gain EM, mais atteint rapidement un plafond à  $\sqrt{2}$  pour les gains EM  $> 20$  (Robbins & Hadwen, 2003). L'effet de ce facteur de bruit sur le rapport SB du EMCCD est le même que si son EQ était diminuée de moitié. Des techniques pour diminuer l'impact du facteur de bruit sont discutées aux chapitres 3 et 5.

La figure 1.16 résume le comportement du facteur de bruit du EMCCD. On voit qu'il est impossible d'obtenir un gain EM élevé ( $> 500$ ) tout en ayant un facteur de bruit faible. Pour diminuer le facteur de bruit, le nombre d'éléments constituant le registre EM doit être faible. Cependant, s'il y a peu d'éléments dans le registre EM, la probabilité de multiplication à chaque élément devra être élevée pour produire un gain élevé. Une probabilité de multiplication supérieure à 2% n'est cependant pas réaliste.

Des électrons peuvent également être générés par effet thermique dans le registre EM. En fonction de l'élément où ils sont générés, ils seront plus ou moins amplifiés (par exemple, si un électron est généré à l'élément 300 d'un registre de 500 éléments, son gain moyen en sortie sera de  $G = (1 + p)^{200}$ ). Si la probabilité de génération de ces charges est la même pour tous les éléments du registre EM, le gain moyen

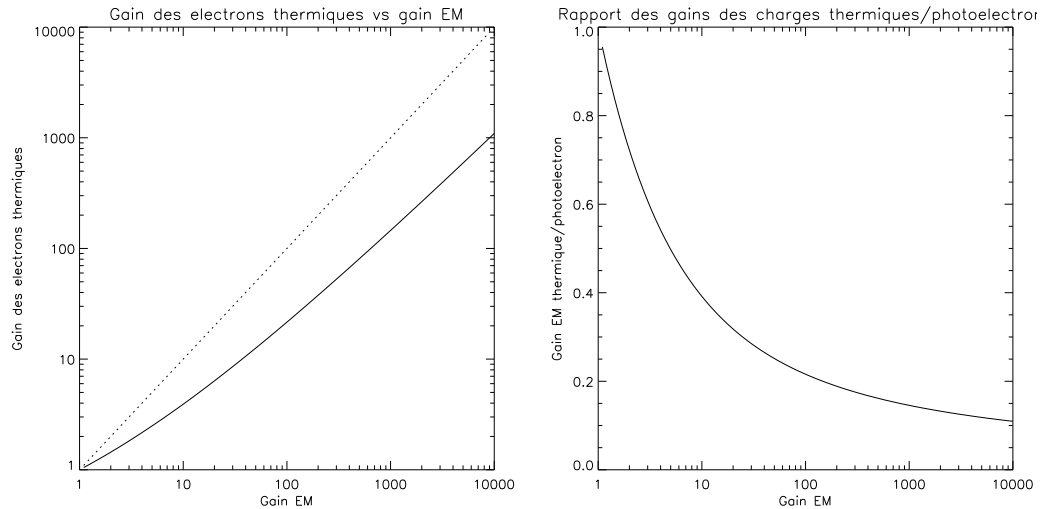


**FIGURE 1.16:** Comportement du facteur de bruit d'un EMCCD. **Gauche :** Pour un EMCCD dont le registre EM a 536 éléments, en fonction du gain EM voulu. On voit que le facteur de bruit,  $F$ , plafonne très rapidement à une valeur proche de  $\sqrt{2}$ . **Droite, en haut :** Pour un gain EM de 500, le facteur de bruit en fonction du nombre d'éléments du registre de multiplication.  $F$  approche  $\sqrt{2}$  dès que le registre fait plus de 100 éléments. **Droite, en bas :** Pour un gain EM de 500, probabilité  $p$  de multiplication nécessaire à chaque élément du registre EM. Il est difficile d'envisager avoir une possibilité de multiplication supérieure à 2 % par élément (trait pointillé). Donc, le registre EM ne pourrait pas être constitué de moins de  $\sim 300$  éléments pour obtenir un gain de 500.

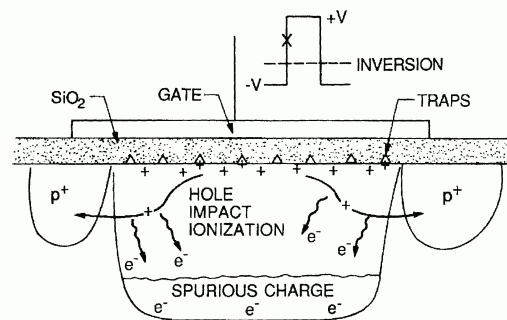
appliqué à ces électrons est approximativement

$$G_{thermique} \simeq G^{3/4}. \quad (1.11)$$

Ainsi, pour un gain EM de 3000, le gain moyen de sortie des charges générées par effet thermique à l'intérieur du registre EM sera d'environ 400. La figure 1.17 montre le rapport entre le gain EM du registre de multiplication d'un EMCCD et le gain moyen qui aura été appliqué sur les charges générées par effet thermique à l'intérieur du registre EM.



**FIGURE 1.17:** Gauche : Gain EM moyen appliqué sur les charges générées par effet thermique dans le registre EM, pour un registre EM de 536 éléments. La ligne pointillée montre le rapport 1 :1. Droite : Le rapport entre le gain total du registre EM et le gain moyen des charges générées par effet thermique à l'intérieur du registre EM.



**FIGURE 1.18:** Génération de charges par ionisation par impact des trous lorsqu'une horloge est sortie de son état d'inversion. Ce processus crée l'injection de charge. Source : Janesick (2001).

## 1.4.2 L'injection de charge

L'injection de charge est une source de bruit qui est souvent négligeable dans les CCD conventionnels modernes. C'est la raison pour laquelle elle n'a pas été abordée à la section 1.3. Cette source de bruit s'apparente au courant sombre (section 1.3.2), à la différence qu'elle n'a pas de composante temporelle. L'injection de charge survient uniquement lors de la lecture du CCD, lorsque les charges sont déplacées par les horloges (figure 1.18). Souvent, dans les CCD conventionnels, l'injection de charge est incluse dans le bruit de lecture. Les deux ne sont pas dissociés<sup>h</sup>. En anglais, on appelle l'injection de charge *Clock Induced Charges*.

L'injection de charge survient lorsqu'une horloge qui était en inversion sort de son état d'inversion. Tel que mentionné à la section 1.3.2, l'inversion provoque l'apparition de trous dans le SiO<sub>2</sub>, avec pour effet que certains trous se retrouvent bloqués dans des trappes<sup>i</sup> à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Lorsque l'horloge est permutée, les trous sont arrachés de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> et peuvent entrer en collision avec des atomes de silicium avec suffisamment d'énergie pour créer une paire trou-électron. L'électron sera emmagasiné dans le puits de potentiel le plus proche, avec les photo-électrons. Il est alors impossible de différencier les uns des autres. Ces électrons provoquent donc l'apparition d'une source de bruit.

L'injection de charge dans les CCD conventionnels est souvent au minimum une dizaine de fois inférieure au bruit de lecture ou du moins suffisamment petite pour être négligeable par rapport au bruit de lecture. Cependant, le cas des EMCCD est différent. Le bruit de lecture étant très bas, l'injection de charge devient proportionnellement beaucoup plus importante. À la limite, lorsque le EMCCD est opéré à haute vitesse, l'injection de charge domine les autres sources de bruit (Daigle et al., 2004), nommément le bruit du courant sombre et le bruit de lecture.

À faible flux et à cadence d'image élevée, l'injection de charge devient rapi-

---

<sup>h</sup>Pour les CCD conventionnels, l'injection de charge est souvent négligeable par rapport au bruit de lecture.

<sup>i</sup>Les trappes sont en fait des défauts de fabrication, mais il est très difficile de les éliminer (Zhang et al., 2002).

dement le facteur limitatif de la sensibilité des EMCCD. Pour rendre les EMCCD vraiment efficaces dans ce régime d'opération, l'injection de charge doit être contrôlée. Elle sera traitée en détail aux chapitres 4 et 5.

Les processus impliqués dans l'injection de charge sont très similaires à ceux impliqués dans la multiplication d'électrons dans le registre EM. Dans le registre EM, des électrons sont créés lorsque des électrons très véloces entrent en collision avec des atomes de Si. L'injection de charge est le résultat de la collision de trous très véloces avec des atomes de Si. Une différence entre l'injection de charge et la multiplication d'électrons est que l'injection de charge peut se produire sur une longue période. Tout le temps passé par une horloge en état hors inversion crée de l'injection de charge. Nous y reviendrons à la section 1.5. Dans cette section, nous verrons également comment les trous et les électrons peuvent être déplacés plus lentement et comment l'injection de charge peut être diminuée.

### 1.4.3 Détermination du gain EM

La valeur du gain EM produit par le EMCCD doit être déterminée avec précision pour bien traiter les images. En effet, afin de retrouver la quantité d'électrons accumulée dans le pixel, le signal de sortie du EMCCD doit être divisé par le gain moyen du registre EM. Contrairement au gain réciproque du CCD (en  $\bar{e}/\text{ADU}$ ), le gain EM est très sensible aux variations de température et à la tension de l'horloge haute tension (figure 1.15). Donc, il est très important qu'il puisse être mesuré fréquemment et facilement.

La probabilité,  $p$ , d'avoir  $x$  électrons à la sortie du registre EM en fonction du gain,  $g$ , et du nombre d'électrons en entrée,  $n$ , est donnée par la fonction suivante (Jerram et al., 2001) :

$$p(x, n, g) = \frac{x^{n-1} e^{-x/g}}{g^n (n-1)!}. \quad (1.12)$$

En utilisant cette équation, il est possible de trouver le gain EM à partir de plusieurs ( $\sim 1000$ ) images noires dominées par l'injection de charge et le courant

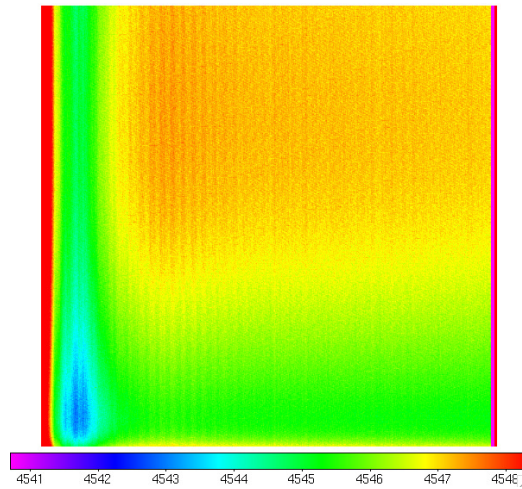
sombre. Ceci permet d'obtenir des images dont le niveau de signal est uniforme et où très peu de pixels auront accumulé plus d'un électron. Typiquement, le flux moyen devrait être inférieur à 0.01 électron/pixel/image pour que la probabilité d'avoir 2 électrons par pixel soit petite (dans ce cas-ci, elle est de 0.005). Ensuite, l'équation 1.12 pourra être ajustée à l'histogramme de ces images pour trouver le gain,  $g$ . La procédure qui permet un tel calcul est décrite aux chapitres 4 et 5.

#### 1.4.4 L'image biais du EMCCD

L'image biais du EMCCD s'obtient différemment de celle d'un CCD conventionnel. Le biais du EMCCD change en fonction du gain EM. Il est donc important de mesurer le biais au même gain EM qui sera utilisé pour les images lumières.

Cependant, à fort gain EM, les électrons générés par le courant sombre et l'injection de charge faussent la mesure du biais. Par conséquent, il est impossible de simplement prendre plusieurs images et d'en faire la moyenne pour obtenir une image biais : l'image biais serait alors polluée par les électrons d'injection de charge et de courant sombre. Il faut plutôt superposer les images et en extraire l'histogramme de distribution de chaque pixel. On peut ensuite ajuster une fonction Gaussienne à la distribution pour supprimer les électrons d'injection de charge et de courant sombre. La position du centre de la Gaussienne donnera alors la valeur du biais de ce pixel. Ainsi, il est possible de reconstruire une image biais sans qu'elle ne soit affecté par l'injection de charge et le courant sombre.

L'obtention d'une image biais à haut rapport SB est capitale pour le traitement des images EM. L'image biais étant dominée par le bruit de lecture réel du EMCCD (le gain EM n'a pas d'effet puisqu'il n'y a pas de signal dans l'image biais), on doit utiliser autant d'images noires pour construire l'image biais qu'il y a d'images lumières à traiter avec cette image biais. Dans le cas contraire, le bruit de l'image biais dominerait les images lumières, faussant la photométrie des images scientifiques résultantes. Donc, si 100000 images lumières sont à traiter (ce qui est typique d'une observation d'une heure à 30 images par seconde), 100000 images noires doivent



**FIGURE 1.19:** Image biais d'un EMCCD de  $512 \times 512$  pixels. L'échelle est en ADU et le bruit de lecture est de  $\sim 15$  ADU. 80000 images noires ont été utilisées pour produire cette image biais. L'image a été lue de la gauche vers la droite et du bas vers le haut.

être traitées pour obtenir l'image biais. Il en va ainsi des images noires utilisées pour soustraire le courant sombre. La figure 1.19 montre une image biais d'un EMCCD. Plusieurs petites structures sont visibles et sont largement en deçà du bruit de lecture (qui est de  $\sim 15$  ADU). Il y a également un gradient considérable de  $\sim 5$  ADU de visible dans l'image. Sans une image biais à haut rapport SB, ces structures s'accumuleraient dans les images scientifiques et fausseraient les données.

## 1.5 Le pilotage d'un CCD

Dans les sections précédentes, il a été avancé que le bruit causé par l'injection de charge dans un EMCCD dominait le bruit de courant sombre et le bruit thermique. Ainsi, pour augmenter la sensibilité d'un EMCCD, en termes de rapport SB, il est de mise de s'attaquer à l'injection de charge.

Dans une application d'imagerie à faible flux, très peu d'électrons sont collectés et le transfert des charges à travers le CCD se fait surtout par la diffusion thermique

et par l'effet de superposition du champ (section 1.2.3 ; la répulsion mutuelle ne peut s'appliquer sur un seul électron !). Un des buts à atteindre lors du pilotage d'un CCD est d'obtenir une bonne ETC. On peut comparer l'effet de la diffusion thermique à la superposition du champ pour le déplacement des électrons en prenant l'exemple d'une électrode de  $8\mu\text{m}$ . Pour atteindre une ETC de 0.99999 par diffusion thermique à température ambiante, par les équations 1.3 à 1.5, le temps requis sera de

$$K_{DT} = 0.0259 \times 1350 = 35\text{cm}^2/\text{sec}$$

$$\tau_{DT} = (8 \times 10^{-4})^2 / (2.5 \times 35) = 7.37 \times 10^{-9}$$

$$ETC = 0.99999 = 1 - e^{-t/\tau_{DT}} \Rightarrow t \simeq 84\text{ns.}$$

L'ETC due à la superposition du champ est fonction de  $\Delta V_E$ , la différence de potentiel entre les deux électrodes. Puisqu'il n'y a que très peu d'électrons, leur charge a un effet négligeable sur la différence de potentiel. À l'aide des équations 1.6 à 1.8, on peut calculer le temps nécessaire à l'obtention d'une ETC de 0.99999 pour une différence de potentiel de 12V entre deux électrodes pour un pixel de  $1 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$ <sup>j</sup> :

$$E_{min} = \frac{2.09 \times 12 \times 1.04 \times 10^{-12}}{(8 \times 10^{-4})^2 \times 3 \times 10^{-8}} = 4075\text{V/cm}$$

$$\tau_{SC} = \frac{8 \times 10^{-4}}{2 \times 1350 \times 4075} = 7.3 \times 10^{-11}$$

$$ETC = 0.99999 = 1 - e^{-t/\tau_{SC}} \Rightarrow t \simeq 0.84\text{ns.}$$

Même si on a mal estimé la valeur de  $C_{MOS}$ , on voit que le temps de transfert par superposition du champ est très rapide par rapport à la diffusion thermique. Dans le cas des CCD à fréquence de lecture élevée (tel est le cas du EMCCD), ce sera à peu de choses près uniquement ce processus qui sera responsable du déplacement des charges.

---

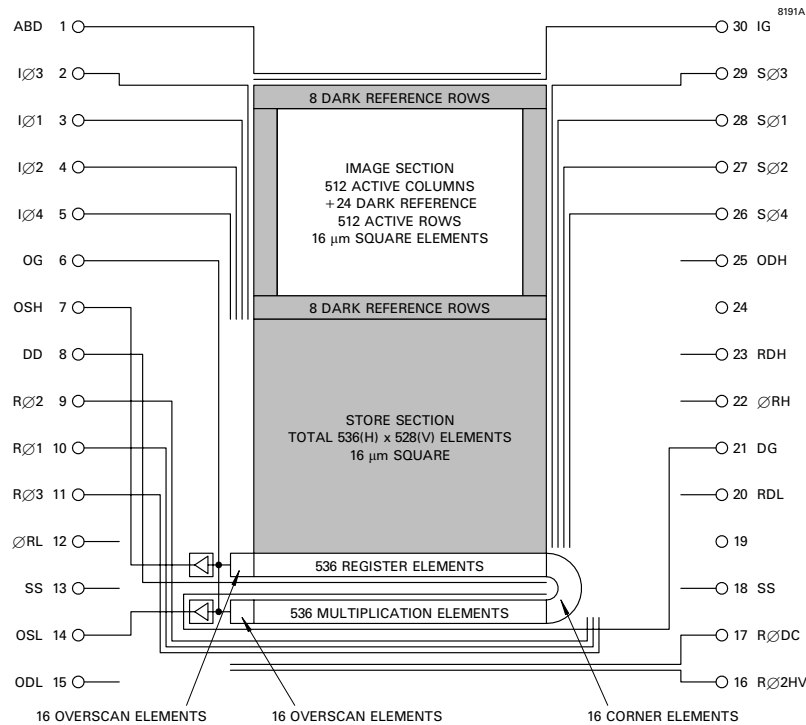
<sup>j</sup>La valeur exacte pour le EMCCD en question n'est pas connue. On utilise ici une valeur dérivée de la capacité du pixel de 130kē.



Maintenant, on sait que l'injection de charge est générée principalement lorsqu'une horloge est permutée et sortie de son état d'inversion (e2v technologies, 2004). Les trous qui s'accumulent à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> pendant la période d'inversion sont accélérés lorsque l'horloge sort de son état d'inversion, provoquant de l'ionisation par impact (figure 1.18). Très peu de littérature concernant les processus physiques impliqués dans la génération de l'injection charge existe, mis à part le chapitre 7.1.2 de Janesick (2001). On peut cependant supposer que :

- Plus une horloge sortira rapidement de son état d'inversion, plus les trous à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> seront déplacés rapidement et plus grande sera la possibilité d'ionisation par impact. Ainsi, l'injection de charge sera inversement proportionnelle au temps de transition de l'horloge ;
- Plus une horloge passera du temps hors inversion, plus grande sera la quantité de trous qui pourront migrer et créer de l'ionisation par impact. De ce fait, l'injection de charge sera en partie proportionnelle au temps passé hors état d'inversion et conséquemment, pour les horloges carrées, inversement proportionnelle à la fréquence d'opération ;
- Plus le niveau d'une horloge en état hors inversion sera élevé, plus la vitesse de variation de l'horloge (en V/ $\mu$ s) devra être élevée pour une fréquence donnée. De plus, le plus fort champ créé par l'horloge de grande amplitude en état hors inversion attirera plus de trous, et plus rapidement. Donc, l'injection de charge sera inversement proportionnelle au niveau maximum de l'horloge.

Il peut sembler y avoir plusieurs contradictions dans ces suppositions : pour diminuer l'injection de charge, le EMCCD doit être opéré le plus rapidement possible tout en ayant des vitesses de variation des horloges les plus lentes possible. De plus, il faut générer des horloges dont les niveaux maximums sont les plus bas possible, ce qui a pour conséquence de dégrader l'ETC. Cependant, on a vu plus haut que le transfert des électrons est beaucoup plus rapide que nécessaire. Le temps disponible pour transférer les électrons est de quelques dizaines de ns,



**FIGURE 1.20:** Schéma d'un EMCCD montrant toutes les connexions. Source : e2v Technologies.

alors que le temps requis pour le transfert est de l'ordre du ns. On dispose donc de beaucoup plus de temps pour transférer les électrons d'une électrode à l'autre que le temps que requiert le processus de superposition des champs. Ainsi, on pourrait ralentir les transitions des horloges sans perdre d'ETC tout en diminuant l'injection de charge.

### 1.5.1 Les horloges

Le pilotage d'un EMCCD nécessite la génération de plusieurs horloges et signaux. La figure 1.20 montre le schéma de connexion du EMCCD 512×512 CCD97 utilisé dans le cadre de cette thèse. Le CCD97 est divisé en 4 sections :

- Section image. La partie du haut, en blanc sur la figure 1.20. C'est cette section

qui est sensible à la lumière et qui accumule les électrons pendant l'exposition ;

- Section d'entreposage. La partie centrale, en gris sur la figure 1.20. Cette section est cachée de la lumière et sert d'entreposage pour faire la lecture du CCD pendant qu'une autre image est accumulée ;
- Le registre horizontal conventionnel. Il est situé juste en dessous de la zone d'entreposage ;
- Le registre horizontal haute tension. Il est situé sous le registre horizontal conventionnel.

Les connexions au CCD sont les suivantes :

- $I\phi_1, I\phi_2, I\phi_3, I\phi_4$  : Horloges pour effectuer un déplacement vertical des électrons de la zone image ;
- $S\phi_1, S\phi_2, S\phi_3, S\phi_4$  : Horloges pour effectuer un déplacement vertical des électrons de la zone d'entreposage ;
- $R\phi_1, R\phi_2, R\phi_3, R\phi_{2HV}$  : Horloges pour effectuer un déplacement horizontal des électrons.  $R\phi_1$  et  $R\phi_3$  sont communes aux registres horizontaux conventionnel et haute tension.  $R\phi_2$  est unique au registre conventionnel et  $R\phi_{2HV}$  est unique au registre haute tension ;
- $\phi_{RL}$  et  $\phi_{RH}$  : signal de remise à zéro du condensateur de l'amplificateur de sortie du registre haute tension et conventionnel, respectivement ;
- DG : Horloge pour vider le CCD (*Dump Gate*) ;
- ABD, OG, DD, SS, ODL, IG, ODH, RDH, RDL,  $R\phi_{DC}$  : Tensions continues ;
- OSL et OSH : Signaux de sortie du CCD, pour le registre haute tension et conventionnel, respectivement.

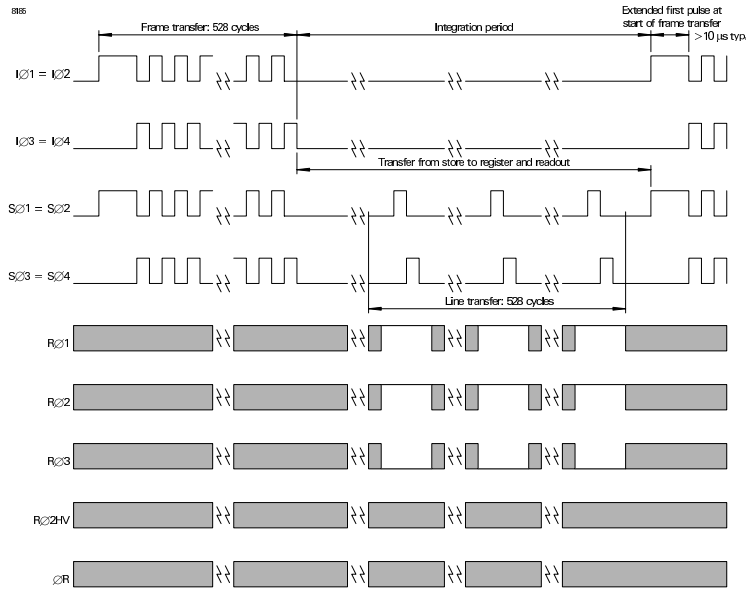


FIGURE 1.21: Patron d’horloges à produire pour faire le transfert vertical sur le CCD97. Source : e2v Technologies.

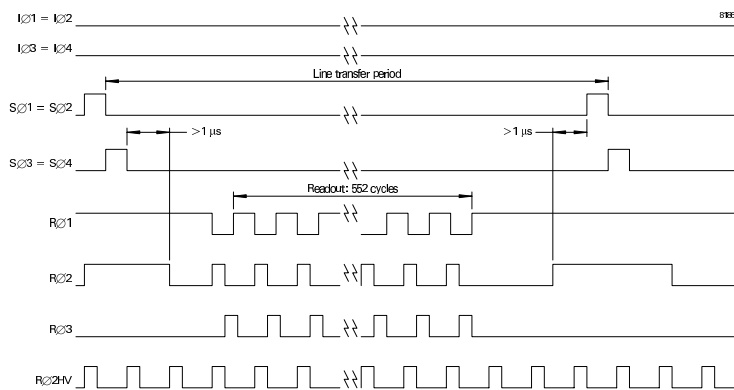
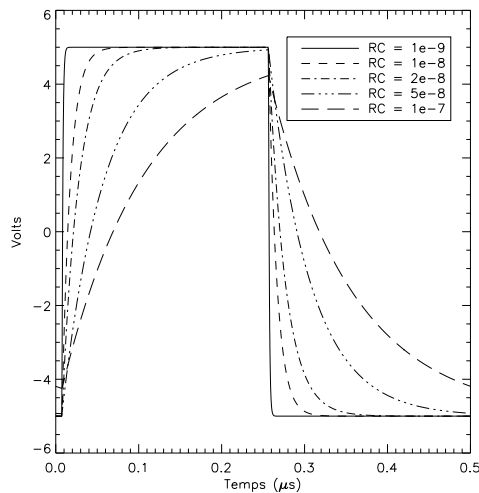


FIGURE 1.22: Patron d’horloges à produire pour faire le transfert horizontal sur le CCD97. Source : e2v Technologies.



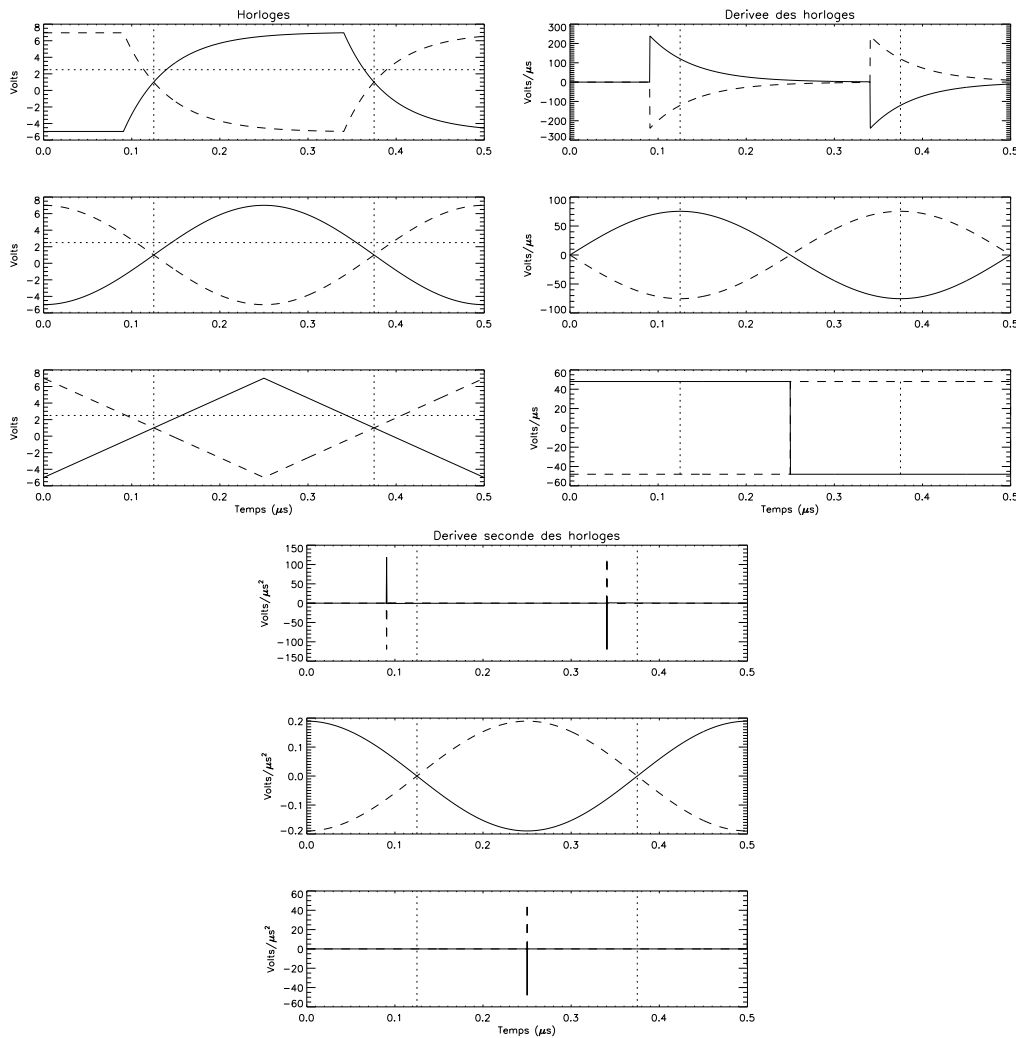
**FIGURE 1.23:** Horloges produites par un circuit RC. Les différentes courbes montrent les tensions produites par un circuit fonctionnant à 2 MHz la constante du circuit RC est telle qu'indiquée dans la légende. L'horloge ayant une constante  $RC = 10^{-7}$  a un temps de réaction trop lent et ne parvient pas à atteindre sa pleine amplitude en 25 ns.

Les horloges à générer pour effectuer les transferts verticaux et horizontaux sur le CCD97 sont respectivement montrées aux figures 1.21 et 1.22.

Les contrôleurs de CCD conventionnels (tels que les SDSU, Leach et al., 1998 ou ARC<sup>k</sup>) génèrent habituellement des horloges à deux niveaux. Les tensions hautes et basses des horloges sont déterminées au démarrage du contrôleur. La vitesse de variation des horloges est fixée par la limite imposée par l'amplificateur de puissance et elle peut être diminuée par un circuit résistance-condensateur (RC) placée en série avec le CCD. Un tel circuit, qui est en fait un filtre passe-bas, produit des horloges dont la forme est reproduite à la figure 1.23.

Le filtrage RC des horloges d'un CCD est souvent appelé *wave shaping*. Il existe également un filtrage naturel qui est créé entre l'impédance de sortie de l'amplificateur, la résistance naturelle du CCD et la capacité du CCD. Le filtrage est une nécessité : il doit exister un chevauchement des horloges pour que les électrons

<sup>k</sup><http://www.astro-cam.com/>



**FIGURE 1.24: En haut à gauche** : Deux horloges à 2 MHz, d'une amplitude crête à crête de 10V, déphasées de 180°, sont montrées dans chaque panneau. L'horloge carrée (en haut) a une constante  $RC = 5 \cdot 10^{-8}$ . Les lignes pointillées verticales montrent les moments où les deux horloges se croisent. Les lignes pointillées horizontales montrent le niveau d'inversion. **En haut à droite** : Dérivée des horloges du panneau de gauche. Les lignes pointillées verticales montrent les moments où les deux horloges se croisent. On voit que, pour une même amplitude et une même fréquence, les horloges triangulaire et sinusoïdale produisent une vitesse de variation de 4 à 5 fois moins élevée que l'horloge carrée. On voit que dans le cas de l'onde carrée et l'onde triangulaire, la dérivée est discontinue. **En bas** : Dérivée seconde des horloges. Les lignes pointillées verticales montrent les moments où les deux horloges se croisent. L'accélération des horloges carrée et triangulaire est très forte par rapport à l'horloge sinusoïdale.

aient le temps de passer d'un puits de potentiel à l'autre (figure 1.24, panneau de gauche). Cette méthode de formatage des signaux est suffisamment efficace pour que les CCD conventionnels parviennent à produire de l'injection de charge à des niveaux négligeables par rapport au bruit de lecture. Pour les EMCCD, cependant, il semble qu'un taux d'injection de charge de l'ordre de 0.008 électron/pixel/image<sup>1</sup> soit l'extrême limite qui puisse être atteinte avec le filtrage RC des horloges, tout en conservant une ETC potable (nous y reviendrons à la section 5.3.3).

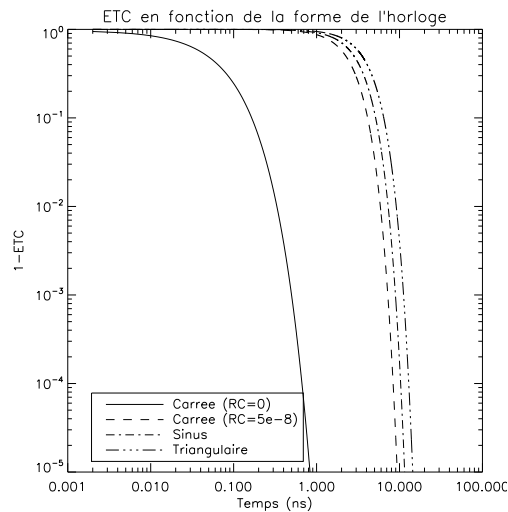
L'inconvénient majeur de ce type de filtrage est que, tel que montré par le panneau de droite de la figure 1.24, la vitesse de variation des horloges a un pic très élevé, malgré que le temps de montée des signaux soit grand (le temps de montée est souvent défini comme étant le temps que prend le signal à passer de 10 à 90 % de sa valeur maximale). Dans le cas de l'horloge carrée de cette figure, il est de l'ordre de 175ns. En fait, pour une opération à 2 MHz, les horloges carrées de la figure 1.24 ne pourraient pas avoir des vitesses de variation plus basses ; les horloges n'auraient pas le temps d'atteindre leurs valeurs maximales et minimales entre deux périodes (c'est le cas de l'horloge ayant une constante RC de  $10^{-7}$  dans la figure 1.23). De plus, si on désire changer la vitesse de la lecture du CCD, la vitesse de variation des horloges restera toujours la même puisque les paramètres du filtre sont fixés par la valeur de la résistance et du condensateur. Ils ne peuvent pas être changés rapidement.

D'un autre côté, les horloges carrées passent plus de temps en état hors inversion que leurs équivalents sinusoïdal et triangulaire (les lignes pointillées horizontales du panneau en haut à gauche de la figure 1.24 montrent le niveau d'inversion). Tel que décrit à la section 1.5, le temps passé hors inversion est proportionnel à la quantité d'injection de charge générée.

Le panneau en haut à droite de la figure 1.24 montre qu'une horloge sinusoïdale diminue d'un facteur  $\sim 4$  la vitesse maximale de variation pour une même amplitude et une même fréquence. En variant moins rapidement, l'horloge sinusoïdale pourrait

---

<sup>1</sup>Valeur obtenue par Andor avec les caméras iXon, pour le CCD97. Dans la littérature, il n'existe aucune mesure inférieure à celle obtenue par les caméras Andor.



**FIGURE 1.25:** ETC en fonction de la forme des horloges. Les paramètres du pixel sont les mêmes que ceux utilisés à la section 1.5 et les horloges sont celles présentées à la figure 1.24. On voit qu'il n'y a qu'une différence marginale entre l'horloge carrée ayant une constante RC de  $5 \times 10^{-8}$  et l'horloge sinusoïdale. Pourtant, l'horloge sinusoïdale nécessite une vitesse de variation maximale 4 fois inférieure à celle de l'horloge carrée. Bien entendu, les données de cette figure négligent complètement les imperfections des pixels qui pourraient dégrader l'ETC. Le seul processus de transfert de charge pris en compte est l'effet de superposition du champ.

produire moins d'injection de charge. On peut se demander quel est l'effet de la forme de l'horloge sur l'ETC. La figure 1.25 montre l'ETC en fonction de la forme de l'horloge et du temps. La différence d'ETC entre l'horloge carrée dont la constante de temps RC est de  $5 \times 10^{-8}$  et l'horloge sinusoïdale est marginale : toutes deux atteignent une ETC de 0.99999 en moins de 15ns. Cette simulation est pour une horloge à 2 MHz. Le temps que les électrons ont pour passer d'une électrode à l'autre est de l'ordre de 250 ns. En théorie, donc, l'horloge sinusoïdale devrait produire la même ETC que l'horloge carrée.

Cependant, les contrôleurs conventionnels de CCD sont incapables de produire des horloges sinusoïdales. Pour tester si d'autres formes d'horloges pourraient diminuer l'injection de charge, un nouveau contrôleur de CCD est nécessaire.



# Chapitre 2

## Un nouveau contrôleur de CCD

Le facteur limitatif des contrôleurs conventionnels de CCD est qu'ils ne peuvent générer que des horloges à deux niveaux (donc carrées) et leur fréquence de rafraîchissement est limitée (typiquement, 20–40 MHz). Dans le cadre de cette thèse, un nouveau contrôleur de CCD a été construit. Ce contrôleur, appelé CCCP pour *Contrôleur de CCD pour compter des photons*<sup>a</sup>, est principalement optimisé pour piloter des EMCCD. Cependant, les caractéristiques d'un contrôleur pour piloter un EMCCD étant plus exigeantes que pour un CCD conventionnel, ce nouveau contrôleur peut également piloter des CCD conventionnels.

### 2.1 Caractéristiques

Les deux caractéristiques principales qui différencient ce nouveau contrôleur des contrôleurs conventionnels sont qu'il permet de générer des horloges à 4096 niveaux différents (entre -15 et +15V) et qu'il a un taux de rafraîchissement de 10 ns (100 MHz). Grâce à ce contrôleur, la forme des horloges envoyées au CCD n'est plus limitée aux signaux carrés atténués par un circuit RC. Il est possible de générer des horloges de forme totalement arbitraire, dont le niveau est mis à jour à chaque

---

<sup>a</sup>L'acronyme est également valable en anglais : *CCD Controller for Counting Photons*.

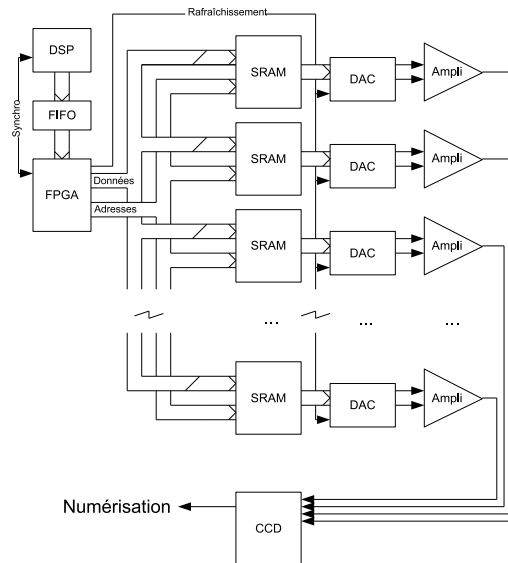


FIGURE 2.26: Architecture simplifiée du contrôleur CCCP.

10 ns.

Le défi majeur que représente un tel contrôleur réside dans le débit de données qui doit être généré. Pour piloter un EMCCD, on doit générer 15 horloges ( $I\phi 1-4$ ,  $S\phi 1-4$ ,  $R\phi 1-3$ ,  $R\phi 2_{HV}$ ,  $\phi_{RL}$ ,  $\phi_{RH}$  et DG). Pour générer 4096 niveaux par horloge, chaque horloge doit être construite à partir de 12 bits ( $2^{12} = 4096$ ). À ces données, on doit ajouter environ 16 bits pour diverses synchronisations (numérisation, capture d'image, ...). Si on veut rafraîchir toutes les horloges à chaque 10 ns, le contrôleur doit pouvoir générer en continu  $\sim 20$  Gigabits par seconde. Ce débit de données est largement supérieur à ce qui peut être généré en temps réel par un seul processeur (normalement, c'est un DSP qui accomplit cette tâche dans les contrôleurs de CCD).

## 2.2 Architecture

Une nouvelle architecture de contrôleur a été développée pour pallier ce manque. Elle est représentée à la figure 2.26. Pour chaque horloge qui doit être générée, ce

contrôleur possède une mémoire (une SRAM : *Static Random Access Memory*), un DAC (*Digital to Analog Converter*) et un amplificateur de puissance. Le DAC est directement relié au bus de données de la mémoire. Les bus d'adresse de toutes les mémoires sont reliés ensemble (les mémoires voient toutes la même adresse en même temps). Le bus d'adresse est relié à un FPGA (*Field Programmable Gate Array*). C'est le FPGA qui génère les adresses. Un bus de données commutable relie les mémoires entre elles. Le bus de données est également relié au FPGA. Le FPGA est piloté par un DSP (*Digital Signal Processor*) à travers une mémoire FIFO (*First In, First Out*). Le DSP est relié à un ordinateur de contrôle (l'ordinateur n'est pas montré sur la figure 2.26).

Au démarrage du contrôleur, le DSP envoie au FPGA les données qui doivent être emmagasinées dans les SRAM. Le FPGA écrit alors dans chaque SRAM les données qui devront être transmises au DAC pour générer une horloge. Chaque mot de 12 bits écrit dans la SRAM représente le niveau d'une horloge à un temps donné (pour une période de 10 ns). Ensuite, pour piloter le EMCCD (nettoyage, exposition et lecture), le DSP indique au FPGA les adresses qu'il doit générer pour que les DAC produisent les bons patrons d'horloges. Lorsqu'une nouvelle adresse se présente en entrée des SRAM, celles-ci commutent sur leur bus de données la donnée contenue à cette adresse. Ensuite, ces données sont chargées dans les DAC de manière synchrone par le signal de rafraîchissement généré par le FPGA. Ainsi, les DAC sont tous mis à jour en même temps. Les DAC traduisent la valeur numérique en valeur analogique (dans ce cas-ci, le signal généré est un signal en courant 0–20 mA différentiel) qui est transmise à l'amplificateur de puissance. L'amplificateur de puissance amplifie ce signal en courant et en tension (sur une plage de +/- 15V qui peut piloter une charge de 350mA) pour l'envoyer au CCD.

Le patron d'horloges que doit générer le contrôleur est très répétitif. Par exemple, pour lire une ligne d'un CCD de 512×512 pixels, on doit générer 512 fois le même patron. Dans les mémoires, une seule répétition de ce patron est conservée. Lorsque le DSP indique au FPGA de lire une ligne du CCD, il lui dit en fait « Répète 512 fois le patron d'horloges présent entre l'adresse  $x$  et l'adresse  $y$  ». La communication

entre le DSP et le FPGA est ainsi minimisée. Si le patron d'horloges se répète à un rythme de 10 MHz, le patron sera constitué de 10 mots (chaque mot est rafraîchi tous les 10 ns, ce qui produit un patron de 100 ns, donc 10 MHz). Ainsi, chaque horloge aura un maximum de 10 niveaux distincts. Pour un patron se répétant à un rythme de 2 MHz, le patron sera constitué de 50 mots, donc on comptera 50 niveaux distincts par horloge. Pour chaque niveau généré, il est possible de choisir l'un des 4096 niveaux disponibles. Sur une plage de +/- 15V, ceci signifie que le niveau des horloges peut être déterminé à une précision de 7 mV à chaque 10 ns.

Les patrons d'horloges à générer pour lire le CCD sont construits avec un logiciel sur l'ordinateur de contrôle. Lorsque les patrons sont définis, ils sont écrits dans le DSP. Lors du démarrage du contrôleur, le DSP charge les patrons qui lui ont été donnés dans les mémoires. Ce n'est pas le DSP qui génère les patrons proprement dits. Il ne fait que charger dans les mémoires les patrons qui lui ont été donnés par le logiciel.

Le fonctionnement du contrôleur tel que décrit précédemment a été largement simplifié. Par exemple, tous les aspects de numérisation des données du CCD et du transfert à l'ordinateur de contrôle ont été négligés. Ces aspects sont très ressemblants à ceux d'un contrôleur conventionnel de CCD et il n'était pas pertinent de les décrire ici.

## 2.3 Génération des horloges

Grâce à ce nouveau contrôleur, il est maintenant possible de générer des horloges de forme arbitraire, plutôt que d'être limité par des horloges carrées dont les fronts sont atténués par des circuits RC. Tel que montré par le panneau de droite de la figure 1.24, une horloge sinusoïdale a l'avantage de produire une vitesse de variation 4 fois moins grande pour une même fréquence et une même amplitude. La figure 2.27 montre des horloges sinusoïdales à 2 MHz telles que générées par le contrôleur. On remarque qu'il est possible d'ajuster le niveau haut et bas des

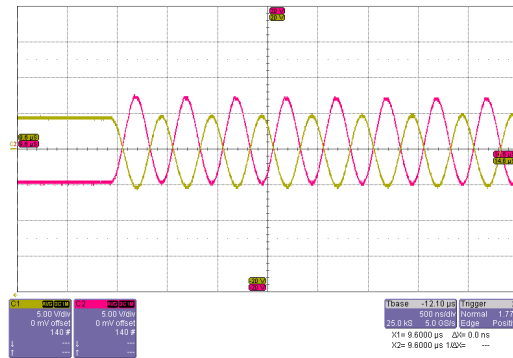
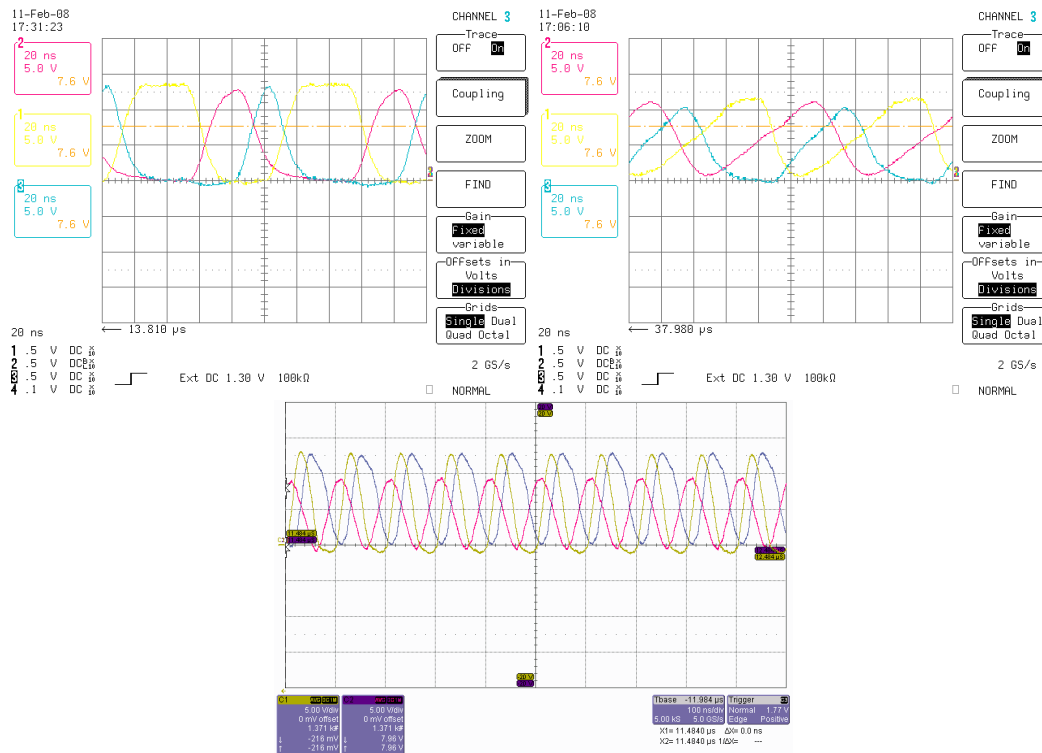


FIGURE 2.27: Horloges verticales sinusoïdales à 2 MHz générées par CCCP. On voit ici  $I\phi_2$ , en jaune et  $I\phi_3$ , en rouge.

horloges de manière indépendante. Seulement deux horloges sont montrées sur la figure.

Il est maintenant possible de générer différents patrons d'horloges, à différentes fréquences, pour mesurer la quantité d'injection de charge générée. À la lumière des résultats présentés au chapitre 6, il semblerait que le taux d'injection de charge soit proportionnel à la vitesse de variation des horloges au moment du transfert des électrons d'un élément à l'autre du registre vertical. Ce transfert s'effectue aux alentours du croisement des deux horloges (figure 1.24, lignes pointillées), modulo la tension créée par les électrons présents dans le puits de potentiel. Ce comportement s'expliquerait par le fait que la vitesse des électrons (et des trous) dans le Si est proportionnelle à la vitesse de variation des horloges (c'est l'effet de superposition du champ qui agit à ce moment, tel qu'il est expliqué à la section 1.2.3). Plus les horloges varient rapidement, plus les charges sont déplacées rapidement et plus grande est la probabilité d'ionisation par impact.

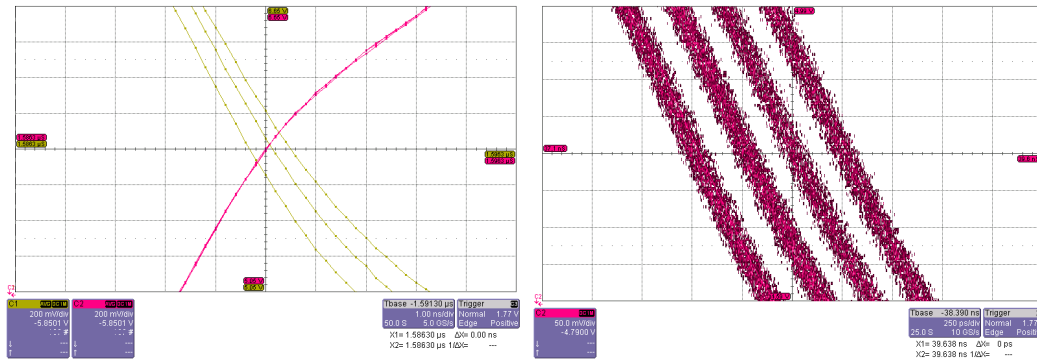
La figure 2.28 montre des exemples d'horloges horizontales à 10 MHz qui peuvent être générées. Le panneau du bas montre les horloges horizontales qui génèrent le moins d'injection de charge. Ces dernières ont été déterminées en partie par expérimentation : à partir d'horloges sinusoïdales, la forme des horloges a été lentement modifiée et des mesures d'injection de charge et d'ETC ont été effectuées



**FIGURE 2.28:** Horloges horizontales à 10 MHz générées par CCCP. **En haut :** Trace jaune :  $R\phi_1$ , trace rouge :  $R\phi_2$  et trace bleue :  $R\phi_3$ . **À gauche :** Horloges carrées. **À droite :** Horloges triangulaires asymétriques. **En bas :** Trace bleue :  $R\phi_1$ , trace rouge :  $R\phi_2$  et trace jaune :  $R\phi_3$ . Horloges à contenu fréquentiel limité.

à chaque fois.

Il est à noter que l'horloge  $R\phi_2$  a une amplitude moindre que  $R\phi_1$  et  $R\phi_3$ . Puisque  $R\phi_1$  et  $R\phi_3$  sont communes aux registres horizontaux conventionnel et haute tension, elles doivent avoir une amplitude suffisamment élevée pour assurer un bon transfert des charges dans le registre haute tension, là où il y a beaucoup d'électrons. Cependant,  $R\phi_2$  est unique au registre conventionnel (elle est remplacée par  $R\phi_{2HV}$  dans le registre haute tension). Puisqu'il n'y a pas de gain d'appliqué dans ce registre, la quantité d'électrons à transporter est toujours moindre. Donc,  $R\phi_2$  peut avoir une amplitude inférieure de 4 volts à  $R\phi_1$  et  $R\phi_3$  tout en conservant l'ETC et en diminuant l'injection de charge. Tel qu'il est discuté aux chapitres 4 et 5, l'injection de charge est maintenant dominée par les transferts horizontaux.



**FIGURE 2.29:** Résolution temporelle et en tension de CCCP par interpolation. **Gauche :** Les trois courbes jaunes montrent des ajustements par pas de 50 niveaux consécutifs. La courbe en rouge montre une horloge de référence. **Droite :** Précision absolue des horloges, pour des ajustements successifs de 50 niveaux.

Une optimisation intéressante à apporter aux EMCCD serait d’avoir deux paires d’horloges  $R\phi 1$  et  $R\phi 3$  qui seraient chacune unique aux registres conventionnel et haute tension. Ainsi, les horloges du registre conventionnel pourraient avoir une amplitude moindre et générer moins d’injection de charge.

## 2.4 Résolution temporelle et en tension

Une caractéristique très importante des horloges multi-niveaux est qu’elles permettent de faire de l’interpolation entre les pas du contrôleur. La précision de la tension à laquelle deux horloges se croisent joue un rôle très important pour l’ETC et la quantité d’injection de charge générée (Jack & Dyck, 1976).

Le panneau de gauche de la figure 2.29 montre l’effet d’une telle interpolation. Par interpolation entre deux pas de 10 ns, il est possible d’obtenir une résolution temporelle de l’ordre de 5 ps sur le moment où deux horloges se croisent ou sur le moment où une horloge atteint une certaine tension. La tension de croisement peut être ajustée à environ 2 mV près. Bien entendu, 5 ps est la résolution théorique que permet d’atteindre le contrôleur. Le panneau de droite de la figure 2.29 montre l’éparpillement de l’horloge. Chaque trace est l’accumulation de plusieurs mesures

où la forme de l'horloge est restée stable. La largeur de chaque trace est de l'ordre de 100 ps, ce qui est la résolution de l'oscilloscope (10 Giga échantillons par seconde). Donc, l'horloge du contrôleur est plus précise que le système d'amorce de l'oscilloscope utilisé pour faire la mesure. Pour l'instant, il n'est pas possible de mesurer la précision exacte de l'horloge du contrôleur, faute d'instrumentation suffisamment précise. On peut cependant affirmer que la précision est sensiblement inférieure à 100 ps.

Peu importe que la précision réelle des horloges de CCCP soit de 5 ou 50 ps, une telle précision serait impossible à obtenir avec un contrôleur conventionnel de CCD. Pour obtenir une résolution temporelle de 50 ps, il serait nécessaire d'avoir un système dont la fréquence de rafraîchissement serait de 20GHz !

## 2.5 CCCP : Le contrôleur de CCD pour compter les photons

Le design de CCCP a commencé à l'automne 2005. Depuis, il a été produit en 5 exemplaires, sous 3 versions différentes.

### 2.5.1 CCCPv1.0

Cette version prototype de CCCP a été construite entre l'automne 2005 et l'été 2007. À l'origine, ce contrôleur a été conçu pour piloter la caméra haute résolution du 3D-NTT (voir annexe C.1.2 pour plus de détails sur cet instrument). Ce prototype a permis de confirmer que le contrôleur, dont l'architecture est montrée à la figure 2.26, était fonctionnel, atteignait la performance voulue (pas de temps de 10 ns) et permettait de générer des horloges de forme arbitraire avec la précision voulue. La version 1.0 a permis de confirmer que le meilleur contrôle de la forme des horloges permettait de diminuer le bruit d'injection de charge du EMCCD tout en augmentant l'ETC. Les articles présentés aux chapitres 4, 5 et 6 ont été rédigés à



partir des données obtenues avec CCCPv1.0.

Cette version est divisée en 3 plaquettes électroniques (PCB) :

- Un PCB séquenceur. Le séquenceur comprend le DSP, le FIFO, le FPGA, les SRAM et les DAC (figure 2.26). Le signal différentiel produit par les DAC est envoyé au PCB détecteur par 4 connecteurs inter-PCB. Le séquenceur génère également les signaux numériques de synchronisation pour la numérisation du signal de sortie et la capture d'image. Ces signaux sont propagés aux autres PCB par un autre connecteur inter-PCB. Finalement, les données numérisées transitent entre le PCB détecteur et le PCB communication par un autre connecteur inter-PCB. Le PCB séquenceur possède une mémoire de type *flash* qui permet d'entreposer toutes les données et tous les paramètres permettant la lecture d'un CCD ;
- Un PCB détecteur. Ce PCB comprend les amplificateurs (figure 2.26), qui amplifient le signal différentiel généré par les DAC du PCB séquenceur. De plus, c'est ce PCB qui génère l'horloge haute tension pour le registre EM, génère les tensions continues nécessaires au bon fonctionnement du CCD et numérise le signal de sortie du CCD. La numérisation est faite sur 16 bits par un *Analog Front-End* (AFE), un circuit qui fait le traitement CDS et la numérisation jusqu'à une fréquence pixel de 12.5 MHz. L'horloge haute tension pour piloter le registre EM d'un EMCCD est produite par résonance. On fait résonner une inductance avec la capacité de la phase haute tension du EMCCD. Le résultat est une horloge haute tension sinusoïdale. La tension haute et basse de l'horloge haute tension est programmable ;
- Un PCB communication. Ce PCB reçoit les données numérisées par le PCB détecteur, les couple avec les signaux de synchronisation de la capture d'image générés par le PCB séquenceur et les transmet sur un bus parallèle différentiel RS-422 (voir tableau 1.1).

Quoi que fonctionnel, ce prototype comporte plusieurs lacunes :

- Il y a beaucoup trop de connecteurs inter-PCB : au total, on en compte six entre le PCB séquenceur et le PCB détecteur. Ces connecteurs sont fragiles et le contact électrique n'est pas toujours bon. Ces nombreux connecteurs créent un stress mécanique s'ils ne sont pas parfaitement alignés et peuvent causer de mauvaises connexions ;
- Le signal analogique généré par les DAC du séquenceur doit passer à travers les connecteurs inter-PCB pour atteindre les amplificateurs. Ces connecteurs peuvent induire de faibles variations de l'intensité des signaux et faire varier l'amplitude et le point zéro des signaux ;
- Il est impossible de faire évoluer cette architecture pour piloter un EMCCD qui aurait, par exemple, deux sorties ou qui nécessiterait des horloges supplémentaires. Le contrôleur ne peut pas produire plus de 14 horloges analogiques et ne peut pas numériser plus d'une sortie de CCD ;
- La résolution de 10 ns pour la génération de l'horloge haute tension, nécessaire au pilotage du registre EM, n'est pas tout à fait suffisante. Le processus de résonance étant asynchrone au reste du contrôleur, il n'est pas possible de synchroniser parfaitement le moment où l'horloge atteint son niveau maximal avec les autres horloges. Avec une meilleure résolution temporelle sur l'horloge haute tension, une meilleure ETC pourrait être obtenue ;
- La tension du substrat du CCD (VSS) est très difficile à stabiliser, particulièrement lorsque le CCD est opéré à grande vitesse. Toutes les horloges ont un couplage capacitif à VSS et VSS est également une référence pour la tension de sortie du CCD. Donc, le bruit sur VSS se répercute dans le bruit de lecture du CCD ;
- L'interface de communication RS-422 n'est plus supportée de nos jours. Les cartes de capture d'image qui supportent le RS-422 sont de plus en plus rares. Dans la plupart des applications, le RS-422 a été remplacé par le CameraLink. Le choix du RS-422 avait été fait pour limiter les coûts : une carte de capture

d'image RS-422 était disponible et permettait ainsi d'éviter l'achat d'une nouvelle carte ;

- Seules les tensions continues VSS et PDC sont programmables. Les autres sont ajustables par une résistance variable sur le PCB, mais elles demandent une manipulation pour être changées.

### 2.5.2 CCCPv2.0

La version 2.0 du contrôleur est issue d'une collaboration avec l'équipe du *Brazilian Tunable Filter Imager*. L'instrument BTFI nécessite deux caméras EMCCD. Après avoir pris connaissance de l'existence de CCCPv1.0, l'équipe du BTFI a décidé de piloter ses puces EMCCD avec CCCP plutôt que de s'en remettre aux contrôleurs Arc (typiquement, les CCD du SOAR sont pilotés par des contrôleurs Arc).

Les nombreuses lacunes de CCCPv1.0 ont justifié la conception d'une nouvelle version du contrôleur, qui allait servir autant au BTFI qu'au 3D-NTT. Les principales différences entre les deux contrôleurs sont les suivantes :

- Le contrôleur, dans sa version minimale, ne nécessite plus que deux PCB pour piloter une puce EMCCD : un PCB séquenceur et un PCB détecteur ;
- La communication inter-PCB se fait par seulement 2 connecteurs. La communication est purement numérique et tous les signaux à haute vitesse sont transmis sous forme différentielle (pour minimiser les effets du bruit) ;
- Le PCB séquenceur comprend le DSP, le FIFO, le FPGA, et l'interface de communication ;
- L'interface de communication par défaut est passée au protocole CameraLink (voir tableau 1.1). Cette interface est intégrée au PCB séquenceur ;
- La lecture du CCD peut être synchronisée à des signaux externes (exposition, lecture) et le séquenceur peut piloter un obturateur ;

- Le PCB détecteur comprend les SRAM, les DAC, les amplificateurs de puissance, le générateur de l'horloge haute tension, les générateurs de tensions continues et la numérisation du signal de sortie du CCD ;
- Le PCB détecteur possède 2 AFE : la numérisation du signal de sortie du CCD peut se faire à une résolution de 16 bits pour une fréquence pixel inférieure à 12.5 MHz (premier AFE) où à 14 bits pour une fréquence pixel jusqu'à 30 MHz (deuxième AFE) ;
- Toutes les tensions continues sont programmables ;
- La tension du substrat du CCD peut être virtuelle. Dans ce mode, on branche VSS du CCD à la masse et on compense toutes les autres horloges et les tensions continues en conséquence. Par exemple, si on veut  $VSS=4.5V$  avec un VSS virtuel, on abaissera toutes les tensions des horloges et des tensions continues de 4.5V ;
- La valeur maximale de l'horloge haute tension, qui détermine le gain du registre EM d'un EMCCD, est ajustable synchroniquement avec la lecture du CCD. On peut donc lire une section du EMCCD à un certain gain et une autre section à un autre gain, ou lire une image à un certain gain et une autre à un autre gain, en alternance, de manière continue ;
- La résolution temporelle de l'horloge haute tension est passée à 1ns. Toutes les autres horloges ont conservé leur résolution temporelle de 10 ns ;
- Le PCB séquenceur peut piloter jusqu'à 4 PCBs détecteurs pour piloter un EMCCD qui posséderait jusqu'à 4 sorties ;
- Un PCB communication peut être ajouté si un protocole différent de Camera-Link est souhaité ;
- D'autres PCB peuvent être ajoutés au contrôleur pour effectuer des tâches diverses. Jusqu'à 6 autres PCB peuvent être utilisés de manière synchrone avec les PCBs détecteurs. Un exemple d'un tel PCB serait un PCB de numérisation

à haute vitesse qui permettrait de prendre plusieurs lectures par pixel pour ensuite les traiter et diminuer le bruit de lecture effectif du CCD (Starr et al., 2004; Gach et al., 2004a).

Cette version du contrôleur a été produite en 3 copies. Deux copies ont été livrées à l'équipe du BTFI en octobre 2008 et une version sera utilisée pour le 3D-NTT.

### 2.5.3 CCCPv2.1

Cette nouvelle version de CCCP est utilisée par Photon etc. pour produire des caméras EMCCD complètes<sup>b</sup> (figure 2.30). Le CCD de ces caméras est refroidi par effet Pelletier. Des modifications ont été apportées à la version 2.0 du contrôleur pour faciliter une telle intégration :

- Des lignes de communication ont été ajoutées entre le DSP du PCB séquenceur et les connecteurs inter-PCB pour permettre l'ajout d'un contrôleur de température ;
- Un signal produit par le PCB séquenceur a été ajouté pour permettre à un bloc d'alimentation à découpage de fonctionner synchroniquement avec la lecture du CCD, ce qui permet de diminuer le bruit de lecture ;
- Les signaux de synchronisation externes (exposition, lecture) et la commande de l'obturateur sont isolés par des coupleurs optiques.

Après la conférence SPIE 2008 à Marseille, dont l'article et le poster sont présentés à la section 4, la NASA a contacté la compagnie Photon etc. pour connaître la disponibilité commerciale de CCCP. Une copie du contrôleur, version 2.1, a ainsi été vendue à la NASA. Elle a été livrée en mai 2009 (figure 2.31).

---

<sup>b</sup>Photon etc. (<http://www.photonetc.com>) est associée à cette thèse et au projet du contrôleur CCCP par le biais d'une bourse à incidence industrielle du Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie (CRSNG)



FIGURE 2.30: Image 3D de conception assistée par ordinateur de la caméra EMCCD développée par Photon etc. inc. qui utilise le contrôleur CCCP.



FIGURE 2.31: Photo de la version du contrôleur CCCP, tel que vendu à la NASA en mai 2009.

# Chapitre 3

## Facteur de bruit du EMCCD

### Introduction à l'article

Le facteur de bruit du EMCCD est très contraignant : son effet est le même que si l'EQ du CCD était réduite de moitié (Robbins & Hadwen, 2003). Certains auteurs ont proposé des méthodes *a posteriori* de traitement des images pour tenter de réduire le facteur de bruit du EMCCD (Lantz et al., 2008; Basden et al., 2003).

Dans l'article qui suit, présenté à la conférence SPIE sur les télescopes et l'instrumentation astronomique, qui a eu lieu à Orlando du 24 au 31 mai 2006, le facteur de bruit du EMCCD est étudié. La technique de Basden et al. (2003) est testée et sa performance est présentée. Une méthode pour calculer le gain d'un EMCCD est également présentée.

Cet article était accompagné d'un poster. Le poster est reproduit à la figure 3.1.

Contribution : 100% rédaction, 100% simulations et traitement des données.

6276-52

## Faint flux performance of an EMCCD

Olivier Daigle<sup>a,b,\*</sup>, Claude Carignan<sup>a</sup>, Sébastien Blais-Ouellette<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de physique, Université de Montréal, C.P.6128 Succ. Centre-Ville, Montréal, QC, Canada, H3C 3J7  
<sup>b</sup> Photon etc., 5155 Decelles Avenue, Pavillon J.A Bombardier, Montreal, Quebec, Canada, H3T 2B1

### Abstract

Thorough numerical simulations were run to test the performance of three processing methods of the data coming out from an electron multiplying charge coupled device (EMCCD), or low light level charge coupled device (L3CCD), operated at high gain, under real operating conditions. The effect of read-out noise and spurious charges is tested under various low flux conditions (0.001 event/pixel/frame <  $f$  < 20 events/pixel/frame). Moreover, a method for finding the value of the gain applied by the EMCCD amplification register is also developed. It allows one to determine the gain value to an accuracy of a fraction of a percent from dark frames alone.

Figure 1: Effective noise factor induced by the multiplication process, using different processing methods.

Figure 2: Effect of the read-out noise on the fraction of detected photons, for a gain of 5000. Left panel: 0e read-out noise. Right panel: 50e read-out noise.

### Simulations

The simulation process is divided into four sections:

- The generation of the pixel's signal. This includes the photon's signal as well as the spurious charges generated during the vertical transfer;
- The journey of the pixel's charge into the EMCCD multiplication register;
- The simulation of the output amplifier's noise that is added to the multiplied pixel's charge;
- The digital processing of the output signal to try to recover the amount of input photons.

The simulation of the charges into the EMCCD multiplication register is expanded as follows:

- The electrons contained into a pixel are loaded into the first stage of the multiplication register;
- Every electron is given the probability  $p = g^{n-1}$ , where  $g$  is the mean gain of the EM register of  $n$  elements, of being multiplied;
- For every electron that is multiplied, another electron is added to the pool of electrons;
- The resulting electrons are loaded into the next stage of the multiplication register and the algorithm loops to step 2 until all the elements of the multiplication were passed through;
- At the end, the amount of electrons corresponds to the output value of the multiplication register.

Various output processing strategies were tested. For low fluxes, the behaviour of the single threshold method is tested (photon counting; PC). A cut-level that is  $5.5\sigma$  above the read-out noise is used.

Then, for higher fluxes, the behaviour of the Poisson probability (PP) thresholding scheme described in [2] is tested. This processing strategy was developed to minimize the noise factor of the EMCCD induced by the multiplication register.

### References

- O. Daigle, J.-L. Gach, C. Guillaume, C. Carignan, P. Balard and O. Boissin, "L3CCD results in pure photon counting mode", in *Optical and Infrared Detectors for Astronomy*, J. D. Garnett and J. W. Beletic, eds., pp. 219-227, Sept. 2004.
- A. G. Basden, C.A. Haniff, and C. D. Mackay, "Photon counting strategies with low-light-level CCDs", *MNRAS* **345**, pp. 985-991, Nov. 2003.

Figure 3: Simulated relative SNR of an EMCCD, compared to a perfect photon counting system, for a read-out noise of 50e, a mean spurious charge of 0.06e/pixel/frame at a mean gain of 5000.

### Determination of the gain

The gain is a value that is not readily available when processing data coming from an EMCCD. The spurious charges can be used to calculate the mean gain of the EMCCD amplification register. The following algorithm can be used to recover the gain value.

The gain is first estimated by finding the mean value of the pixels that have a value greater than  $5.5\sigma$ . Then, the spurious charge level seen on the CCD is estimated by simply dividing the mean value of all the pixels by the gain found. These two approximated values are then refined by an iterative process:

- The threshold applied will cause the loss of the events. The amplitude of this loss is estimated by 
$$p(x < th) = \sum_{x=1}^{\infty} \frac{e^{-x} x^{x-1}}{g}$$
 where  $th$  is the threshold expressed in electrons and  $g$  is the approximated gain. The estimated signal level may then be corrected for these lost events.
- Even at low signal values, there are slight chances that a Poissonian process will generate more than one event into a single pixel. This can be compensated with 
$$g = \frac{f}{\alpha}$$
 which gives  $g$ , the proportion of counted events for a Poissonian process generating  $\alpha$  events per interval. Then, the signal amplitude,  $f$  found at step 1 may be corrected with the value of  $g$  found.
- Finally, a new gain may be calculated by using the corrected signal amplitude of step 2 and by simply dividing the mean value of all the pixels by this new signal amplitude. Then, one may loop to step 1 to calculate an increasingly accurate gain. The signal amplitude estimate,  $f$ , used to iterate must be the one calculated as a first approximation.

This algorithm can determine the gain of the EMCCD to a fraction of a percent accuracy. In fact, the achievable accuracy is of the order of 
$$\eta \simeq \sqrt{\frac{\sigma}{n_c}}$$
 where  $n_c$  is the total detected charges and  $\sigma$  is the read-out noise.

### Simulation results

Figure 1 shows the effect of the different processing methods to the output signal, for a mean gain of 5000. The PC processing allows one to get rid of the noise factor induced by the multiplication process at the price of losing events at high fluxes. The analogic processing behaves as expected: the noise factor of the multiplication process, at high gains, is 2%. The PP processing [2] does not produce the expected effect of reducing the noise factor.

Figure 2 shows that for the PC strategies, the photon count is reduced by the threshold applied.

Figure 3 shows the real SNR resulting from the processing strategies.

FIGURE 3.1: Affiche présenté à la conférence SPIE 2006 de Orlando.



## Faint flux performance of an EMCCD

Olivier Daigle<sup>a,b</sup>, Claude Carignan<sup>a</sup>, Sébastien Blais-Ouellette<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-Ville, Montréal, QC, Canada, H3C 3J7;

<sup>b</sup> Photon etc., 5155 Decelles Avenue, Pavillon J.A Bombardier, Montréal, Québec, Canada, H3T 2B1.

### Abstract

Thorough numerical simulations were run to test the performance of three processing methods of the data coming out from an electron multiplying charge coupled device (EMCCD), or low light level charge coupled device (L3CCD), operated at high gain, under real operating conditions. The effect of read-out noise and spurious charges is tested under various low flux conditions (0.001 event/pixel/frame  $< f < 20$  events/pixel/frame). Moreover, a method for finding the value of the gain applied by the EMCCD amplification register is also developed. It allows one to determine the gain value to an accuracy of a fraction of a percent from dark frames alone.

**Keywords:** Astronomical instrumentation, EMCCD, L3CCD, IPCS

### 3.1 Introduction

The advent of electron multiplying charge coupled devices (EMCCD) allows one to apply a gain to the pixel's charge before it reaches the noisy output amplifier (Jerram et al., 2001). Sub-electron read-out noise levels are thus reachable. However, this kind of signal amplification comes to a price: the stochastic multiplication process induces a noise on the gain level that renders impossible to determine the exact gain that has been applied to a pixel's charge. This statistical

behaviour thus adds a noise factor that reaches a value of  $2^{1/2}$  at high gains (Robbins & Hadwen, 2003). The effect on the signal-to-noise ratio (SNR) of the system is the same as if the quantum efficiency (QE) of the CCD would be halved.

Some signal processing techniques may allow one to overcome this noise and recover the full silicon QE of the CCD. Simulations are run to test the behaviour of different processing techniques. The simulations and their results are presented in section 3.2.

Throughout the processing of the signal coming out of an EMCCD, the mean gain of the EM register is a key value that has to be determined with a high accuracy if one wants to acquire absolute photometric information with such a device. In section 3.4, an algorithm is developed so that the real gain of the EMCCD can be calculated through the processing of dark frames alone.

## 3.2 Simulations

Thorough numerical simulations are run to properly understand the effect of the multiplication register on the pixel signal. This enables the optimization of the signal processing in order to recover the original pixel's value. Simulations concentrated mostly on low fluxes, 20 photons/pixel/frame being the highest flux simulated.

The simulation process is divided into four sections:

1. The generation of the pixel's signal. This includes the photon's signal as well as the spurious charges generated during the vertical transfer;
2. The journey of the pixel's charge into the EMCCD multiplication register;
3. The simulation of the output amplifier's noise that is added to the multiplied pixel's charge;
4. The digital processing of the output signal to try to recover the amount of

input photons.

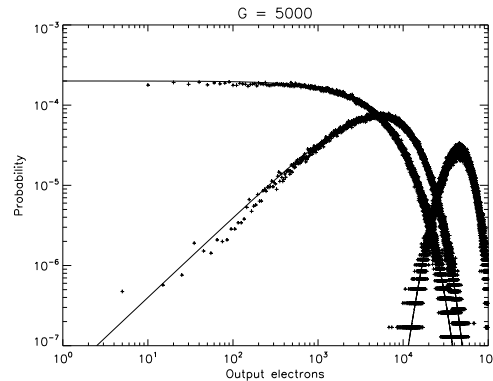
### 3.2.1 Generating the pixel's signal

The generation of the pixel's signal involves generating a Poissonian flux of a given intensity. Then, if one wants to simulate the behaviour of the spurious charges, a Poissonian intensity of spurious charges is generated for every pixel. The simulations cover only the frame interval and not the time interval. Thus, these simulations do not take into account the dark signal, which have a time component. As for the spurious charges, only the clock induced charges (CIC) are simulated, which have a frame component.

### 3.2.2 Simulating the multiplication register

The simulation of the EMCCD multiplication gain is done as follows. If one wants to simulate a multiplication register of  $n$  elements having a mean gain of  $g = \bar{G}$ , a probability of multiplication of  $p = g^{1/n} - 1$  must be used for every element of the register. Then, the multiplication register is expanded as follows:

1. The electrons contained into a pixel are loaded into the first stage of the multiplication register;
2. Every electron is given the probability  $p$  of being multiplied;
3. For every electron that is multiplied, another electron is added to the pool of electrons;
4. The resulting electrons are loaded into the next stage of the multiplication register and the algorithm loops to step 2 until all the elements of the multiplication were passed through;
5. At the end, the amount of electrons corresponds to the output value of the multiplication register.



**Figure 3.2:** Simulated (crosses) and theoretical (plain lines) output values of an EMCCD multiplication register of 536 elements for a mean gain of 5000. The plotted values are for one, two and ten input electrons (leftmost to rightmost curve). The simulated values were binned into 10 output electrons bins. The hatched appearance of the simulation results at low probability comes from the amount of iterations of the simulations. The generation of more events would be required to overcome this.

The algorithm have been cross-checked with the theoretical output value of the multiplication register of an EMCCD, which is

$$p(x, n, g) = \frac{x^{n-1} e^{-x/g}}{g^n (n-1)!}, \quad (3.1)$$

where  $x$  and  $n$  are respectively the output and input values and  $g$  is the mean gain. The results are shown in figure 3.2. One could argue that there is no need of generating simulated output values for simulating the real behaviour of an EMCCD. However, this approximation is not valid for large  $n$ , as explained in Basden et al. (2003). Thus, one would prefer to do the full simulations in order not to be affected by the approximation.

### 3.2.3 Generating the read-out noise

The simulation of the output amplifier's noise is just a matter of adding a noise with a normal distribution, that has a standard deviation value of the actual read-out noise, to the output value of the multiplication register. This value is considered

as the one being read by the analog to digital converter. This value is then handed over to the digital processing routines.

### 3.2.4 Processing the digitalized signal

Various output processing strategies are tested. First, for low fluxes, the simulations focus on the performance of the single threshold method (photon counting: PC), where the pixels are considered as being binary: the output is interpreted as being the result of one input photon or none. This method is extensively described in Daigle et al. (2004). Throughout the simulations, a cut-off level of  $5.5\sigma$  above the read-out noise is used.

Then, for higher fluxes, the behaviour of the Poisson probability (PP) thresholding scheme described in Basden et al. (2003) is tested. This processing strategy was developed to minimize the noise factor of the EMCCD induced by the multiplication register. The simulations allow one to test this affirmation. This multi-threshold scheme uses different threshold boundaries steps. These values are recopied in table 3.1 for convenience (taken from table 1 of Basden et al. (2003)).

Threshold	Boundary	Threshold	Boundary
1	0.71	7	6.97
2	1.89	8	7.98
3	2.93	9	8.98
4	3.95	10	9.98
5	4.96	11	11.0
6	5.97	$n \geq 11$	$n$

**Table 3.1:** Threshold boundaries in units of mean gain, for the PP thresholding strategy (Basden et al., 2003).

Finally, a scheme where the amount of photons is simply taken as being the output value divided by the mean gain is tested. This is often referred to as the *analogic mode*.

### 3.2.5 Optimization

The simulation of the multiplication register being the most CPU demanding task (especially at high gain), a pool of output values of the multiplication register were pre-generated for many input pixel's values, for different mean gains. That is, a million output values were generated for an input of 1 electron and 10000 output values for an input of 100 electrons, with every input values in between. These output values were then stored into a file. Later, when the output value of the multiplication register is needed for a given input value, (between 0 and 100 electrons), it is just a matter of randomly picking a value that was already computed. This proved to substantially speedup the simulations. The amount of pre-generated output values was high enough not to affect the simulation results. No more than half of the pre-generated output values were used for every simulation.

## 3.3 Simulation results

The simulations were done using different parameters for the read-out noise and the spurious charges. The simulations are run with these values:

1. Read-out noise 0 electron, spurious charges 0 electron/pixel/frame. This first simulation allows one to see the effect of the electron multiplication process and the processing alone. It is a good indicator as which of the processing methods are best suited for a given flux;
2. Read-out noise 50 electrons, spurious charges 0 electron/pixel/frame. This second simulation allows one to check how the thresholding of the read-out noise performs;
3. Read-out noise 50 electrons, spurious charges 0.06 electron/pixel/frame. This third simulation is run to simulate the real behaviour of an EMCCD, knowing that the spurious charges will be an important source of noise.

In order to analyse the simulations, the effective noise factor (ENF) induced by the different digital processings is considered. The ENF is simply defined as

$$ENF = \frac{\sigma_{out}}{\sigma_{in}}, \quad (3.2)$$

where  $\sigma_{out}$  and  $\sigma_{in}$  are the standard deviations of the output signal and input signal, respectively. The input signal is always considered as being the photon flux, so it always has a standard deviation of  $\sqrt{f}$ , where  $f$  is the mean flux in photon/pixel/frame.

Next, the *misfit*, the mean error that a processing method induces, is computed. It is defined as

$$M = \frac{\sum_i (n_i - y_i)^2}{\sum_i n_i}, \quad (3.3)$$

where  $n_i$  is the signal input (Poissonian photons) and  $y_i$  is the photon count as determined by the processing method.

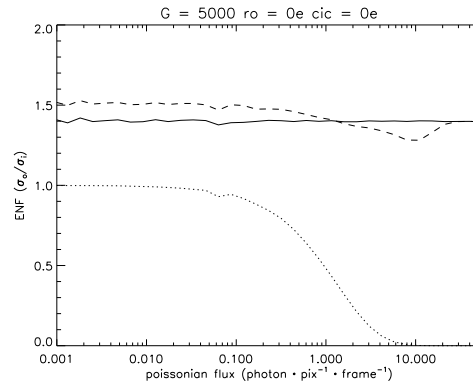
Finally, the behaviour of the SNR for the different processing methods is studied. The SNR of the simulations is defined as being

$$SNR = \frac{\langle n \rangle}{\sqrt{\langle n \rangle + \langle (n - y)^2 \rangle}}. \quad (3.4)$$

In this case, the value of  $\langle n \rangle$  represents the shot noise and the value of  $\langle (n - y)^2 \rangle$  represents all the other sources of noise, including the spurious charges and read-out noise. For the thresholding (PC, PP) strategies, this SNR equation is valid only when the gain has a value at least 10 times the read-out noise. The SNR is compared to a perfect photon counting system, where the SNR is expressed as

$$SNR = \frac{\langle n \rangle}{\sqrt{\langle n \rangle}}. \quad (3.5)$$

As these simulations aimed at characterizing the different processing strategies between them, they do not take into account the quantum efficiency of the CCD.



**Figure 3.3:** Effective noise factor induced by the multiplication process, using different processing methods. Dotted line: PC, dashed line: PP, plain line: analogic.

### 3.3.1 Effects of the multiplication process

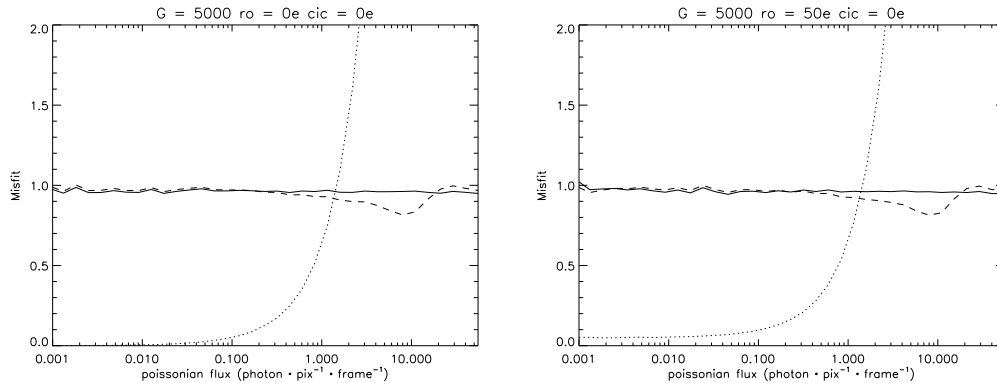
Figure 3.3 and the left panel of figures 3.4 and 3.5 show the effect of the different processing methods on the output signal, for a mean gain of 5000. These simulations include neither the read-out noise, nor the generation of spurious charges. The PC processing allows one to get rid of the noise factor induced by the multiplication process at the price of losing events at high fluxes. At low fluxes, this processing induces no error in the output photon count.

The analogic processing behaves as expected: the noise factor of the multiplication process, at high gains, is  $\sqrt{2}$ .

The PP processing does not produce the expected effect of reducing the noise factor. For fluxes where the photon count per pixel per frame is dominated by single or no event, the ENF is higher than for the pure analogic processing. It is only at a flux between 1 and 10 photons/pixel/frame that there is a slight advantage in using this processing scheme. At any other fluxes, the ENF of the analogic processing is equal or lower.

Regarding the misfit, the curve of the PP thresholding follows the same trend as for the ENF. Thus, the mean counting error of the PP strategy will be lower than the one of the analogic processing for fluxes between 1 and 10 photons/pixel/frame.



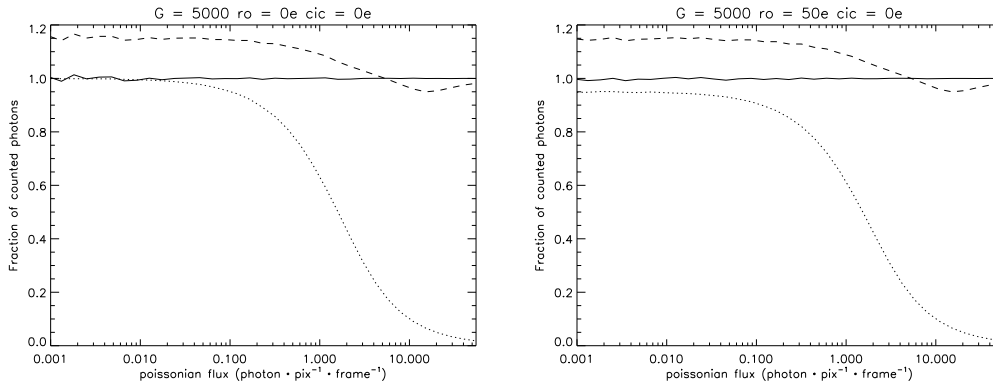


**Figure 3.4:** Effect of the read-out noise on the misfit. Dotted line: PC, dashed line: PP, plain line: analogic.

Also, figure 3.6 shows the effect of using a wrong value for the gain. An error of 10% on the gain value will induce an error of the same magnitude on the fraction of counted photons for the PP and analogic strategies. The misfit will be affected by twice that error. The PC strategy is not affected by the error on the gain as it does not use this value in its algorithm.

### 3.3.2 Effect of the read-out noise

The effect of the read-out noise, at high gains, is mostly to confuse the thresholding strategies by inducing false events at low fluxes. Thus, a minimum detection threshold must be set to prevent false events from dominating the output. However, since this threshold will induce the loss of the events that would have a low output value, it is important not to set it too high. It was determined in (Daigle et al., 2004) that  $5.5\sigma$  was the value that had the less impact on the SNR at faint fluxes, but a lower value could be used at high fluxes to get a very slight gain in SNR. For the simulations, since a read-out noise of 50 electrons is used, the threshold used is set to 275 electrons ( $5.5\sigma$ ). In analogic mode, regardless of the flux or the gain, no thresholding is used as the read-out noise averages to zero. These effects are shown in the right panels of figures 3.4 and 3.5.



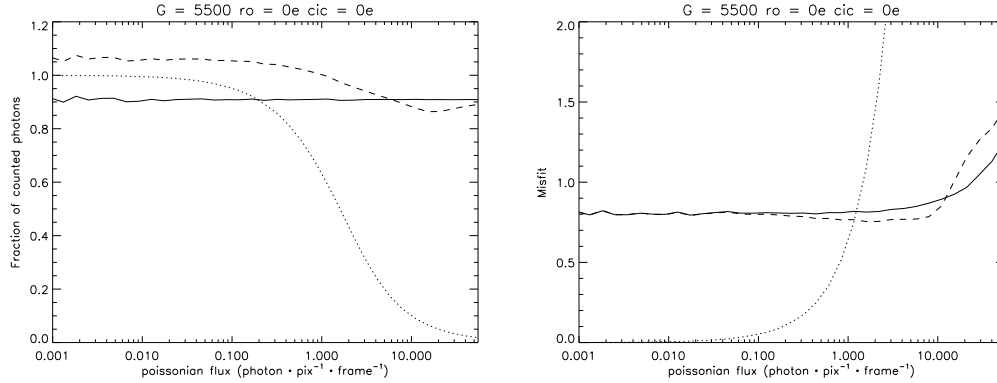
**Figure 3.5:** Effect of the read-out noise on the fraction of detected photons, for a gain of 5000. Dotted line: PC, dashed line: PP, plain line: analogic.

### 3.3.3 Effect of the spurious charges

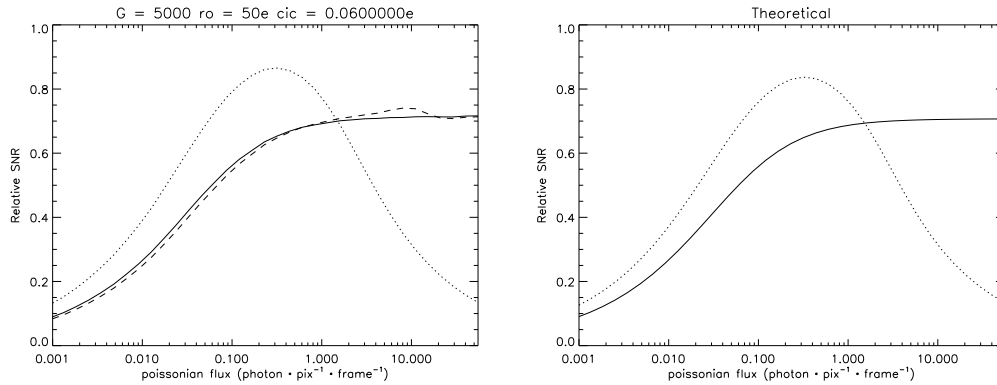
It is important to add the generation of the spurious charges (or CIC) to properly simulate the behaviour of the SNR of an EMCCD. Most of the spurious charges are generated during the vertical shifting of the charges. The amount of spurious charges generated is also dependant of the operating mode of the CCD (inverted, non-inverted). Daigle et al. (2004) and Jerram et al. (2001) explain how to choose the best operating mode of the EMCCD regarding the spurious charge generation. However, at low frame rate, it is best to operate the EMCCD in inverted mode, so that the dark noise is diminished.

The simulation results shown in figure 3.7 show that by including the CIC and the read-out noise, there is really little difference between the SNR of the analogic processing and the PP thresholding. The highest performance is obtained in photon counting, as this mode does not suffer of the noise factor. Even with a spurious charge rate of 0.06 event/pixel/frame, at a flux of 0.2 photon/pixel/frame the SNR of the EMCCD comes very near the theoretical limit imposed by the shot noise.

The right panel of figure 3.7 shows that the value of the SNR of the analogic



**Figure 3.6:** Effect of improperly determining the gain (+10% error) on the fraction of counted photons and on the misfit.



**Figure 3.7:** Relative SNR of a "real" EMCCD, compared to a perfect photon counting system, including the effect of read-out noise (50 electrons) and the effect of spurious charges (0.06 event/pixel/frame) at a mean gain of 5000. Left panel: result of simulations. Right panel: theoretical values. Dotted line: PC, dashed line: PP, plain line: analogic.

processing is well explained by this equation

$$SNR = \frac{S}{\sqrt{F^2S + F^2C + \frac{\sigma^2}{G^2}}}, \quad (3.6)$$

where  $S$  is the mean flux,  $F$  is the noise factor,  $C$  is the amplitude of the spurious charge generation,  $\sigma$  is the read-out noise and  $G$  is the mean gain. For the PC processing, the SNR is expressed as being

$$SNR = \frac{S}{\sqrt{\frac{S^2 + C^2}{1 - e^{S+C}}}}. \quad (3.7)$$

This last equation reflects the effect on the SNR of counting only one event/pixel/frame in the approximation where the effective read-out noise is  $\ll 1$  and the threshold causes a negligible loss of events.

### 3.4 Data from an EMCCD

When it comes to the processing of real data coming out of an EMCCD, a parameter that is taken for granted in the simulations, the mean gain, is not readily available. The mean multiplication gain is in fact dependant of numerous factors, namely the high voltage clock amplitude, the temperature and the age of the EMCCD. The last factor will not vary rapidly. It is only over time that the amplitude of the high voltage phase will have to be slightly increased to maintain the same gain. However, the two other factors will have an impact that may change from frame to frame, and even during a single frame. Even if the amplitude of the high voltage phase is maintained to millivolt accuracy and the temperature is controlled within a fraction of a degree, it is still necessary to develop a way of computing the value of the mean gain from the output of the EMCCD, as it is the key element of an accurate processing of the output (see section 3.3.1). The amplitude of the read-out noise is also a parameter that has to be considered for both PC and PP processing.

### 3.4.1 Determining the amplitude of the read-out noise

The amplitude of the read-out noise is determined simply by taking many (a hundred or more) dark frames through the EM amplifier set to an EM gain of 1. Then, every pixel is subtracted by the mean value of the corresponding pixels in all the other frames (to overcome the effect of the bias that varies through the frame). The standard deviation of the signal can then be determined to give the amplitude of the read-out noise. The effect of the spurious charges should not affect the computed value. Since a typical value for the read-out noise of the EM amplifier is typically 30-60 electrons (at a high pixel frequency), the noise caused by the spurious charges ( $\sim 0.06$ - $0.15$  electron/pixel) is completely drown.

This value should not be affected by the temperature of the CCD. Also, since it is only used as the threshold for the detection limit, an error of a few percent will not badly affect the resulting SNR of the system (see section 3.4.2).

### 3.4.2 Determining the gain of an EMCCD

The spurious charges that are generated during the vertical transfer can be used to calculate the mean gain of the EMCCD amplification register. Since the intensity of this signal is well below 1 event/pixel/frame, it will be dominated by single events. A thorough understanding of the signal processing can be used to recover the value of the gain. The iterative process described below can be used.

As a first approximation, the gain is estimated by finding the mean value of the pixels that have a value greater than the read-out noise. The value of the read-out noise determined in section 3.4.1 can be used with a  $5.5\sigma$  threshold. Then, one can estimate the signal level (the amount of spurious charges per pixel per frame),  $f$ , that is seen on the CCD by simply dividing the mean value of all the pixels by the gain found. These two approximated values for the gain and the signal, are then refined by mean of an iterative process:

1. The threshold applied will cause the loss of the events that have an output

value lower than the threshold. One can estimate the amplitude of this loss by finding the probability of having output values lower than the threshold for the estimated gain, assuming that pixels will not have undergone more than one event:

$$p(x < th) = \sum_{x=1}^{th} \frac{e^{-x/g}}{g}, \quad (3.8)$$

where  $th$  is the threshold expressed in electrons and  $g$  is the approximated gain. The estimated signal level may then be corrected for these lost events with

$$f_1 = \frac{f}{1 - p(x < th)}, \quad (3.9)$$

where  $f$  is the approximated signal level.

2. Then, one may also remove the events that were counted as real events but were due to the read-out noise. This is simply the probability of having events of an amplitude higher than  $5.5\sigma$  for a normal distribution of standard deviation  $\sigma$ , which is

$$p(x > 5.5\sigma) = 0.5 \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{5.5}{\sqrt{2}} \right) \right], \quad (3.10)$$

where  $\operatorname{erf}$  is sometimes called the *error function* and is defined as being

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt. \quad (3.11)$$

Then, one can once more correct the signal amplitude with

$$f_2 = f_1 (1 - p(x > 5.5\sigma)), \quad (3.12)$$

where  $f_1$  is the signal amplitude found at step 1. This correction is very small for a threshold value of  $5.5\sigma$ . However, if a lower threshold is used, it will become increasingly important to apply it.

3. So far, calculations involved assuming that no more than one event per pixel was generated. However, even at low signal values, there are slight chances

that a Poissonian process will generate more than one event into a single pixel. This can be compensated with the following equation

$$g = \frac{1 - e^{-\alpha}}{\alpha}, \quad (3.13)$$

which gives  $g$ , the proportion of counted events for a Poissonian process generating  $\alpha$  events per interval. Since the exact value of the signal level is not known, one may simply use  $\alpha = f_2$  when  $f_2$  is small ( $< 0.4$ ) to approximate  $g$ . Then, the signal amplitude, may be corrected with

$$f_3 = \frac{f_2}{g}, \quad (3.14)$$

where  $f_2$  is the value calculated at step 2.

4. Finally, a new gain may be calculated by using the corrected signal amplitude of step 3 and by simply dividing the mean value of all the pixels by this new signal amplitude. Then, one may loop to step 1 to calculate an increasingly accurate gain, using the gain just calculated as the input of the algorithm. However, the signal amplitude estimate  $f$ , used to iterate, must be the one calculated as a first approximation (rather than  $f_3$ ).

This algorithm can determine the gain of the EMCCD to a fraction of a percent accuracy. In fact, the achievable accuracy is of the order of

$$\eta \simeq \sqrt{\frac{\sigma}{n_c}}, \quad (3.15)$$

where  $n_c$  is the total detected charges and  $\sigma$  is the read-out noise. Thus, if the spurious charge generation rate is of the order of 0.1 event/pixel/frame, the read-out noise is of the order of 50 electrons and if one wants to determine the gain to an accuracy of 0.1%, a *strict minimum* of  $5 \times 10^8$  pixels must be used, which means the processing of  $\sim 2000$  full  $512 \times 512$  dark frames.

The exact knowledge of the amplitude of read-out noise is not necessary to determine the gain. Through simulations, it was determined that an error of 10% on the amplitude of the read-out noise induces an additional relative error of the

same amplitude. Thus, for a wanted accuracy of 0.1%, an error of 10% on the read-out noise will give a final accuracy of 0.11%. However, a greater error on the determination of the read-out noise will induce an ever increasing error on the gain as the algorithm will get confused. Also, this algorithm is working fine for systems where the gain is more than 10 times larger than the read-out noise.

This algorithm assumes that the spurious charges are generated before entering the EM register. Thus, if some of the charges are generated into the EM register, all charges will not travel the same amount of multiplication elements and will therefore not have the same mean gain at the output. However, the algorithm described can still be used to test the variability of the gain of an EMCCD as the amplitude of the noise arising from the serial register should be steady (in a temperature controlled environment) and will cause the gain to be under-estimated by a fixed ratio. Thus, this code can be used to determine *in-situ* if the gain of the EM stage has changed. If the amount of spurious charges generated into the serial register is known, the exact gain can still be extracted from this algorithm by applying a conversion factor.

### 3.5 Conclusions

The numerical simulations of the EMCCD show that the noise factor induced by the statistical gain cannot be overcome by means of the PP processing explained in Basden et al. (2003). The simulations also show that the EMCCD is behaving as expected in analogic mode, where the noise factor of  $2^{1/2}$  has the effect of halving the QE of the CCD. The PC processing allows one to overcome the noise factor at the price of detecting no more than one event/pixel/frame.

The accurate determination of the gain of the EMCCD is possible through the algorithm developed in 3.4.2. An IDL routine implementing this algorithm is available at <http://www.astro.umontreal.ca/~odaigle/emccd>.



# Chapitre 4

## CCCP et l'injection de charge

### Introduction à l'article

L'injection de charge est l'ultime limite de la sensibilité des EMCCD en mode comptage de photon, où seulement 1 photon par pixel par image peut être détecté. Le contrôleur CCCP a été construit dans l'unique but de diminuer l'injection de charge produite lors de la lecture d'un EMCCD.

Dans l'article qui suit, présenté à la conférence SPIE sur les télescopes et l'instrumentation astronomique, qui a eu lieu à Marseille du 23 au 28 juin 2008, les résultats obtenus avec CCCP et un CCD97 de e2v Technologies sont présentés.

Cet article était accompagné d'un poster. Le poster est reproduit à la figure 4.1.

Contribution : 95% design de l'instrument, 100% fabrication de l'instrument, 100% rédaction, 100% acquisition et traitement des données.

7014-239

# CCCP: a CCD Controller for Counting Photons

Olivier Daigle<sup>a,b,c,\*</sup>, Jean-Luc Gach<sup>b</sup>, Christian Guillaume<sup>d</sup>, Simon Lessard<sup>c</sup>, Claude Carignan<sup>a,b,e</sup>, Sébastien Blais-Ouellette<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-Ville, Montréal, QC, Canada, H3C 3J7  
<sup>b</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Observatoire Astronomique de Marseille-Provence, 38, rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille, France  
<sup>c</sup> Photon etc., 5155 Decelles Avenue, Pavillon J.A. Bombardier, Montreal, Quebec, Canada, H3T 2B1  
<sup>d</sup> Observatoire de Haute-Provence, 04870 St-Michel l'observatoire, France  
<sup>e</sup> Observatoire d'Astrophysique de l'Université de Ouagadougou, BP 7021, Ouagadougou 03, Burkina Faso

### Abstract

CCCP, a CCD Controller for Counting Photons, is presented. This new controller uses a totally new clocking architecture and allows to drive the CCD in a novel way. Its design is optimized for the driving of EMCCDs at up to 20MHz of pixel rate and fast vertical transfer. Using this controller, the dominant source of noise of EMCCDs at low flux level and high frame rate, the Clock Induced Charges, were reduced to 0.001 – 0.0018 electron/pixel/frame (depending of the electron multiplying gain), making efficient photon counting possible. CCCP will be deployed in 2009 on the ESO NTT through the 3D-NTT project and on the SOAR through the BTPI project.

### Results

This section presents data obtained with CCCP using a scientific grade CCD97 EMCCD from e2v Technologies operated at a pixel rate of 10MHz in IMO. Event rates presented in figures represents not only the counted events (events above the photon counting threshold), but all the events generated during the read out process, including those buried in the readout noise. In order to achieve this, event rates are calculated by fitting the output histogram with the output probability function of the EM stage. This yields the EM gain and the mean event level at the same time and most importantly, this allows the exact event rate to be determined for low gain/readout noise ratios.

Figure 1: CIC generated during the vertical transfer of a 512x512 EMCCD.

### Introduction

Charges are generated as an EMCCD is read out. Clock Induced Charges (CIC), a well know source of noise affecting all kinds of CCDs, were typically measured in the range of 0.1 to 0.01 electron per pixel per frame (for a 512 x 512 CCD97 frame transfer EMCCD from E2V Technologies) and quickly dominate the dark current or even the photon flux as the frame rate is increased. Thus, in order to make photon counting efficient at low flux with an EMCCD, the CIC must be reduced to a minimum. Some techniques were proposed to reduce the CIC but so far, no commercially available CCD controller was able to implement all of them and get satisfying results.

CCCP has been designed with the aim of reducing the CIC generated when an EMCCD is read out. It is optimized for the driving of EMCCDs at high speed, both vertically (1-5MHz) and horizontally (10-20 MHz), but may be used for driving classical CCDs. Photon counting (amplified, single threshold), analogic (amplified, no threshold) and conventional (no amplification) operations of the EMCCD with CCCP are possible. Lower speed operation is also possible, down to a few kHz of pixel rate.

Tests made with CCCP on a scientific grade CCD97 EMCCD from e2v Technologies shows that the CIC can be greatly reduced without having to resort to Non Inverted Mode Operation (NIMO). The low level of CIC measured in Inverted Mode Operation (IMO), 0.001 – 0.0018 event/pixel/frame depending of the EM gain, allows one to use an EMCCD in photon counting mode and be more efficient than a GaAs IPCS at fluxes higher than ~0.02 photon/pixel/second.

### CIC in the vertical transfer

Even when operated in Inverted mode, CCCP manages to keep the CIC low (0.0002 – 0.0004 event/pixel/frame) during the parallel transfer, as shown by figure 1. The flatness of the plots is expected: the high voltage phase plays no role in the vertical transfer. The contribution of dark current have been subtracted from these plots.

Figure 2: Total CIC generated during the readout of a 512x512 EMCCD

### Total CIC

The data presented at figure 2 correspond to what is actually seen when the image section of the device is read. Even at EM gains as high as 4000, the total CIC measured is less than 0.002 event/pixel/frame. By comparing this figure with figure 1, one sees immediately that the horizontal CIC is dominating over the vertical one at all gains (> 800). Given its strong gain dependence, the horizontal CIC is mostly due to the high voltage clock.

### SNR Comparison

Figure 3 compares the efficiency of a GaAs IPCS and the CCD97 driven by CCCP at 30 frames per second. SNR are compared to a perfect photon counting device, only affected by shot noise. When taking into account all the sources of noise (dark noise, CIC, readout noise) and losses (coincidence, threshold), the figure shows that an EMCCD will outperform an IPCS for incident fluxes higher than 0.022 photon per pixel per second (1 photon per 45 seconds). The efficiency of the EMCCD in IMO at low flux could be raised by lowering the frame rate since the noise is dominated by the CIC in this flux regime. NIMO operation of the EMCCD with CCCP would not benefit from the lowering of the frame rate as the image would be quickly dominated by dark noise.

Figure 3: Comparison of CCCP SNR vs GaAs IPCS in Photon Counting mode.

Booth #114

LAM  
LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE DE MARSEILLE

FIGURE 4.1: Affiche présentée à la conférence SPIE 2008 de Marseille.

## CCCP: A CCD Controller for Counting Photons

Olivier Daigle<sup>a,b,c</sup>, Jean-Luc Gach<sup>b</sup>, Christian Guillaume<sup>d</sup>, Simon Lessard<sup>c</sup>, Claude Carignan<sup>a,b,e</sup>, Sébastien Blais-Ouellette<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-Ville, Montréal, QC, Canada, H3C 3J7;

<sup>b</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Observatoire Astronomique de Marseille-Provence, Technopôle de Château-Gombert, 38, rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille, France;

<sup>c</sup> Photon etc., 5155 Decelles Avenue, Pavillon J.A Bombardier, Montréal, Québec, Canada, H3T 2B1;

<sup>d</sup> Observatoire de Haute-Provence, 04870 St-Michel l'observatoire, France;

<sup>e</sup> Observatoire d'Astrophysique de l'Université de Ouagadougou, BP 7021, Ouagadougou 03, Burkina Faso.

### Abstract

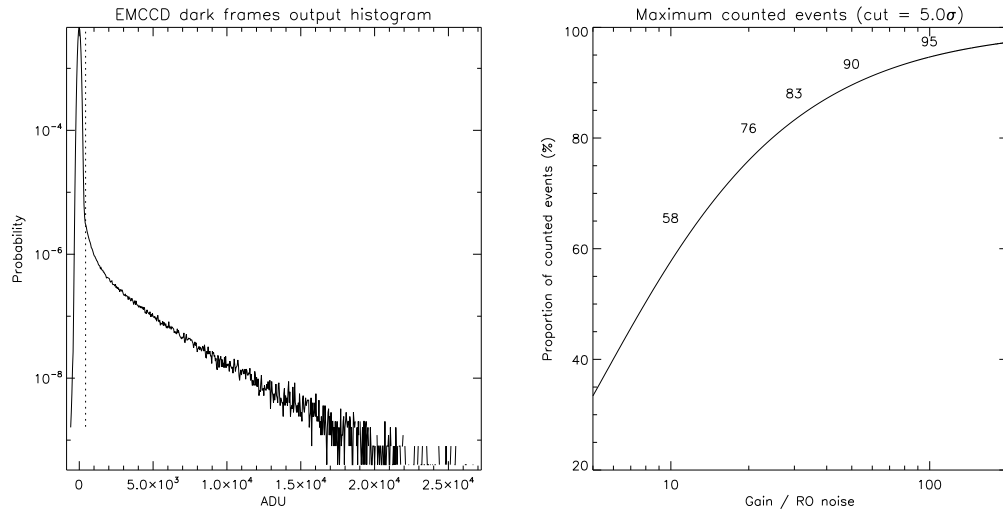
CCCP, a CCD Controller for Counting Photons, is presented. This new controller uses a totally new clocking architecture and allows to drive the CCD in a novel way. Its design is optimized for the driving of EMCCDs at up to 20MHz of pixel rate and fast vertical transfer. Using this controller, the dominant source of noise of EMCCDs at low flux level and high frame rate, the Clock Induced Charges, were reduced to 0.001 – 0.0018 electron/pixel/frame (depending of the electron multiplying gain), making efficient photon counting possible. CCCP will be deployed in 2009 on the ESO NTT through the 3D-NTT (Marcelin, 2007) project and on the SOAR through the BTFI project.

**Keywords:** Astronomical instrumentation, EMCCD, L3CCD, CIC, IPCS

## 4.1 Introduction

Electron Multiplying Charge Coupled Devices (EMCCD) allows one to apply a gain to the pixel's charge before it reaches the noisy output amplifier where the charge-tension conversion is made (Jerram et al., 2001). A gain  $G$  in the charge domain affects the effective readout noise by the relation  $\sigma_{eff} = \frac{\sigma_{real}}{G}$ . Sub-electron effective readout noise levels are thus achievable. However, the electron multiplying process is stochastic. This statistical behaviour adds an excess noise factor that reaches a value of  $2^{1/2}$  at high gains (Robbins & Hadwen, 2003). The effect on the signal-to-noise ratio (SNR) of the system is the same as if the quantum efficiency (QE) of the CCD would be halved.

Some authors proposed offline data processing to lower the excess noise factor induced by the multiplication register (Lantz et al., 2008; Basden et al., 2003). However, the only way to overcome the excess noise factor without any *a priori* knowledge or stability assumption on the signal is to consider the pixel binary by applying a single threshold to the output signal. This way, only one photon per pixel per frame can be counted and the full QE of the silicon can be recovered, making the EMCCD a theoretically perfect photon counting device. The highest flux rate that can be observed in this mode will thus depend of the frame rate at which the EMCCD is operated. However, charges are generated as the EMCCD is read out. Clock Induced Charges (CIC), a well know source of noise affecting all kinds of CCDs, were typically measured in the range of 0.1 to 0.01 electron per pixel per frame (Tulloch, 2008; Wen et al., 2006; e2v technologies, 2004) (for a 512 x 512 CCD97 frame transfer EMCCD from E2V Technologies) and quickly dominate the dark current or even the photon flux as the frame rate is increased. Thus, in order to make photon counting efficient at low flux with an EMCCD, the CIC must be reduced to a minimum. Some techniques were proposed to reduce the CIC (Janesick, 2001; Gach et al., 2004b; Daigle et al., 2004; Mackay et al., 2004; e2v technologies, 2004; Tulloch, 2006) but so far, no commercially available CCD controller was able to implement all of them and get satisfying results.



**Figure 4.2:** **Left:** Histogram of an EMCCD operated under low flux, at an EM gain of  $\sim 2750$ . Only a few pixels underwent more than one event per frame. The vertical dotted line shows the threshold at  $5.5\sigma$ . The mean event rate is 0.0018 event per pixel per image. **Right:** Proportion of counted events as a function of the ratio of the EM gain over the readout noise. A cut level of  $5\sigma$  is used. Values for ratios of 10, 20, 30, 50 and 100 are printed.

CCCP, a CCD Controller for Counting Photons, has been designed with the aim of reducing the CIC generated when an EMCCD is read out. It is optimized for the driving of EMCCDs at high speed, both vertically and horizontally, but may be used for driving classical CCDs as well. Using this controller, CIC levels as low as 0.001 – 0.0018 event per pixel per *frame* (as opposed to per *transfer*) were measured on the  $512 \times 512$  CCD97 EMCCD from E2V Technologies operating in *inverted* mode (as opposed to *non-inverted* mode). The impact of this level of CIC on the photon counting efficiency of an EMCCD will be discussed in this article. Data gathered using the controller will also be presented.

## 4.2 Photon counting with an EMCCD

Throughout this article, photon counting is referred to as being the process by which the output signal of the EMCCD is thresholded to a single value. Pixels having an output value higher than the threshold are considered having undergone one and only one event. Pixels having an output value lower than the threshold are considered not having undergone an event. This processing is opposed to the *analogic* processing, where the output signal of the EMCCD is divided by the mean gain of its EM register to allow more than one event per pixel per frame to be considered. Operating an EMCCD in photon counting mode allows the excess noise factor to be reduced to a value of 1.

### 4.2.1 Effect of gain and readout noise

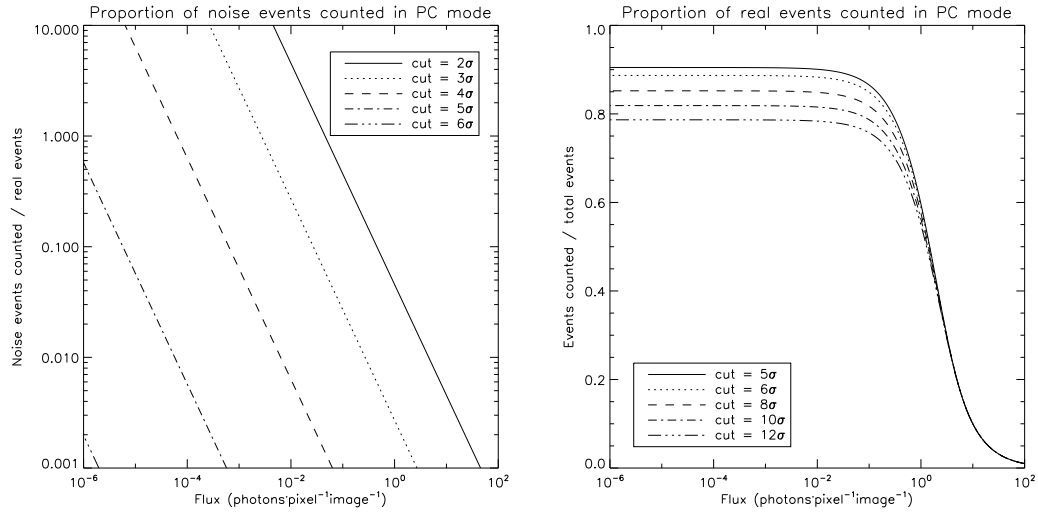
Sub-electron readout noise is not necessarily synonym of efficient photon counting. When one takes a look at the histogram of an EMCCD operated under low flux (left panel of figure 4.2), he realizes that a significant amount of events may be hidden in the readout noise, below the threshold. The proportion  $t$  of events lost due to a cut level,  $cut$  (expressed in electrons), may be calculated by means of the following convolution:

$$t = \frac{\sum_{x=0}^{cut} f(n, \lambda) * p(x, n, G)}{1 - f(0, \lambda)}, \quad (4.1)$$

where  $f(n, \lambda)$  is the Poissonian probability of having  $n$  photons during an integration period under a mean flux of  $\lambda$  (in photon/pixel/frame) and  $p(x, n, G)$  is the probability of having  $x$  output electrons when  $n$  input electrons are present at the input of the EM stage at a gain of  $G$ . This probability is defined by

$$p(x, n, G) = \frac{x^{n-1} e^{-x/G}}{G^n (n-1)!}. \quad (4.2)$$

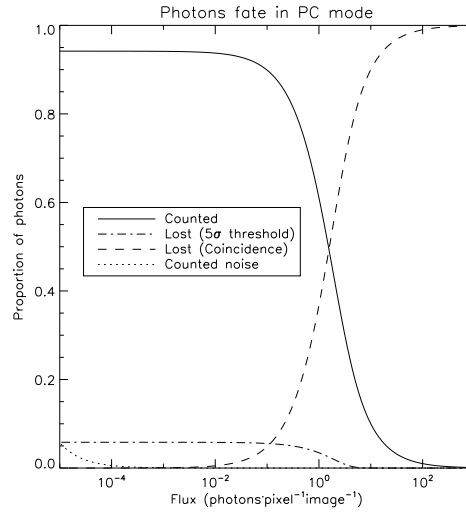
Intuitively, the higher the cut level, the more events lost. Since the cut level is determined by the real readout noise, the factor to optimize will thus be the ratio



**Figure 4.3:** **Left:** Proportion of noise events that are counted as real events in photon counting mode, as a function of the threshold level expressed in multiples of  $\sigma$ , the readout noise. **Right:** Proportion of real events that are counted in photon counting mode, for a gain/readout noise ratio of 50, as a function of the threshold level expressed in multiples of  $\sigma$ .

of the gain over the readout noise. Right panel of figure 4.2 shows the relation between the ratio and the proportion of counted events. In order to count  $\sim 90\%$  of the events, a ratio of 50 must be achieved. For a readout noise of 60 electrons (typical value at 10MHz of pixel rate), a gain of 3000 is necessary. However, one can not increase the gain without limit. The CIC will also increase with the gain, as discussed in section 4.3.2.

The choice of the threshold is important and is summarized by figure 4.3. Choosing a threshold that is too low yields the counting of pixels whose values above the threshold are due solely to the readout noise, as shown by the left panel of figure 4.3. However, choosing a threshold that is too high yields the missing of real events (right panel). Given that the CIC level achieved with CCCP is about 0.001 event per pixel per frame, which represents the lowest count rate that will be seen in an image, a threshold of  $5\sigma$  will cause a maximum of one pixel out of a million to have a noise event, while allowing nearly 90% of the events to be counted (left panel of



**Figure 4.4:** Proportion of counted and lost events in photon counting mode, for a gain/noise ratio of 50 and a  $5\sigma$  threshold.

figure 4.2), depending of the gain/noise ratio. Figure 4.4 summarizes the fate of photons in photon counting mode.

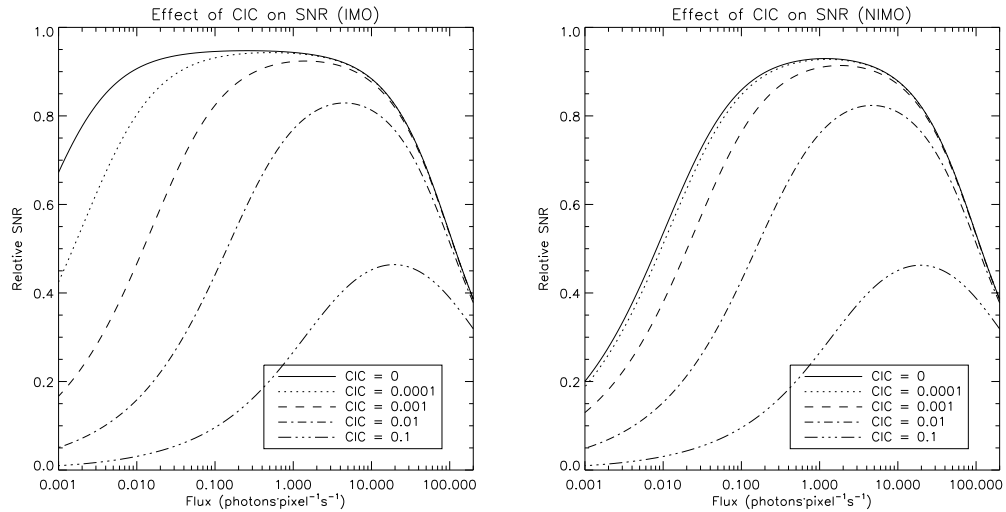
## 4.2.2 Coincidence losses

The drawback of the photon counting operation is that two events occurring during a single integration time will be counted as only one. Thus, events will be lost. Poissonian statistics allows one to count  $g$ , the proportion of counted photons as a function of  $\lambda$ , the mean number of photons expected during the integration period:

$$g = \frac{1 - e^{-\lambda}}{\lambda}. \quad (4.3)$$

From that equation, in order to be able to count more than 90% of the events, the expected flux should not be higher than 0.2 event per pixel per frame.





**Figure 4.5:** Effect of the CIC on the SNR of an observation, compared to a perfect photon counting device having the same QE, whose noise is solely the shot noise. The simulations assume a device running at 30 frames per second, CIC is expressed as event/pixel/frame and coincidence losses are taken into account. **Left:** IMO operation: dark noise of 0.001 electron per pixel per second. **Right:** NIMO operation: dark noise of 0.02 electron per pixel per second. See text for details on the values used for the dark noise.

### 4.2.3 CIC: the dominant noise source

Efficient photon counting with an EMCCD requires low CIC. CIC generated during the vertical transfer is dependant, among other things, of the operation mode of the CCD, namely inverted or non-inverted. As specified in e2v technologies (2004), the amount of CIC generated during the vertical transfer could be lowered by a factor of  $\sim 30$  by switching from inverted to non-inverted mode, at the price of an increased dark noise. However, the surface dark current, which is suppressed by the inverted operation, is expected to dominate the bulk dark current by a factor of  $\sim 200$  at cryogenic temperatures. Thus, a reduction of a factor of 30 in CIC comes at the price of an increase of hundreds in dark signal.

Figure 4.5 shows how badly the CIC affects the SNR of an observation in photon counting mode. The left panel shows the simulation of a device in Inverted Mode

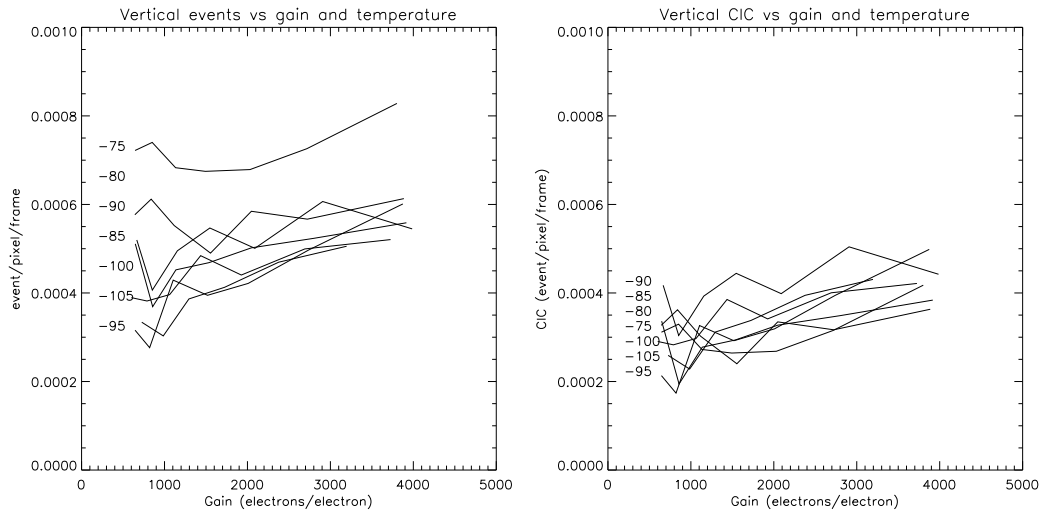
Operation (IMO), while the right panel show the simulation of a device in Non Inverted Mode Operation (NIMO). The dark current used for the IMO plot is the one measured on a CCD97 at  $-85^{\circ}\text{C}$  (see temperatures considerations in section 4.3.4) and the dark current used for the NIMO plots is calculated from equation 1 in e2v technologies (2004) for a  $16 \times 16 \mu\text{m}$  pixel at  $-85^{\circ}\text{C}$  (which is the size of the pixel of the CCD97). From these figures, IMO is clearly the operation mode to favour if one is able to achieve CIC levels in the range of 0.001 event/pixel/image. Very little gain in SNR could be achieved from driving the CCD in NIMO even if that would reduce the CIC further, since the noise would be dominated by the dark noise. It is not expected that the driving of the CCD in NIMO with CCCP would reduce the CIC since the CIC generated during the vertical transfer is very low (see section 4.3.1 for more details).

## 4.3 Results

This section presents data obtained with CCCP using a scientific grade CCD97 EMCCD from E2V Technologies operated at a pixel rate of 10MHz in IMO. Event rates presented in the figures represents not only the counted events (events above the photon counting threshold), but all the events generated during the read out process, including those buried in the readout noise. In order to achieve this, event rates are calculated by fitting the output histogram with the output probability function (equation 4.2) of the EM stage. Least square minimization is then made to find the exact parameters of the output signal. This yields the EM gain and the mean event level at the same time and most importantly, this allows the exact event rate to be determined for low gain/readout noise ratios (recall figure 4.2, right panel).

### 4.3.1 CIC in the vertical transfer

Even when operated in Inverted mode, CCCP manages to keep the CIC low during the parallel transfer, as shown by figure 4.6. The flatness of the plots is

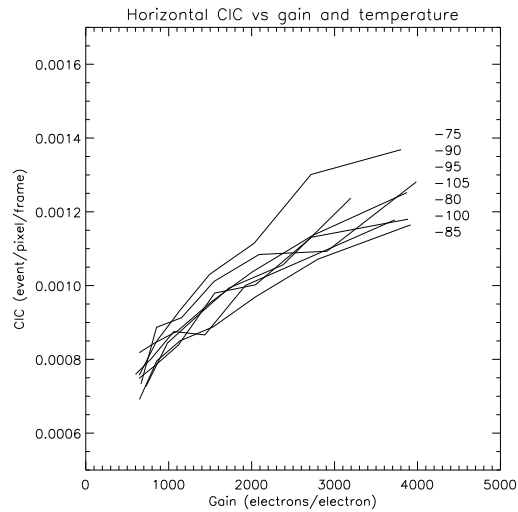


**Figure 4.6:** Measurement of the events generated during the parallel transfer, for a  $512 \times 512$  frame transfer device versus temperature and gain. The label shows the temperature, in Celcius, at which the data was acquired. Obviously, one does not expect the gain to affect the amount of vertical events. **Left:** This figure has not been corrected for the dark events that are generated during the readout process. **Right:** This figure is corrected for the dark events and should represent only the CIC events generated by the vertical transfers.

expected: the high voltage phase plays no role in the vertical transfer. The small effect of the temperature (left panel) is due to the dark noise that is generated during the read out of the CCD, as this process takes  $\sim 30$  milliseconds. Thus, at higher temperatures, more events are seen, even for a 0 second integration. The dark component has been suppressed from the figure in the right panel and curves in this figure should represent only the CIC generated during the vertical transfer.

### 4.3.2 CIC in the horizontal transfer

The high voltage phase of the EMCCD is meant to produce impact ionization and multiply the pixel's charge. Electrons may however be generated even in the absence of an electron at the input of the EM register. This CIC generated in the horizontal register will produce charges appearing at the output of the EM register

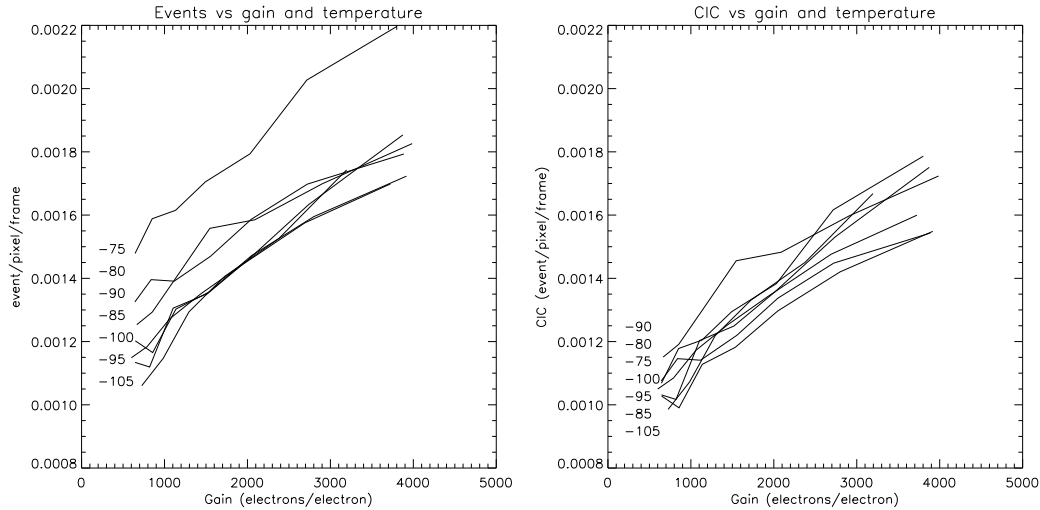


**Figure 4.7:** CIC generated in the horizontal register as a function of both the EM gain and the temperature.

that may be above the threshold. Dark events generated in the horizontal register will also undergo the EM amplification and appear as photon events at the output. Thus, the amount of events generated in the serial register will depend mostly on EM gain. Figure 4.7 shows these relations. Temperature does not play a significant role in the amount of events generated during the horizontal transfer.

### 4.3.3 Total CIC

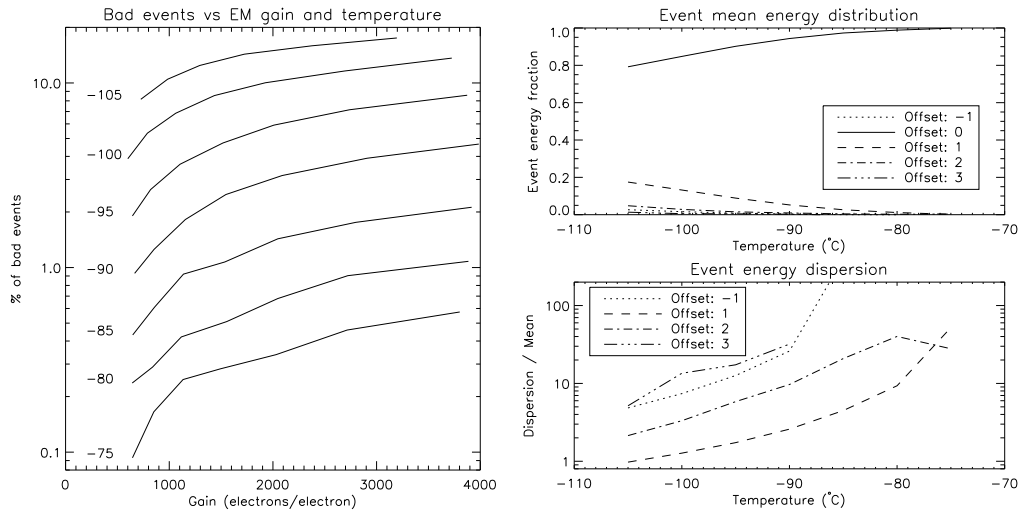
The total CIC is considered to be the sum of vertical and horizontal CIC. In fact, the vertical CIC presented in figure 4.6 is computed from the total CIC minus the horizontal CIC. Thus, the data presented at figure 4.8 correspond to what is actually seen when the image section of the device is read. Even at EM gains as high as 4000, the total CIC measured is less than 0.002 event/pixel/frame. By comparing this figure with figures 4.6 and 4.7, one sees immediately that the horizontal CIC is dominating over the vertical one at all gains ( $> 800$ ). Given its strong gain dependence, the horizontal CIC is mostly due to the high voltage clock.



**Figure 4.8:** Measurement of all the events generated during the read out process. **Left:** including dark noise. **Right:** excluding dark noise.

#### 4.3.4 Temperature and CTE

It is very tempting to lower the operating temperature of a CCD below  $-100^{\circ}\text{C}$  in order to reduce the dark noise to a minimum. However, the Charge Transfer Efficiency (CTE) in the horizontal register degrades very quickly as the temperature is lowered. The left panel of figure 4.9 shows the amount of *bad* events that are seen in an image as a function of both the gain and the temperature. Bad events are defined as being an event ( $> 5\sigma$ ) immediately followed (pixel-wise) by another. This kind of event should not occur more than once every event rate, which is only the CIC rate in this case (0.001 - 0.002 event/pixel/image). However, at temperatures below  $-100^{\circ}\text{C}$ , this can account for more than 10% of the events at high gain. This is due to the events that are "leaking" into neighboring pixels as they are shifted. This phenomenon is shown by the top right panel of figure 4.9, where the energy distribution of the events is plotted as a function of temperatures. Each line represents the mean energy contained in a pixel at a given offset from the event (the event is at offset 0). At  $-105^{\circ}\text{C}$ , less than 80% of the energy is contained in the pixel at offset 0. at  $-85^{\circ}\text{C}$ , this reaches 95%.



**Figure 4.9:** Effect of temperature on the EMCCD. **Left:** Fraction of *bad* events (see text for a definition of bad events) seen in EMCCD images as a function of the EM gain and the operating temperature. **Right top:** Event mean energy distribution as a function of temperature. Different lines corresponds to different offset from the main (strongest) pixel of the event. Measured gain values were 3195, 2690, 2740, 2900, 2800, 2720 and 2715 for temperatures -105°C, -100°C, -95°C, -90°C, -85°C, -80°C and -75°C, respectively. **Right bottom:** Dispersion of the energy distribution. If all events are normalized to the value of their strongest pixel, the dispersion of the proportion of the energy contained in the neighboring pixels are as plotted.

This phenomenon would be hard to correct, since the dispersion of the energy distribution is considerable, as shown by the bottom right panel of figure 4.9. The standard deviation of the value of the neighboring pixels around an event is at least equal to the pixel value. Thus, it would not be possible to use a post-processing based on the mean profile to compensate for the bad CTE. The shape of the profile of an event will hardly be the same as the shape of the mean profile. Thus, at high gain, temperatures below -90°C should be avoided. Simulations are needed to find the perfect operating temperature, but -85°C seems to be a good compromise.

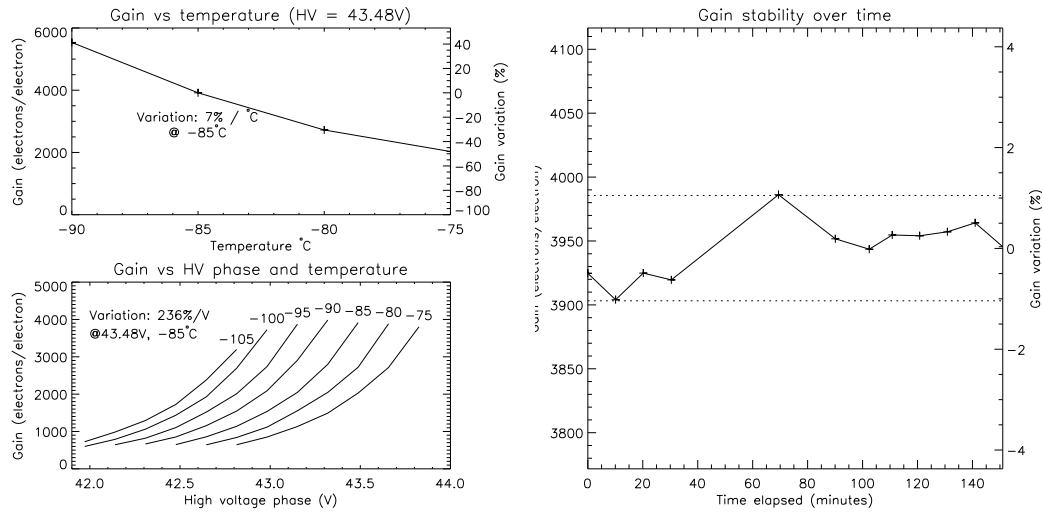
### 4.3.5 Gain stability

The stability of the EM gain is not very critical for photon counting operation. However, for amplified operation, it is mandatory to have a good gain stability to ensure photometric continuity across multiple images. Two factors affect the EM gain: the high voltage phase and the temperature. From data shown in figure 4.10, left panel, one sees that in order to have a  $\pm 1\%$  stability on the gain, one must have no more than  $\pm 0.14^\circ\text{C}$  temperature variation and  $\pm 5\text{mV}$  variation on the high voltage clock (at  $-85^\circ\text{C}$ ,  $43.48\text{V}$  HV clock, which gives a gain of  $\sim 3900$ ). However, at lower gains, the constraint on the relative gain variation per  $^\circ\text{C}$  and per  $\text{mV}$  relaxes.

The right panel of figure 4.10 shows data acquired over time, showing a gain variation of  $\sim \pm 1\%$ . The two dotted lines show the variation that is expected from the temperature stability of the test dewar, which is about  $0.3^\circ\text{C}$  peak-to-peak. From this data alone, one can not tell if the stability of the high voltage clock is sufficient; gain variation due to the high voltage clock variation could be hidden in the temperature variations. However, this data shows that precise temperature control is mandatory if less than 1% variation on the gain is expected, at high gain. Measurements of the high voltage clock with an oscilloscope showed no more than  $5\text{mV}$  variation through an image and over hours of operation. In fact, the oscilloscope was the limiting factor in this measurement.

## 4.4 CCCP efficiency

It is of interest to compare the expected efficiency in photon counting mode of an EMCCD driven by CCCP with the photon counting systems actually in operation. In order to have zero readout noise, GaAs photocathode-based image amplifiers are often placed in front of a fast read-out CCD (Gach et al., 2002; Hernandez et al., 2008). Photons hitting the photocathode are amplified several hundreds of thousands times and produce a bright spot of a few pixels wide on the imaging CCD. Centering must then be made on these spots to recover the exact location of

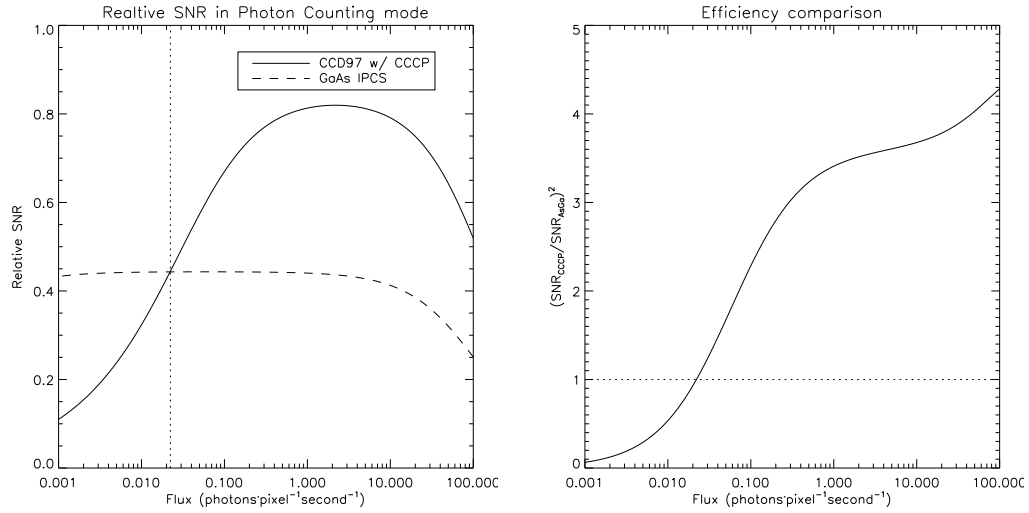


**Figure 4.10:** Left: Effect of the temperature and the high voltage clock on the gain. At  $-85^{\circ}\text{C}$  and gain of  $\sim 3900$ , the gain variation is  $7\%$  per  $^{\circ}\text{C}$  and  $\sim 0.2\%$  per  $\text{mV}$ . Right: Stability of the EM gain through time. The temperature variation was measured to be  $0.3^{\circ}\text{C}$  peak-to-peak around  $-85^{\circ}\text{C}$  and the expected gain variation due to the temperature is shown by the two dotted lines.

the incident photon. Coincidence losses on these Image Photon Counting Systems (IPCS) is thus higher than on an EMCCD in photon counting mode: two incident events that are located near from one another will be counted as only one. However, the IPCS do not suffer from CIC and their dark noise is typically an order of magnitude lower than the one of a CCD. The biggest drawback of these systems is their limited Quantum Efficiency (QE): the photocathode itself has a peak QE of  $\sim 25\%$ . QE of EMCCDs are the same as classical CCDs and can be higher than  $80\%$  on a wide spectral range (450-800nm) and peak at  $>95\%$ .

Figure 4.11 compares the efficiency of such a photocathode-based system and the CCD97 driven by CCCP. The characteristics of each system is given in the caption of the figure. When taking into account all the sources of noise (dark noise, CIC, readout noise) and losses (coincidence, threshold), the left panel of the figure shows that an EMCCD will outperform an IPCS for incident fluxes higher than  $0.022$  photon per pixel per second (1 photon per 45 seconds). Thus, for the same





**Figure 4.11:** Comparison between CCCP in photon counting mode and photocathode-based Image Photon Counting Systems (IPCS). Parameters for CCCP: gain of 3000, readout noise of 60 electrons, CIC of 0.0015 electron/pixel/frame, dark noise of 0.001 electron/pixel/second (IMO), threshold of  $5\sigma$ , 30 frames per second, quantum efficiency of 80%. Parameters for the IPCS: readout noise of 0 electron, dark noise of 0.0001 electron/pixel/second, 60 frames per second, quantum efficiency of 20%, coincidence losses are expected to occur if two events fall in the same  $3\times 3$  pixels box. The dotted line marks the flux of equal SNR (0.022 photon/pixel/second). **Left:** SNR of both systems compared to a perfect photon counting system (QE 100%, only shot noise). **Right:** Compared observing time efficiency of CCCP vs the GaAs IPCS. The dotted line show a relative efficiency of 1.

pixel size, the gain in observing efficiency will be as shown in the right panel. The observing efficiency is defined as being the time it takes to reach a given SNR at a given flux. The efficiency of the EMCCD in IMO at low flux could be raised by lowering the frame rate since the noise is dominated by the CIC in this flux regime. NIMO operation of the EMCCD with CCCP would not benefit from the lowering of the frame rate as the image would be quickly dominated by dark noise (figure 4.5).

## 4.5 Conclusions

Tests made with CCCP on a CCD97 EMCCD shows that the CIC can be greatly reduced without having to resort to Non Inverted Mode Operation. The low level of CIC of 0.001 – 0.0018 event/pixel/frame, depending on the gain, allows one to use an EMCCD in photon counting mode and be more efficient than a GaAs IPCS at fluxes higher than  $\sim 0.02$  photon/pixel/second.

Analogic (amplified, no threshold) and conventional (no amplification) operation of the EMCCD with CCCP is also possible: the controller has the possibility to read the two outputs of the EMCCD. So far, only the CCD97 was tested, but the controller is technically able to drive other EMCCD as well as classical CCD. CCCP is designed to operate the vertical and horizontal clocks at the maximum speed specified by manufacturers, allowing fast read-out. Lower speed operation is also possible, down to a few kHz of pixel rate.

# Chapitre 5

## Premiers résultats scientifiques avec CCCP

### Introduction à l'article

L'article présenté au chapitre 4 présentait des résultats de tests en laboratoire de la caméra construite avec CCCP et un CCD97. Dans cet article, des données scientifiques, obtenues au télescope de 1.6m de l'observatoire du mont Mégantic, sont présentées. Ce sont les premières données scientifiques obtenues avec CCCP. L'article a été publié dans le numéro d'août 2009 de la revue *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*.

Contribution : 95% design de l'instrument, 100% fabrication de l'instrument, 100% rédaction, 100% acquisition et traitement des données.

## Extreme faint flux imaging with an EMCCD

Olivier Daigle<sup>1,2,5</sup>, Claude Carignan<sup>1,4</sup>, Jean-Luc Gach<sup>2</sup>, Christian Guillaume<sup>3</sup>,  
Simon Lessard<sup>5</sup>, Charles-Anthony Fortin<sup>5</sup> and Sébastien Blais-Ouellette<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de Physique,  
Université de Montréal, C.P. 6128, succ. centre-ville, Montréal, Québec, Canada,  
H3T 2B1;

<sup>2</sup>Aix-Marseille Université – CNRS – Laboratoire d'Astrophysique de Marseille,  
Observatoire Astronomique de Marseille-Provence, Technopôle de  
Château-Gombert, 38, rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille, France;

<sup>3</sup>CNRS – Observatoire Astronomique de Marseille-Provence – Observatoire de  
Haute-Provence, 04870 St-Michel l'observatoire, France;

<sup>4</sup>Observatoire d'Astrophysique de l'Université de Ouagadougou, BP 7021,  
Ouagadougou 03, Burkina Faso;

<sup>5</sup>Photon etc., 5155 Decelles Avenue, Pavillon J.A Bombardier, Montréal, Québec,  
Canada, H3T 2B1.

### Abstract

An EMCCD camera, designed from the ground up for extreme faint flux imaging, is presented. CCCP, the CCD Controller for Counting Photons, has been integrated with a CCD97 EMCCD from e2v technologies into a scientific camera at the Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale (LAE), Université de Montréal. This new camera achieves sub-electron read-out noise and very low Clock Induced Charge (CIC) levels, which are mandatory for extreme faint flux imaging. It has been characterized in laboratory and used on the Observatoire du Mont Mégantic 1.6-m telescope. The performance of the camera is discussed and experimental data with the first scientific data are presented.

**Keywords:** Astronomical instrumentation, Data analysis and techniques, Galaxies.

## 5.1 Introduction

The advent of Electron Multiplying Charge Coupled Devices (EMCCD) allows sub-electron read-out noise to be achieved. However, the multiplication process involved in rendering this low noise level is stochastic. The statistical behaviour of the gain that is generated by the electron multiplying register adds an excess noise factor (ENF) that reaches a value of  $2^{1/2}$  at high gains (Robbins & Hadwen, 2003). The effect on the signal-to-noise ratio (SNR) of the system is the same as if the quantum efficiency (QE) of the EMCCD were halved. In this regime, the EMCCD is said to be in Analog Mode (AM) operation.

Some authors proposed offline data processing to lower the impact of the ENF (Lantz et al., 2008; Basden et al., 2003) in AM operation. However, one can overcome the ENF completely, without making any assumption on the signal's stability across multiple images, only by considering the pixel binary and by applying a single threshold to the pixel value. The pixel will be considered as having detected a single photon if its value is higher than the threshold and none if it is lower. In this way, the SNR will not be affected by the ENF and the full QE of the EMCCD can be recovered. In this regime, where the EMCCD is said to be in Photon Counting (PC) operation, the highest observable flux rate will be dictated by the rate at which the images are read-out; a frame rate that is too low will induce by losses by coincidence.

However, at a high frame rate, the Clock Induced Charges (CIC) become dominant over the other sources of noise affecting the EMCCD (mainly dark noise). CIC levels in the range of 0.01 – 0.1 were typically measured (Tulloch, 2008; Wen et al., 2006; e2v technologies, 2004) on a  $512 \times 512$  CCD97 frame transfer EMCCD from e2v Technologies. Even at a low read-out speed of  $1 \text{ frame s}^{-1}$ , these CIC levels are at least an order of magnitude higher than the dark noise. Thus, one wanting to do faint flux imaging with an EMCCD is stuck with two conflicting problems: a low frame rate is needed to lower the impact of the CIC whilst a high frame rate is needed if a reasonable dynamic range is to be achieved.

In order to make faint flux imaging efficient with an EMCCD, the CIC must

be reduced to a minimum. Some techniques have been proposed to reduce the CIC (Tulloch, 2006; Daigle et al., 2004; Mackay et al., 2004; Gach et al., 2004b; e2v technologies, 2004; Janesick, 2001) but until now, no commercially available CCD controller nor commercial cameras were able to implement all of them and get satisfying results. CCCP, the CCD Controller for Counting Photons, has been designed with the aim of reducing the CIC generated when an EMCCD is read out. It is optimized for driving EMCCDs at high speed ( $\geq 10\text{MHz}$ ), but may be used also for driving conventional CCDs (or the conventional output of an EMCCD) at high, moderate, or low speed. This new controller provides an arbitrary clock generator, yielding a timing resolution of  $\sim 20\text{ps}$  and a voltage resolution of  $\sim 2\text{mV}$  of the overlap of the clocks used to drive the EMCCD. The frequency components of the clocks can be precisely controlled, and the inter-clock capacitance effect of the CCD can be nulled to avoid overshoot and undershoots. Using this controller, CIC levels as low as  $0.001 - 0.002 \text{ event pixel}^{-1}$  per frame were measured on the  $512 \times 512$  CCD97 operating in inverted mode. A CCD97 driven by CCCP was placed at the focus of the FaNTOmM instrument (Gach et al., 2002; Hernandez et al., 2003) to replace its GaAs photocathode-based Image Photon Counting System (IPCS). In this article, the important aspects of PC and AM operations with an EMCCD under low fluxes are outlined in section 5.2. In section 5.3, CCCP performance regarding these aspects is presented. Finally, in section 5.4, scientific results obtained at the telescope are presented.

## 5.2 Faint flux imaging with an EMCCD

### 5.2.1 The cost of sub-electron read-out noise

The multiplication process that allows an EMCCD to reach sub-electron read-out noise is unfortunately stochastic. Only the *mean* gain is known and it is not possible to know the *exact* gain that was applied to a pixel's charge. This uncertainty on the gain and thus on the determination of the quantity of electrons that were

accumulated in the pixel causes errors on the photometric measurements. This uncertainty can be translated in a SNR equation as an ENF,  $F$ , as follows:

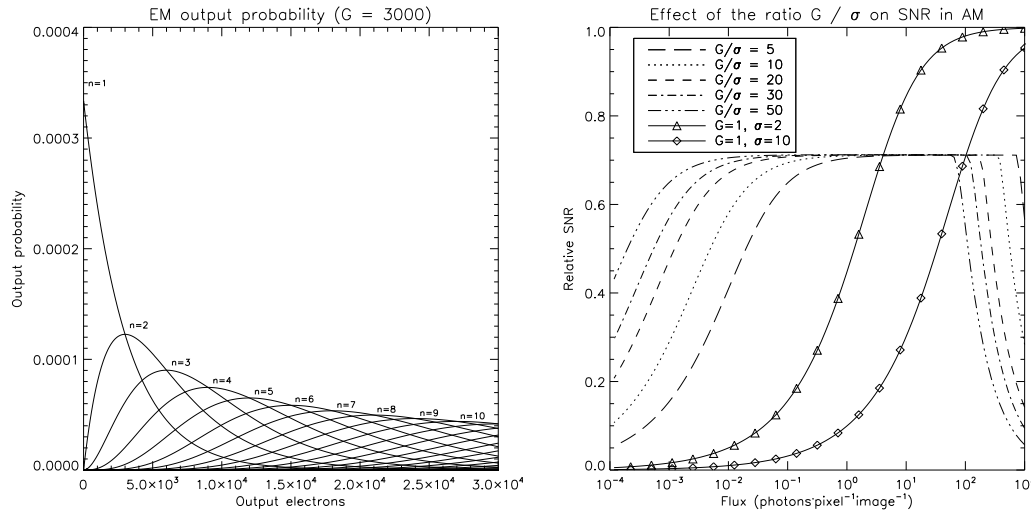
$$SNR = \frac{S}{\sqrt{F^2 S + \frac{\sigma_{real}^2}{G^2}}}. \quad (5.1)$$

Here,  $S$  is the quantity of electrons that were acquired and  $G$  the mean gain achieved by the multiplication register. At high gain,  $F^2$  reaches a value of 2 and its effect on the SNR is the same as if the QE of the EMCCD was halved (Robbins & Hadwen, 2003).

The effect of the ENF on the output probability of the EM stage of the EMCCD is outlined by figure 5.1, left panel. The overlapping output probabilities of different input electrons is the result of the ENF. Its impact on the SNR is shown in the right panel. The plateau at 0.707 of relative SNR is the effect of an ENF of value  $\sqrt{2}$ . This figure also compares the relative SNR of a conventional CCD ( $G = 1$ ) operated at 2 and 10 electrons of read-out noise.

Thus, for fluxes lower than  $\sim 5$  photons  $\text{pixel}^{-1}$  per image, the EMCCD in AM operation out-performs the low-noise ( $\sigma = 2$  electrons) conventional CCD. This does not take into account the duty cycle loss induced by the low speed readout of the low-noise CCD. Since most of the EMCCDs actually available are of frame transfer type, virtually no integration time is lost due to the read-out process and the advantage would be even greater for the EMCCD compared to the conventional CCD. In AM operation, the maximum observable flux per image is a function of the EM gain of the EMCCD and the integration time should be chosen to avoid saturation.

This ENF affects the SNR only when one wants to measure more than one photon  $\text{pixel}^{-1}$ . If one assumes that no more than one photon is to be accumulated, it can consider the pixel as being empty if the output value is lower than a given threshold, or filled by one photon if the output value is higher than the threshold. The threshold is determined solely by the real read-out noise of the EMCCD. Typically, a threshold of  $5\sigma$  allows one to avoid counting false events due to the read-out noise (see figure

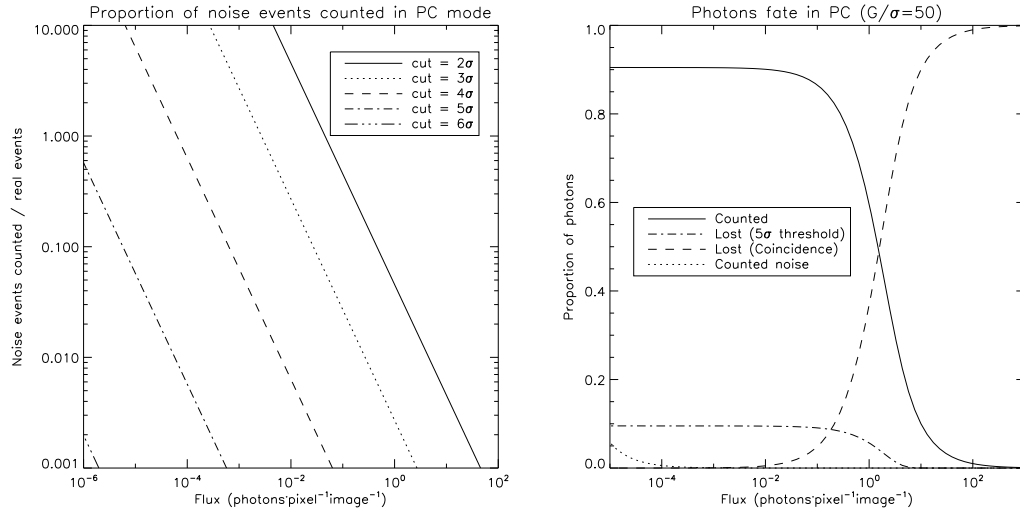


**Figure 5.1:** **Left:** Output probability of the amplification register of an EMCCD, for a mean gain of 3000 plotted for various amount of input electrons,  $n$ . The overlapping regions are the result of the ENF induced by the multiplication process. **Right:** Relative SNR as a function of the photon flux per image, the read-out noise of the EMCCD and its operating gain. A saturation level of 200000 electrons is assumed, the read-out noise is 50 electrons unless noted, the dark noise and CIC are neglected.

5.2, left panel). Thus, even if the exact gain is still unknown, it has no impact since it does not enter in the equation of the output value. In this operating mode, the ENF,  $F$ , vanishes by taking a value of 1 (Robbins & Hadwen, 2003; Daigle et al., 2006b).

Counting only one photon  $\text{pixel}^{-1}$  does have its drawbacks: at high fluxes, coincidence losses become important (figure 5.2, right pannel, continuous and dashed line). The only way of overcoming the coincidence losses is to operate the EMCCD at a higher frame rate. In order to lose no more than 10% of the photons by coincidence losses, the frame rate must be at least 5 times higher than the photon flux. This requires that the EMCCD be operated at high speed (typically  $\geq 10\text{MHz}$ ) in order to allow moderate fluxes to be observed.



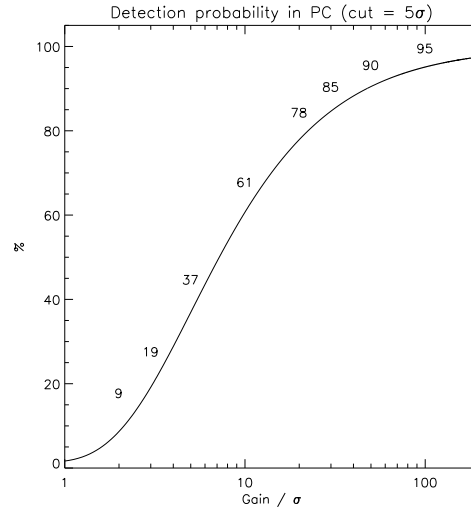


**Figure 5.2:** **Left:** Proportion of noise events counted in photon counting mode as a function of the threshold, expressed in  $\sigma$ . **Right:** Photon fate in photon counting mode. The continuous line shows the proportion of counted photons, the dashed-dotted line shows the proportion of events lost in the read-out noise (due to the  $5\sigma$  threshold), the dashed line shows the proportion of events lost due to coincidence and the dotted line shows the proportion of false events that would be attributable to the read-out noise.

## 5.2.2 The need for high EM gain

Figure 5.2 gives a hint of another aspect of the PC operation: the ratio of the gain over the real read-out noise is important. Since PC operation involves applying a threshold that is chosen as a function of the real read-out noise, the EM gain that is applied to the pixel's charge will affect the amount of events that can be counted. Figure 5.1 shows that for 1 input electron, the highest output probability of the EM register is 1 electron. This causes an appreciable proportion of events ending-up buried in the read-out noise. The proportion of events lost in the read-out noise,  $e_l$ , which is the proportion of the events that come out of the EMCCD at a value lower than *cut* electrons, can be estimated by means of the following convolution:

$$e_l = \frac{\sum_{x=0}^{cut} f(n, \lambda) * p(x, n, G)}{1 - f(0, \lambda)}, \quad (5.2)$$



**Figure 5.3:** Maximum proportion of counted photons as a function of the gain over read-out noise ratio, for a  $5\sigma$  threshold

where  $f(n, \lambda)$  is the Poissonian probability of having  $n$  photons during an integration period under a mean flux of  $\lambda$  (in photon/pixel/frame) and  $p(x, n, G)$  is the probability of having  $x$  output electrons when  $n$  electrons are present at the input of the EM stage at a gain of  $G$ . This probability is defined by

$$p(x, n, G) = \frac{x^{n-1} e^{-x/G}}{G^n (n-1)!}. \quad (5.3)$$

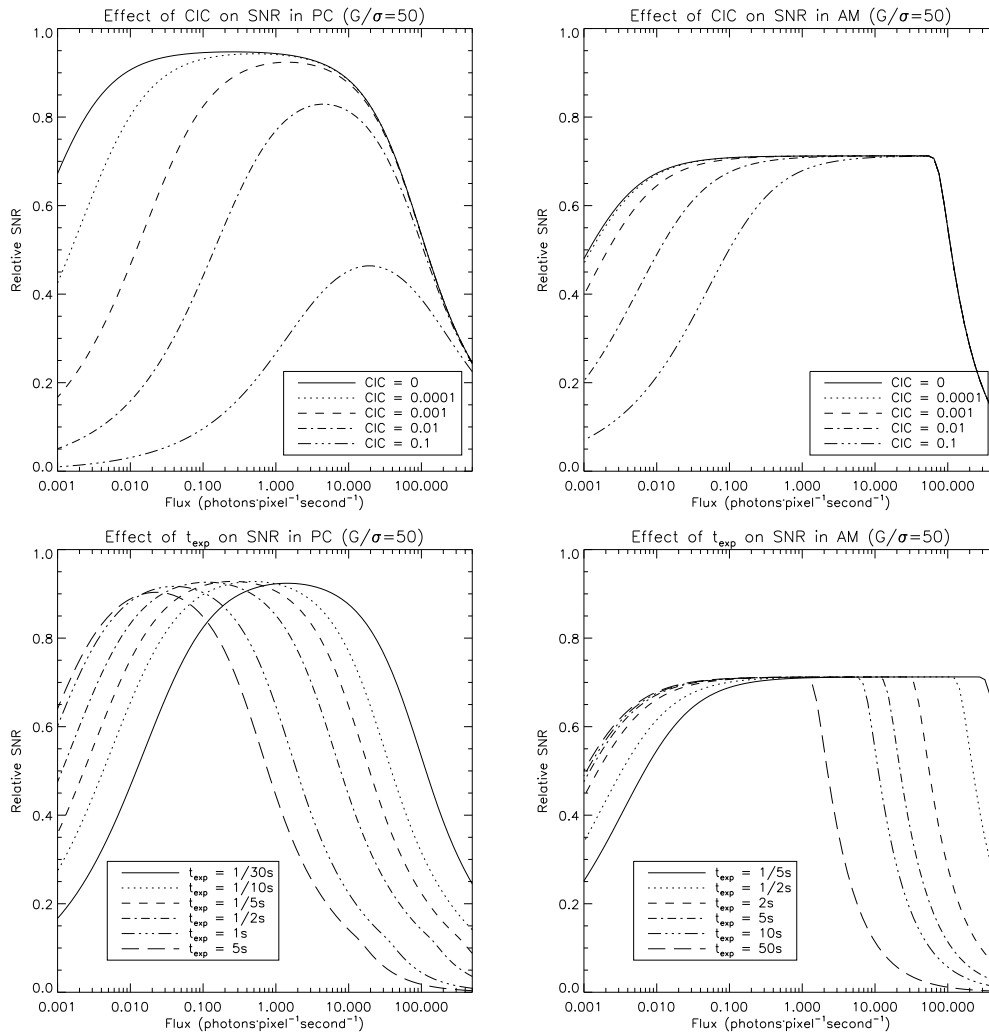
Figure 5.3 translates the importance of having a high gain over read-out noise ratio into a detection probability as a function of the  $G/\sigma$  ratio. An EMCCD that is operated at an EM gain of 1000 and has a read-out noise of 50 electrons will allow no more than 78% of the photons to be counted. In order to count 90% of the photons, one would have to use an EM gain of 2500 for the same read-out noise. It is the ratio of the gain over the real read-out noise that sets the maximum amount of detected photons. Thus, even if an EMCCD is capable of sub-electron read-out noise, its effect is not completely suppressed. The read-out noise still affect the quality of the data if the EM gain is not high enough.

### 5.2.3 The dominance of CIC

When an EMCCD is operated under low fluxes at high gain and high frame rate, a noise source that is usually buried into the read-out noise of a conventional CCD quickly arises: CIC (e2v technologies, 2004). The CIC are charges that are generated as the photo-electrons are moved across the CCD to be read out. The CIC noise may appear as dark noise except that it has no time component. It is only when the CCD is read out that the CIC occur. Thus, the higher the frame rate, the higher the CIC.

Figure 5.4 shows the effect of the CIC on the SNR of an EMCCD. One quickly realizes that, at 30 fps, the CIC dominate over the dark noise even for a CIC level as low as 0.0001 electron per pixel per image (top left panel). In AM, at 1 fps, the CIC dominate for levels higher than 0.001 (top right panel). In order to lower the impact of the CIC, one could chose to operate the EMCCD at a lower speed (higher integration time). The effect of this choice is outlined in the bottom panels of the figure (assuming a CIC level of 0.001). It shows that in PC and AM mode, there is little advantage of operating the EMCCD at less than  $\sim 0.5$  fps. For a given CIC level, the maximum exposure time should be dictated by the time needed for the dark noise to dominate (about twice as high as the CIC). Moreover, the losses due to saturation (in AM) or by coincidence (in PC) are becoming more important, and the rising of the integrating time reduces the dynamic range of the images without providing a gain in SNR at low flux. Thus, there is a minimum frame rate at which the EMCCD should be operated, either in AM or PC. For a lower frame rate, there is no further gain in SNR to achieve at low fluxes and losses occur at high fluxes.

Another problem with the CIC is that it is dependent of the EM gain (see section 5.3.2). The higher the EM gain, the higher the rate at which the CIC is generated. Thus, in order to reach the high EM gain needed for faint flux imaging (30–50 times the read-out noise), one must really tame the CIC down to low levels.



**Figure 5.4:** Effect of various CIC levels (in electron per pixel per image) on the SNR. SNR is plotted against the one of a perfect photon counting device that would be affected only by shot noise. CIC rates are in electron per pixel per image, the dark noise is 0.001 electron per pixel per second, the EMCCDs are operated at a  $G/\sigma$  ratio of 50 and a saturation level of 200000 electrons is assumed. **Top left:** EMCCD in PC operated at 30 frames per second with a threshold of  $5\sigma$ . **Top right:** EMCCD in AM at 1 frame per second. **Bottom left:** EMCCD in PC, CIC is 0.001 event per pixel per frame and integration time is varying. **Bottom right:** EMCCD in AM, CIC is 0.001 event per pixel per frame and integration time is varying.

## 5.3 CCCP performance

The camera built using CCCP and a CCD97 (hereafter CCCP/CCD97) was used to gather experimental data and to compare the performance of the CCCP controller against an existing, commercial, CCD97 camera (namely the, Andor iXon<sup>EM+</sup> 897 BI camera, hereafter the Andor camera). The CCCP/CCD97 performance is also presented in absolute numbers. All the data presented, for both cameras, were gathered at a pixel rate of 10 MHz.

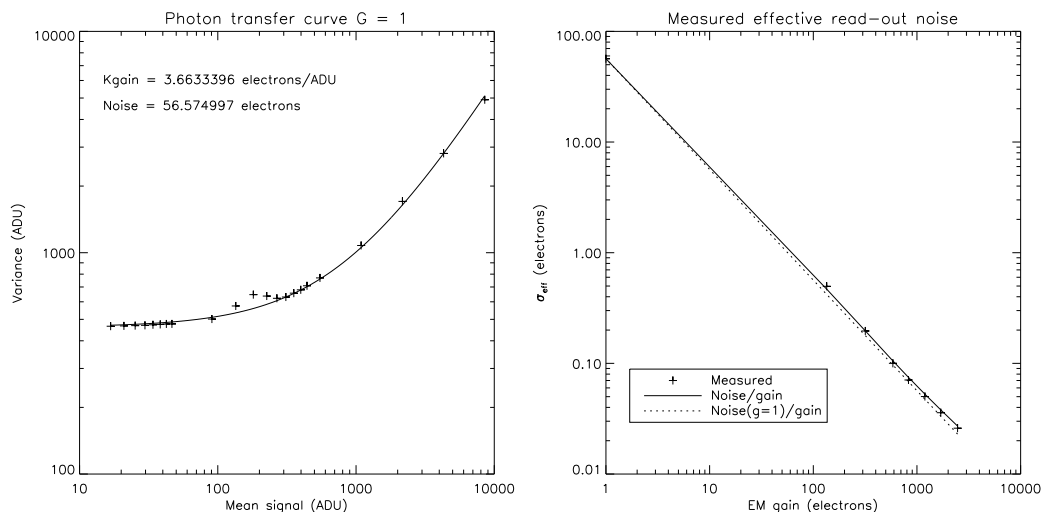
### 5.3.1 Real and effective read-out noise

The real read-out noise of CCCP/CCD97 was measured at 10MHz of pixel rate using the photon transfer curve method with a faint, constant illumination and a varying integration time. For this technique, the variance of the images is plotted against the mean signal (read Janesick 2001 for a detailed explanation of the technique). This technique yields both the read-out noise and the reciprocal gain (electrons ADU<sup>-1</sup>) of the CCD.

Figure 5.5 shows the measurement for both the real and the effective read-out noise of CCCP /CCD97. The various plots of the left panel show that the real read-out noise is not dependent of the EM gain. Indeed, there is no reason why the read-out noise of the EMCCD could not be affected by the EM gain. The clocking of the High Voltage (HV) clock could induce substrate bounce, EMI or cross-talk and increase the real read-out noise. Moreover, the reciprocal gain of the charge domain (after amplification) of the EMCCD could also change if the output amplifier, for example, was not linear. The good concordance of the three data sets of the left panel shows that the real read-out noise and the reciprocal gain of the EMCCD are stable. One can assume that the effective read-out noise of the CCCP/CCD97 can be calculated by means of

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma_{G=1}}{G}, \quad (5.4)$$

where  $\sigma_{G=1}$  is the read-out noise calculated at an EM gain of 1 and  $G$  is the gain at



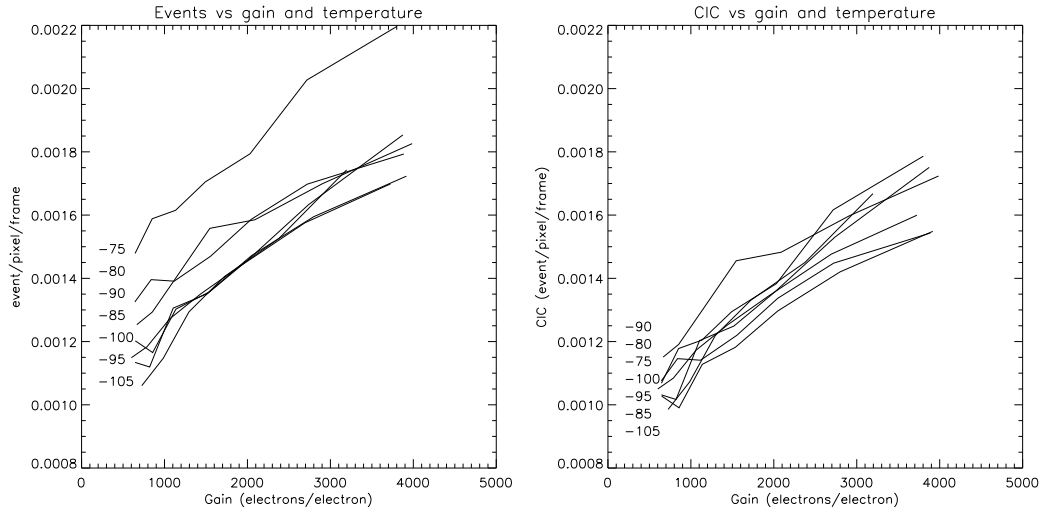
**Figure 5.5:** Measurement of the real and effective read-out noise of CCCP/CCD97 at a pixel rate of 10MHz. **Left:** Photon transfer curve of CCCP/CCD97 at an EM gain of 1. The + signs represent data and the curve represents the best fit to these data. **Right:** Effective read-out noise as a function of the EM gain. The + signs represent the measured effective read-out noise, as measured by the photon transfer technique. The plain line represents the effective read-out noise expected by measuring the read-out noise (by taking the standard deviation of the signal) and dividing it by the measured EM gain. The dotted line represents the read-out noise measured at  $G = 1$  (left panel) and dividing it by the EM gain. See text for explanations.

which the EMCCD is operated.

### 5.3.2 Clock Induced Charges

In order to measure the CIC generated during a read-out of the EMCCD, many ( $\sim 1000$ ) dark frames were acquired. These frames were exposed for the shortest period of time (to minimize the dark noise) and in total darkness<sup>a</sup>. Then, the histogram of all the frames is fitted with the EM output probability equation (equation 5.3), assuming that  $n$  is always 1. For very low event rates (in this case,  $\simeq 0.003$  event pixel<sup>-1</sup> per frame), this assumption has little effect on the CIC measurement.

<sup>a</sup>For CCCP/CCD97, two frame transfers were done before reading-out, yielding a 0-s integration time. However, dark signal is generated during the read-out.

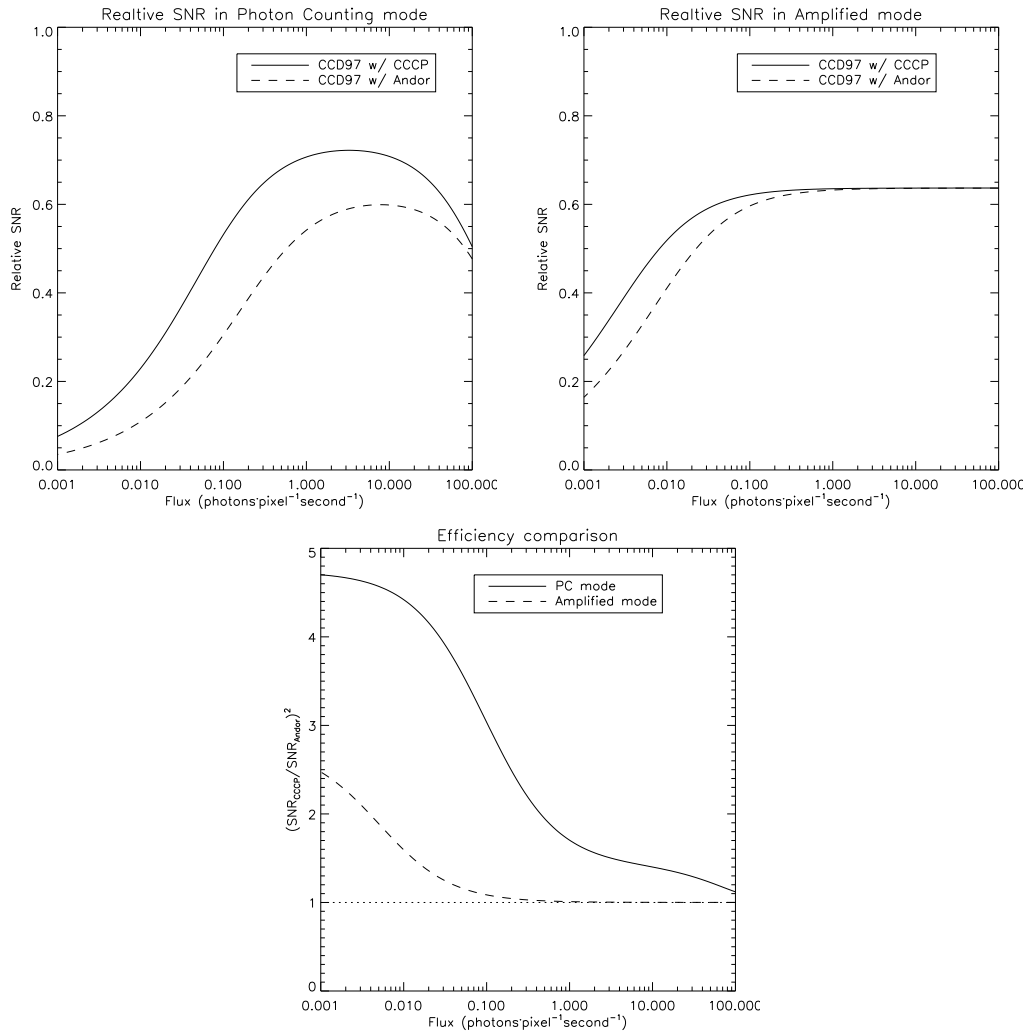


**Figure 5.6:** Measurement of all the events generated during the read out process. **Left:** including dark noise. **Right:** excluding dark noise.

This gives at the same time the EM gain,  $G$ , and the mean quantity of events per pixel. The histogram fitting has also the advantage of seeing all the events that are generated in the image area and storage area and in the conventional horizontal register, even the ones buried in the read-out noise. This is mandatory if the CIC levels are to be compared at different EM gains. Obviously, simply counting the events that are at a  $5\sigma$  threshold would yield lower CIC levels for lower gains as more events would end up in the read-out noise (recall figure 5.3). It is beyond the scope of this paper to describe the algorithm in detail<sup>b</sup>. This code also calculates the mean bias (CIC+dark free) of all the frames and gives the real read-out noise. The bias calculated by the routine can then be used to remove the bias from light frames.

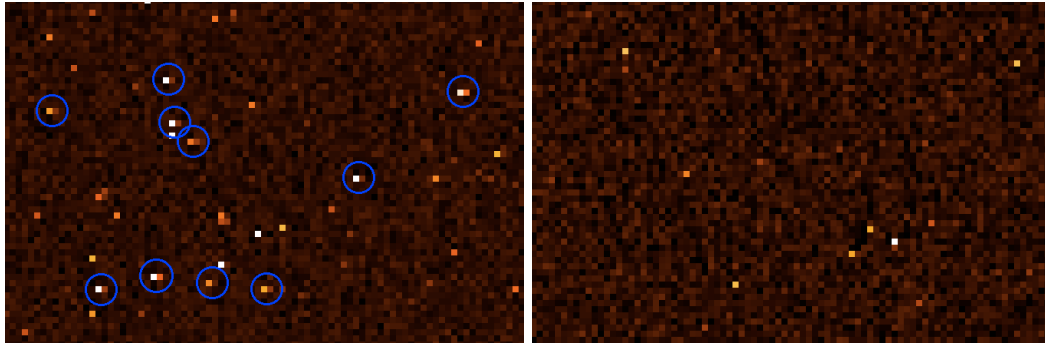
When a zero integration time is used, or when both the image and storage regions of the CCD are flushed prior to the read-out (dump of the lines through the Dump Gate) the dark signal generated during the readout can further be removed by fitting a slope of the mean signal from the first line read to the last one. This

<sup>b</sup>Interested readers are invited to go to <http://www.astro.umontreal.ca/~odaigle/emccd> to read more about it and see the IDL code.



**Figure 5.7:** Comparison of the SNR of a CCCP/CCD97 and the Andor camera. Comparisons are normalized with a perfect photon counting device. Both cameras have a QE of 80%, a dark noise of 0.001 electron per pixel per second and a saturation level of 200000 electrons. For CCCP, the gain over read-out noise ratio is 30 and the CIC rate is 0.0023. For the commercial camera, the gain over read-out noise ratio is 16 and the CIC rate is 0.0084. In both cases, the effect of bad events is neglected. **Top left:** Cameras operated in PC. Both cameras are running at 30 frames per second. **Top right:** Cameras operated in AM. Both cameras are running at 1 frame per second. **Bottom:** Efficiency comparison, showing the ratio of the time needed to reach a given SNR at a given flux, between CCCP/CCD97 and the Andor Camera.





**Figure 5.8:** Effect of a bad CTE on EMCCD images taken with a commercial camera and with CCCP/CCD97. Dark images are taken at high gain and were zoomed and false-colored to enhance details. Both cameras were operated at  $-85^{\circ}\text{C}$ . **Left:** Andor camera. We clearly see some pixels that are leaking in the horizontal direction (circled). The event rate (dark+CIC) measured on this camera is 0.0084 electron per pixel per image. The gain over read-out noise ratio is 22. The bad event rate measured is 4.6% (see text for a definition of bad event rate). **Right:** CCCP. Pixels leak are far less apparent. One could note that there is also less events since the CIC level is lower in CCCP's images. The event rate (dark + CIC) measured is 0.0018. The gain over readout noise ratio is 22. The bad event rate is 0.3%.

yields the dark count rate per read-out line. This allows the CIC to be completely disentangled from the dark noise.

The Andor camera is advertised as having a CIC+dark level of 0.005 electron  $\text{pixel}^{-1}$  per image<sup>c</sup> at an EM gain of 1000 for a 30-ms integration time at  $-85^{\circ}\text{C}$ . The CIC + dark noise rate measured on such a camera, using the histogram fitting algorithm, is 0.0084. This discrepancy may come in part from the fact that the measurement method used in this article measures all the events instead of counting only the events that are above  $5\sigma$  (which is the way Andor is characterizing its cameras, as stated in their datasheets). This camera is not capable of higher EM gains and it is thus not possible to measure the CIC at higher gains. Obtaining a higher EM gain is just a matter of producing an HV clock that has a higher amplitude. The Andor camera could probably be used at higher EM gain but it is limited by

<sup>c</sup>In the datasheet available at [https://www.andor.com/download/download\\_file/?file=L897SS.pdf](https://www.andor.com/download/download_file/?file=L897SS.pdf)

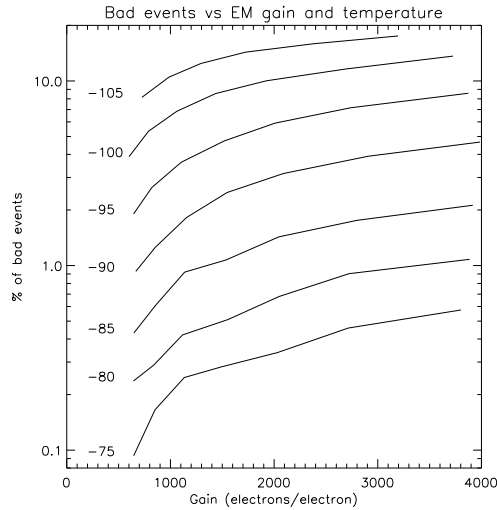
software at 1000. However, as it will be shown in section 5.3.4, the higher the EM gain, the higher the sensitivity of the EM gain to the amplitude of the HV clock. Thus, greater gain must come with greater stability of the HV clock. Moreover, a higher EM gain means a higher CIC level.

Figure 5.6 shows the level of CIC that was measured on CCCP/CCD97 at different operating temperatures. At an EM gain of 1000, the amount of events attributable to the CIC is of the order of  $0.001 \text{ electron pixel}^{-1}$  per image. At an EM gain of 2500, the CIC level reaches  $0.0014 - 0.0018$ . This figure also shows that the CIC is not, or is at most weakly, dependent on the operating temperature. Figure 5.7 compares the SNR of the CCD97 driven by CCCP and the Andor camera, using the EM gain and CIC levels measured.

### 5.3.3 Charge transfer efficiency

Having a high gain, a low CIC and a low real readout noise are not the only factors that are needed to render the faint flux imaging efficient. The Charge Transfer Efficiency (CTE) of the EM register, that is, the efficiency at which the electrons are moved across the EM register, plays an important role. If this CTE is too low, some of the electrons composing a pixel will not be transferred when they should be and they will lag in the following pixels. In images, these lagging electrons will be seen as a tail lagging behind a bright pixel. Figure 5.8 shows the effect of an EM CTE that is not optimum (left panel, circled events). These leaking pixels are polluting adjacent pixels by raising their value. They can then be counted as pixels being stroked by a photon when they were not. This creates a source of noise.

For means of comparison, one could define a scenario that would allow these *bad pixels* to be identified and counted. For example, one could use dark frames, expected to count only dark and CIC events. If, say, the rate of events in these images is  $0.01 \text{ event pixel}^{-1}$  per image, there is, assuming a Poissonian process for the generation of the dark and CIC, only 1% chance that an event would immediately follow another. By counting the quantity of events that are adjacent, it is possible to



**Figure 5.9:** Fraction of bad events as a function of the EM gain and temperature (in °C), as measured with CCCP/CCD97. The bad event rate shown in this figure is not compensated from the natural rate at which two adjacent events can occur.

know the quantity of events that are due to the bad CTE.

In the left panel of figure 5.8, the mean CIC+dark rate measured is  $0.0084 \text{ event pixel}^{-1} \text{ per frame}^d$ . Thus, no more than 0.84% of the events should be adjacent. However, 5.5% of the events immediately follow one another. The excess in adjacent events (4.6%) must come from the bad CTE. In other words, given any event in an image (dark, CIC, or photo-electron), there is a 4.6% chance that it will be followed by a bad event.

In the left panel of figure 5.8, the bad event rate is measured to be 0.46%, where the expected rate is 0.18%. Thus, one can tell that at  $-85^\circ\text{C}$  and at a gain over read-out noise ratio of 22, there are only  $\sim 0.3\%$  bad events with the CCCP/CCD97 camera. Thus, even if CCCP's EM gain is higher than that of the Andor camera, the first has a much lower bad event rate, which means that the CTE figure of the EMCCD can be better handled with CCCP.

The deterioration of the CTE increases with both the EM gain and the low tem-

<sup>d</sup>The measurements of the *bad events* involved about a thousand dark frames, in addition to the zoomed region of figure 5.8.

perature of the CCD (figure 5.9). Adjustments to the clocking (clock overlap voltages, clock frequency components, clock high and low levels, etc.) were performed after these measurements were made and better CTE figures are now accomplished, as can be seen in figure 5.8. However, the behaviour of the CTE as a function of the temperature and gain is maintained: the bad event rate rises with the EM gain and with lower temperatures.

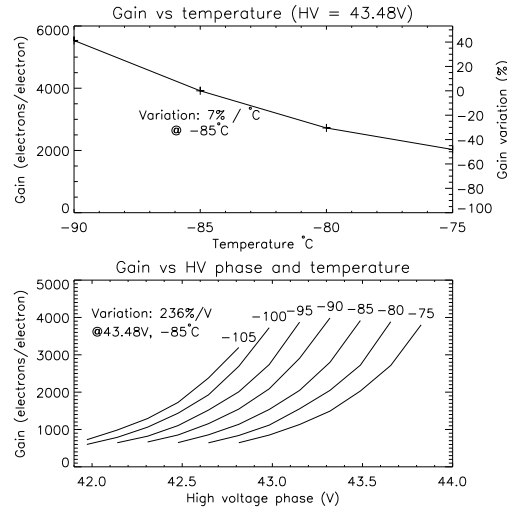
### 5.3.4 Gain stability

The stability of the gain of an EMCCD is important as it will affect the photometric measurements. The gain of the EM register is very sensitive to the variations of the HV clock. The higher the gain, the higher the sensitivity to the HV clock amplitude (figure 5.10, bottom panel). At a high gain, a variation of 1 volt in the amplitude of the HV clock represents more than a two-fold variation of the EM gain. This means that, in order to achieve a gain stability of the order of a percent, the HV clock must be stable within  $\sim 5$  mV. The EM register is also sensitive to the temperature (figure 5.10, top panel). In the EM gain regime shown, the temperature must be controlled within  $\pm 0.1^\circ\text{C}$  in order to achieve a gain stability of  $\pm 1\%$ .

#### Gain stability over time

The stability of the EM gain of CCCP/CCD97 has been measured by taking dark images continuously at high gain ( $G/\sigma \simeq 30$ ), moderate frame rate (10 fps), and at a temperature of  $-85^\circ\text{C}$ . In total, 30000 images were acquired. Then, the EM gain of these images was determined using the usual algorithm. The algorithm used a window of 400 frames out of the 30000 and slid 400 frames every iteration. Thus, 75 data points were produced, each representing about 40 s. The results are shown in figure 5.11, left panel. The error bars in this figure are calculated using

$$e = G\sqrt{\frac{2}{n}}, \quad (5.5)$$



**Figure 5.10: Top:** Sensitivity of the EM gain to the temperature of the EMCCD. **Bottom:** Sensitivity of the EM gain to the maximum level of the HV clock.

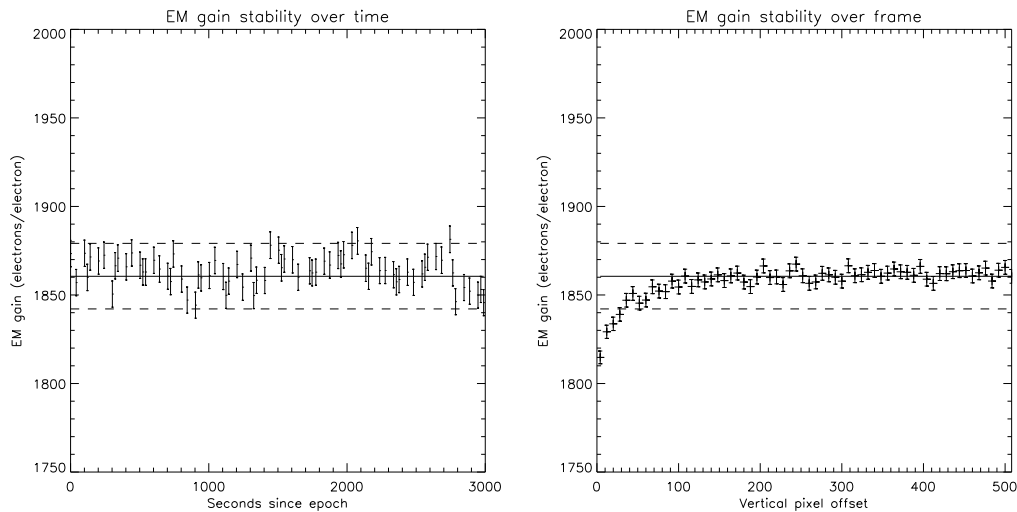
where  $G$  is the EM gain measured and  $n$  is the quantity of events that were used to obtain  $G$ . The constant 2 is used to account for the ENF of the EMCCD.

The gain variation over time is thought to be due to the variation of the temperature, rather than the variation of the HV clock amplitude. The temperature controller used to gather these data has an accuracy slightly worse than  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ .

### Gain stability over frame

The EM gain must also be stable through an image or, at least, its variation must be well characterized. EM gain variation may come from the HV clock amplitude which can take some time to stabilize at the beginning of the frame, given that the HV clock is turned off during the integration time. Even if the HV clock is kept running during the integration time, the capacitive coupling between it and the conventional horizontal clocks can induce a variation of the HV amplitude when they are activated and, consequently, a variation in the gain.

The 30000 frames used in section 5.3.4 were used once again to measure the gain over the image. The EM gain was determined on a per-line basis rather than on an



**Figure 5.11:** Stability of the EM gain. The plain line shows the median of the data set while the dashed lines shows a  $\pm 1\%$  variation. **Left:** Stability over time. **Right:** Stability over frame.

image basis. Then, lines were binned by 8 to increase the SNR (given equation 5.5). This yields the right panel of figure 5.11.

One can see that the HV clock takes about 32 lines to stabilize within the  $\pm 1\%$  gain variation. The HV clock was stopped during the exposure time of these frames. This gain variation is stable, which can be taken into account while processing the raw data to yield accurate photometric measurements.

### 5.3.5 Experimental SNR

Experimental SNR curves were obtained in the lab. In order to do so, a scene spanning about 3 orders of magnitude in contrast has been observed (figure 5.12, bottom panels). Two acquisitions were performed: PC and AM, where the exposure time was set to 0.05s and 0.5s, respectively.

Even though care has been taken to put the lab in total darkness, the background of the scene was still very faintly lit (about  $0.02 \text{ photon pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ), which explains the background signal. In total, 86000 images with an exposure time of 0.05s and

8600 images with an exposure time of 0.5s were acquired. The same amount of dark frames having the same exposure time were also acquired to remove the CIC+dark component. The dark frames were used to calculate the effective EM gain, by histogram fitting (see section 5.3.2). The mean bias has been extracted from the dark frames and has been used to subtract the bias of all the light frames.

As for any CCCP data acquisition, the raw data coming out of CCCP during this experiment were stored in fits files during the acquisition and these files are then processed off-line. The resulting SNR curves are presented in figure 5.12. The frames where a cosmic ray was detected were simply removed. This accounted for about 0.15% of the frames in PC and for about 1.5% in AM.

### PC processing

The PC frames were processed with a threshold of  $5\sigma$ . However, the sum of the PC frames, minus the dark frames, gives only the amount of counted photons,  $c_p$ , whereas one wants to know the sum of incident photons,  $f$ . There are two possible sources of losses:

- The threshold, which is responsible for the loss of the events not amplified enough and ending up in the read-out noise;
- The events that are lost due to coincidence.

The proportion of the events lost due to the threshold,  $e_l$ , is given by equation 5.2 if one uses  $c_p$  as  $\lambda$ . The values of  $G$  and  $cut$  were, in this case,  $30\sigma$  and  $5\sigma$ , respectively. Thus, the correction can be made simply by dividing the  $c_p$  by  $1 - e_l$ . This gives the amount of detected photons,  $d_p$ .

The coincidence losses can be modelled by simple Poissonian statistics. If the amount of incident photons,  $f$ , is unknown, the probability of having zero photon is known. This is simply  $1 - d_p$ . Thus,  $1 - d_p$  represents the probability of having zero photon under a flux of  $f$ , and  $f$  can be recovered by means of

$$f = -\ln(1 - d_p). \quad (5.6)$$

This correction, however, induces an excess noise that scales as

$$F_c = \frac{1}{e^{-f}}. \quad (5.7)$$

At low flux,  $F_c$  approaches the value of 1. It is only under moderate fluxes, where coincidence losses become important, that  $F_c$  prevails.

Now, one can calculate the effective SNR of the image for every pixel. The SNR is given by

$$SNR_{PC} = \frac{f}{\sqrt{F_c^2 N}}, \quad (5.8)$$

where  $N$  is the variance of the pixel over all the 86000 frames. This SNR curve can then be compared to the curve of a perfect PC system whose noise would be only the shot noise, which is  $SNR = \sqrt{f}$ . This gives the experimental points shown in figure 5.12, left panel. The theoretical curve is given by

$$SNR_{PC_t} = \frac{S}{\sqrt{(S + D)g}}, \quad (5.9)$$

where  $S$  is the incident flux, and  $D$  is the mean CIC+dark rate (the mean of all the dark frames). The term  $g$  is the excess noise induced by the coincidence loss and its correction that are implied by the PC processing:

$$g = \frac{S + D}{e^{-(S+D)}}. \quad (5.10)$$

In this case,  $D$  is 0.0023 event pixel<sup>-1</sup> per image. Of course, all of these corrections do not take into account the photons lost due to the QE. However, there is nothing CCCP can do about it and the plots are made according to a perfect photon counting system that would have the same QE as the CCD97.

The agreement between the theoretical and the experimental curves for the PC processing is nearly perfect (figure 5.12, top left panel). The image resulting from the averaging of all 86000 frames is shown in the bottom left panel of the figure.

## AM processing

The case of the AM processing is simpler. The flux in a pixel is given by dividing its value by the EM gain at which the image was acquired. The mean flux of a pixel,



$f$ , is simply given by the mean value of the same pixel across all the images minus the dark signal measured for that pixel. The SNR of a pixel is simply given by

$$SNR_{AM} = \frac{f}{\sqrt{N}}, \quad (5.11)$$

where  $N$  is the variance of that pixel through all of the AM frames. When this SNR curve is normalized by that of a perfect photon counting system, this gives the experimental curve shown in figure 5.12, right panel.

The theoretical curve of that figure is obtained by taking into account the ENF,  $F$ , that plagues the EMCCD. Thus, the SNR equation is given by

$$SNR_{AM_t} = \frac{f}{\sqrt{(f^2 + d^2)F^2 + \sigma_{eff}^2}}, \quad (5.12)$$

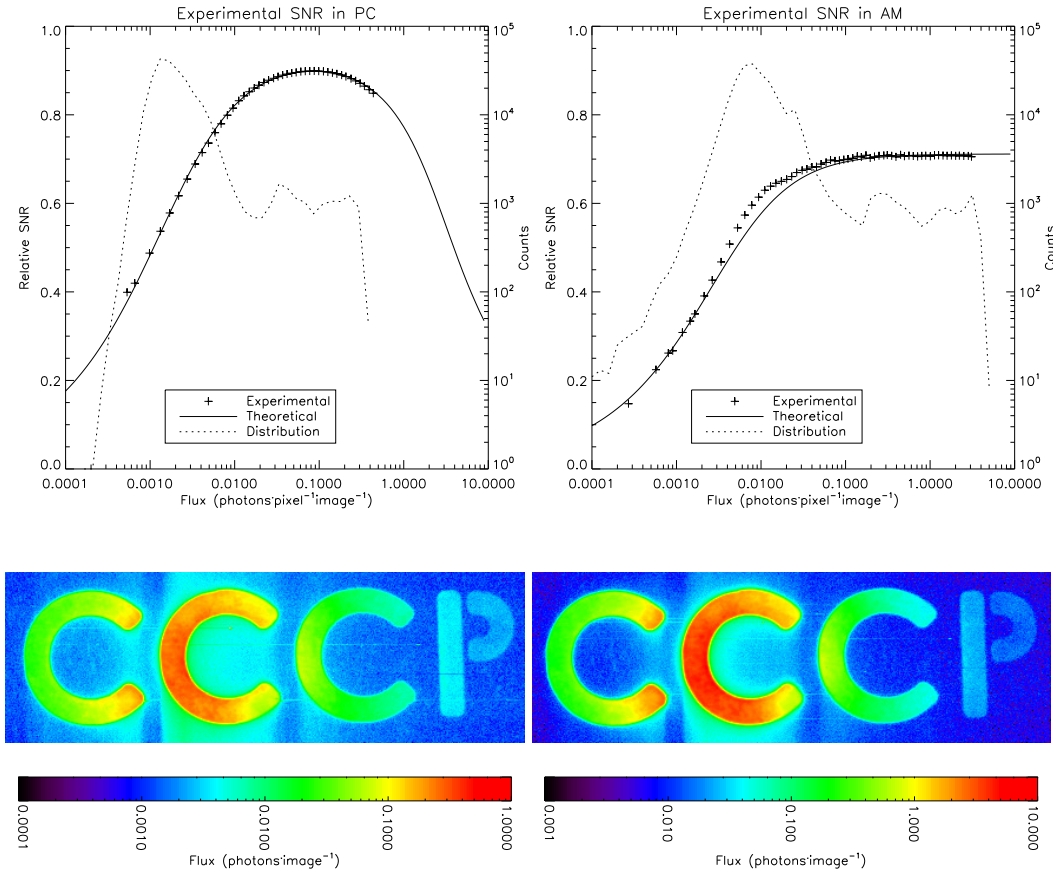
where  $\sigma_{eff}$  is the effective read-out noise. Since the EM gain is high ( $30\sigma$ ),  $F^2$  takes the value of 2. The CIC+dark,  $d$ , is 0.0025 in that plot.

In order to reach very faint fluxes with the AM processing, the bias needs to have an extremely high SNR. There must be as many frames used to build the bias as there are light frames to process. If not, since the same bias is used for all the light frames, the noise of the bias will become the dominant source of noise in the final images. The PC processing is not as sensitive as the AM processing to the SNR of the bias. In PC, the bias's noise will be removed by the threshold applied to the data.

The plots also shows that the EM gain is accurately determined, which is critical for AM processing. The experimental AM plot would shift up or down if the EM gain were underestimated or overestimated, respectively.

## Comments

A result of this experiment that might have struck an attentive reader is the higher than expected CIC+dark rate in PC. On measurements made with histogram fittings (as in figure 5.6), the CIC+dark rate was about 0.0018 for a  $G/\sigma$  ratio of  $\sim 30$ .

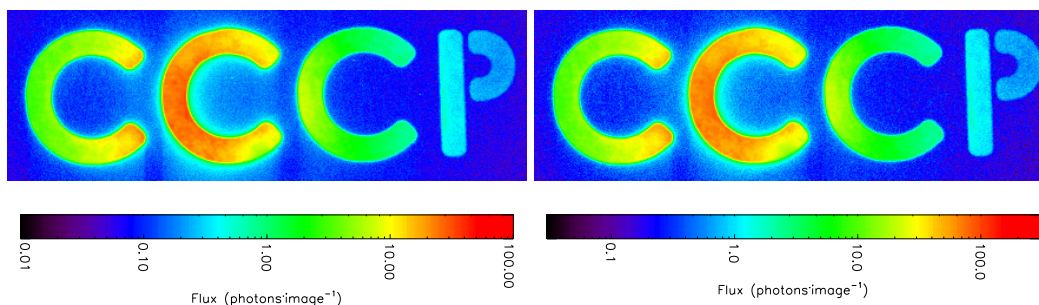


**Figure 5.12: Top:** Experimental SNR curves. Curves were obtained by acquiring 80000 images with CCCP/CCD97 of a very low lit scene. The exposure time was 0.05s and 0.5s for the PC and AM acquisitions, respectively. Both acquisitions were made at a  $G/\sigma$  ratio of 30. The theoretical plots are those of an EMCCD having the same  $G/\sigma$  ratio and a CIC+dark rate of 0.0023 and 0.0025 for PC and AM, respectively. A pixel value distribution is superimposed on the plots. **Left:** SNR after PC processing. **Right:** SNR after AM processing. **Bottom:** Mean of all the images acquired to produce the plots of the top panels, dark+CIC subtracted. The images are rotated by  $90^\circ$ . The horizontal shifting direction is from top to bottom and the vertical shifting direction is from right to left. **Left:** Image of the PC acquisition, after PC processing. **Right:** Image of the AM acquisition, after AM processing.

The fitting of the SNR curves needed a CIC+dark level of 0.0023 in order to agree with the experimental data. This is also the mean event rate measured in the dark frames of the PC acquisition. This behaviour is explained through CIC and dark electrons generated into the EM register. This is in agreement with the fact that the mean source of CIC in CCCP/CCD97 comes from the CIC that is generated into the horizontal register (Daigle et al., 2008). Given that the EM register sole existence is driven by the fact that it generates electrons, it is understandable that it generates CIC too. Dark electrons can also be generated in the EM register. The mean amplification of these CIC and dark electrons varies according to the elements into which the charge is created. The exact amount of CIC that is generated into the EM register is hard to compare at different  $G/\sigma$  ratios. At low  $G/\sigma$ , mostly all of these CIC events will end up in the read-out noise, making it impossible to count them. So, it has been decided not to count them when comparing CIC levels. However, they must be accounted for in the SNR plots.

The effect of these lightly multiplied events will be stronger in the PC data than in the AM data. The PC-processed data see an event as an event, regardless of its multiplication factor. The AM-processed data, however, will see, on average, these events as having less than one input electron. Thus, the CIC+dark level computed in PC will differ from the one computed in AM. As an example, the CIC+dark level of the PC dark frames (0.05s exposure time) of figure 5.12 is 0.0023. If these dark frames are processed in AM, the mean signal level measured is 0.0015 event/pixel/image, which is closer to the values presented in figure 5.6. Given these facts, the threshold used for the PC processing could be raised ( $6\sigma$ ,  $7\sigma$ ) to avoid counting some of these events. Of course, the proportion of counted photons would diminish. An optimum threshold, yielding the best SNR, could be calculated.

The image of the low light scene (figure 5.12, bottom panel) shows trailing electrons behind the most luminous pixels. The trail is about two orders of magnitude fainter than the mostly lit pixel on its line. This could be caused either by the low horizontal CTE in the EM register or the heating of the multiplication register when many electrons are generated into it. It is unlikely that this trailing happens in the



**Figure 5.13:** **Left:** Same as the AM image of figure 5.12, but with an exposure time of 5s per frame. **Right:** Same as the left panel, but with an exposure time of 15s per frame.

conventional horizontal register as there is very rarely more than one electron per element in the PC image (the highest mean flux being about  $0.5 \text{ photon pixel}^{-1}$  per image). Surprisingly, this effect is less visible in the AM image, where more electrons/pixel are gathered, given the 10-fold increase in exposure time. This relation hold for even longer exposure times, as shown in figure 5.13, where exposure times of 5 and  $15 \text{ s frame}^{-1}$  were used, at the same EM gain (AM processing). These frames also show that these trailing electrons are not the result of an overflow of the horizontal register since it would worsen as the exposure time increases and more electrons are gathered. This phenomenon, however, did not compromise the quality of the scientific data, as discussed in section 5.4.

## 5.4 Scientific results

CCCP/CCD97 was tested at the focal plane of the FaNTOMM integral field spectrograph (Gach et al., 2002; Hernandez et al., 2003). FaNTOMM is basically a focal reducer and a narrow band interference filter ( $\sim 10\text{\AA}$ ) coupled to a high resolution ( $R > 10000$ ) Fabry-Perot (FP) interferometer. FaNTOMM falls into the same instrument category as the newer GH $\alpha$ FAS (Carignan et al., 2008; Hernandez et al., 2008). The FaNTOMM instrument is mostly used to map the kinematics of

galaxies using the Doppler shift of the  $H\alpha$  line (such as in Hernandez et al. (2005); Chemin et al. (2006); Daigle et al. (2006a); Dicaire et al. (2008a); Epinat et al. (2008)). The  $H\alpha$  emission comes from both luminous HII regions and faint, diffuse  $H\alpha$  regions. There are a few strong sky emission lines caused by the OH radicals around  $H\alpha$  but there are many dark regions in the spectrum as well. Given the high spectral resolution of these observations, they are mostly read noise limited instead of sky background limited. Moreover, since a FP interferometer is a scanning instrument, it is of great interest to scan the interferometer many times throughout an observation to average the photometric variations of the sky. This requires many short exposures (typically 5-15 seconds between the moves of the interferometer). These kind of observations are perfectly suited for a photon counting camera and this is the reason why FaNTOmM is usually fitted with an IPCS as the imaging device.

The main drawback of the IPCS is its low QE, which is  $\sim 20\%$  for the case of the IPCS of FaNTOmM. However, the IPCS have a very low dark noise, typically of the order of  $10^{-5}$  electron pixel $^{-1}$  s $^{-1}$ . The advantage of the EMCCD is obvious in terms of gain in QE if the CIC of the EMCCD is low enough (Daigle et al., 2004). The results obtained in lab with CCCP/CCD97 were promising. Engineering telescope time was obtained in September 2008 on the 1.6-m telescope of the Observatoire du mont Mégantic to test CCCP on real-world objects. During this run, the CCCP/CCD97 camera was used at the focal plane of the FaNTOmM instrument, in place of the IPCS.

### 5.4.1 Observations

The galaxy NGC 7731 was observed during this run. This galaxy has already been observed with FaNTOmM/IPCS through the SINGS  $H\alpha$  survey (Daigle et al., 2006a). This observation will allow the comparison of the sensitivity of CCCP/CCD97 with FaNTOmM/IPCS.

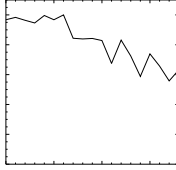
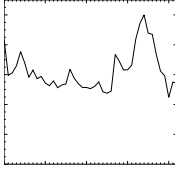
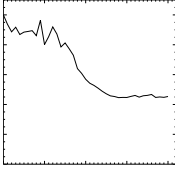
The parameters of the observations are presented in table 5.1. All the data cubes were processed with the data reduction techniques presented in Daigle et al. (2006c).

The sky emission was subtracted by a sky cube fitting. No spatial smoothing was applied. The Radial Velocity (RV) maps were extracted and then cleaned by an automatic routine that correlates a pixel to the continuum and monochromatic flux-weighted value of the neighbouring ones to determine its validity, based on a maximum deviation. Then, a manual clean-up removes the pixels whose RV has been incorrectly determined. This is usually due to some sky residuals that are polluting the pixel.

**Table 5.1:** Parameters of the H $\alpha$  Fabry-Perot observations of NGC 7331.

Observation name	IPCS	AM	PC
Detector	GaAs IPCS	CCCP/CCD97	CCCP/CCD97
Geometry	512 x 512	512 x 512	512 x 512
Pixel size (")	1.6	1.07	1.07
QE at H $\alpha$ (%)	$\sim 20$	$\sim 90$	$\sim 90$
$\sigma/G$ ratio	N/A	30	30
CIC ( $\bar{e} \cdot \text{frame}^{-1}$ )	N/A	0.0015	0.0022
Dark current ( $\bar{e} \cdot \text{s}^{-1}$ )	0.00001	0.0012	0.0012
Processing	PC	AM	PC
Date (UT)	2002-11-03	2008-09-11	2008-09-11
Time (UT)	23:15:00	00:30:00	04:15:00
Telescope	OMM 1.6-m	OMM 1.6-m	OMM 1.6-m
Exterior T $^{\circ}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	-12	3.5	3.5
Moon age (days)	27	11	11
Moon illumination (%)	3	90	90
Sky conditions	Mostly clear	Cirrus towards the end of the integration	Cirrus at the beginning of the integration

Table 5.1 – Continued

Observation name	IPCS	AM	PC
Mean flux / cycle			
Integration time / image (s)	0.025	5	0.5
Images / channel	400	1	10
Integration time / channel (s)	10	5	5
Number of channels	48	48	48
Number of cycles	19	43	41
Total integration time (min)	152	172	164
Filter name	M3	M3	M3
Filter $\lambda_{center}$ at outdoor T° (Å)	6578.4	6580.9	6580.9
Filter FWHM (Å)	15.5	15.5	15.5
FP order at H $\alpha$	765	765	765

In table 5.1, the plot of the mean flux per cycle is shown. This, coupled to the moon and sky conditions, gives a rough idea of the quality of the data. The moon was absent when the observation with the IPCS was made and the sky was mostly clear. Thus, the slight drop in the flux towards the end of the observation can be explained by absorption. On the other hand, the moon was mostly full (hence the engineering time) during the CCCP/CCD97 observations and there were a few cirrus. The cirrus were lit by the moon and this caused the flux to rise towards the end of the AM and at the beginning of the PC observation. Moreover, the moon's light excites the OH radicals in the upper atmosphere and makes them glow brighter. This causes the sky emission lines around H $\alpha$  to be stronger, which, once subtracted, leaves a noisier background due to shot noise. The same thing happens

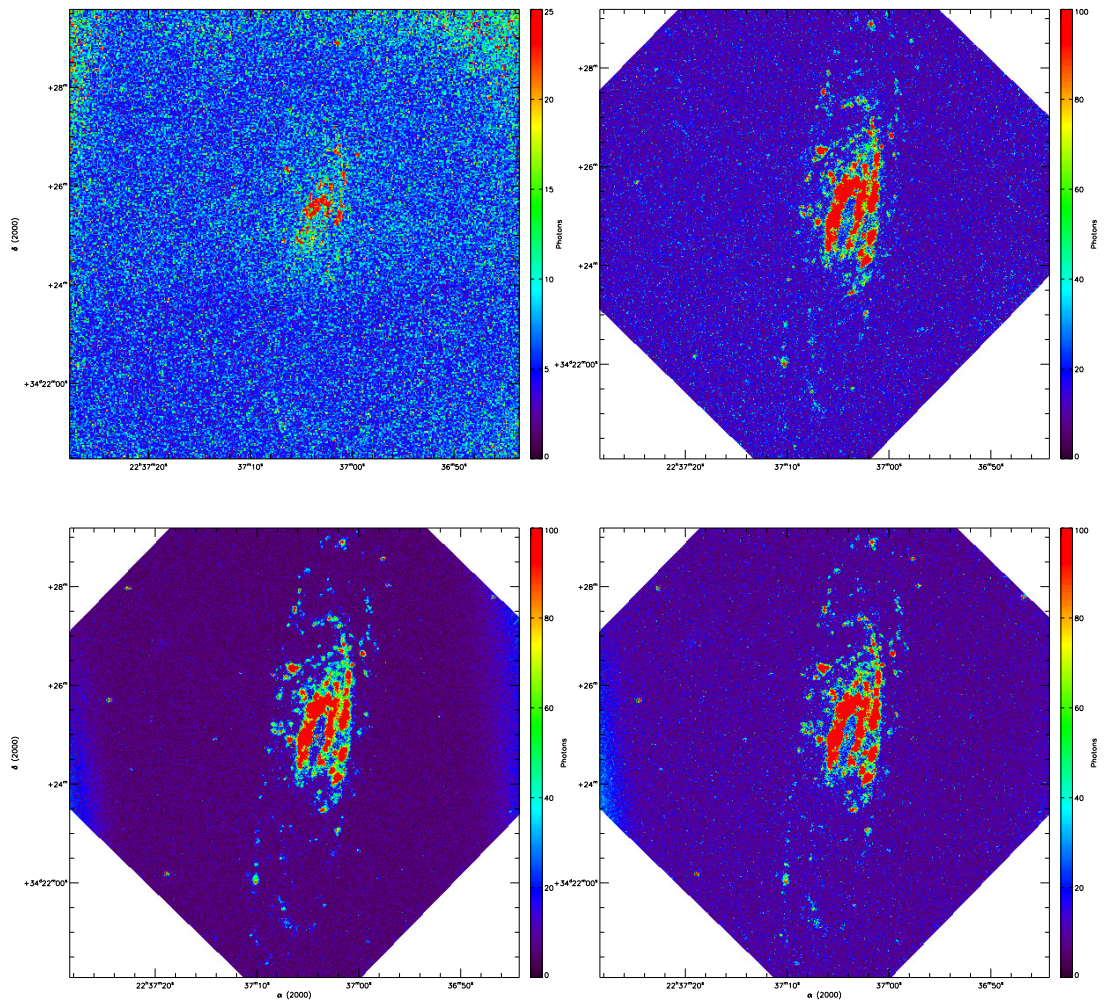
once the brighter foreground caused by the clouds lit by the moon is subtracted. It thus takes more photons from the galaxy to reach a given SNR in the CCCP/CCD97 observations.

On the other hand the interference filter's transmission also changes from the IPCS to the CCCP/CCD97 observation because of the exterior temperature. Given its systemic velocity of  $816 \text{ km s}^{-1}$ , NGC 7331's rest  $H\alpha$  wavelength is at  $6580\text{\AA}$ . Its  $H\alpha$  emission was better centred in the CCCP/CCD97 observation. On the IPCS observation, this should benefit the approaching side of the galaxy while weakening the receding side.

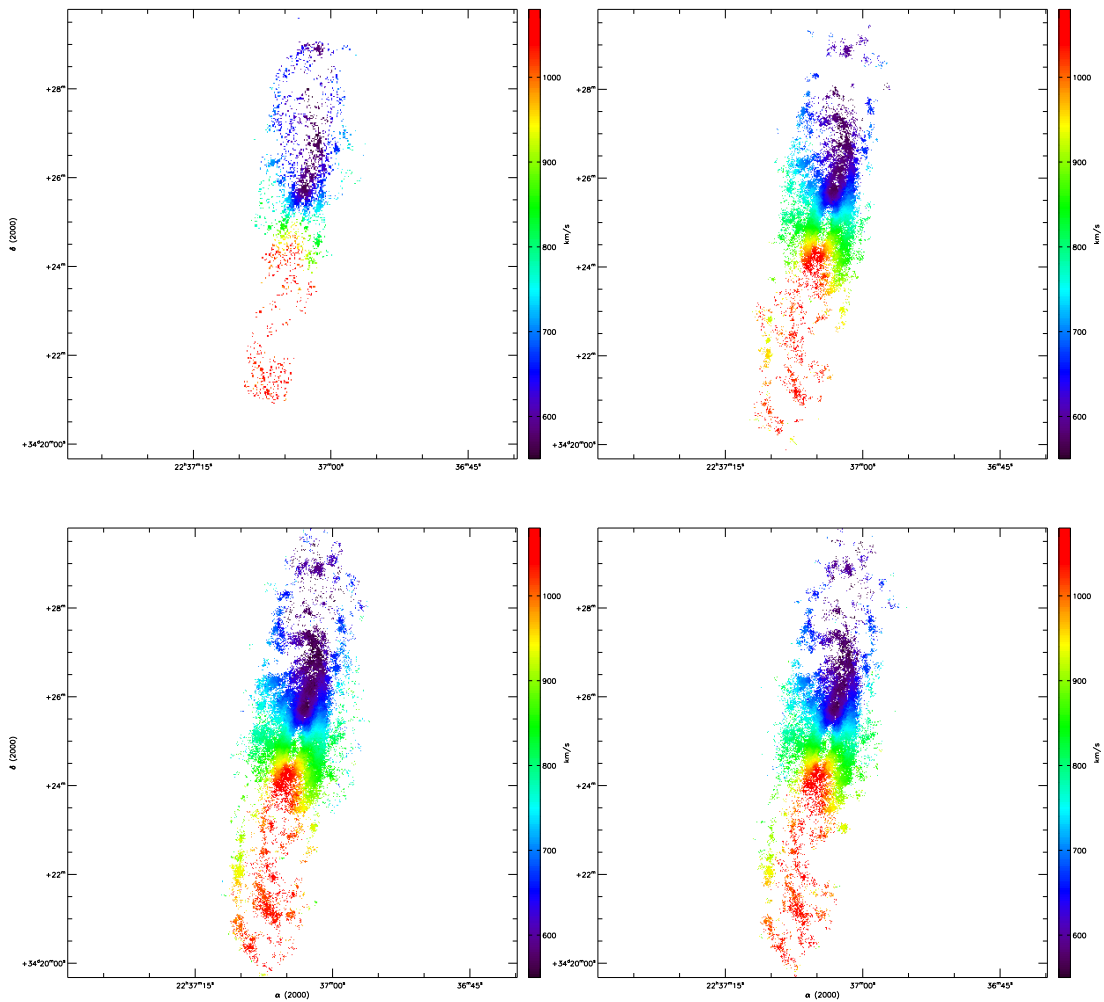
#### 5.4.2 IPCS and CCCP/CCD97 comparisons

On the whole, it is a delicate matter to compare observations made under different environmental and photometric conditions. Nevertheless, the observations should give a first order estimate of how the CCCP/CCD97 compares to the IPCS. The Monochromatic Intensity (MI) maps and the RV maps of all the observations are provided in figures 5.14 and 5.15. One striking observation is that, even though the integration time is comparable between the IPCS and the CCCP/CCD97 observations, the galaxy's approaching side is barely visible on the MI map of the IPCS. This is reflected in the RV map, which shows only a few sparse pixels from this side of the galaxy. By comparing with the CCCP/CCD97 observations, it is questionable whether these pixels are giving an accurate reading of the rotation velocity of this side of the galaxy. Even though the observation's conditions were different, it is hardly conceivable that the IPCS observation could have gone deeper than the CCCP/CCD97 observation even in perfect conditions. Moreover, the colder temperature at which the IPCS data were acquired should benefit the approaching (red) side as compared to the CCCP/CCD97 observation.





**Figure 5.14:** Monochromatic intensity maps, after the sky emission removal. **Top left:** IPCS. **Top right:** CCCP/CCD97, 5s exposure time per image, AM processing. **Bottom left:** CCCP/CCD97, 0.5s exposure time per image, PC processing. **Bottom right:** CCCP/CCD97, 0.5s exposure time per image, AM processing.



**Figure 5.15:** RV maps. **Top left:** IPCS. **Top right:** CCCP/CCD97, 5s exposure time per image, AM processing. **Bottom left:** CCCP/CCD97, 0.5s exposure time per image, PC processing. **Bottom right:** CCCP/CCD97, 0.5s exposure time per image, AM processing.

### 5.4.3 Efficiency

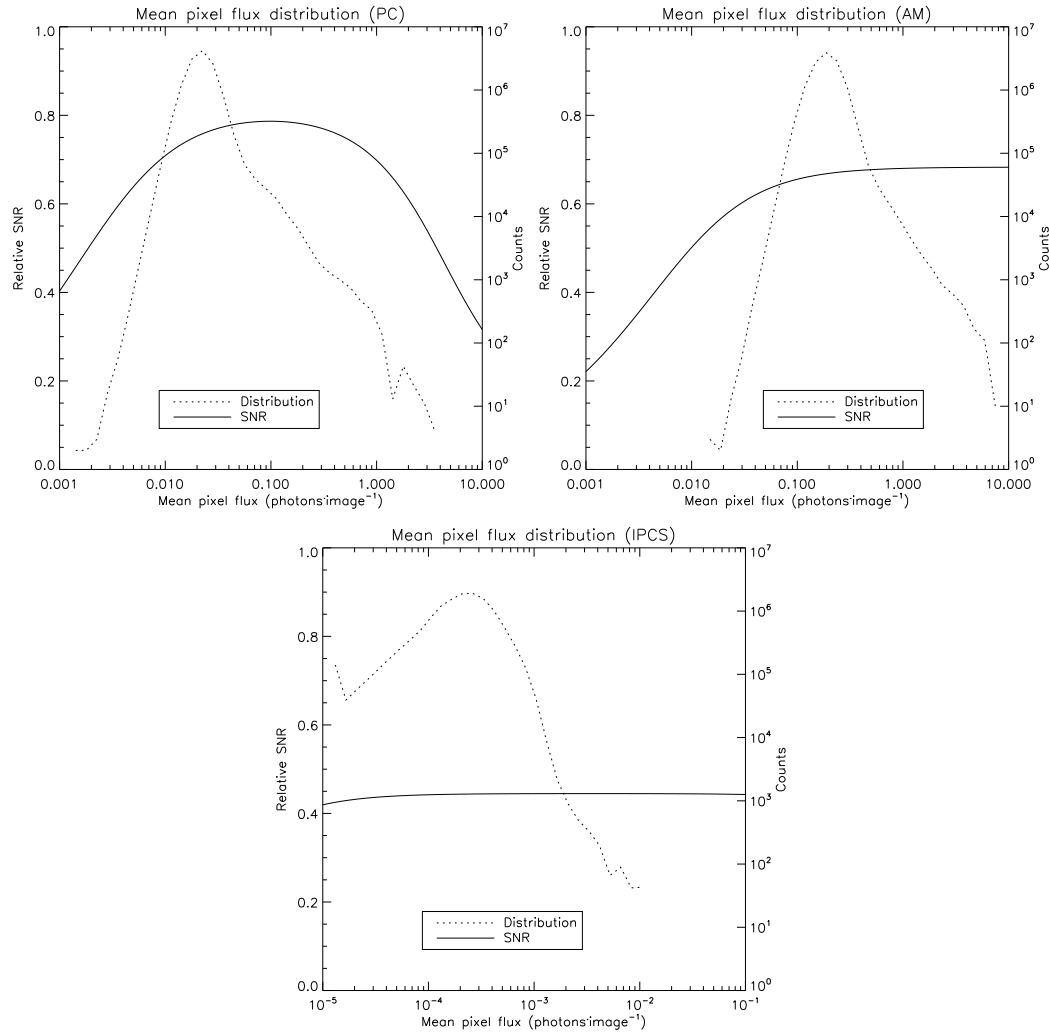
The efficiency at which the data were gathered is outlined by figure 5.16. This figure shows the pixel's mean intensity distribution in the data cubes superimposed on the expected SNR curve for that flux regime. It shows that all the observations were made in roughly the best conditions for the detectors and their modes of operation. The IPCS mean pixel flux is very low: the IPCS is operated at 40 frames  $s^{-1}$  but does not suffer from CIC. Thus, there is no loss at operating that fast.

### 5.4.4 PC versus AM processing

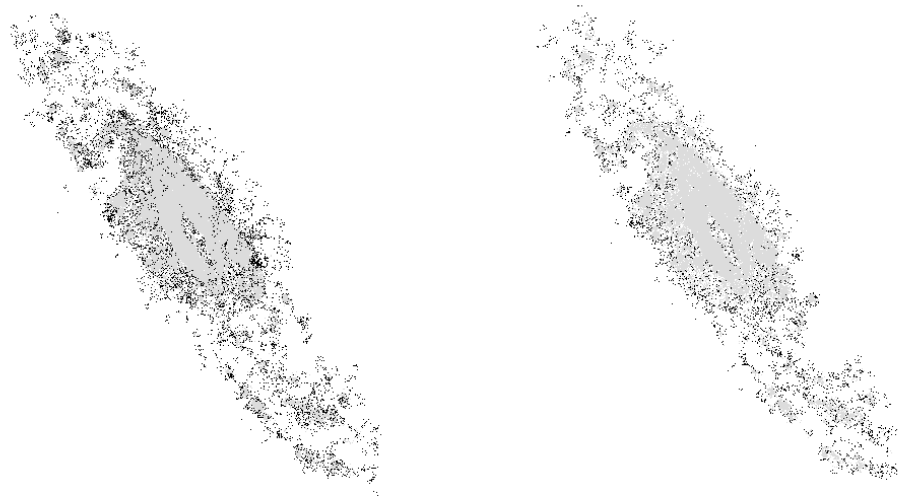
The observing conditions prevailing when the PC and AM data cubes were gathered were not stable enough to provide a convincing comparison. One could see that the background of the MI map of the PC observation is smoother (figure 5.14). The RV map of the AM observation looks "skinny" as compared to the PC one. On this side, it is better to rely on experimental data taken in lab in order to compare both operating modes with their respective integration time (section 5.3.5).

One comparison that is absolute, however, is the comparison of the PC and AM processing on the data acquired at 0.5 s  $frame^{-1}$  on CCCP/CCD97 (the PC observation). Since there are very few pixels having  $\sim 1$  photon  $image^{-1}$  (figure 5.16), the effective SNR of the data cube processed in PC should be higher than the one processed in AM. But how does this obvious fact influences the quality of the reduced data of NGC 7331?

The bottom panels of figures 5.14 and 5.15 shows, respectively, the monochromatic intensity and the RV maps of both the PC and AM processing of the PC observation. First, the monochromatic map of the PC processing shows a smoother and darker background, which means that the sky emission has been better removed. This is very important as it will allow the resolving of the radial velocity of fainter regions of the galaxy. Next, the RV map of the PC processing shows a more extended coverage of the signal. This extended coverage is seen as more pixels near



**Figure 5.16:** Pixel flux distributions of the observation of NGC 7331. The dotted line shows the pixel flux distribution and the plain line shows the relative SNR expected for this flux. The SNR curve includes the QE, CIC, dark and exposure time parameters of table 5.1. **Top left:** PC observation, 0.5s per image. The flux has been corrected for the coincidence losses, which explains the possibility to have more than one photon per image. **Top right:** AM observation, 5s per image. **Bottom:** IPCS observation. Given the high frame rate of the IPCS, there is no need to correct the coincidence losses.



**Figure 5.17:** Differences between the PC and AM processing of the same observation. The gray pixels represents pixels that are present in the RV maps of both processings. **Left:** Black pixels represents the pixels that are unique to the PC-processed RV map. **Right:** Black pixels represents the pixels that are unique to the AM-processed RV map.

the edge of HII regions and more sparse pixels in diffuse  $H\alpha$  regions. Figure 5.17 enhances these differences by drawing in black the pixels that are exclusive to the PC or AM RV map. There are far more pixels exclusive to the PC RV map than there are for the PC AM map. Thus, as expected, the PC processing yields a better, richer RV map than the AM processing.

## 5.5 Summary and conclusions

A new camera built using CCCP, a CCD Controller for Counting Photons, and a scientific grade EMCCD CCD97 from e2v technologies was presented. This camera combines the high QE of the CCD with the sub-electron read-out noise of the EMCCD, allowing extreme faint flux imaging at an efficiency that is comparable to a perfect photon counting device. Laboratory experiments showed that the camera behave exactly as predicted by theory, in terms of relative SNR as a function of the

flux, down to flux as low as  $0.001 \text{ photon pixel}^{-1}$  per image.

It has been shown that the CCCP/CCD97 camera yields very low CIC+dark levels at high EM gain, which represents a significant advance in the sensitivity that an EMCCD camera equipped with a CCD97 can achieve. Moreover, it has been demonstrated that the CTE figure of the EMCCD can be better handled with CCCP. It is beyond the scope of this paper to describe in details the clocking that is applied to the CCD97 to yield the lower CIC and higher CTE. Interested readers are invited to read Daigle et al. (in preparation).

Both PC and AM processing were compared and it has been demonstrated that the PC processing effectively allowed the achievement of a better SNR, for the same data-set. Evidences that the PC processing yields a better SNR than the AM processing, even at 10 times the frame rate, for the same total integration time, was presented. Given that the theory behind the SNR of an EMCCD seems well understood, one could argue that the PC processing should yield a better SNR at low and moderate fluxes, even at a higher frame rate, as compared to AM processing.

The performance of CCCP/CCD97 was compared to that of a GaAs photocathode-based IPCS on an extragalactic target in a shot noise-dominated regime. The achieved SNR of the CCCP/CCD97 observations is superior to the one achieved with the IPCS. Though it is delicate to compare two independent observations taken at different photometric conditions, the results presented could hardly be due solely to the photometric conditions. The CCCP/CCD97 camera must be, at some level, more sensitive than the IPCS, for the flux regime at which the data were acquired.

A new camera that will use the second version of the CCCP controller is under construction at the LAE in Montréal. It will use a larger  $1600 \times 1600$ , non frame transfer, EMCCD from e2v Technologies. This camera will be used as the high resolution camera at the focal plane of the 3D-NTT instrument (Marcelin et al., 2008) that is expected to make first light at the end of 2009.

O. Daigle is grateful to the NSERC for funding this study through its Ph. D. thesis.

We would like to thank the staff at the Observatoire du mont Mégantic for their helpful support, and the anonymous referee for valuable comments.





# Chapitre 6

## L'injection de charge en fonction de la forme des horloges d'un EMCCD

### Introduction à l'article

Cet article a été présenté à la conférence *Detectors for Astronomy* (DFA 2009<sup>a</sup>) qui s'est tenue à Garching, en banlieue de Munich, du 12 au 16 octobre 2009. La présentation orale de cet article est recopiée à l'annexe ???. Cette conférence s'adressait à un public averti : les présentations y étaient très techniques, directes, avec très peu de contexte général. La présentation de CCCP a donc pu y être approfondie, des résultats de mesure de CIC en fonction de la forme des horloges ont pu y être présentés. Donc, bien que cet article ait le même titre que celui présenté au chapitre 5, le contenu n'en est pas redondant.

Contribution : 95% design de l'instrument, 100% fabrication de l'instrument, 100% rédaction, 100% acquisition et traitement des données.

---

<sup>a</sup><http://www.eso.org/sci/meetings/dfa2009/index.html>

## Extreme faint flux imaging with an EMCCD

Olivier Daigle<sup>1,2,5</sup>, Claude Carignan<sup>1,4</sup>, Jean-Luc Gach<sup>2</sup>, Christian Guillaume<sup>3</sup>,  
Simon Lessard<sup>5</sup>, Charles-Anthony Fortin<sup>5</sup> and Sébastien Blais-Ouellette<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de Physique,  
Université de Montréal, C.P. 6128, succ. centre-ville, Montréal, Québec, Canada,  
H3T 2B1;

<sup>2</sup>Aix-Marseille Université – CNRS – Laboratoire d'Astrophysique de Marseille,  
Observatoire Astronomique de Marseille-Provence, Technopôle de  
Château-Gombert, 38, rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille, France;

<sup>3</sup>CNRS – Observatoire Astronomique de Marseille-Provence – Observatoire de  
Haute-Provence, 04870 St-Michel l'observatoire, France;

<sup>4</sup>Observatoire d'Astrophysique de l'Université de Ouagadougou, BP 7021,  
Ouagadougou 03, Burkina Faso;

<sup>5</sup>Photon etc., 5155 Decelles Avenue, Pavillon J.A Bombardier, Montréal, Québec,  
Canada, H3T 2B1.

### Abstract

An EMCCD camera, designed from the ground up for extreme faint flux imaging, is presented. CCCP, the CCD Controller for Counting Photons, has been integrated with a CCD97 EMCCD from e2v technologies into a scientific camera at the Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale (LAE), Université de Montréal. This new camera achieves sub-electron read-out noise and very low Clock Induced Charge (CIC) levels, which are mandatory for extreme faint flux imaging. Data gathered with the camera suggest that through enhanced manufacturing processes, which would avoid traps from being created, and with the help of the clock shapes producible with CCCP, the CIC generated during the vertical transfer could be virtually suppressed. The camera has been characterized in laboratory and used on the Observatoire du Mont Mégantic 1.6-m telescope. The performance of the camera is discussed and experimental data with the first scientific data are presented.

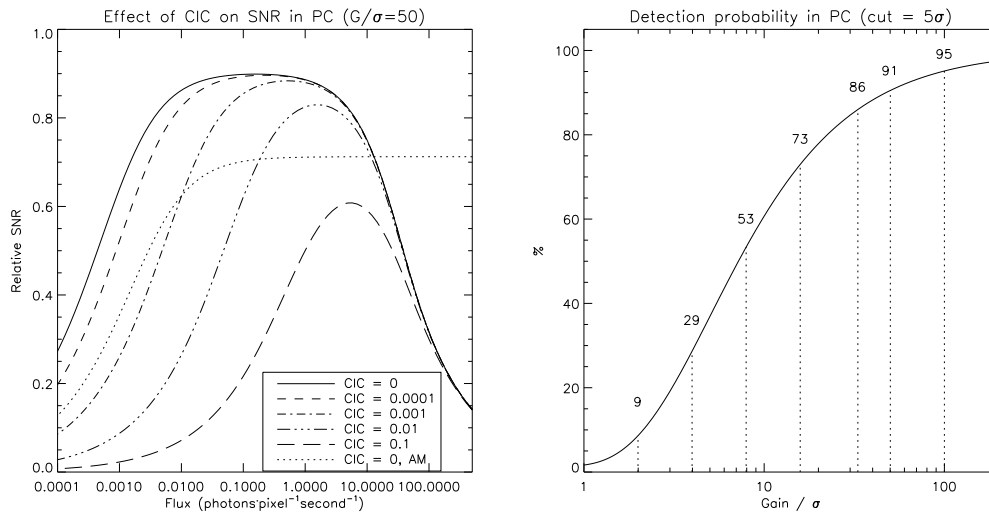
**Keywords:** Astronomical instrumentation, Data analysis and techniques, Galaxies.

## 6.1 Introduction

Charge Coupled Devices (CCD) are extremely sensitive devices, capable of detecting nearly all the photons that reach them, at certain wavelengths. Their read-out noise, however, renders impossible the detection of single photons accumulated into its pixels. In order to translate their high sensitivity into high signal-to-noise ratio images, the CCDs must, under faint flux, be exposed for an extended period of time before being read-out. Under some circumstances, such as for time resolved high resolution spectroscopy or photometry, the exposure time is limited, rendering the CCD unsuited.

The Electron Multiplying CCD (EMCCD) might come to the rescue (Jerram et al., 2001), with some intrinsic limitations. Whilst its EM register amplifies electrons before they reach the noisy charge-to-voltage amplifier, the multiplication process has a stochastic behaviour which results in an Excess Noise Factor (ENF). This ENF reaches a value of  $\sqrt{2}$  at high gains (Robbins & Hadwen, 2003). The ENF affects the observations processed in the so-called Analogic Mode (AM), where the amount of photons contained in a pixel is obtained by dividing the pixel's value by the EM gain. Besides, Clock Induced Charges (CIC), electrons that are generated as the device is read-out, completely dominate the noise budget when the device is operated at moderate and high frame rate. The physical processes involved in the generation of the CIC are outlined in e2v technologies (2004).

One can get rid of the ENF by considering the EMCCD's pixel as being binary. This single threshold processing strategy, hereafter referenced as the Photon Counting (PC) strategy, simply considers the pixel as being empty if its output value is less than the threshold or as having accumulated one single photo-electron if its value is higher than the threshold. This processing have an obvious impact on the



**Figure 6.1: Left:** Effect of the CIC on the SNR of an observation. The SNR is plotted against the one of a perfect photon counting device, whose noise is only the shot noise, and that has the same Quantum Efficiency (QE). The simulation assumes a frame rate of 10 images/second, a dark rate of 0.001 electron/pixel/second, and the CIC levels are expressed in electron/pixel/frame. An extra plot shows the relative SNR of a perfect (no CIC) EMCCD operated in AM at the same frame rate. When there is no CIC, the frame rate has little effect on the SNR and this plot is a close approximation of the ultimate sensitivity of an EMCCD operated in AM. **Right:** The detection probability, in percent, of the photo-electrons as a function of the  $G/\sigma$ , for a single threshold of  $5\sigma$ . Values for  $G/\sigma$  ratios of 2, 4, 8, 16, 33, 50 and 100 are printed.

dynamic range of the EMCCD which can be compensated by taking short exposures and reading it often. In this regime, the CIC is the dominant source of noise and its impact on the Signal-to-Noise Ratio (SNR) is significant, even for a CIC rate as low as 0.01 electron/pixel/frame (in Tulloch (2008); Ives et al. (2008); e2v technologies (2004), CIC levels in the range of 0.01 – 0.1 were typically measured) as shown by figure 6.1, left panel.

When operating the EMCCD in PC mode, the ratio of the EM gain over the real read-out noise (hereafter  $G/\sigma$ ) sets the detection probability of a photo-electron (figure 6.1, right panel). For a given  $\sigma$ , a higher gain will have a higher probability of amplifying the photo-electron enough to take it above the threshold (typically set

at  $5\sigma$ ). Unfortunately, the EM gain can't be made arbitrarily high as the CIC scales with the EM gain (Daigle et al., 2008).

Thus, the operation of an EMCCD in PC mode is challenging in many ways:

- The EMCCD must be operated at a high frame rate;
- The CIC dominates over all the other sources of noise at high frame rate;
- The  $G/\sigma$  ratio must be high to allow the detection of a high proportion of photo-electrons;
- The CIC scales with the EM gain;
- The CIC is stronger in inverted mode, where holes populate the surface during the integration period;
- It is preferable to try to operate the EMCCD in inverted mode to lower the impact of the dark signal: it would be useless to reduce the CIC at the price of a higher dark signal.

The last two points arise in part from the fact that Charge Transfer Efficiency in the EM stage of the EMCCD suffers from low temperatures (Daigle et al., 2008). In order to counterbalance this low CTE, higher clock amplitude must be used, resulting in an increased CIC (CIC is mostly independent of the operating temperature, for a given clock amplitude). It was found that an operating temperature of 183 to 188 K was a good compromise.

An easy conclusion one may draw from these facts is that the CIC must be taken to very low levels for the PC operation to be efficient (which is also expressed by figure 6.1, left panel). In order to do so, a whole new CCD controller was built. CCCP, the CCD Controller for Counting Photons, differs from the conventional controllers in the way it generates its clocks. Instead of being able to generate clocks with only 2 or 3 levels, the clock amplifiers of CCCP are driven by 12-bits DACs that are refreshed at a rate of 100 MHz. This means that every 10 ns, any one of the

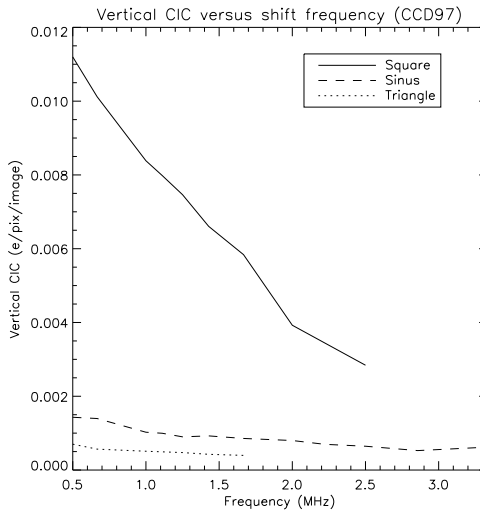
$2^{12}$  levels of the clock can be sent to a clock input of the CCD. On the controller, 13 such arbitrary clocks are generated, together with a resonant high voltage clock (for the EM stage, having a switching precision of 1 ns). The controller also provides the biases and has a 16 bits high speed Analog-to-Digital Converter (ADC) coupled to an internal Correlated Double Sampler (CDS) and a digital communication interface to a computer for the transmission of the digitized images.

This controller was integrated into a LN<sub>2</sub>-cooled cryogenic camera with a scientific grade CCD97 from e2v technologies. Using this camera, subsequently called CCCP/CCD97, it was possible to test and measure the effect of various clock shapes on the CIC. This paper presents these results and some discussions will be made around scientific results gathered with this camera.

## 6.2 Effect on the vertical CIC

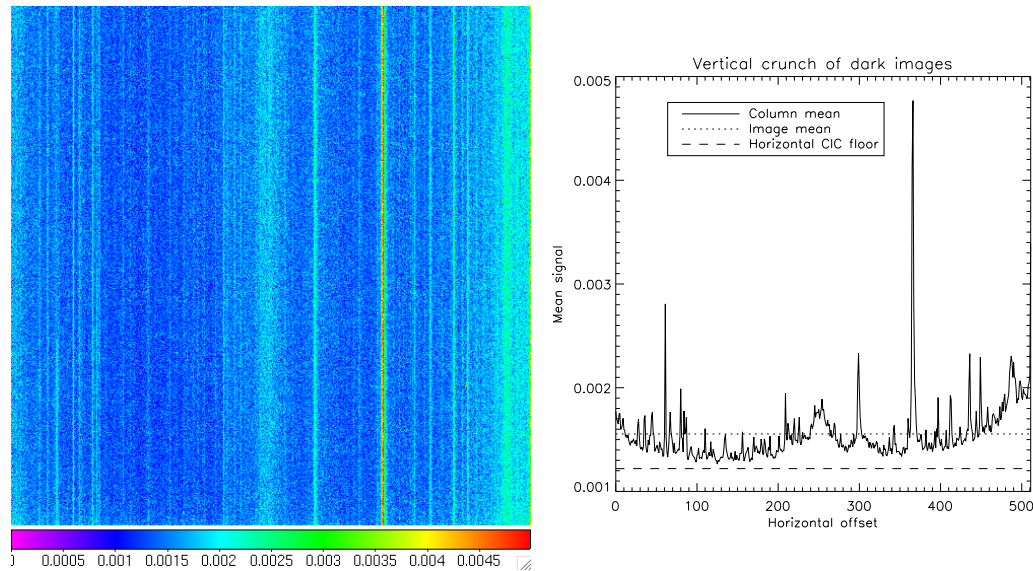
The effect of the clock shape on the amount of generated CIC was measured. Results are presented in figure 6.2. This figure shows that the triangular waveform produce less CIC than its sinusoidal and square counterparts, for a given switching frequency. However, the sinusoidal waveform can move charges at a faster pace than the triangular clock. The minimum mean level of vertical CIC measured for the triangular clock is 0.0004 electron/pixel/frame at 1.67 MHz. The minimum mean level of vertical CIC measured for the sinusoidal clock is 0.0005 electron/pixel/frame at 2.85 MHz.

Figure 6.3, left panel, shows the sum of about 100000 dark images of 0.05 seconds of integration, which are dominated by the CIC but not exempt of dark signal. These frames were acquired using sinusoidal vertical clocks. The vertical structures visible in this image clearly shows that the CIC generated during the vertical transfer is not homogeneous across the EMCCD. Some regions are strongly affected by the CIC: this is the case of the brightest column, which also exhibit a trap of  $\sim 2$  electrons. This trap is easily visible in flat fields taken under very low illumination. However, some



**Figure 6.2:** Effect of various clock shapes on the CIC generated by the CCD97 during the vertical transfer of the charges as a function of the frequency of these clocks. For the square clock, the rise and fall times were  $\sim 150$  ns regardless of the frequency. For all clock shapes, the amplitude was set to the minimum (within  $\sim 0.05$  volt) at which the charge transfer occurred. This provided a full well about a half of the deepest well achievable on the device.

regions of the image are a lot less affected by the vertical CIC. The right panel of this figure plots the mean signal level for every column of the image. The horizontal CIC floor plotted in this figure was obtained by overscanning the EMCCD in the horizontal direction and measuring the signal level of the overscanned region. This floor represents the mean amount of CIC and dark signal generated during the horizontal transfer of the charges. In some regions of the image (from column 90 to 200), very little signal is attributable to the vertical transfer. Furthermore, the dark signal level in these images is about 0.00004 electron/pixel/image. When both the dark signal and the horizontal CIC are suppressed from the mean signal of these columns, one may conclude that these regions are nearly vertical CIC free. This suggests that through enhanced manufacturing processes, which would avoid traps from being created, and with the help of the clock shapes producible with CCCP, the CIC generated during the vertical transfer could be virtually suppressed, without resorting to the non-inverted mode operation.

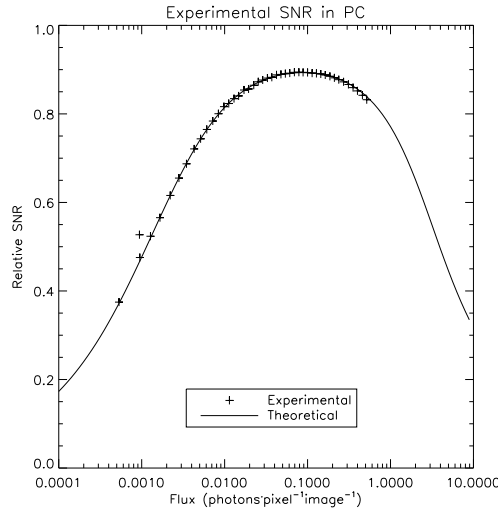


**Figure 6.3:** **Left:** Mean of  $\sim 100000$  dark images of 0.05 second showing the structures created by the vertical CIC. **Right:** Mean signal level measured in every column of the dark images. The dashed line shows the amount of CIC that is attributable to the horizontal transfer. In some columns, there is little signal ( $\sim 0.0001$  electron/pixel/image) above the horizontal CIC floor, which is constituted of an appreciable ( $\sim 50\%$ ) proportion of dark signal.

### 6.3 Effect on the SNR

The SNR achieved with the camera, as a function of the incoming flux, was measured in laboratory. An extremely low lit scene, spanning about 3 orders of magnitude in flux, was observed, and the SNR achieved for a given flux range was calculated. Results are presented in figure 6.4. The details of the measurements are explained in Daigle et al. (2009). This figure shows that the CCCP/CCD97 camera provides 80% of the SNR of a perfect photon counting device (for the same QE) for the 0.01 – 1 photon/pixel/image flux range, at 20 frames per second. The peak SNR is attained at a flux of 0.09 photon/pixel/image and it is of 90% the one of a perfect device.





**Figure 6.4:** Experimental SNR curve for the detected (QE and  $5\sigma$  threshold) photons. This curve was obtained by acquiring 80000 images with CCCP/CCD97 of a very low lit scene. The exposure time was 0.05s. The acquisition was made at a  $G/\sigma$  ratio of 33. The theoretical plot is the one of an EMCCD having the same  $G/\sigma$  ratio and a CIC+dark rate of 0.0023. All data is plotted as the fraction of the SNR induced by the sole shot noise.

## 6.4 Scientific results

The CCCP/CCD97 camera was installed on the 1.6-m telescope of the Observatoire du mont Mégantic (OMM). A focal reducer, which re-images the  $f/8$  beam onto a  $f/2$  focal plane was used, delivering a spatial resolution of  $1.07''$  per pixel and a diagonal field of view of  $12'55''$ . This focal reducer has the advantage of providing an intermediate pupil where a Fabry-Perot (FP) interferometer can be placed, for integral field spectroscopy (IFS) applications.

### 6.4.1 Integral field spectroscopy

The FP interferometer being a scanning instrument, it is of great interest to scan it multiple times throughout an observation to average the changing photometric conditions of the sky. Thus, these kind of observations requires many short

exposures. The high ( $> 10000$ ) spectral resolution of the FP interferometer makes these observations read-out noise limited when using conventional CCD. This is the reason the FP interferometer was used with an GaAs Image Photon Counting System (IPCS) (Gach et al., 2002; Hernandez et al., 2003) for the recent observations (Epinat et al. (2008); Dicaire et al. (2008a); Chemin et al. (2006), for example), and for an instrument lately developed for the William Herschel Telescope (Hernandez et al., 2008). The IPCS has the great advantage of being read-out noise free and very lightly affected by the dark noise ( $\sim 10^{-5}$  electron/pixel/second). However, its QE is 28% at maximum.

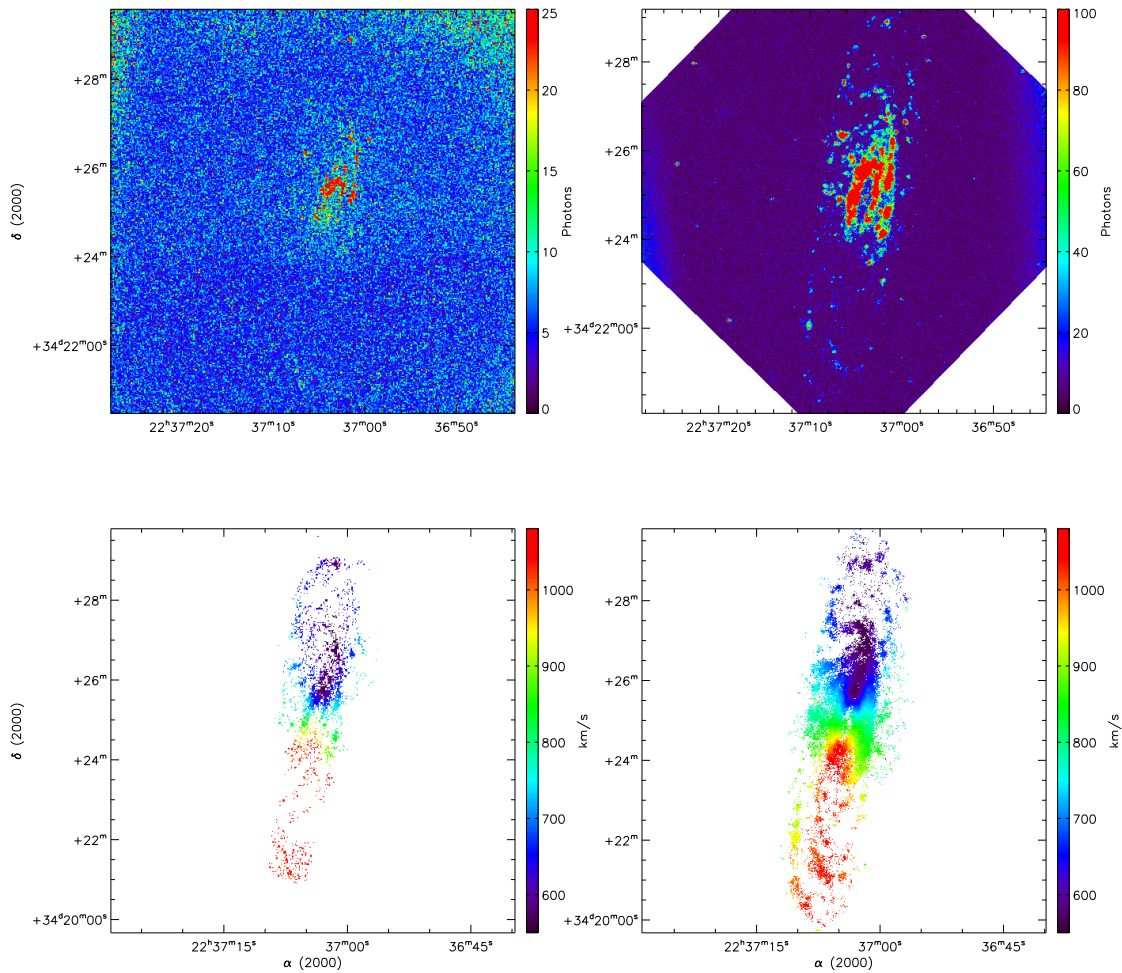
The galaxy NGC 7331 was first observed in  $H\alpha$  light with the FP and the IPCS in 2002 (Daigle et al., 2006a). During an engineering run at the telescope in September 2008, this galaxy was re-observed with the CCCP/CCD97 camera. For this observation, the camera was operated at 2 frames per second. The results are presented in figure 6.5.

The gain in sensitivity achieved with CCCP/CCD97 as compared to the IPCS is obvious. Pixel for pixel, it was measured that the same SNR was achieved in 5 times less time with CCCP/CCD97 than with the IPCS. Thus, for the same integration time, the CCCP/CCD97 data reveals a wider, more precise, radial velocity field.

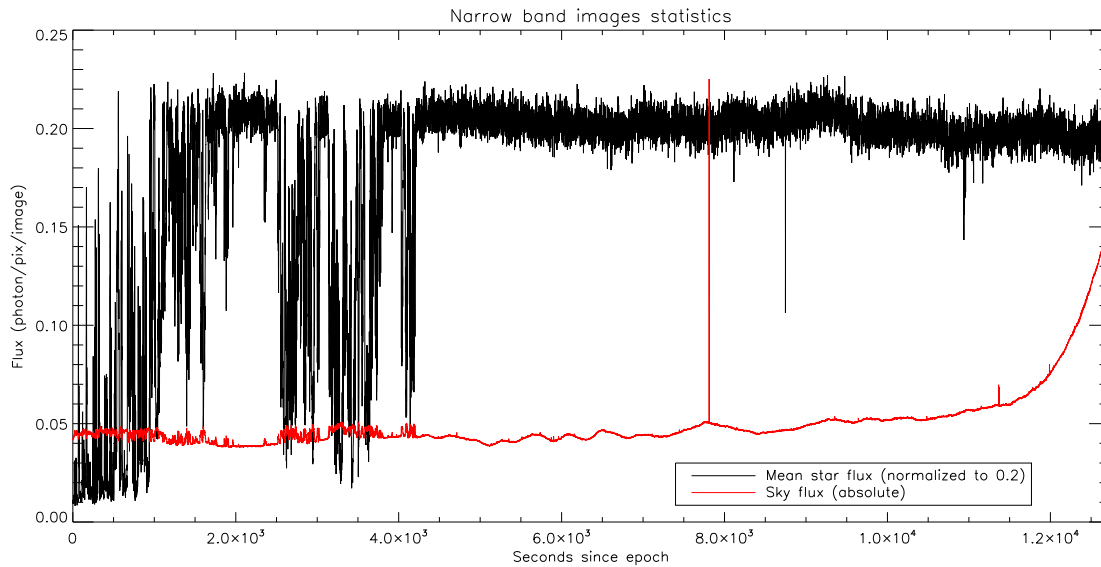
#### 6.4.2 Narrow band $H\alpha$ imaging

The methane brown dwarf 2MASS J1237+65 (from now on: 2M1237) is known to exhibit  $H\alpha$  emission, which is unusual for these cold objects. The observations made with the Keck Low Resolution Imaging Spectrograph by Burgasser et al. (2000) revealed this emission. The observations were made at a spectral resolution of  $\sim 730$  and exposures of 1800-s were performed. Over three nights,  $H\alpha$  flux variations of roughly 30% were observed. Since then, no other observation of 2M1237 at  $H\alpha$  was published and its  $H\alpha$  emission remains unexplained.

It was tempting to observe this star with CCCP/CCD97 at a high temporal resolution using a narrow band (FWHM =  $30\text{\AA}$ ,  $\lambda_0 = 6563\text{\AA}$ ,  $\lambda/\Delta\lambda = 220$ )  $H\alpha$  filter



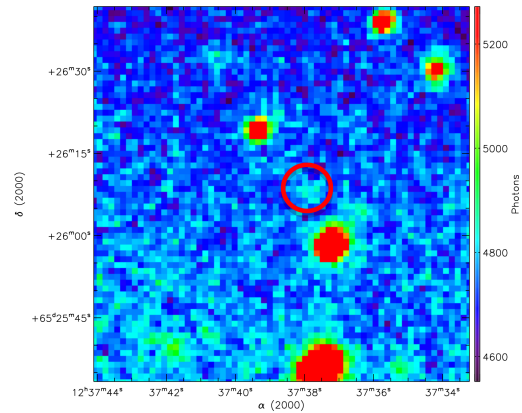
**Figure 6.5:** IFS images of NGC 7331 obtained with the IPCS (left) and with CCCP (right). The top images represents the monochromatic intensity of the H $\alpha$  emission of the galaxy (continuum subtracted). The bottom images represent the velocity fields extracted from the IFS data. The observations were made in comparable sky conditions and the same total exposure time was used. The spectral resolution is about 15000.



**Figure 6.6:** Statistics of the 2m1237 H $\alpha$  narrow band observation. The red line shows the intensity of the sky glow in absolute value. The Black plot shows the variation of the intensity of a few reference stars of the field, showing the passage of clouds and a slight absorption that was increasing as the airmass increased towards the end of the observation. The sharp spike in the sky flux is due to the passage of a bright satellite that spoiled 3 images (0.3 second).

to try to determine whether the flux variations were the result of bursts or a slower process. In May 2009, telescope time at the OMM was granted and this observation was performed.

The target was observed at 10 frames per second for over 3.3 hours on a new moon night at  $f/2$ . The telescope could have been used at  $f/8$ , but given the mean seeing at the OMM ( $\sim 2''$ ) and the pixel pitch ( $1.07''/\text{pixel}$  at  $f/2$ ), it was useless to operate at  $f/8$  as the seeing would have been oversampled without the added benefit of lowering the amount of integrated sky glow on the object. The sky glow through the H $\alpha$  filter was of about 0.045 photon/pixel/image. At the beginning of the observation, there was some cumulus clouds that vanished after the first 1.25 hour. The statistics of the observations are outlined in figure 6.6. After  $10^4$  seconds, the sky flux started increased as the sunrise was nearing.



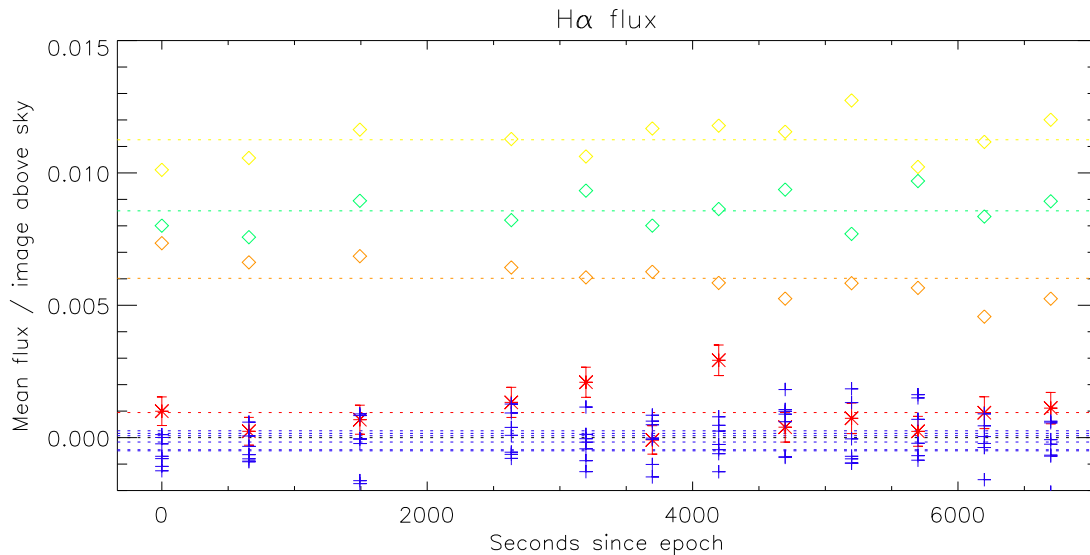
**Figure 6.7:** Sum of the best images of the 2M1237 (circled) observation. Sky background was not removed.

A few bright stars were monitored in the individual frames and the frames where the flux was higher than 80% of the highest flux were added together. For that sum, the PC processing was applied to the individual frames. In total, about  $10^5$  frames were summed. The sum around 2m1237 is presented in figure 6.7. 2m1237 is about  $3\sigma$  above the sky glow.

The light curve of 2M1237 is presented in figure 6.8. From this data alone, it is hard to conclude whether the luminosity of 2M1237 cycles periodically or not. Further epochs of observation are needed.

## 6.5 Conclusions

It has been demonstrated that careful shaping of the clocks of the EMCCD allows the CIC to be greatly reduced. In some regions of the CCD, the CIC is nearly completely suppressed. This suggests that enhancements in the manufacturing processes of the EMCCD, which would avoid traps from being created, could allow the production of EMCCDs that are a lot less affected by the CIC during the vertical



**Figure 6.8:**  $H\alpha$  flux of 2m1237 as a function of time, for bins of 5000 images processed in PC. The values shown were sky-subtracted. The coloured dashed lines shows the mean flux of various stars. 2m1237 is shown by the red symbols with  $1\sigma$  error bars. The orange, green and yellow symbols shows reference stars used for differential photometry. The blue symbols shows the flux measured in sky regions around 2m1237.

transfer of the charges. By using these enhanced EMCCDs and the CCCP controller, one could expect this CIC component to be negligible as compared to the dark current, even at a high frame rate. Until this happens, however, the CCCP controller, which allow this shaping to be performed, renders possible the avoidance of the ENF by operating an EMCCD in PC mode at high frame rate. The SNR achieved by such a set-up is close to a perfect photon counting device, even for very low fluxes in the range of 0.01–1.0 photon/pixel/image. This camera was used at the OMM telescope for integral field spectroscopy applications at a high spectral resolution and has proven to be more sensitive than a GaAs IPCS for these applications. Readers interested in the details of the measurements presented in this paper are invited to read Daigle et al. (2009).

O. Daigle is grateful to the NSERC for funding this study through its Ph. D. thesis. We would like to thank the staff at the Observatoire du mont Mégantic for their

helpful support.





# Chapitre 7

## La rotation des galaxies et les modèles de halos sombres

L'étude de la rotation des galaxies permet de sonder le potentiel gravitationnel induit par les composantes massives lumineuse et non-lumineuse, qui trahit la présence de la composante sombre. Dans les galaxies spirales, la matière lumineuse étant surtout concentrée dans les régions centrales, on s'attend à ce que la courbe de rotation de ces galaxies suive une décroissance Keplerienne si le rapport masse/luminosité ( $M/L$ , aussi dénoté  $\Upsilon$ ) est constant. Ce qu'on observe est plutôt un plafonnement de la courbe de rotation, signe de la présence d'une grande quantité de matière au-delà du disque optique. Déjà pendant les années 1970 et au début des années 1980 (par exemple, Bosma 1981), la cinématique des galaxies spirales obtenue en hydrogène neutre (HI) montre que les courbes de rotation ne fléchissent pas même au-delà de plusieurs rayons optiques, et que ce phénomène ne se limite pas à quelques cas isolés mais semble plutôt être la norme (figure 7.1).

Plusieurs traceurs du potentiel gravitationnel des galaxies sont observés aujourd'hui par décalage Doppler. On compte parmi eux la raie hyperfine de l'hydrogène neutre (21 cm), la transition rotationnelle du  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$  (1.3 et 2.6mm) la raies d'émission de l'hydrogène par recombinaison dans le visible  $\text{H}\alpha$  (6562.8Å), les raies interdites  $\text{NII}$  (6583Å),  $[\text{SII}]$  (6713 et 6716Å),  $[\text{OII}]$  (3727Å) et  $[\text{OIII}]$  (5007Å). Les raies

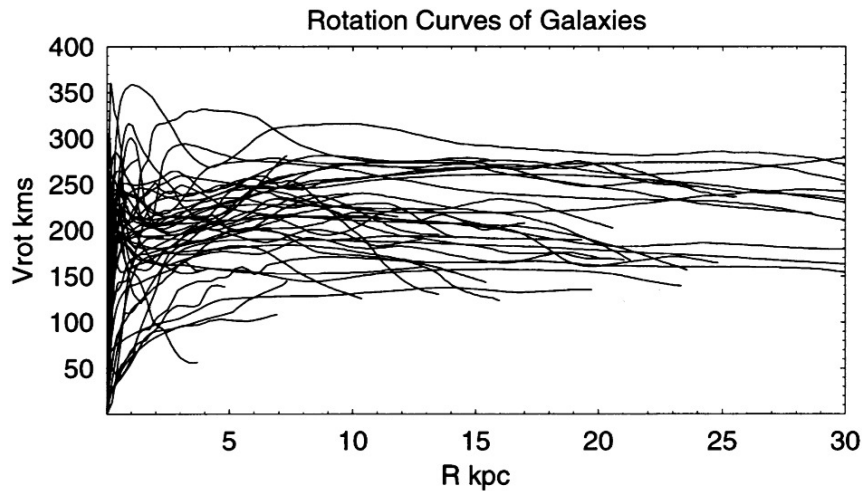


FIGURE 7.1: Courbes de rotation de galaxies spirales, obtenues par la juxtaposition de données CO pour les régions centrales, optiques pour le disque et de HI pour le halo. Source : Sofue et al. (1999).

$H\alpha$ , du HI et du CO (le CO étant considéré comme traceur du gaz moléculaire  $H_2$ ) ont l'avantage de provenir du gaz interstellaire de population I qui possède une faible dispersion en vitesse par comparaison à la vitesse de rotation des galaxies (de l'ordre de  $5-10 \text{ km s}^{-1}$ ). Cette caractéristique permet de négliger le terme de pression de l'équation du mouvement lors du calcul de la distribution de masse.

Peu importe le traceur utilisé, lorsque la galaxie est peu inclinée par rapport au plan du ciel (vue de face), la composante radiale de la vitesse de rotation est faible. L'observation du mouvement propre des étoiles étant proscrit, l'étude de la rotation des galaxies doit se limiter aux galaxies dont le plan de rotation est incliné.

## 7.1 Courbes de rotation

L'effet Doppler ne permet de déterminer que la composante de la vitesse de rotation qui est alignée sur la ligne de visée. Il est donc nécessaire d'interpréter cette information partielle pour déterminer la vraie courbe de rotation d'une galaxie. Une première simplification possible est de considérer la galaxie comme un disque

mince incliné en rotation symétrique, où la rotation domine sur l'expansion ou sur les mouvements perpendiculaires au plan (Warner et al., 1973). Ensuite le champ de vitesse permet de déterminer les paramètres dynamiques suivants :

1. La position  $(x_0, y_0)$  du centre de rotation ;
2.  $V_{sys}$ , la vitesse systémique de la galaxie ;
3.  $i$ , l'inclinaison du plan de la galaxie par rapport au plan du ciel (perpendiculaire à la ligne de visée) ;
4. L'angle de position (abrégé en anglais par  $PA$ ),  $\phi$ , de l'axe majeur, défini en partant du nord et en tournant vers l'est jusqu'au côté de la galaxie qui tourne en s'éloignant de nous (décalé vers le rouge) ;
5. La courbe de rotation,  $V(R)$ , où  $R$  est la distance radiale du centre de la galaxie sur l'axe majeur.

On peut ainsi traduire la vitesse observée en un point du ciel,  $V_{obs}(x, y)$  en vitesse de rotation à un certain rayon,  $V(R)$ , en découpant la galaxie en anneaux de largeur finie caractérisés par une valeur fixe de  $i$ ,  $\phi$  et  $V(R)$ . De cette manière, pour chaque anneau, les vitesses radiales à la position  $(x, y)$  sont définies comme :

$$V_{obs}(x, y) = V_{sys} + V(R) \cos(\theta) \sin(i). \quad (7.1)$$

Ici,  $\theta$ , l'angle azimutal dans le plan de la galaxie, est lié aux paramètres  $x_0, y_0, i$  et  $\phi$  selon :

$$\cos(\theta) = \frac{-(x - x_0) \sin(\phi) + (y - y_0) \cos(\phi)}{R} \quad (7.2)$$

$$\sin(\theta) = \frac{-(x - x_0) \cos(\phi) - (y - y_0) \sin(\phi)}{R \cos(i)} \quad (7.3)$$

L'équation 7.1 montre cependant qu'il n'existe pas qu'une solution qui relie  $V_{obs}$  à  $V(R)$  puisque chaque ensemble de paramètres  $i, \phi, x_0$  et  $y_0$  définissent différentes

coordonnées  $(x, y)$ . Un processus itératif a donc été proposé par Begeman (1989)<sup>a</sup> pour minimiser l'erreur sur les paramètres  $V_{sys}, i, \phi, x_0$  et  $y_0$  et, conséquemment, sur  $V(R)$ . Il consiste à découper la galaxie en anneaux concentriques auxquels des valeurs initiales sont données aux paramètres (incluant  $V(R)$ ). Ensuite une minimisation par moindres carrés est effectuée pour trouver un nouvel ensemble de paramètres qui représente mieux les vitesses radiales observées,  $V_{obs}$ . Ces nouveaux paramètres sont alors reinjectés dans l'algorithme pour itérer de nouveau et tenter de trouver une solution qui représente bien le champ de vitesse.

Ce modèle des anneaux inclinés (*Tilted ring model*) permet donc de déterminer les paramètres cinématiques ainsi que la courbe de rotation d'une galaxie (figure 7.2). En posant une approximation axisymétrique, on néglige cependant les mouvements radiaux (expansion ou contraction),  $V_{exp}(R)$  et perpendiculaires,  $V_z(R)$ . Pour les considérer, il faudrait alors réécrire l'équation 7.1 ainsi :

$$V_{obs} = V_{sys} + V(R) \cos \theta \sin i + V_{exp}(R) \sin \theta \sin i + V_z(R) \cos i. \quad (7.4)$$

Cependant, la seule contrainte étant  $V_{obs}$ , il est difficile de bien contraindre les trois composantes du mouvement.

## 7.2 Modèles des halos de matière sombre

L'étape suivant la détermination de la distribution de la matière lumineuse, et du potentiel gravitationnel total des composants d'une galaxie, consiste à développer un modèle de la distribution de la matière sombre. Plusieurs modèles différents existent ; les principaux sont résumés ici.

---

<sup>a</sup>Cet algorithme est implanté dans la routine ROTCUR de la compilation d'outils GIPSY, <http://www.astro.rug.nl/~gipsy/>.

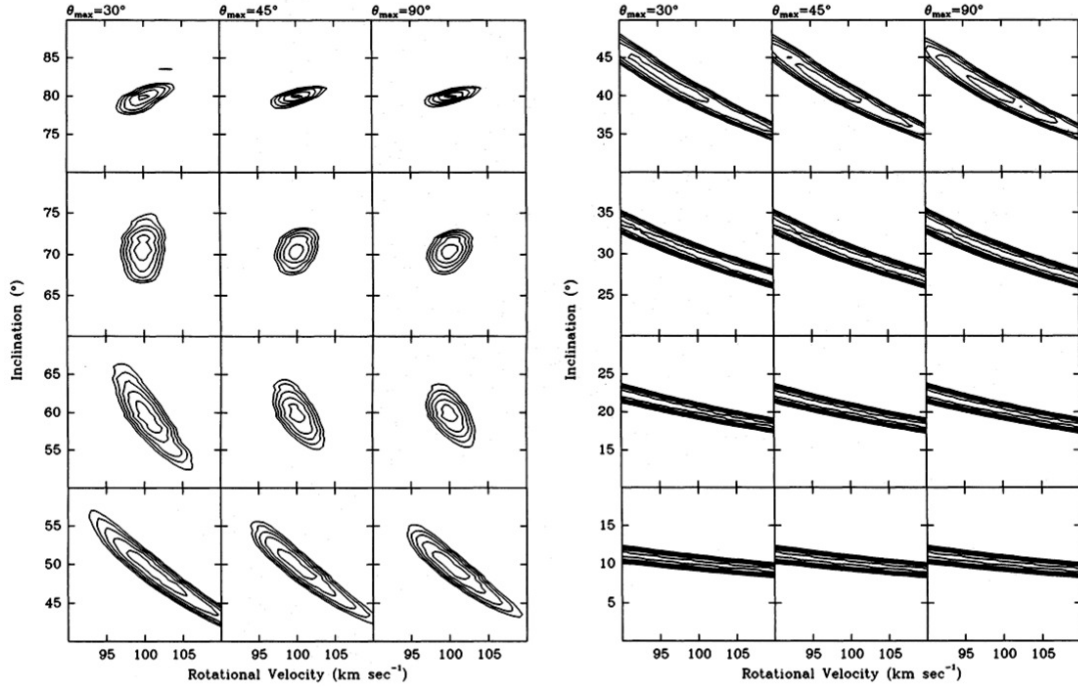


FIGURE 7.2: Graphique représentant la valeur du  $\chi^2$  en fonction de la vitesse de rotation,  $V$  et de l'inclinaison,  $i$  pour différentes valeurs maximales de  $\theta$  ( $\theta_{max}$ ) utilisées pour procéder à l'ajustement d'un anneau au champ de vitesse. Les contours correspondent à des probabilités de 1, 2, 3, 4 et 5 $\sigma$ . Tous les modèles de champ de vitesse testés avaient une vitesse circulaire de 100 km s<sup>-1</sup> où un bruit Gaussien de 5 km s<sup>-1</sup> a été ajouté. On voit que pour les inclinaisons de moins de 40° il est difficile de bien contraindre l'inclinaison. Pour  $i > 40^\circ$ , l'intervalle de confiance est suffisamment restreint pour bien déterminer à la fois  $i$  et  $\theta$ . Tiré de Begeman (1989).

### 7.2.1 Halo isotherme

Ce premier modèle est issu d'un fait observationnel : la courbe de rotation des galaxies qui s'aplatit à grand rayon. En effet, en posant que la vitesse de rotation s'exprime par

$$\Theta(r) = V, \quad (7.5)$$

où  $V = \text{constante}$ , on peut écrire par l'équation de la force centrifuge et de la loi de la gravité de Newton qu'une masse-test,  $m$ , à la position  $r$  évoluera selon

$$\frac{mV^2}{r} = \frac{GM_r m}{r^2} \Rightarrow M_r = \frac{V^2 r}{G}, \quad (7.6)$$

où  $M_r$  est la masse contenue à l'intérieur du rayon  $r$ . En dérivant par rapport à  $r$ , on obtient alors

$$\frac{dM_r}{dr} = \frac{V^2}{G}. \quad (7.7)$$

Ainsi, par la loi de la conservation de la masse,

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (7.8)$$

on peut écrire le comportement de la densité dans les régions externes d'une galaxie par

$$\rho(r) = \frac{V^2}{4\pi G r^2}, \quad (7.9)$$

ce qui correspond au comportement d'une sphère de gaz isotherme. On sait cependant qu'au centre des galaxies, la courbe de rotation ressemble plutôt à celle d'un corps solide, ce qui se traduit par une distribution de densité constante (un coeur, *core*). On peut simplement modifier l'équation 7.9 pour en tenir compte (Kent, 1986) :

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G(r^2 + a^2)}, \quad (7.10)$$

où  $\sigma$  est proportionnelle à la densité centrale,  $\rho_0$ , et  $a$  est une échelle de grandeur correspondant à la partie de la courbe de rotation en rotation solide. On voit que pour  $r \ll a$ , on obtient une densité constante et que pour  $r \gg a$ , on retrouve  $\rho \propto r^{-2}$ , tel que prescrit par l'équation 7.9. La dénomination "pseudo-isotherme", souvent utilisée pour ce modèle, provient de ces deux régimes différents. La courbe de rotation d'une telle distribution de masse s'exprime par

$$v_{c,iso}^2 = 2\sigma^2 \left[ 1 - (a/r) \tan^{-1}(r/a) \right]. \quad (7.11)$$

Cette courbe de rotation a une vitesse asymptotique d'une valeur  $\sqrt{2}\sigma$ .

## 7.2.2 Halo NFW

Le problème dans lequel s'inscrit la distribution de la matière sombre ayant des implications cosmologiques, il est intéressant d'ancrer un modèle de halo

sombre dans une théorie cosmologique. La théorie CDM (*Cold Dark Matter*) est en accord avec plusieurs faits observationnels : l'amplitude des fluctuations du rayonnement fossile (Lawrence et al. 1999), l'abondance primordiale des éléments légers (Schramm & Turner 1998), l'âge de l'Univers tel que mesuré par les étoiles les plus vieilles (Chaboyer et al. 1998), la fraction baryonique de la masse des amas de galaxies (White et al. 1993), pour ne nommer qu'eux. Navarro, Frenk & White (1996, 1997 ; NFW) ont donc simulé l'effondrement hiérarchique prédit par la théorie CDM sur la formation des halos sombres des galaxies. Ces halos pourraient être décrits par un profil de densité tel que

$$\frac{\rho(r)}{\rho_c} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (7.12)$$

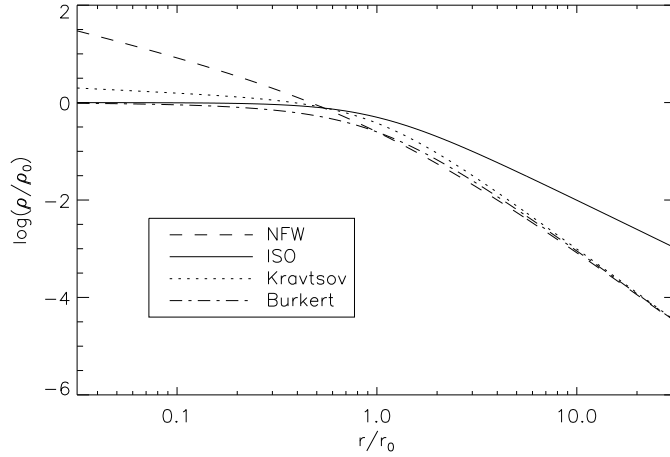
où  $r_s$  est le rayon caractéristique du halo et  $\delta_c$  est une densité caractéristique qui prévalait au moment de l'effondrement. Cette équation fait également appel à  $\rho_c$ , la densité critique de l'Univers, qui détermine si la vitesse d'expansion de l'Univers est inférieure, égale, ou supérieure à la vitesse d'échappement, d'où son ancrage cosmologique. À grand rayon, le profil de densité se comporte selon  $\rho \propto r^{-3}$  mais diverge à petit rayon puisque la densité à cette échelle suit plutôt la relation  $\rho \propto r^{-1}$ .

Ce modèle est souvent exprimé selon  $r_{200}$ , le rayon à l'intérieur duquel la densité moyenne est supérieure à  $200\rho_c$ , ce qui correspond à  $v_{200} = (GM_{200}/r_{200})^{1/2} = (10GH_0M_{200})^{1/3}$ .  $r_{200}$  correspond à-peu-près au rayon auquel la période orbitale égale l'âge de l'Univers. Ainsi,  $r_{200}$  sépare le monde "virialisé" du monde où les coquilles de masse s'effondrent pour la première fois (Navarro & Steinmetz 2000). Donc, seuls les baryons à l'intérieur de  $r_{200}$  peuvent contribuer à la masse de la galaxie. Le modèle fait également appel à un paramètre de concentration,  $c$ , qui correspond à

$$c = \frac{r_{200}}{r_s}. \quad (7.13)$$

Ce paramètre diminue avec l'augmentation de la masse du halo (Navarro et al. 1997). Ainsi, on peut écrire le comportement de la vitesse radiale de ce halo en terme de

$$v_{c,NFW}^2 = v_{200}^2 \left[ \left( \frac{c}{x} \right) \frac{\ln(1+x) - x/(1+x)}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \right], \quad (7.14)$$



**FIGURE 7.3:** Profils de densité produits par les différents modèles de halo sombre : **ligne pleine** : sphère pseudo isotherme, **ligne pointillée** : halo de Kravtsov et al. (1998), **longs tirets** : halo de Burkert (1995), **petits tirets** : halo NFW.

où  $x \equiv r/r_s$ . Les seuls vrai paramètres libres de ce modèle sont donc  $c$  et  $v_{200}$ .

### 7.2.3 Halo de puissance

La dégénérescence entre les différents paramètres d'un modèle peut causer des problèmes de convergence. C'est la raison pour laquelle Barnes et al. (2004) proposèrent un halo comportant seulement deux paramètres libres représentant la vitesse circulaire et la puissance du profil de densité. Le profil de densité est défini par

$$\rho(r) = \rho_l \left( \frac{r_l}{r} \right)^\alpha, \quad (7.15)$$

où  $\rho_l$  est la densité du halo et  $r_l$  est le rayon de la dernière mesure en vitesse. Ce halo produit donc une courbe rotation de la forme

$$v_{c,\alpha}^2 = v_l^2 \left( \frac{r}{r_l} \right)^{2-\alpha}. \quad (7.16)$$

Les valeurs de  $\rho_l$  et  $v_l$  sont liés par la relation  $\rho_l = (3 - \alpha)v_l^2/(4\pi Gr_l^2)$ . Le paramètre  $r_l$  étant lié aux limites observationnelles, ce modèle ne permet de contraindre le



profil de densité du halo qu'à l'intérieur de  $r_l$  et il ne doit donc pas être utilisé pour extrapoler le comportement de  $\rho$  au-delà de  $r_l$ .

### 7.2.4 Modèle généralisé

Le profil de densité pointu au centre du halo NFW s'explique mal observationnellement, comparativement au coeur de densité constante du modèle pseudo-isotherme. Certains auteurs préfèrent donc modéliser une famille plus large de halos en utilisant un profil de densité, défini par Zhao (1996), de la forme

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{[c + (r/r_0)^\gamma][1 + (r/r_0)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}}. \quad (7.17)$$

Le paramètre  $c$  permet de forcer des halos dont la densité centrale est constante. Lorsque  $c = 0$  ce halo produit des profils  $\rho \propto r^{-\gamma}$  pour  $r \ll r_0$  et  $\rho \propto r^{-\beta}$  pour  $r \gg r_0$ . Le paramètre  $\alpha$  correspond alors à la rapidité du changement de pente logarithmique à  $r \simeq r_0$ . On peut représenter le halo pseudo-isotherme en fixant  $(c, \alpha, \beta, \gamma) = (1, 2, 2, 0)$  et le halo NFW en fixant  $(c, \alpha, \beta, \gamma) = (0, 1, 3, 1)$ . D'autres formes de halos peuvent être représentées, tels celui de Burkert (1995) qui produit un halo au coeur de densité constante utilisé pour modéliser les galaxies naines, où  $(c, \alpha, \beta, \gamma) = (1, 2, 3, 1)$  ou soit le halo de Kravtsov et al. (1998), où  $(c, \alpha, \beta, \gamma) = (0, 2, 3, 0.2)$ . Les profils de densité produits par ces différents halos,  $\rho/\rho_0(r/r_0)$  sont présentés à la figure 7.3.

### 7.2.5 MOND

Les modèles présentés jusqu'à maintenant font appel à la seule distribution de la masse, sans remettre en cause son effet gravitationnel. Avec sa théorie du *Modified Newtonian Dynamics* (MOND), Milgrom (1983) proposa qu'il n'existe pas de masse sombre, mais plutôt que la 2<sup>e</sup> loi de Newton ne tient pas dans le cas des accélérations très faibles. Ce régime d'accélération, qui prévaudrait dans la région plate de la courbe de rotation des galaxies, permettrait d'expliquer le comportement de la matière lumineuse sans avoir recours à de la masse additionnelle.

Cette théorie fait donc appel à une nouvelle constante,  $a_0$ , et exprime la dynamique des objets dans un champ gravitationnel non relativiste par l'équation suivante :

$$\mu(a/a_0)\mathbf{a} = \mathbf{g}_N. \quad (7.18)$$

Dans cette équation,  $\mathbf{g}_N$  correspond à l'accélération gravitationnelle conventionnelle (Newtonienne) et  $a$  est l'accélération d'une particule, dans lequel cas  $a = |\mathbf{a}|$ . La fonction  $\mu(x)$  prend alors la forme nécessaire pour que la dynamique Newtonienne prévale sous de fortes accélérations, soit  $\mu(x \gg 1) \approx 1$ . Dans le cas des faibles accélérations, on retrouve plutôt la forme  $\mu(x \ll 1) \approx x$ , ce qui provoque un comportement asymptotique de l'accélération. La transition entre les deux régimes se fait autour de  $a_0$ , sur une étendue d'environ  $a_0$  (Milgrom utilise souvent  $\mu(x) = x(1 + x^2)^{-1/2}$  et dans quelques cas  $\mu(x) = 1 - e^{-x}$ ). Ainsi, à un grand rayon galactocentrique, on peut écrire

$$g_n \approx \frac{GM}{r^2}, \quad (7.19)$$

et en y intégrant l'équation de la force centrifuge, on trouve alors

$$v_{c,mond}^2 = (GMa_0)^{1/2}, \quad (7.20)$$

qui est indépendant de  $r$  (à grand rayon, puisque la majorité de la masse de la galaxie est concentrée dans les régions internes) et où  $M$  est la masse totale de la galaxie.

# Chapitre 8

## La comparaison de la cinématique $H\alpha$ et HI d'un échantillon de galaxies proches

### Introduction à l'article

La détermination du profil des halos sombres repose sur un postulat bien logique : l'incapacité d'un profil à expliquer la courbe de rotation d'une galaxie est suffisant pour le disqualifier. En d'autres mots, le problème de la matière sombre semblant être généralisé à l'ensemble des galaxies, la solution à ce problème doit elle aussi être universelle. C'est pour cette raison que les différents halos ne doivent pas être confrontés à seulement quelques galaxies, mais plutôt à de vastes échantillons de galaxies.

Les modélisations menées par plusieurs auteurs sur de vastes échantillons de galaxies spirales (Kassin et al. 2006 : 34 galaxies, Kuzio de Naray et al. 2006 : 11 galaxies, Simon et al. 2005 : 4 galaxies, Gentile et al. 2004 : 5 galaxies, Blais-Ouellette et al. 2004 : 6 galaxies, de Blok et al. 2001 : 30 galaxies et plus anciennement Kent 1986 : 37 galaxies, Carignan & Freeman 1985 : 4 galaxies, pour ne nommer que

quelques-uns), ont une tendance très marquée à favoriser les halos sombres munis d'un coeur de densité constante ( $\alpha \simeq 0$ )<sup>a</sup>. Cette conclusion va à l'encontre des résultats des simulations cosmologiques  $\Lambda$ CDM qui favorisent plutôt les halos de type NFW (section 7.2.2) dont la densité est piquée au centre ( $\alpha < 0$ , souvent  $-1.5 < \alpha < -1$  : Moore et al. 1999b, Diemand et al. 2005). Ce profil piqué serait le résultat d'une petite fraction de particules de CDM qui conservent leur très grande densité initiale dans l'espace de phase ( $\rho/\sigma^3$  est très grand, leur vitesse thermique étant négligeable) même après leur effondrement dans un halo virialisé (van den Bosch & Swaters 2001). Ce matériel de faible entropie s'installe alors au centre des halos. Cette surdensité centrale permettrait aux petits halos de survivre à l'intérieur des plus grands halos. De son côté, la théorie de MOND ne réussit généralement à bien ajuster un modèle de halo sombre qu'à un sous-échantillon limité de galaxies. De plus, la constante  $a_0$  doit parfois varier d'un facteur 2 d'une galaxie à l'autre (tel que démontré par Gentile et al. 2004, mais également plusieurs autres auteurs).

D'autres simulations sont en désaccord avec les coeurs de densité constante. Les simulations de formation de galaxies par effondrement dissipatif des baryons (*dissipative infall*, Blumenthal et al. 1986, Flores et al. 1993), c'est-à-dire un effondrement où de l'énergie est libérée, dans un halo de matière sombre tendent à produire des halos où la densité centrale est piquée (Dutton et al. 2005). L'effondrement du halo sombre se fait adiabatiquement et la proportion de matière sombre versus la matière baryonique est de 10 : 1. Ces simulations permettent toutefois d'expliquer la *conspiration disque-halo*, qui s'explique par le fait qu'aucune transition n'est observée dans la courbe de rotation des galaxies lorsqu'on passe de la région centrale, dominée par la matière lumineuse, à la région extérieure, dominée par la matière sombre. Si, à l'origine, les deux composantes sont découplées, les mouvements couplés de la matière baryonique et la matière sombre pendant l'effondrement ont pour effet de lisser ces différences.

Coeurs de densité constante ou halos piqués, la confirmation des résultats des simulations passe par l'observation de la cinématique des galaxies. L'échantillon

---

<sup>a</sup> $\alpha$  correspond à l'exposant du profil de densité du coeur,  $\rho(r) \propto r^\alpha$

SINGS (*Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey*) est un échantillon de 75 galaxies observées par le télescope spatial IR Spitzer (Kennicutt et al., 2003). Ces galaxies ont également été observées en rayons X, en UV (1300–2800 Å en imagerie et en spectroscopie), en bande large en visible et proche IR (BVRIJHK), en  $H\alpha$  (bande étroite et spectro imagerie),  $Pa\alpha$ , sub-millimétrique, CO et HI. Au total, 20 télescopes, spatiaux et terrestres, ont fourni des données sur ces galaxies.

Les observations en HI (Walter et al., 2008) et en spectro imagerie  $H\alpha$  (Daigle et al., 2006a; Dicaire et al., 2008a) permettent d'obtenir des cartes de rotation des galaxies SINGS. Les données HI ont souvent été critiquées pour leur faible résolution spatiale : l'étalement du faisceau HI sur les galaxies provoque un aplatissement de la partie montante de la courbe de rotation. Donc, on a toujours trouvé normal que la pente montante de la courbe de rotation d'une galaxie mesurée en HI soit plus faible que celle mesurée en  $H\alpha$ . Les données des échantillons THINGS et SINGS en  $H\alpha$  permettent de vérifier si l'étalement du faisceau HI est le seul responsable des différences cinématiques observées. L'article qui suit expose les résultats.

Contribution : 100 % rédaction, 60 % acquisition et traitement des données  $H\alpha$ , 0 % acquisition des données HI, 100 % traitement des données pour la comparaison  $H\alpha$  et HI.

L'article n'a pas encore été soumis à une revue.

## Things we learn from the THINGS–SINGS comparison

Olivier Daigle<sup>1,2</sup>, Claude Carignan<sup>1,3</sup>, Philippe Amram<sup>2</sup>, Fabian Walter<sup>4</sup>, Erwin de Blok<sup>5</sup>, Olivier Hernandez<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d’Astrophysique Expérimentale, Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, succ. centre-ville, Montréal, Québec, Canada, H3C 3J7;

<sup>2</sup>Université Aix-Marseille – CNRS – Laboratoire d’Astrophysique de Marseille, Observatoire Astronomique de Marseille-Provence, Technopôle de Château-Gombert, 38, rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille, France;

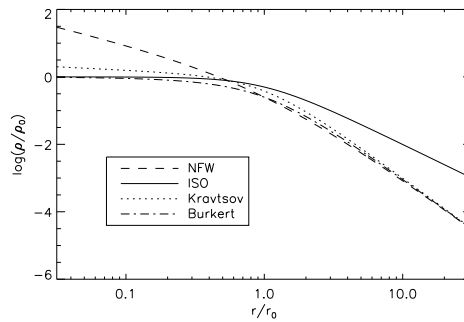
<sup>3</sup>Observatoire d’Astrophysique de l’Université de Ouagadougou, BP 7021, Ouagadougou 03, Burkina Faso;

<sup>4</sup>MPIA, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany;

<sup>5</sup>Department of Astronomy, University of Cape Town, Rondebosch 7700, South Africa.

### Abstract

A comparison is made between the kinematics obtained with The HI Nearby Galaxy Survey (THINGS) and the SINGS  $H\alpha$  survey. The  $H\alpha$  data is spatially smoothed to the equivalent beam of the HI data, to prevent the effect of beam smearing. From the resulting Radial Velocity (RV) differential maps, it is found that even though the beam smearing can be accounted for, differences still exist between both data sets. The impact of extra-planar neutral gas at the centre of galaxies is considered and the effect of strong HII regions on the differences that are found in the outskirts of the optical disk is studied. It is concluded that the HI beam smearing is not sufficient to explain the kinematic differences measured, and, although both data sets have their own intrinsic weaknesses, their combination allows one to map the kinematics of galaxies with greater confidence.



**Figure 8.1:** Density profiles expected from dark matter halos of Navarro et al. (1996), Kravtsov et al. (1998), Burkert (1995), and an isothermal halo. The profiles are normalized to  $r=r_0$ , and  $r_0$  represents the radius at which the halo switches from one slope to another (Zhao, 1996).

## 8.1 Introduction

Galaxy mass modelling usually implies the use of rotation curves. The rotation curves can be derived from long slit, multi slit, or integral field spectroscopy in the optical (Williams et al., 2009; Coccato et al., 2009), millimetric and sub-millimetric observations (Chung et al., 2009; Sawada-Satoh et al., 2007; Bryant & Scoville, 1999; Downes et al., 1996) or radio (Ekta & Chengalur, 2010; García-Ruiz et al., 2002; de Blok et al., 1996), using emission or absorption lines of various tracers such as planetary nebulae, stars, or gas. The spatial resolution of these observations plays an important role in the shape of the resulting rotation curve. For example, low resolution HI observations are usually affected by the so-called beam smearing effect (Swaters et al., 2009; Sofue & Rubin, 2001; van den Bosch et al., 2000; Rubin et al., 1989). The smear induced by the low ( $>15''$ ) spatial resolution usually achieved with the HI data may cause the rotation curve of a galaxy to rise less steeply in HI than in the optical (Daigle et al., 2006a; McGaugh et al., 2001).

Even though the Cold Dark Matter (CDM) theory is in agreement with numerous observational facts, such as the fluctuations of the cosmic microwave background (Lawrence et al., 1999), the primordial abundance of light elements (Schramm &

Turner, 1998), or the age of the Universe as measured by the age of the oldest stars (Chaboyer et al., 1998), to name a few, it is not as successful when it comes to the prediction of distribution of the shape of the dark matter halos of galaxies on kpc scale. While the agreement is very good on large scales (Navarro et al., 1996), it is much less satisfactory on small scales such as the core of dwarf galaxies (de Blok et al., 1996). Most importantly, various dark halo shapes, anchored to various theories, cosmological or not, are predicted by different authors (Navarro et al., 1996; Kravtsov et al., 1998; Burkert, 1995). Most simulations tend to produce cuspy halos, while observations tend to show a constant density core at the centre of galaxies. Some authors proposed a degeneracy between the parameters of the halos to explain the lack of agreement between simulations and observations (Dutton et al., 2005). Nevertheless, as shown in figure 8.1, one notices how important is the inner slope of the profile in disentangling one halo from another, since all of them, except the isothermal halo, have a  $\alpha=-3$  slope<sup>b</sup> for their outer parts. Thus, measuring the velocity gradient at the center of the galaxies is of high importance as it is a test for the cuspy halos expected from cosmological simulations (Navarro et al., 1997; Moore et al., 1999a). In that sense, beam smearing might become an obstacle to the understanding of the galaxies fundamentals, not to mention the cosmological implications.

Recent HI observations of the SINGS sample (Kennicutt et al., 2003) made by the THINGS team (Walter et al., 2008) provided the community with high ( $\sim 6''$ ) spatial resolution data cubes of nearby galaxies. Coupled to the SINGS  $H\alpha$  survey (Daigle et al., 2006a; Dicaire et al., 2008a), which was obtained with a Fabry-Perot IFS and has a median resolution of  $\sim 1.6''$ , one has two extensive data sets for which the comparison of the HI and  $H\alpha$  kinematics can be performed. The aim of this study is to test whether the lower spatial resolution of the HI data is the only parameter responsible of any kinematic difference that may exist between the two data sets. In section 8.2, the galaxy sub-sample and the data processing methods are presented. The comparison of both data sets is made in section 8.3, and in section 8.4, an

---

<sup>b</sup> $\alpha$  corresponds to the power term of the density profile:  $\rho(r) \propto r^\alpha$ .



analysis of the results is done.

## 8.2 The method

### 8.2.1 Instrumentation and observation

The  $H\alpha$  observations were made with an Integral Field Spectrometer (IFS) named FaNTOmM, which based on a Fabry-Perot (FP) interferometer. A narrow band ( $15\text{\AA}$ ) interference filter is placed in front of the FP. This interference filter is matched to the galaxy systemic velocity to be observed. The FaNTOmM instrument (Hernandez et al., 2003) was used for most of the galaxies presented in this study. It was used at the 1.6-m telescope of the Observatoire du mont Mégantic with an  $f/2$  focal reducer, which yields a pixel scale of  $1.6''$ . For the southern galaxies NGC 3621 and NGC 7793, the CIGALE (Boulesteix et al., 1984) instrument was used at the 3.6-m telescope of the ESO at LaSilla, at  $f/3$ , which gives a pixel scale of  $0.41''$ . Moreover, the high sensitivity, low resolution observation of NGC 7793 was made at the 36-cm telescope of Marseille, at LaSilla. The 36-cm is a scaled-down version of the 3.6-m optical assembly. The CIGALE instrument can thus be directly fitted to it.

For all of the galaxies, except NGC 7331, an Image Photon Counting System (IPCS) based on an intensified photocathode was used (Gach et al., 2002). This imaging device has zero read-out noise, a very low dark noise ( $\sim 10^{-5} \text{ e}^-/\text{pix}/\text{s}$ ), and a Quantum Efficiency (QE) of  $\sim 20\%$ . For NGC 7331, a new camera, built using the CCCP (CCD Controller for Counting Photons) EMCCD (Electron Multiplying CCD) Controller (Daigle et al., 2009) and an EMCCD from e2v Technologies was used. This new camera enables the high ( $>90\%$  at  $H\alpha$ ) QE of the CCD to be used for photon counting. When compared to the IPCS, the new camera built with CCCP enables to reach a given SNR 4 times faster. The new CCD controller also increases the Charge Transfer Efficiency (CTE) within the EM register of the EMCCD. The low horizontal CTE of the EMCCDs was flagged by some authors (Tubbs et al., 2002; Daigle et al., 2009) as a potential image quality issue.

The HI observations were all made at the Very Large Array (VLA) using B, C, and D configurations. The use of the C and D configurations were needed to map large scale emission of the objects, while the B configuration provided the high spatial resolution ( $\sim 6''$ ). For galaxies at declinations lower than  $-20^\circ$ , the extended north arm (BnA array) was used to ensure a homogeneous  $uv$  coverage. More details about the VLA observations are available in Walter et al. (2008).

### 8.2.2 The sample

A subset of the SINGS and THINGS galaxies was chosen to perform this study. First, both HI and  $H\alpha$  data must exist for the galaxy. Since the HI observations were made at the VLA, galaxies with low southern declinations were not observed. On the other hand, early type galaxies could not be observed in  $H\alpha$  since their star formation rate is low and very few stars can ionize the hydrogen. Thus, out of the 65 galaxies observed in  $H\alpha$  and 34 observed in HI, only 14 could be compared. They are presented in table 8.1.

### 8.2.3 Data processing

Both the HI and  $H\alpha$  data were already processed by Walter et al. (2008), Daigle et al. (2006a), and Dicaire et al. (2008a). That is, the wavelength-sorted data cubes were available as well as Radial Velocity (RV) maps and dispersion maps. Moreover, the Hermite-fitted RV maps (de Blok et al., 2008) for the THINGS sample were obtained. These maps provide a better rendering of the radial velocity of the disk of the galaxies. However, the Hermite fit sometimes fails to render the RV data in the inner part of the galaxies, where the SNR is lower. For these points, the data of the intensity weighted mean (IWM) RV maps were used. The IWM data tends to underestimate the velocity, especially in the inner parts. An extensive comparison of both RV determination methods is made in de Blok et al. (2008).

**Table 8.1:** Observational data for the THINGS–SINGS kinematical sample.

Galaxy Name	Type RC3	$\Delta^{(1)}$ (Mpc)	$D_{25}^{b,i(2)}$ ( $'$ )	HI Beam <sup>(3)</sup> ( $''$ )	$H\alpha$ Pixel ( $''$ )	Inclination <sup>(5)</sup> ( $^\circ$ )
NGC 628	SA(s)c	11.4	10.5 x 9.5	10.9 x 9.3	1.61	$7 \pm 4.5$
NGC 925	SAB(s)d	9.3	11.2	5.9 x 5.7	1.61	$50 \pm 1.5$
NGC 2403	SAB(s)cd	4.2	21.4	8.8 x 7.7	1.61	$60 \pm 2$
NGC 2976	SAc pec	3.5	5.9 x 2.7	7.4 x 6.40	1.61	$70 \pm 4$
NGC 3184	SAB(rs)cd	8.6	7.4 x 6.9	7.5 x 6.9	1.61	$17 \pm 1$
NGC 3198	SB(rs)c	14.5	7.8	11.4 x 9.4	1.61	$70 \pm 0.8$
NGC 3521	SAB(rs)bc	9	11 x 5.1	14.1 x 11.2	1.61	$67 \pm 2$
NGC 3621	SA(s)d	6.2	12.3 x 7.1	15.9 x 10.2	0.41	$65 \pm 4$
NGC 5055	SA(rs)bc	8.2	12.6 x 7.2	10.0 x 8.6	1.61	$63 \pm 2$
NGC 5194	SA(s)bc pec	8.2	11.2 x 6.9	11.9 x 10.0	1.61	$47 \pm 5$
NGC 5457	SAB(rs)cd	7	28.8	10.0 x 10.2	1.61	$20 \pm 2$
NGC 6946	SAB(rs)cd	5.5	14.9	6.0 x 5.6	1.61	$38 \pm 3$
NGC 7331	SA(s)b	15.7	10.5 x 3.7	6.1 x 5.6	1.01	$78 \pm 3$
NGC 7793	SA(s)d	3.2	9.3	15.6 x 10.8	$0.41 - 4.1^{(a)}$	$47 \pm 9$

<sup>(1)</sup> $\Delta$  : distance in Mpc, flow-corrected for  $H_0=70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , as presented in Kennicutt et al. (2003).

<sup>(2)</sup> $D_{25}^{b,i}$  : optical diameter at the 25 magnitude/arcsecond<sup>2</sup> in B, corrected for the effects of projection and extinction. Taken from the RC3.

<sup>(3)</sup>HI Beam: Full Width Half Power (FWHP) of the HI beam used for the natural weighting of the interferometric data.

<sup>(5)</sup> $H\alpha$  Pixel: Size of the pixel on the sky for the  $H\alpha$  observations.

<sup>(5)</sup>Inclination: Kinematical inclination as determined with tilted ring models on the  $H\alpha$  data in Daigle et al. (2006a) and Dicaire et al. (2008a).

<sup>(a)</sup>This galaxy was observed with the ESO 3.6-m telescope at La Silla and with the Marseille 36-cm telescope at La Silla Observatory in Chile.

### Zero-point offset correction

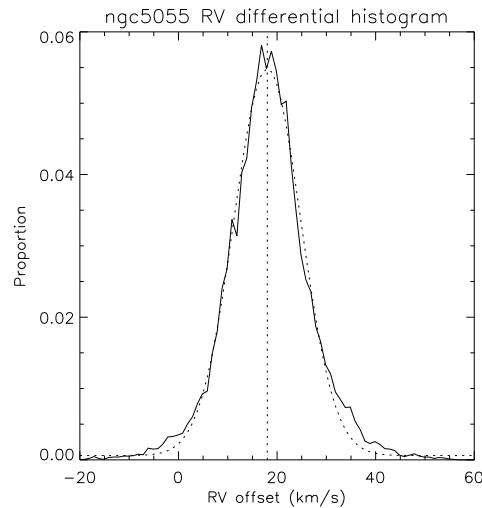
The FP etalons used for the  $H\alpha$  observations have a Free Spectral Range (FSR) of about  $8\text{\AA}$ . The FP etalon is driven by its CS100 controller, and the two of them are matched by the so-called *Queensgate Constant* (QC). This constant tells the controller the magnitude of the movement to apply to the FP plates to cover a full FSR. The FP data sometimes show a zero-point offset in radial velocity (Epinat et al., 2008; Dicaire et al., 2008a). This offset comes from the fact that the wavelength calibration is done with a neon lamp at  $6598.95\text{\AA}$ , which might be several FSR away from the galaxy's rest  $H\alpha$  emission. Thus, tiny errors in the determination of the QC add-up between FSR and may result in an appreciable error ( $\sim 15\text{--}20\text{ km s}^{-1}$ ) in the galaxy's referential. Moreover, the FP's spectral response is idealized by the following formulae:

$$p_{scan} = \frac{\lambda_{ref}}{\lambda_{scan}} p_{ref}, \quad (8.1)$$

$$FSR_{scan} = \frac{\lambda_{scan}}{p_{scan}}, \quad (8.2)$$

where  $p_x$  is the interference order of the FP, at a given wavelength  $\lambda_x$ .  $p_{ref}$  is usually calculated at  $\lambda_{ref} = 6562.78\text{\AA}$ . Thus, these formulae does not take into account a change in  $p$  that could occur due to the change in reflectivity of the dielectric coatings of the FP plates at a wavelength other than the reference wavelength.

In order to correct this error, it is assumed that the large scale  $H\alpha$  and HI kinematics will be the same. The HI RV map is subtracted from the  $H\alpha$  RV maps and the histogram of the residuals are fitted with a Gaussian. The centre of the Gaussian is expected to represent the zero-point offset of the  $H\alpha$  observation. The  $H\alpha$  RV map is thus corrected with this value. Figure 8.2 shows an example of such a correction, for NGC 5055. The zero-point correction could also be attempted by using the sky emission visible in the  $H\alpha$  data cube. However, this correction method is not applicable to all of the galaxies. Some data cubes have too many sky emission lines that are folded back onto each other due to the relatively small FSR of the FP etalon, as compared to the bandwidth of the blocking filter placed in front of it. This makes it impossible to disentangle all emission lines from one another. On



**Figure 8.2:** Correction of the zero-point offset for NGC 5055. The plain line shows the histogram of the differential RV map (the  $H\alpha$  RV map minus HI RV map), the vertical dotted line shows the computed zero-point offset and the dotted curve represents the Gaussian fitted to the histogram.

galaxies where this absolute wavelength calibration was possible, it was found that this correction was within  $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$  of the correction computed from the HI data. Since the difference is well within the spectral resolution of the instrument ( $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$  FWHM), it was chosen to correct the zero-point offset of the  $H\alpha$  data with the zero-point of the HI for all of the galaxies.

A new calibration device, using a tunable light source, will enable this zero-point offset to be avoided. New observations of the SINGS galaxies are planned in  $H\alpha$  in order to re-calibrate the previous observations, and correct this offset in an absolute manner.

### Spatial resolution compensation

The spatial resolution of both data sets is not identical. The HI data have a spatial resolution of  $\sim 6\text{--}10''$  while the  $H\alpha$  data have a pixel size always  $\leq 1.6''$ . Thus, in order to homogenize the data, the  $H\alpha$  data were smoothed to the resolution of

the corresponding normal weighted HI data. For each galaxy, the HI beam was approximated by a Gaussian having the same parameters as the HI beam used for the natural weighting (major and minor axis sizes, position angle). Then, the  $H\alpha$  data cubes were then convoluted with the corresponding synthetic HI Gaussian beam and the RV maps were extracted from these new data cubes. The goal was to make the two data sets spatially equivalent, as if they would have been observed with telescopes of comparable spatial resolution, hence of comparable beam shapes. One could argue that the resulting spatial resolution of the  $H\alpha$  will be less than that of the HI as this procedure assumes an infinitely high spatial resolution for the  $H\alpha$  data. However, the  $H\alpha$  data was most of the time seeing limited, which implied a spatial resolution of  $\sim 2''$  at worst. When convoluting the  $H\alpha$  data with the synthetic HI beam, the resulting resolution will be the seeing quadratically summed to the Gaussian width. Since the resulting resolution was only marginally different ( $\sqrt{2^2 + 6^2} = 6.3''$  instead of  $6''$ ), it was decided not to take the seeing into account.

### Differential RV map extraction

The HI RV map were subtracted from the  $H\alpha$  RV maps. The resulting differential kinematical maps were then used to compare the kinematics of both data sets. The data are presented in figures 8.5 through 8.19. In these figures, the top panels present the RV maps of a galaxy. The  $H\alpha$  RV map is presented in the left panel while the HI RV map is presented in the right panel. Both figures are on the same spatial and velocity scale. The middle panels present the differential RV maps of a galaxy, zoomed to show the region where both  $H\alpha$  and HI are present. The data are presented as the  $H\alpha$  RV map minus the HI RV map. The left panel shows the subtraction of the RV maps, while the right panel is intensity-weighted to the  $H\alpha$  monochromatic luminosity, which gives an idea of where the HII regions are located. The orange line represents the major axis of the galaxy (assuming a constant PA, derived from the  $H\alpha$  data) and the + sign marks the kinematical centre (once again, derived from the  $H\alpha$  data). The bottom panel shows the PV diagrams of

the galaxy, taken on the major axis (orange line of middle panels), expressed in km/s (left scale). The PV diagrams are zoomed to where both the  $H\alpha$  and HI data were available. The background, black and white image is the HI PV diagram, while the contours are the  $H\alpha$  PV diagram. The red dots represent the HI RV data, and the blue dots represent the  $H\alpha$  RV data taken along the major axis. The green curve is the difference between the  $H\alpha$  and HI data, corrected for the inclination of the galaxy (right scale). The vertical, black dotted line shows the position of the kinematic centre. The horizontal, green dotted line shows the zero-velocity difference between the HI and the  $H\alpha$ .

### 8.3 Comparison

Initially, since the two data sets are of comparable spatial resolution, it was expected that very few differences between the kinematics of both data sets would be found if the differences were mainly due to beam smearing. Figures 8.5 to 8.19 shows that differences still exist. They are reviewed for individual galaxies in this section.

**NGC 628:** Most of the HII regions of this galaxy have a fairly good kinematical agreement with the HI data with the exception of a few large HII regions (mainly east side of the galaxy). The kinematical differences seen in the PV diagram are mostly due to the poor SN of some regions of the  $H\alpha$  data. The  $H\alpha$  intensity-weighted differential map shows that most of the differences (red pixels) comes from low luminosity regions, which have low SN. Since this galaxy is nearly face-on, the amplitude of the kinematic differences corrected for inclination should be not be over interpreted. Fathi et al. (2007a) found evidences of a nuclear ring between 0.2 and 0.4 kpc and a constant dispersion of the ionized gas up to 12 kpc.

**NGC 925:** This barred galaxy has fairly good kinematical agreement between  $H\alpha$  and HI towards its centre. The larger differences seen at a greater galactocentric radii could be due to the poor SNR of the  $H\alpha$  data. Rozas et al. (2006) found evidences of

shells in expansion in the most luminous HII regions of this galaxy.

**NGC 2403:** This barred galaxy exhibits a slight jump of its radial velocity in  $H\alpha$  while this feature is not seen in HI. Even though NGC 2403 is moderately inclined ( $60^\circ$ ), its  $H\alpha$  distribution is spectrally asymmetric and broad on the approaching side, which causes the  $H\alpha$  line fitting algorithm to render radial velocities shifted towards the systemic velocity. This explains the  $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$  difference between the HI and  $H\alpha$  data between  $-0.5'$  and  $-2'$ .

**NGC 2976:** On the whole, the kinematics of the  $H\alpha$  and HI data agrees fairly well, with the exception of the edges of the two very bright HII regions on both sides of the galaxy. The differences are small, though ( $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ ), but interesting nevertheless (see section 8.4.2). In  $H\alpha$  the RV map shows signs of solid body rotation, which could be expected from an highly inclined galaxy if the gas would be optically thick. However, since the HI data closely matches the  $H\alpha$  data within the optical disk, and flatten only at a larger radii, the solid body rotation of the optical disk is thought to be a genuine feature of this galaxy. According to Bronkalla et al. (1992), the outer parts of NGC 2976 have been undisturbed for a long time and are very old (5 Gy, probably up to 15 Gy).

**NGC 3184:** Most of the HII regions have near zero kinematic dissimilarity between the  $H\alpha$  and the HI data. The edges of a few HII regions exhibit strong velocity differences ( $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$  along the line of sight), which could be the sign of expanding shells (Relaño et al., 2007). A look at the PV diagram shows that when the  $H\alpha$  signal is strong, there is little differences in the kinematics of the  $H\alpha$  and HI data.

**NGC 3198:** The barred galaxy NGC 3198 exhibits small kinematical differences between both data sets, which are lower than  $20 \text{ km s}^{-1}$ . On the whole, the data matches fairly well. According to Hernandez et al. (2005), non-circular motions and a strong velocity gradient perpendicular to the bar can be seen at the centre of the galaxy.

**NGC 3521:** Even though Casertano & van Gorkom (1991) used the outer edges of this galaxy to call the end of the disk-halo conspiracy, it is the centre that is



of interest for this study. This galaxy exhibits very strong ( $50 \text{ km s}^{-1}$  along the line of sight,  $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$  when corrected for inclination) kinematical discrepancies between the  $H\alpha$  and HI data near its kinematical centre, as well as a strong velocity gradient. This feature was also observed in CO by Leroy et al. (2009). The peak intensity  $H\alpha$  PV diagram closely follows the distribution of the HI gas at large radii, but the HI RV data (red curve) is biased toward lower rotation velocities at the centre. The result is the following: the  $H\alpha$  data recede faster than the HI data on the receding side of the galaxy, while it approaches faster on the approaching side of the galaxy. This tendency falls abruptly at radii greater than  $30''$ . This galaxy is a LINER.

**NGC 3621:** This galaxy has a very extended HI distribution and the  $H\alpha$  data resemble the one expected from a galaxy with a solid body rotation. There are two strong discrepancies between the  $H\alpha$  and HI velocities near the kinematical centre of the galaxy, but they do not lie directly on the major axis and they are only slightly visible in the PV diagram. At larger radii, the kinematical differences are still strong, as compared to the other galaxies presented in this study. The deviation of the  $H\alpha$  kinematics from the HI kinematics towards the end of the optical disk on the receding side of the galaxy could be due to the lower SNR of the  $H\alpha$  data or sky emission contamination.

**NGC 5055:** There is a strong ( $\sim 70 \text{ km s}^{-1}$ ) discrepancy on the receding side of the galaxy, near the kinematical centre: the  $H\alpha$  recedes faster than the HI. This galaxy has a very strong velocity gradient at its centre. Blais-Ouellette et al. (2004) found two velocity components in its central region, with the weakest one lying near the minor axis of the galaxy. Thus, the velocity differences showed in the PV diagram do not spatially match with this second component and can not be explained by this second component. Rozas et al. (2006) found evidences of shells in expansion in the most luminous HII regions of this galaxy.

**NGC 5194:** The grand spiral galaxy M51 exhibits an appreciable kinematical disparity between HI and  $H\alpha$ , near its centre, although it does not lie on the major axis. NGC 5194 harbours complex streaming motions in its centre (Shetty et al.,

2007), and it may explain this disparity. Nevertheless, there is some divergence visible in the PV, more specifically on the receding side ( $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ ). The remaining bright  $H\alpha$  regions of the galaxy are in very good kinematical agreement with the HI data.

**NGC 5457:** The differences between the  $H\alpha$  and HI data at large galactocentric radii can be explained by the patchy distribution of the  $H\alpha$  data. For most of the small HII regions, the two data sets agree fairly well. On the other hand, the most luminous HII regions show moderate discrepancies ( $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ ) with the HI data. The HII region located at the centre of the galaxy presents differences as high as  $50 \text{ km s}^{-1}$  on each side of it. This galaxy is barred.

**NGC 6946:** This lightly inclined ( $38^\circ$ ), barred galaxy shows some mild ( $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$  when corrected for inclination) discrepancies between the HI and  $H\alpha$  data towards the centre of the galaxy. However, the  $H\alpha$  distribution is patchy and both data sets have a low SNR at the centre. Boomsma et al. (2008) found many holes in the HI distribution. Some of these holes are linked to HII regions. One might see a divergence between HI and  $H\alpha$ , but this is an artificial effect since the signal is strong for the  $H\alpha$  data while it is weak for the HI data. The RV differences are due to the poor SN of the HI data.

**NGC 7331:** The bright ring of star formation shows large dissimilarities ( $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$ ) between the HI and  $H\alpha$  RV data, more importantly towards the centre of the galaxy. As per the RV maps, the receding side recedes faster in  $H\alpha$  than in HI, and the approaching side approaches faster in  $H\alpha$  than in HI. When corrected for the inclination of the galaxy, the kinematical differences are as high as  $80 \text{ km s}^{-1}$ . This galaxy is a LINER.

**NGC 7793:** The  $H\alpha$  and HI data agree fairly well along the major axis, with differences lower than  $20 \text{ km s}^{-1}$ . This galaxy was observed both at high and low resolution (Figures 8.18 and 8.19).

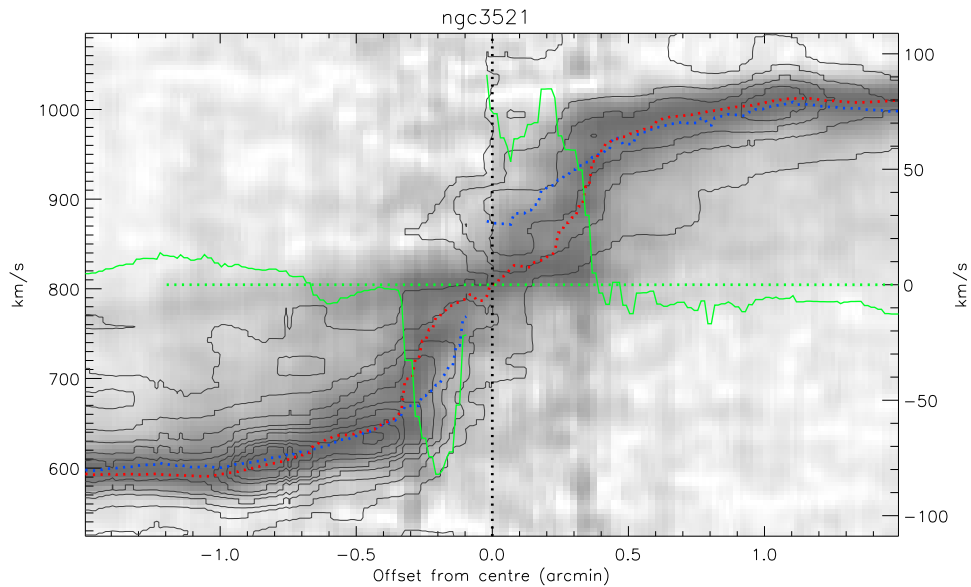
## 8.4 Analysis

The PV diagrams presented in figures 8.5 to 8.19 show interesting different features between the HI and the  $H\alpha$  distribution. First, the HI is usually spectrally broadly distributed toward the centre of galaxies, and this tendency diminishes at higher radii. This is in agreement with Tamburro et al. (2009), who studied the THINGS galaxies, and found that towards the centre of galaxies, the HI line profiles are likely to be broad and often contain multiple emission components. The authors found these components in all of the galaxies they studied, which include some galaxies covered here: NGC 628, NGC 3184, NGC 3521, NGC 5055, NGC 5194, NGC 6946, and NGC 7793. The authors associated these spectral features to turbulence in the disk of the galaxies.

Next, some galaxies show signs of extra-planar HI gas, whose kinematics are not matched to those of the disk. This is the case of NGC 3521, NGC 5055, NGC 7331. In the PV diagrams, the kinematic signature of this lagging extra-planar gas is the ghost-like spectral component that starts from the systemic velocity at the centre and joins the disk velocity component at larger radii. NGC 3521 is an obvious case of such a feature. Many authors have observed these gas components in other galaxies. Boomsma et al. (2008) found HI velocity components they relate to extra-planar gas in NGC 6946. Oosterloo et al. (2007) studied the gaseous halo of the edge-on galaxy NGC 891. The HI halo is found to have a lagging, differential rotation with respect to the HI disk. Barbieri et al. (2005) studied extra-planar gas in NGC 4559, a moderately inclined galaxy ( $i=67^\circ$ ). They concluded that lagging, thick HI layers are likely to be common in spiral galaxies.

### 8.4.1 Centre of galaxies

At the centres of some galaxies, there are large dissimilarities between the HI and the  $H\alpha$  kinematics. NGC 3521, NGC 3621, NGC 5055, NGC 7331, and, to a lesser extent, NGC 3198, NGC 5194, and NGC 6946, show the same kinematical pattern:



**Figure 8.3:** Zoom of the central part of PV diagram of NGC 3521. The PV diagram is taken along the major axis, and it is expressed in km/s (left scale). The background, black and white image is the HI PV diagram, while the contours are the  $H\alpha$  PV diagram. The red dots represent the HI RV data, and the blue dots represent the  $H\alpha$  RV data taken along the major axis. The green curve is the difference between the  $H\alpha$  and HI data, corrected for the inclination of the galaxy (right scale). The vertical, black dotted line shows the position of the kinematic centre. The horizontal, green dotted line shows the zero-velocity difference between the HI and the  $H\alpha$ .

the  $H\alpha$  component recedes faster on the receding side, whilst it approaches faster on the approaching side. That is, the corresponding rotation curve rises faster in  $H\alpha$  than in HI for these galaxies. Some of these galaxies show signs of extra-planar gas that extends beyond the optical disk (NGC 3521, NGC 5055, NGC 7331). At the very centre, these extra-planar components are indistinguishable from the disk component, which might confuse the line fitting algorithm.

Figure 8.3 shows the central part of the PV diagram of NGC 3521. One may see the relatively weak extra-planar component at radii  $-1.5'$  and  $1.5'$  that strengthens inwards. At  $-1.5'$ , on the approaching side, the gas distribution extends from  $\sim 600$  to  $\sim 780$  km s $^{-1}$ , while it extends from  $\sim 820$  to  $\sim 1000$  km s $^{-1}$  at  $1.5'$ , on the receding

side. At these radii, the  $H\alpha$  distribution closely follows the ridge of the HI. At the very centre of the galaxy, between  $-0.5'$  and  $0.5'$  the extra-planar component becomes of a strength comparable to that of the disk. Between these radii, this component is seen as a slightly tilted bar-like structure on the HI distribution. The  $H\alpha$  distribution still follows the ridge of the HI, but the computed HI radial velocity is biased towards the extra-planar component. This results in a great difference ( $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$ ) between the computed HI and  $H\alpha$  velocity. A similar, but weaker, bar-like HI feature is visible in NGC 7331. Although the  $H\alpha$  SNR at the centre is low, its distribution closely follows the ridge of the HI, while the computed HI radial velocity is biased towards the systemic velocity.

From this example, one might think that the beam smearing is responsible of the discrepancy between the HI and  $H\alpha$  kinematics, as it is the effect expected from it. However, since both HI and  $H\alpha$  data sets are of comparable spatial resolution, it can not be. When trying to correct these data for the beam smearing (Sofue & Rubin, 2001; Sancisi & Allen, 1979), this could lead to meaningless data.

Not all of the galaxies are affected by this problem, however. NGC 7793 is one obvious counter-example as it is the only galaxy where the inverse effect is seen. The HI data rises more steeply from the centre than the  $H\alpha$ . Other galaxies, such as the highly inclined NGC 2976, and the lightly inclined NGC 3184 have their inner HI velocity gradients in good agreement with the  $H\alpha$  data.

#### 8.4.2 Towards the edges of galaxies

At larger radii, where both the HI and  $H\alpha$  data have a high SNR, little difference is seen between the two data sets. The HII regions of NGC 628, NGC 925, NGC 3198, NGC 3184, NGC 3521, NGC 3621, NGC 5055, NGC 5194, and NGC 7793 show less than  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  differences between  $H\alpha$  and HI. Some galaxies exhibit kinematical differences on the edges of very bright HII regions, like NGC 2403, NGC 2976, and NGC 5457.

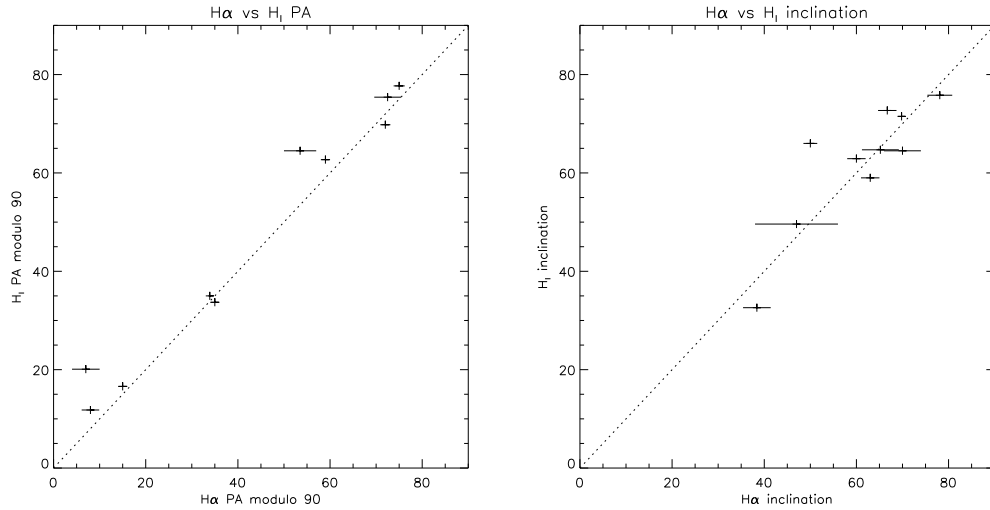
The case of the peculiar NGC 2976 deserves attention. The two bright HII regions

on both sides of its optical disk, show an anti-correlation between the behaviour of the neutral and ionized hydrogen. When going toward larger radii, the  $H\alpha$  radial velocity first moves away from the systemic velocity when approaching the HII regions and then gets closer when leaving it. The HI has the opposite compoment: it goes nearer the systemic velocity when approaching the HII region and moves away when leaving it. This might be an indication that the stellar formation is taking place in non-spherical shells of  $H\alpha$  light, with a non-perpendicular expansion with respect to the disk of the galaxy. This could make the  $H\alpha$  emission comes from above or from below the disk, while the bulk of the HI emission comes from the disk. The very broad width of the  $H\alpha$  emission ( $>100 \text{ km s}^{-1}$ ) of these two HII regions is greater than that of the HI.

### 8.4.3 Kinematic parameters

The kinematic parameters extracted from the  $H\alpha$  and HI data, the PA and  $i$  of the galaxies, are compared in figure 8.4. The  $H\alpha$  parameters are those determined by Hernandez et al. (2005), Daigle et al. (2006a), and Dicaire et al. (2008a). When extracting rotation curves in  $H\alpha$  the PA and  $i$  are fixed, as the disks are rarely warped inside their optical part. Thus, the  $H\alpha$  kinematic parameters are those used for the whole galaxy. On the other hand, the PA and  $i$  for the HI data are mean values, taken on the whole galaxy. When extracting the rotation curve of the THINGS galaxies, de Blok et al. (2008) first left these parameters free, and found the least-square fit for each tilted ring. then fixed them and re-extracted a rotation curve. Even though both rotation curves are presented in their paper, they decided to use the ones derives with fixed PA and  $i$  to run their mass models. Both  $H\alpha$  and HI data sets used ROTCUR, from the GIPSY package, to determine the kinematic parameters of the galaxies.

Since the method used to derive the kinematic parameters differs, it is expected that the final values may slightly differ too. On the whole, both the  $H\alpha$  and HI kinematic parameters fairly agree. There are a few outlying data points, though.



**Figure 8.4:** Comparison of the derived  $H\alpha$  and HI kinematical parameters. **Left:** Comparison of the PA. The PA is plotted modulo  $90^\circ$  for better clarity. **Right:** Comparison of the inclination.

For NGC 2976, both the PA and  $i$  show a large difference ( $11^\circ$ , and  $5^\circ$ , respectively). In HI, the PA increases considerably with diminishing radius, and the  $i$  shows an appreciable scatter at large radii. This may explain the differences. The PA of NGC 7793 differs by  $13^\circ$ . In HI, it exhibits a wide plateau between  $110''$  and  $300''$  at  $\sim 290^\circ$ , then increases linearly to  $\sim 310^\circ$  up to  $400''$ , while it varies between  $290^\circ$  and  $272^\circ$  for the innermost radii. Since the  $H\alpha$  PA is  $277^\circ$ , this fits with the mean HI PA taken below  $110''$ . The inclination of NGC 925 is off by  $16^\circ$  between HI and  $H\alpha$ . In HI, its central values show some scatter, between  $50^\circ$  and  $85^\circ$ . The adopted value of  $50^\circ$  in  $H\alpha$  seems to be unrealistically low. One possible explanation is that the optical RV map is dominated by the bar of the galaxy (Hernandez et al., 2005). The inclination of NGC 6946 differs by  $6^\circ$  between HI and  $H\alpha$ . This might be due to the fact that ROTCUR has problems dealing with galaxies whose inclination is smaller than  $40^\circ$  (Begeman, 1989).

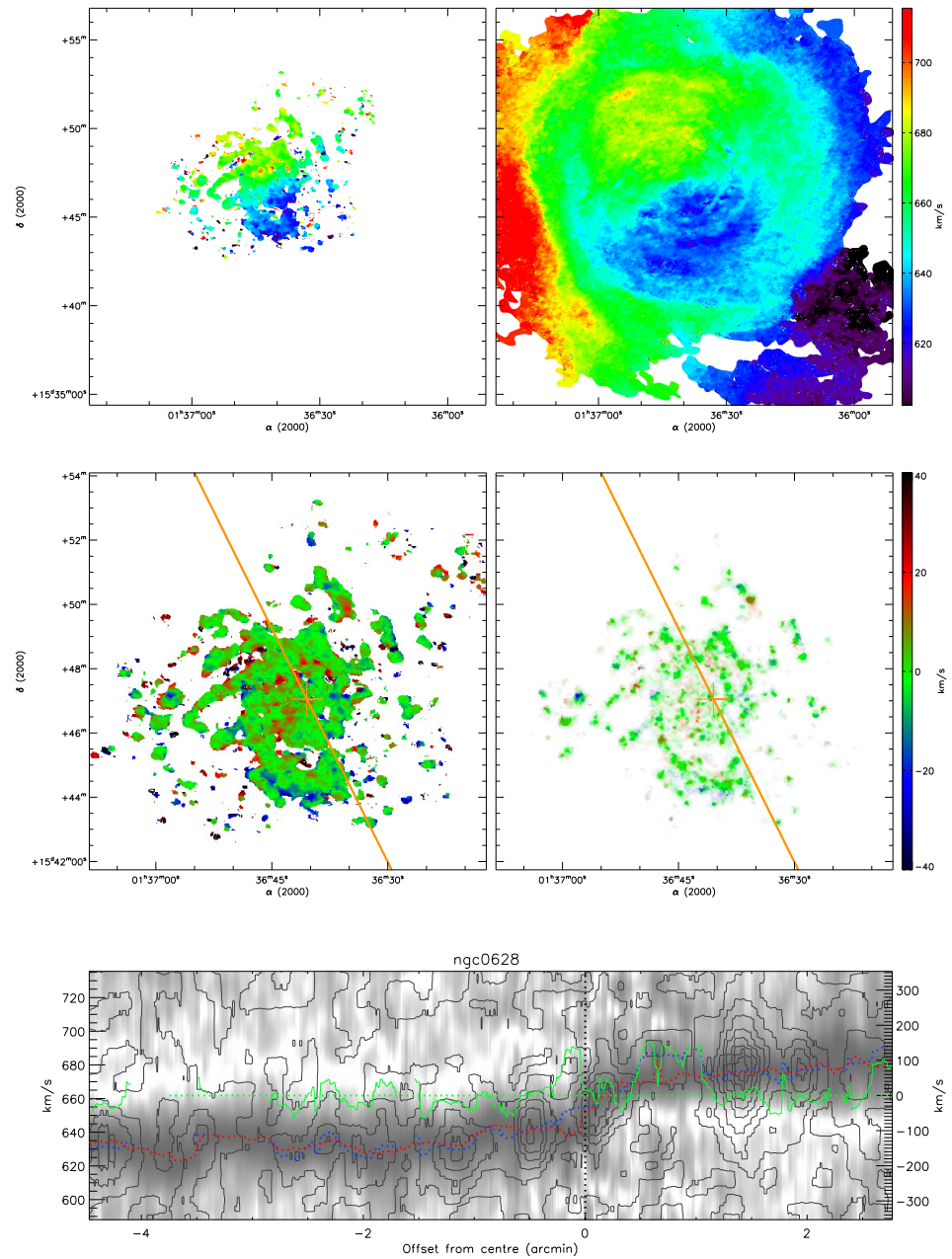
## 8.5 Conclusions

The comparison of the HI data of the THINGS sample to the  $H\alpha$  data of the SINGS  $H\alpha$  kinematical sample was made. The  $H\alpha$  data was spatially smoothed to the resolution of the HI data by assuming a Gaussian beam with equivalent parameters (major and minor axis, position angle). Even though the  $H\alpha$  and HI data generally agree on large scale structures, some differences were seen. The resulting data show that the effect of the beam smearing of the HI data is not sufficient to explain the few kinematic differences measured. At the centre of the galaxies, the extra-planar HI gas could make it hard to recover the kinematics of the disk. The undesirable effect of this lagging gas component is a shallower velocity gradient obtained when determining the radial velocity from the HI data, as compared to the  $H\alpha$ . On the other hand, the example of NGC 2976 shows that the  $H\alpha$  light does not necessarily come from the bulk component of the disk. HII regions are active by nature, they may enclose expanding shells (e.g.: Relaño et al. (2007)) which, if they are not spherically expanding and isotropic, may affect the calculation of the RV.

On the whole, the determination of the RV is sometimes affected by systematic effects that are specific to the tracer used. The great extent of the HI disk has its undisputed advantage over the limited coverage of the  $H\alpha$ . However, the HI being optically thin, yields many emission lines that are integrated over the full height of the galaxy's halo. The  $H\alpha$  might come to the rescue, but the dynamics of the HII regions can disturb the kinematics of the ionized gas and yield radial velocity information that is not purely related to the disk. Moreover, the  $H\alpha$  observations are powerless when it is attempted to probe the galaxy's regions where the star formation has stopped.

The use of two tracers or more to determine the radial velocity of the disk of galaxies has obvious advantages. The strengths of one tracer will compensate for the other's weaknesses. By combining the high quality data of both of the THINGS and the SINGS  $H\alpha$  surveys, it is now possible to map the galaxy's kinematics with a high degree of confidence.





**Figure 8.5:** NGC 628. **Top:** RV maps of the  $H\alpha$  data (left) and HI data (right). **Middle:** differential kinematical maps of the galaxy with superposed major axis (orange) and kinematical center (+ sign). The right panel is intensity weighted to the  $H\alpha$  monochromatic intensity. **Bottom:** Superposed PV diagrams of the HI (gray image) and the  $H\alpha$  (contours) data, overlaid with the corresponding HI RV data (red dots),  $H\alpha$  RV data (blue dots), and RV differences, corrected for inclination (green curve). See section 8.2.3 for details.

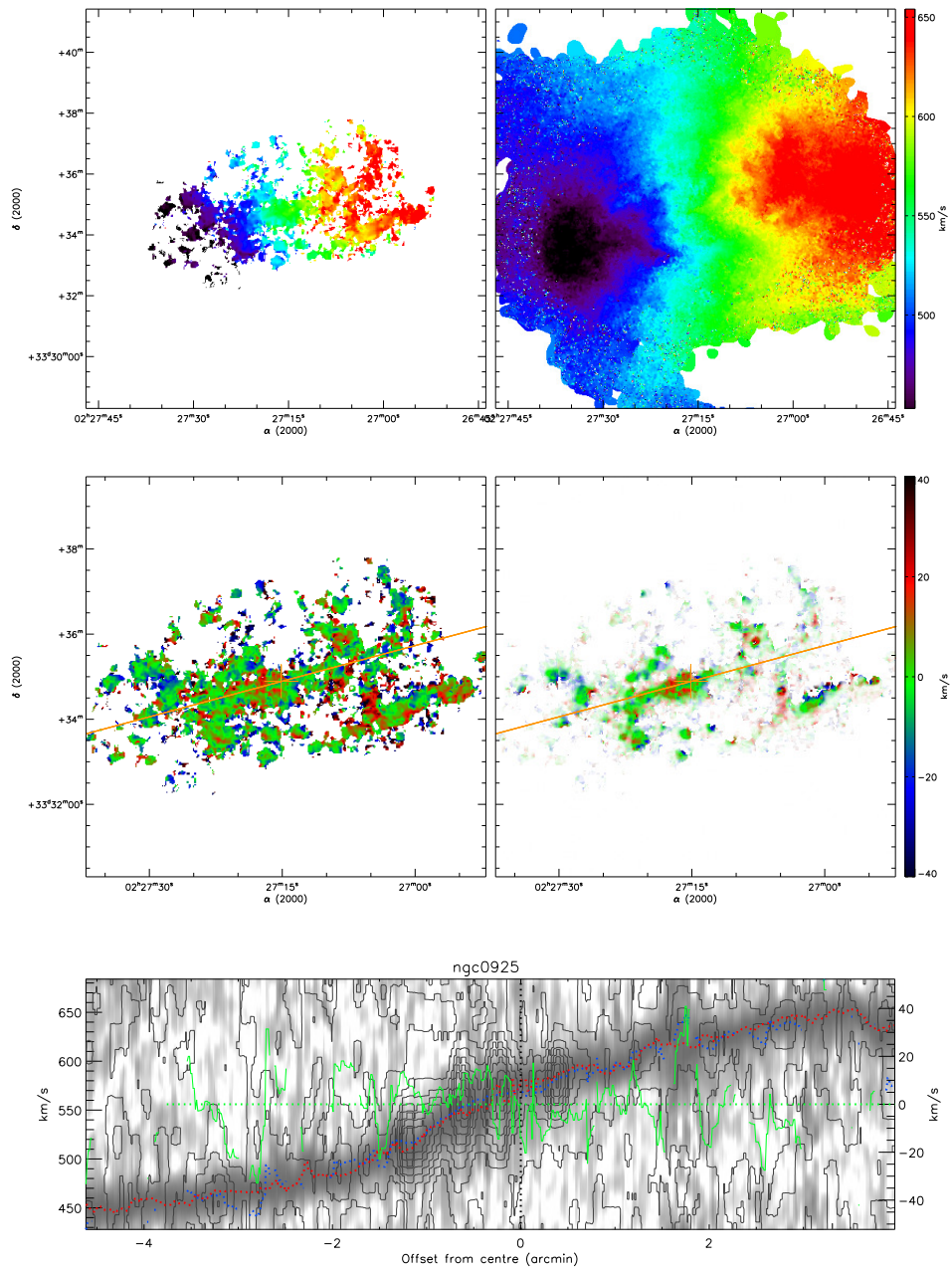


Figure 8.6: Same as figure 8.5, but for NGC 925.

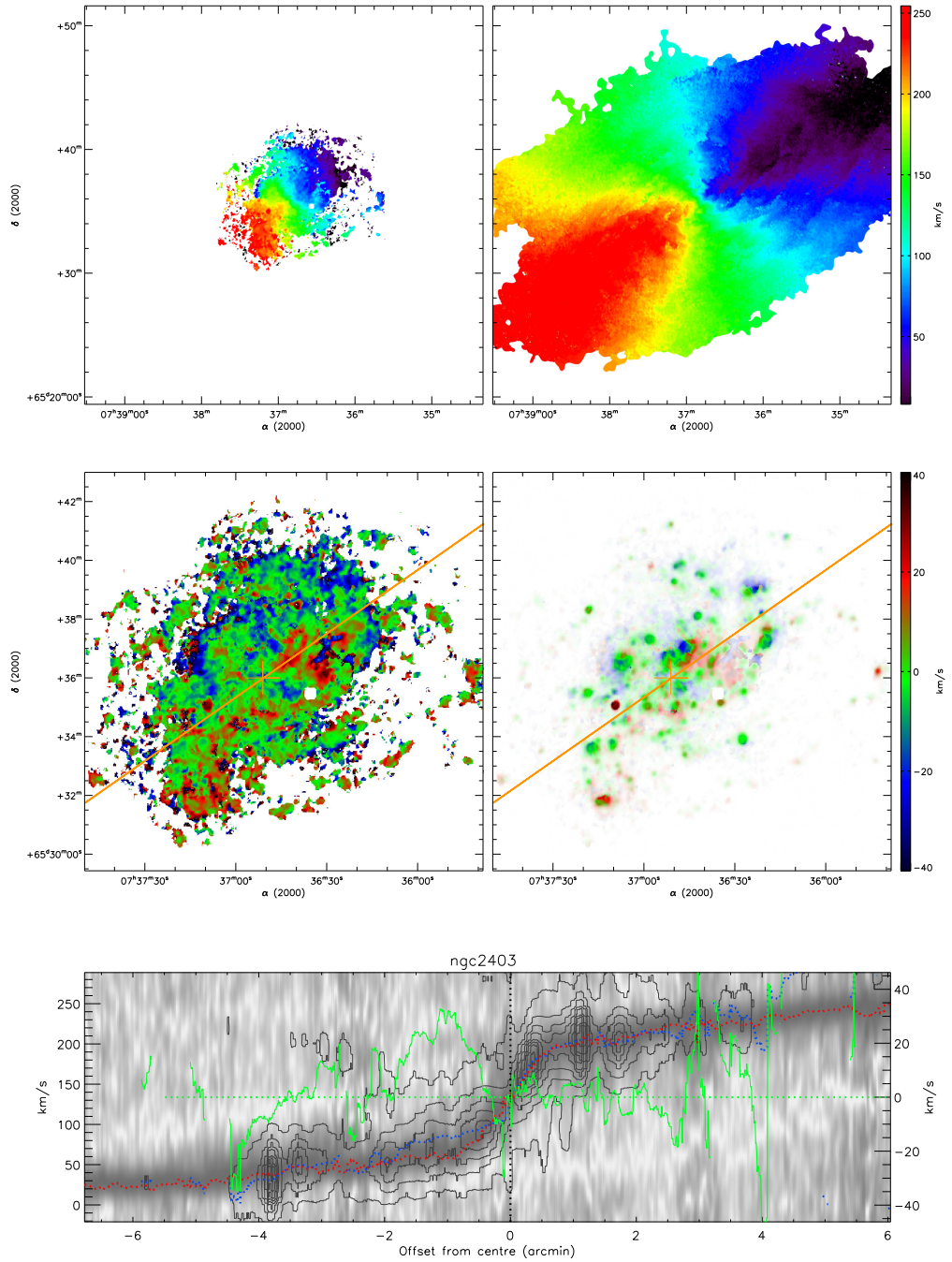


Figure 8.7: Same as figure 8.5, but for NGC 2403.

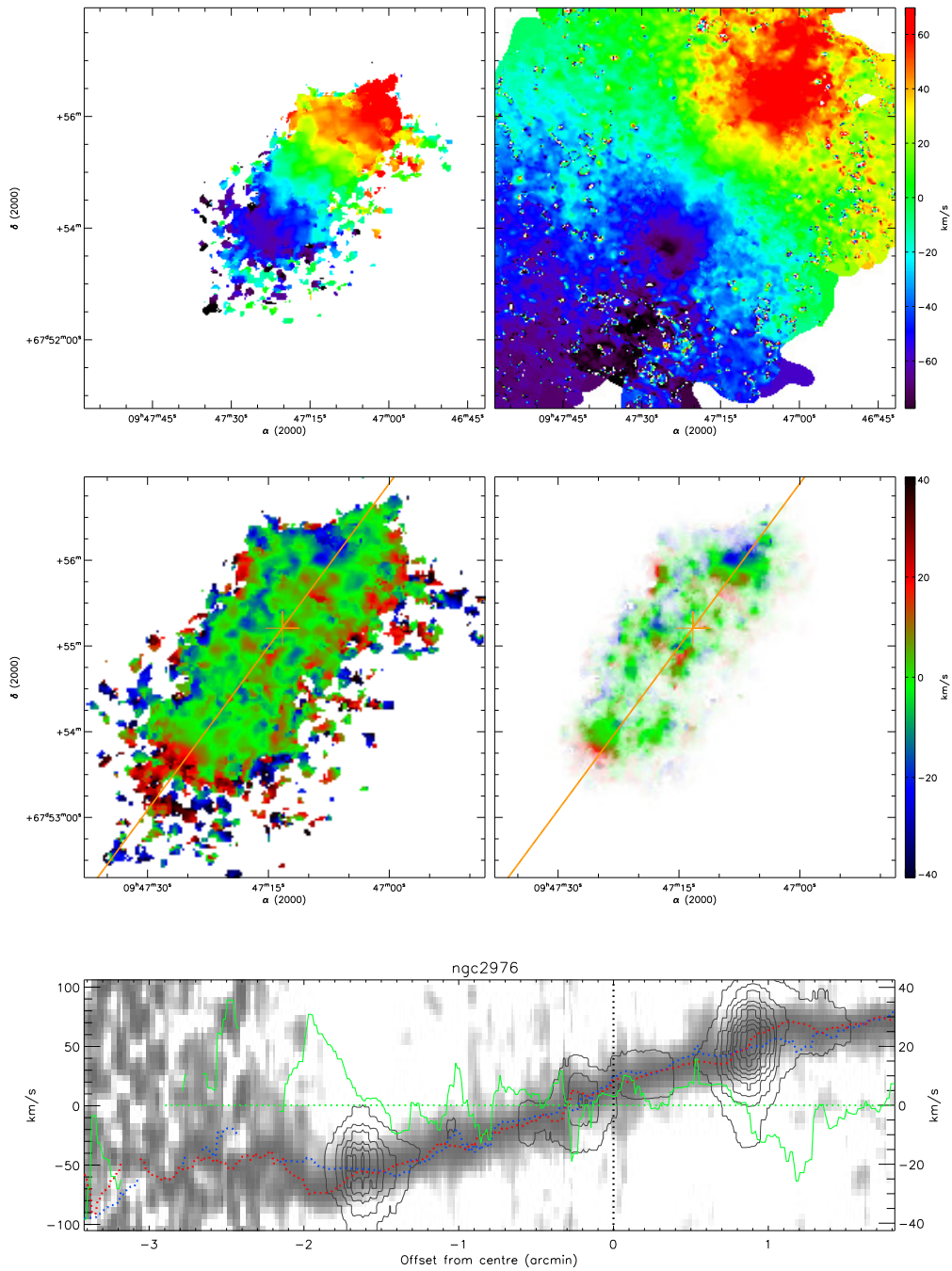


Figure 8.8: Same as figure 8.5, but for NGC 2976.

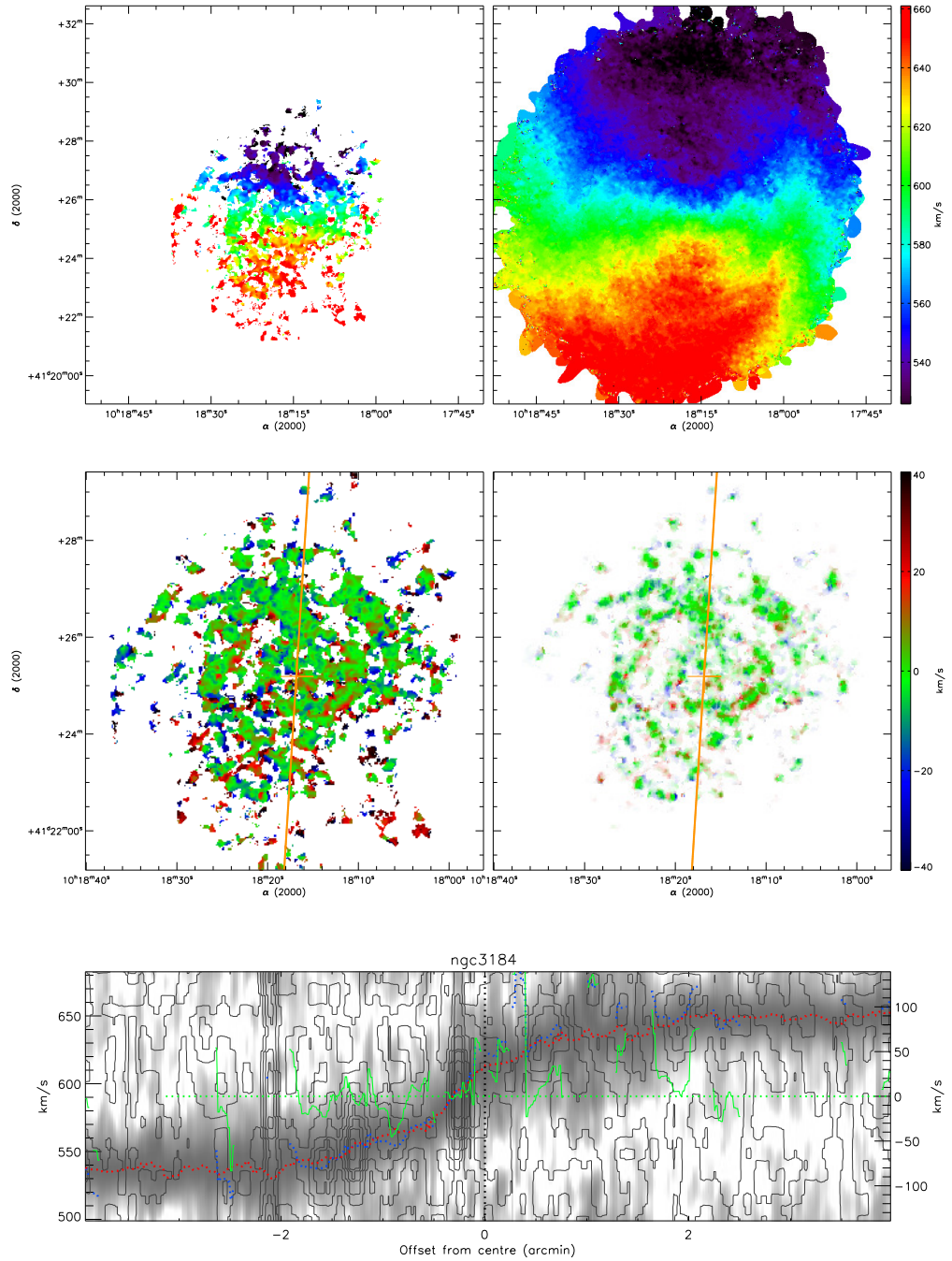


Figure 8.9: Same as figure 8.5, but for NGC 3184.

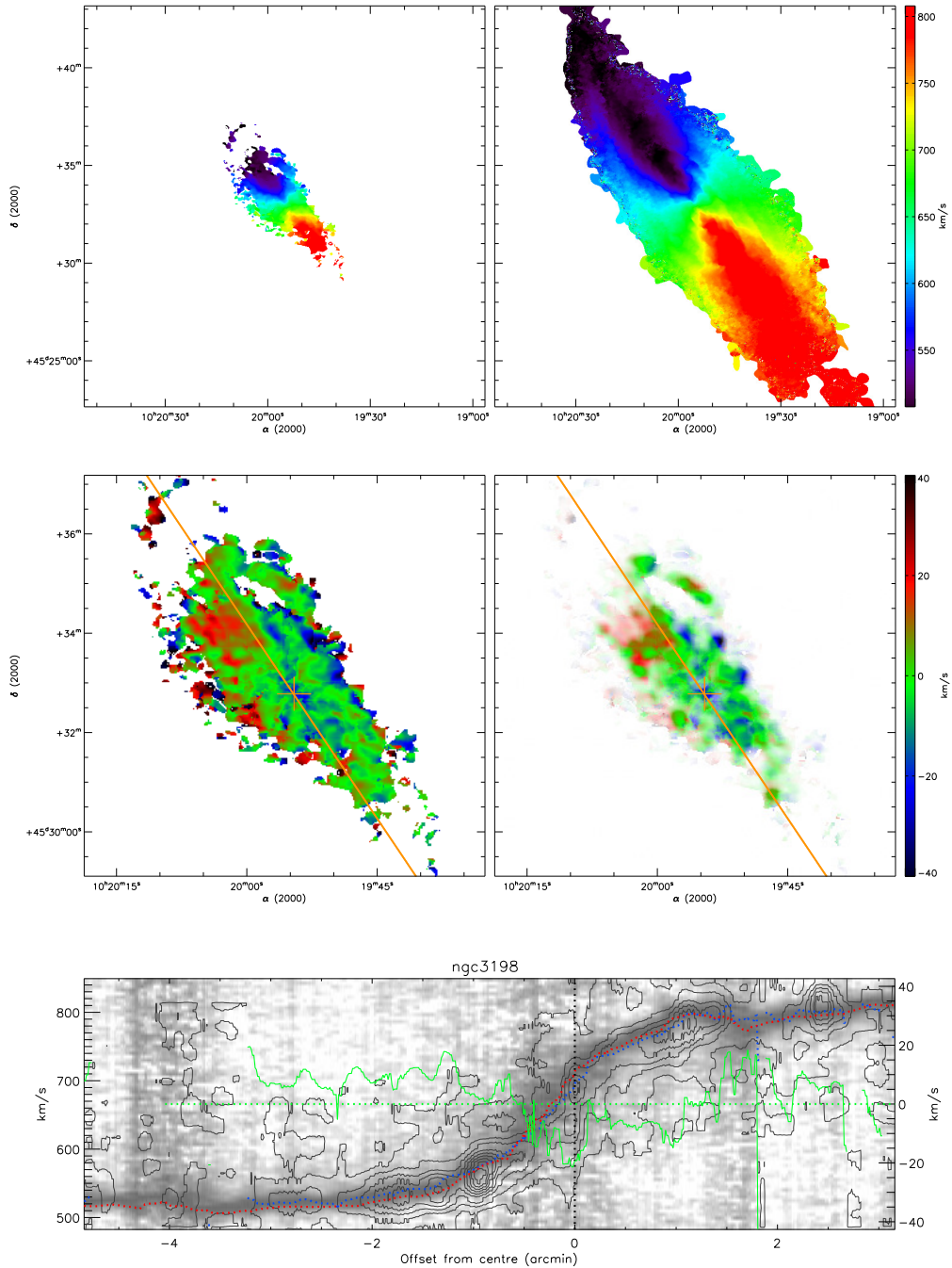


Figure 8.10: Same as figure 8.5, but for NGC 3198.

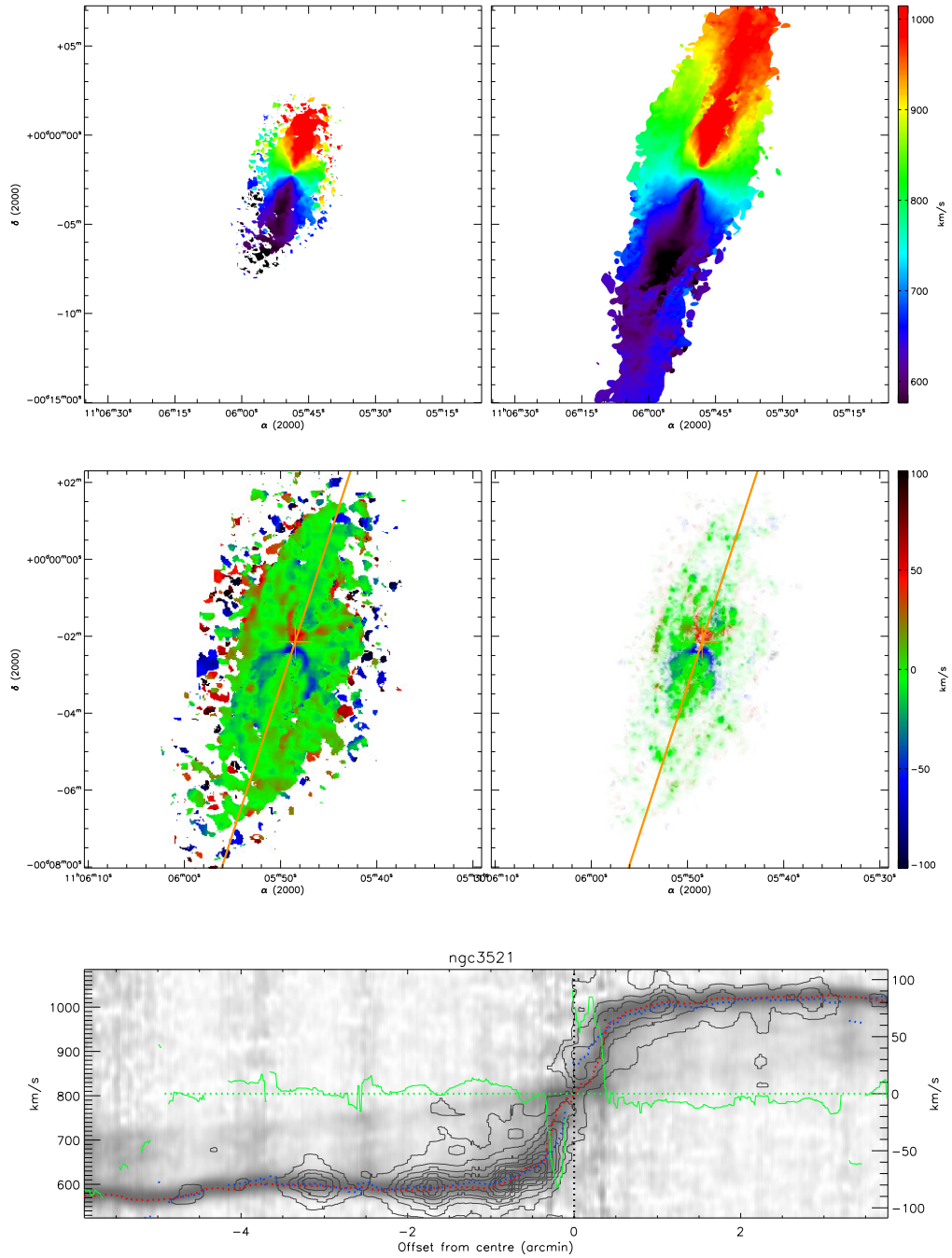


Figure 8.11: Same as figure 8.5, but for NGC 3521.

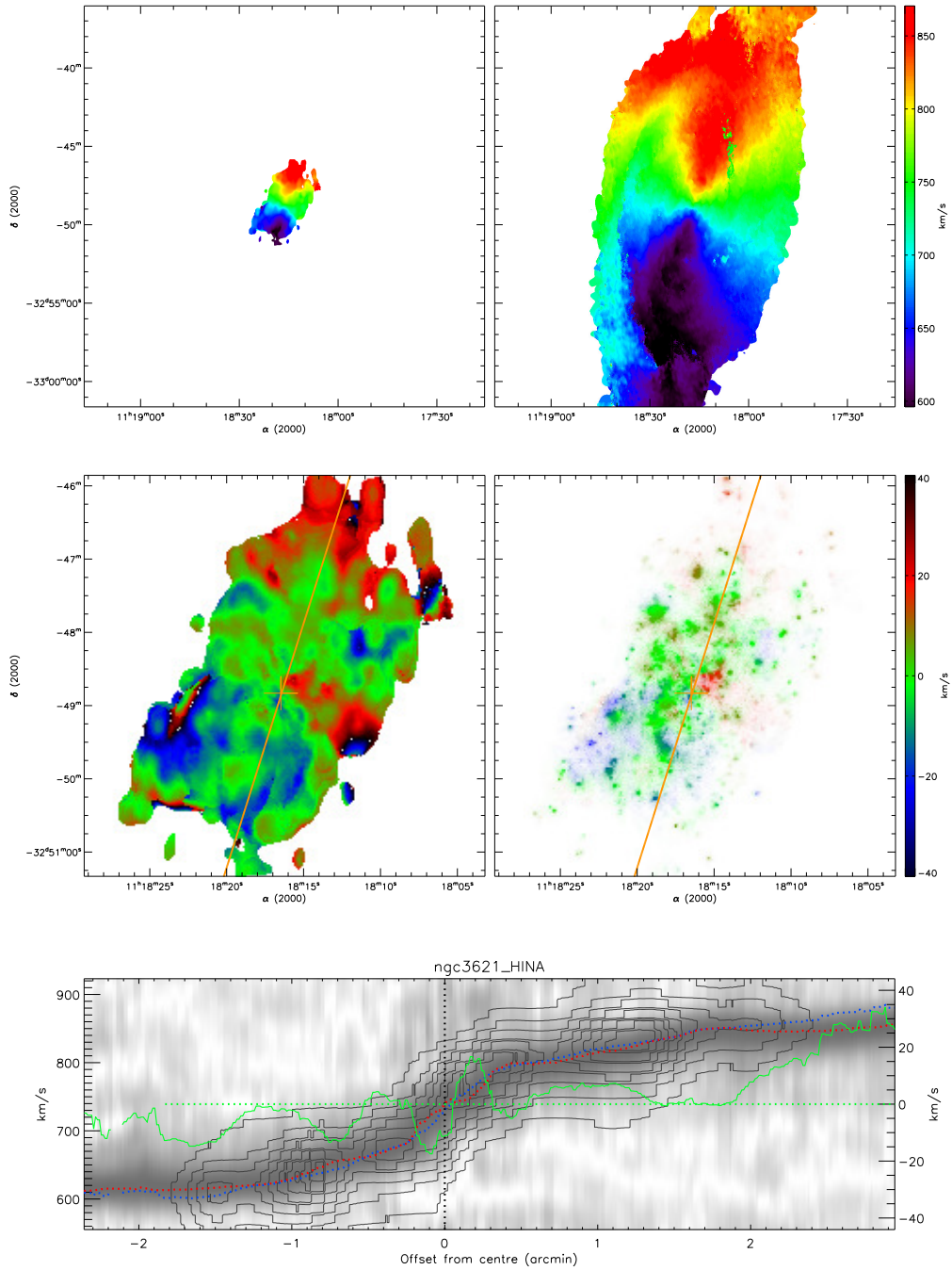


Figure 8.12: Same as figure 8.5, but for NGC 3621.



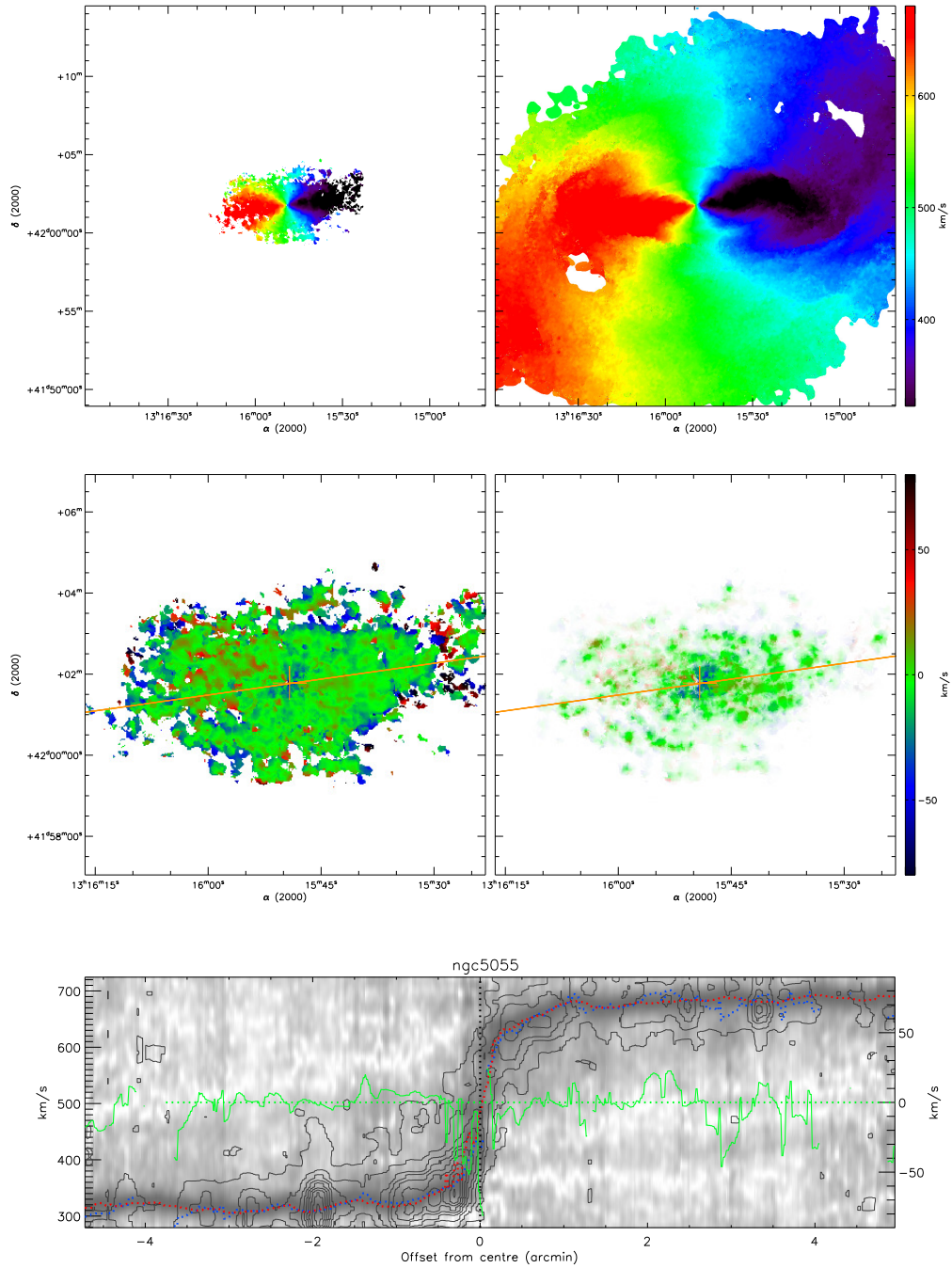


Figure 8.13: Same as figure 8.5, but for NGC 5055.

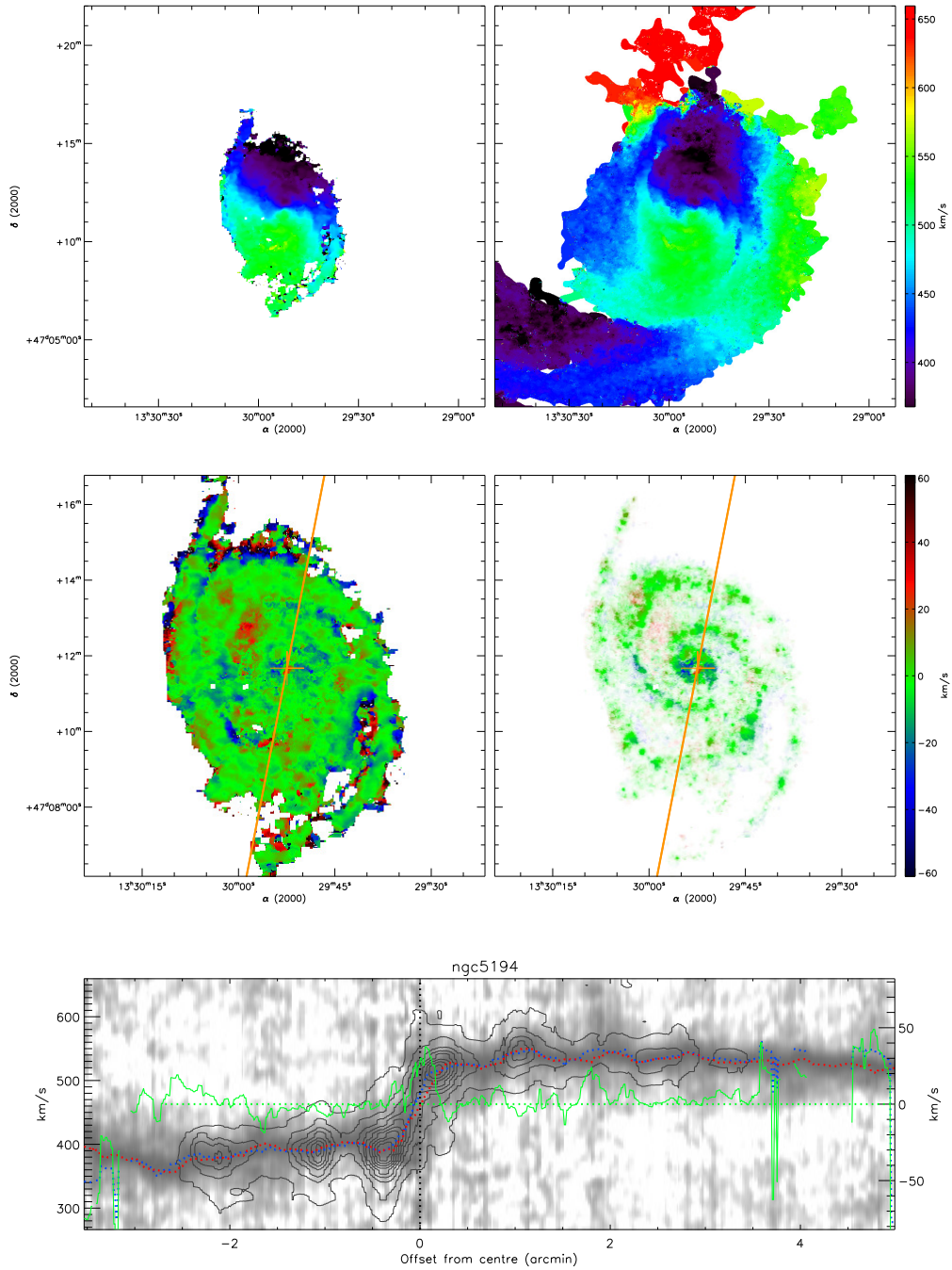


Figure 8.14: Same as figure 8.5, but for NGC 5194.

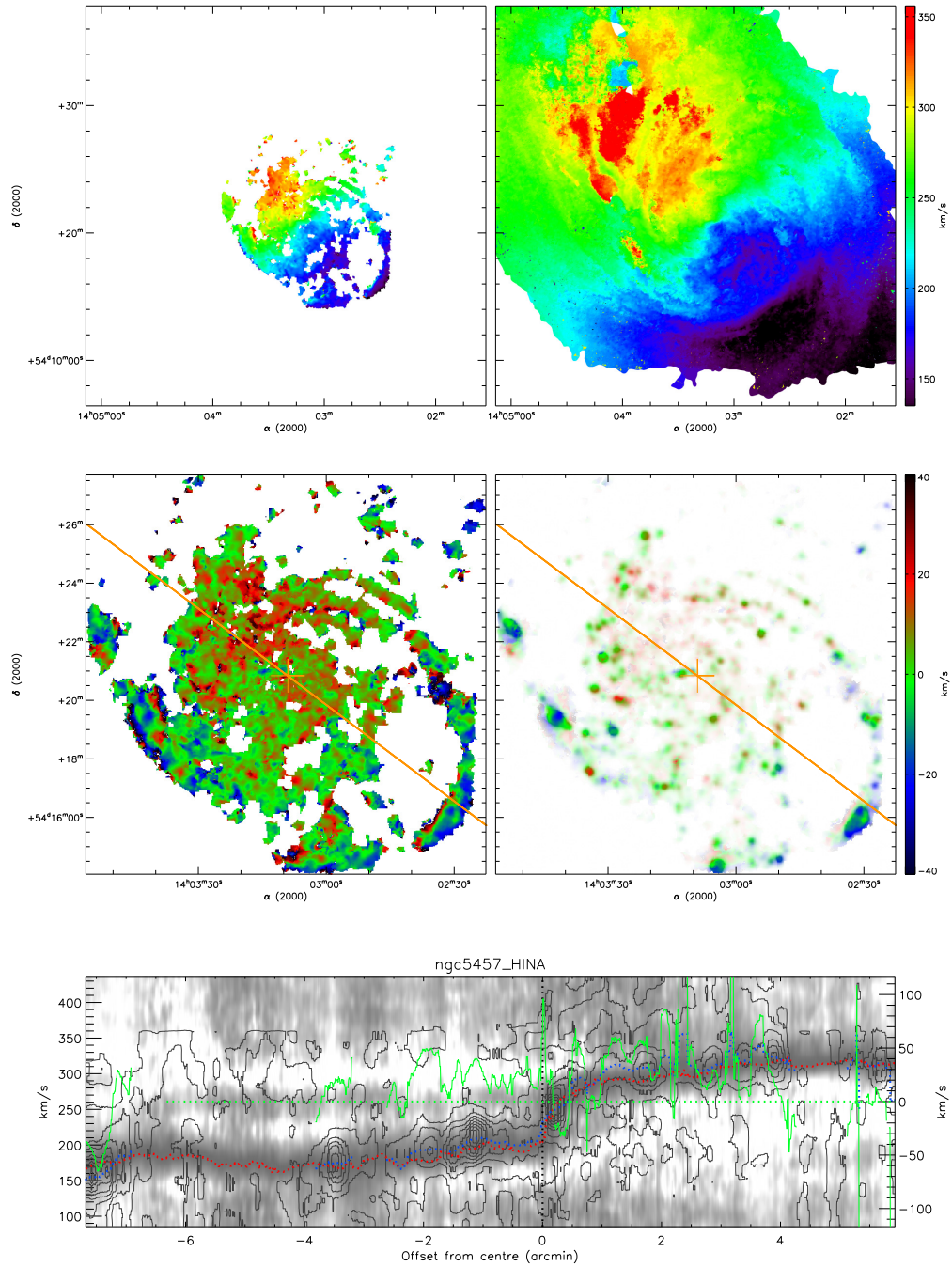


Figure 8.15: Same as figure 8.5, but for NGC 5457.

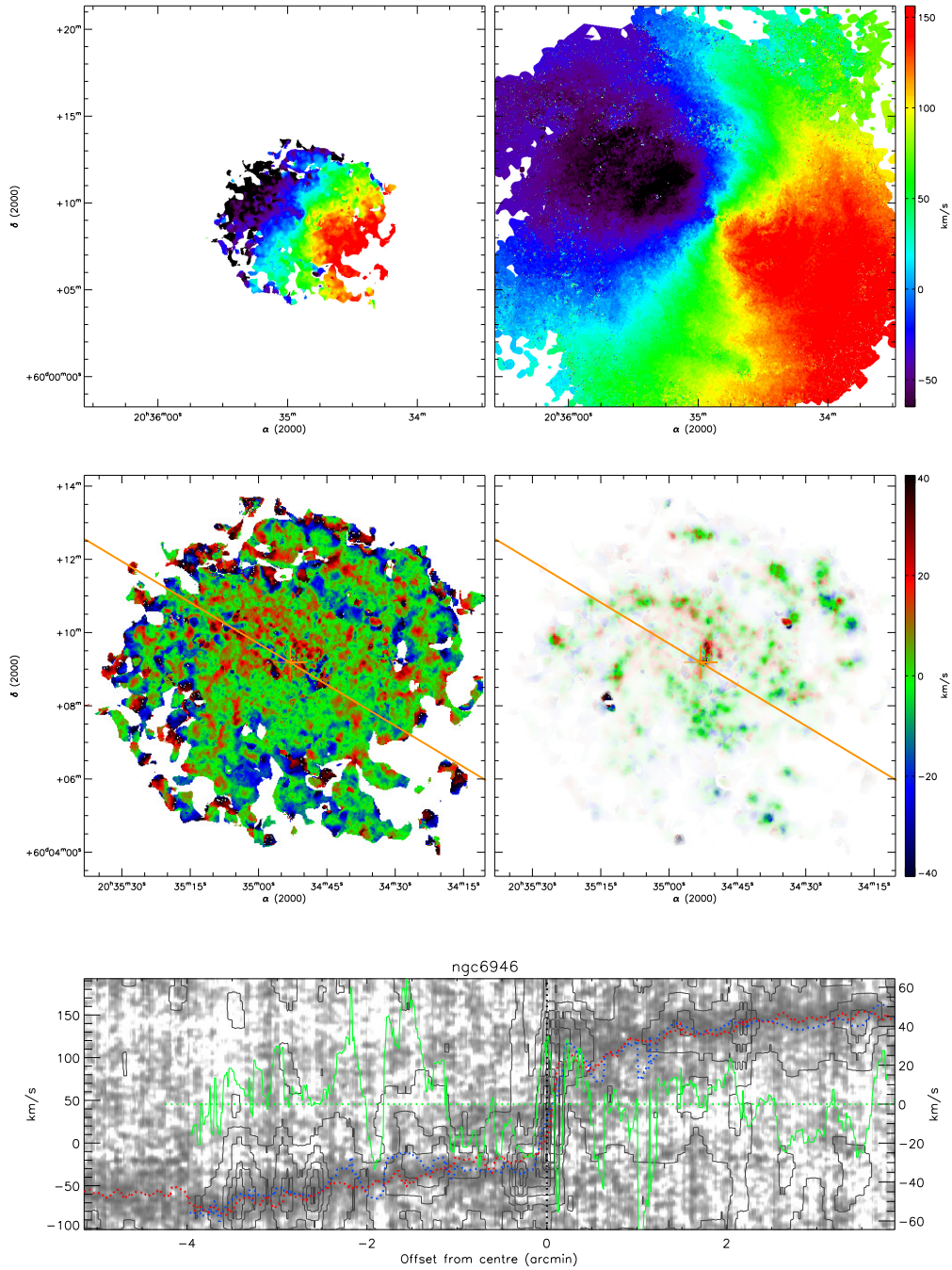


Figure 8.16: Same as figure 8.5, but for NGC 6946.

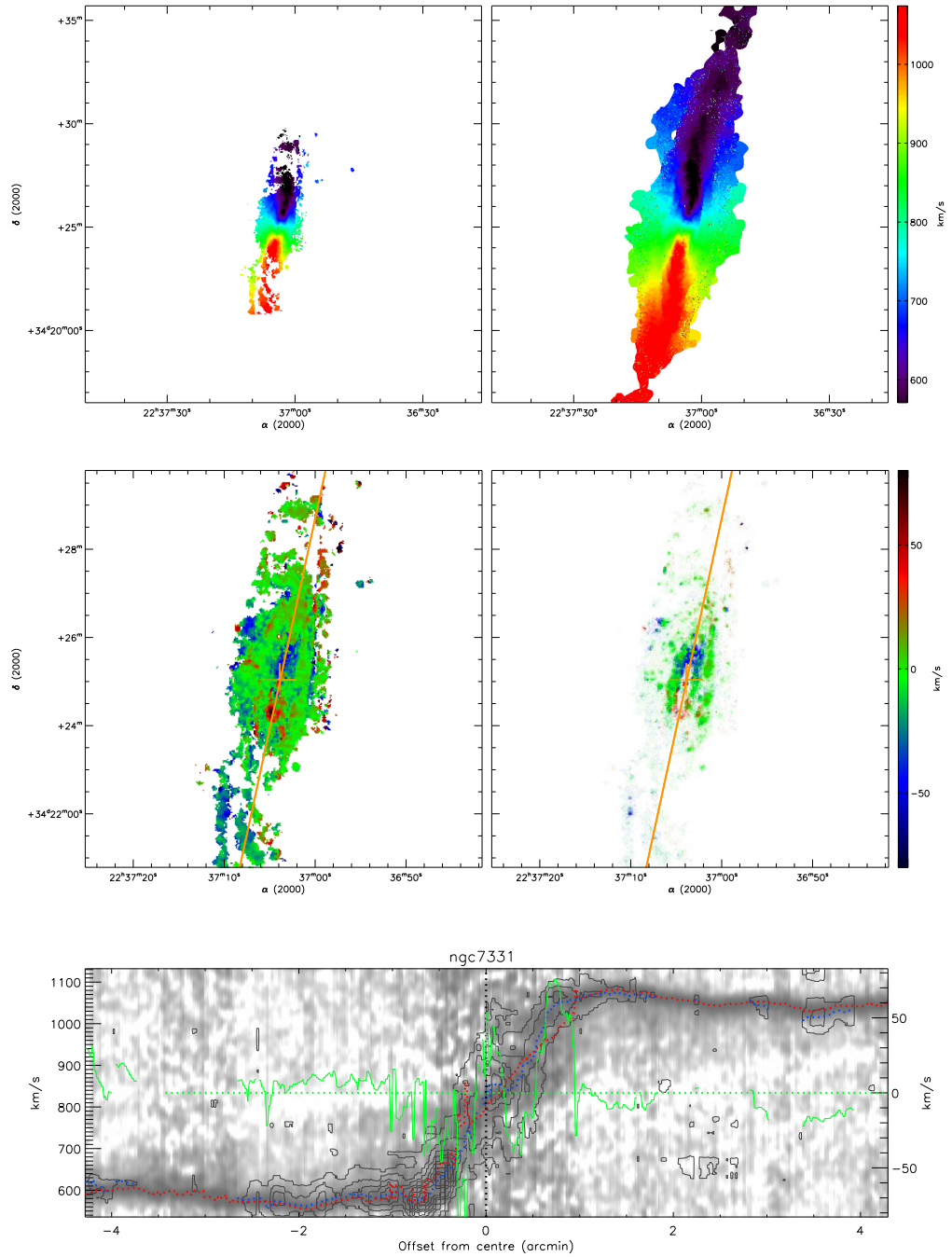


Figure 8.17: Same as figure 8.5, but for NGC 7331.

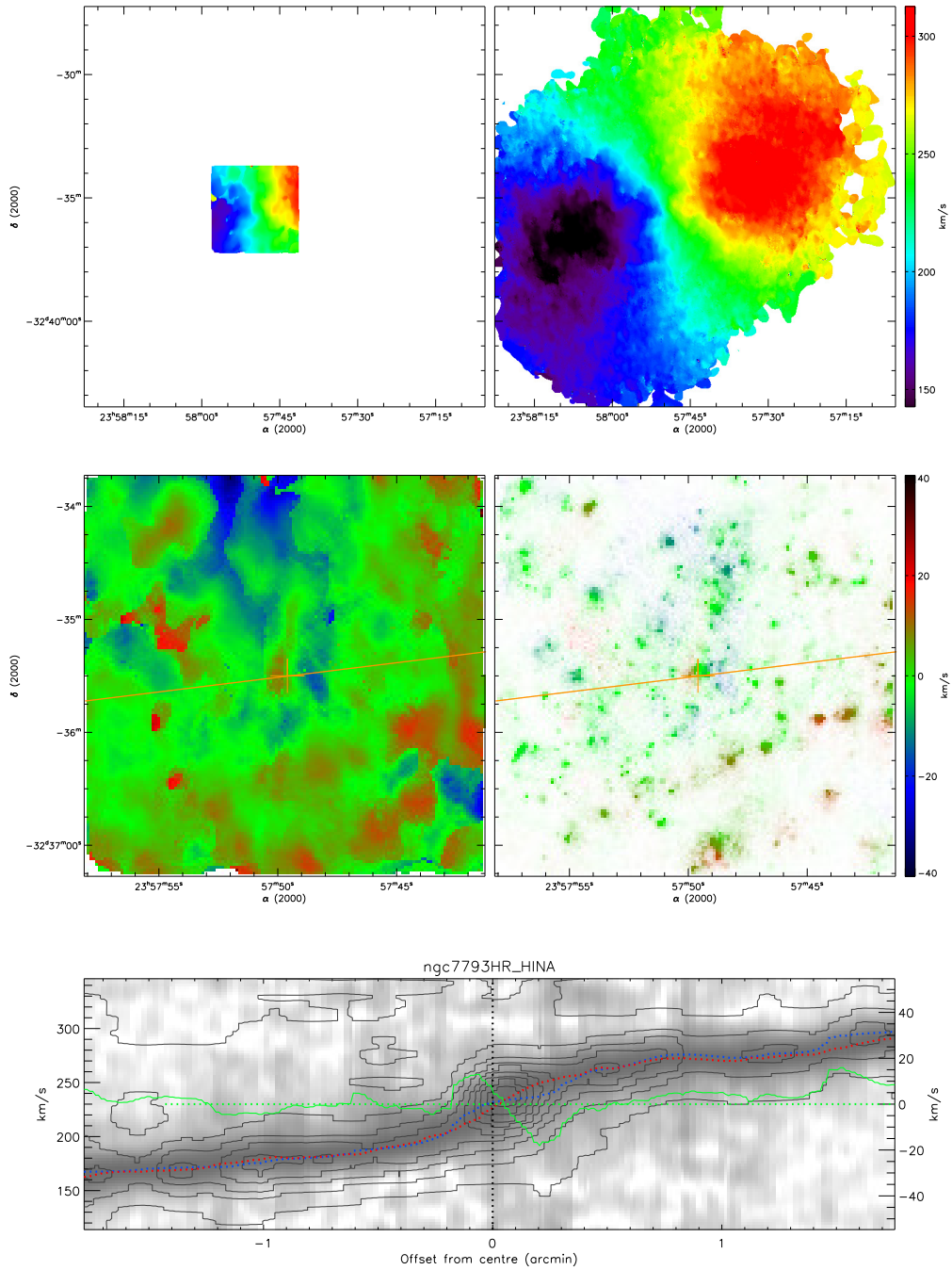


Figure 8.18: Same as figure 8.5, but for NGC 7793.

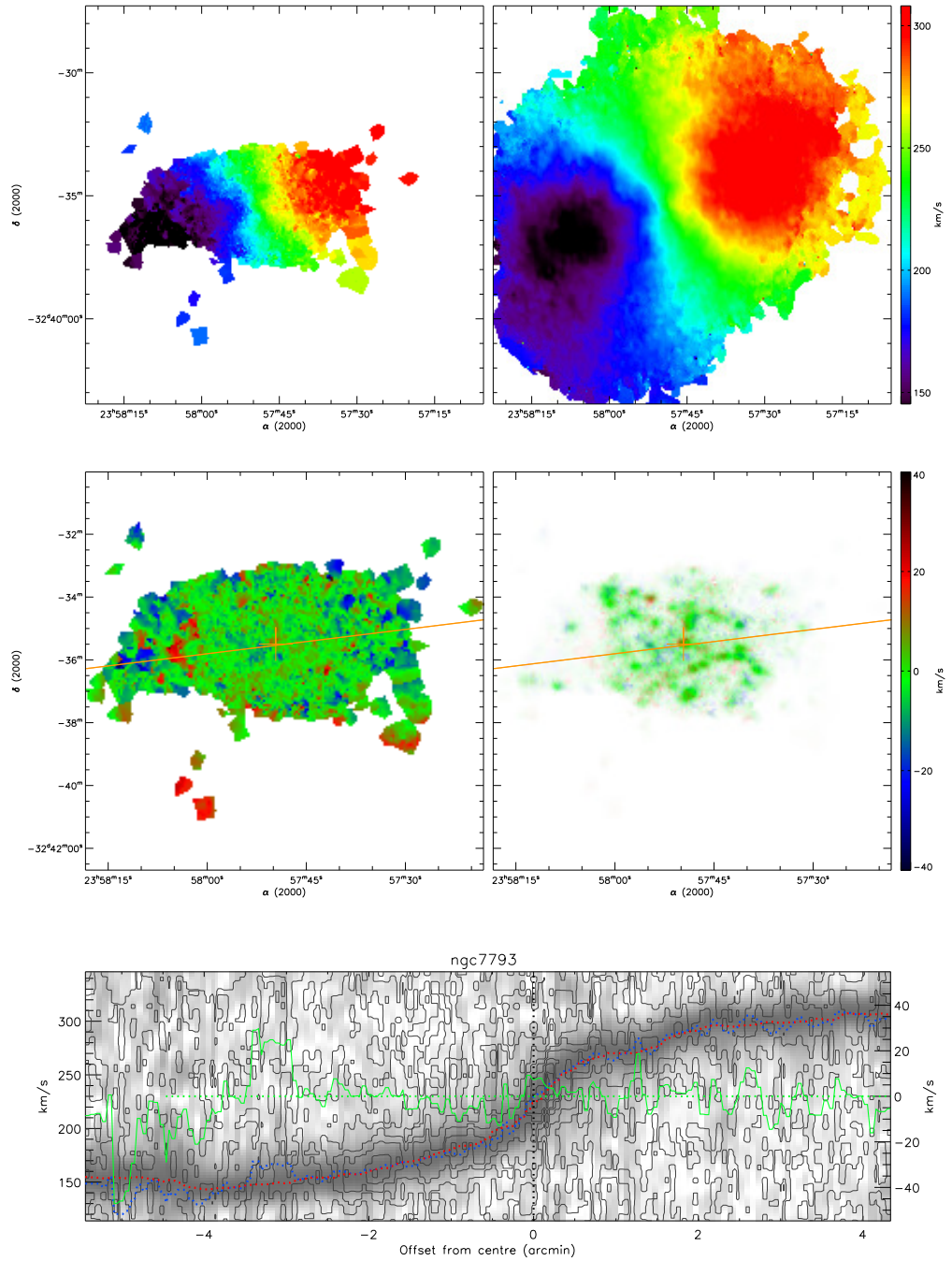


Figure 8.19: Same as figure 8.5, but for NGC 7793.





# Chapitre 9

## Conclusion

### 9.1 Comparaison de la cinématique $H\alpha$ et HI

Il a été démontré que la différence de résolution spatiale entre les données HI et les données  $H\alpha$  n'était pas la seule responsable des différences observées dans la cinématique des galaxies. Le HI est optiquement mince, alors que le  $H\alpha$  est optiquement épais, et le HI a une échelle de hauteur plus grande que le  $H\alpha$ . Ces différences doivent être prises en compte lorsqu'on traite les différentes données pour en extraire des courbes de rotation, ce qui n'était pas le cas jusqu'à maintenant. Cette constatation est importante, puisqu'elle a de l'influence sur les modèles de distribution de la matière sombre et, conséquemment, sur les modèles cosmologiques.

La combinaison des données cinématiques de diverses sources (HI,  $H\alpha$ , raies stellaires, gaz moléculaire, ...) permet de mieux cartographier la rotation des galaxies. La vaste étendue du gaz HI dans les galaxies a une valeur inestimable pour l'étude de la distribution de la matière sombre ; ce gaz s'étend bien au-delà du disque optique. Cependant, là où un traceur n'est pas crédible, un autre peut prendre la relève. Au centre des galaxies, le gaz ionisé semble mieux représenter les mouvements du disque.

Les simulations des halos de matière sombre doivent être confrontées à de multiples sujets pour être validées. Pour mieux contraindre les paramètres des halos sombres, l'échantillonnage exhaustif et multi-bandes de la rotation des galaxies est nécessaire. Cependant, pour obtenir une résolution de  $20 \text{ km s}^{-1}$ , par exemple, la résolution spectrale doit être de  $\sim 15000$ . À cette résolution élevée, la quantité de lumière reçue par intervalle spectral est très faible, et il devient laborieux d'observer de vastes échantillons de galaxies. Des instruments toujours plus performants deviennent essentiels. Cette thèse, en présentant une nouvelle caméra, tente de répondre à ce besoin.

## 9.2 Imagerie faible flux

Les premières versions de CCCP ont démontré qu'il était possible de diminuer l'injection de charge générée par les horloges utilisées pour lire le EMCCD. Ce faible bruit permet de piloter un EMCCD en mode comptage de photons, ce qui élimine le facteur de bruit induit par le registre de multiplication (voir chapitres 4, 5 et 6). L'opération d'un EMCCD en mode comptage de photons nécessite cependant une cadence d'images élevée : pour les données présentées au chapitre 5, les données à haute résolution spectrale ( $R \simeq 15000$ ) nécessitent un minimum de 2 images par seconde. Pour des données à plus faible résolution spectrale (imagerie bande étroite, par exemple), le flux incident est plus élevé et la cadence des images doit être plus grande. Pour de petits EMCCDs (tels le CCD97,  $512 \times 512$  pixels), ce n'est pas un problème. Cependant, pour des EMCCDs de plus grand format, la cadence de lecture peut être insuffisante. Par exemple, un EMCCD de  $2048 \times 2048^a$  prendrait 0.4 seconde à lire à une cadence pixel de 10 MHz. Déjà, on peut envisager des problèmes de linéarité à fort flux. Une solution est de lire le EMCCD plus rapidement, 20 MHz, par exemple. Une autre est de concevoir un EMCCD à plusieurs sorties (tel le CCD220 de  $240 \times 240$  pixels, Gach et al. (2009)) pour augmenter la cadence. Les versions 2.0 et 2.1 de CCCP sont prévues pour piloter et lire jusqu'à quatre sorties

---

<sup>a</sup>Au moment d'écrire ces lignes, un tel EMCCD n'existe pas encore...

EM. Cependant, il n'a jamais été testé dans ce mode pour des raisons économiques : il nécessite quatre cartes de type détecteur, ce qui est très coûteux à fabriquer. De plus, autre que le CCD220, aucun EMCCD disponible actuellement n'a plus d'une sortie EM.

Jusqu'à maintenant, CCCP n'a pas été opéré à une fréquence pixel de plus de 10 MHz. Les résultats de Mackay et al. (2008) laissent croire que l'opération des EMCCD à plus haute fréquence pourrait diminuer l'injection de charge davantage. En théorie, CCCP peut être utilisé à cette fréquence, peut-être même jusqu'à 25 MHz. La limitation provient uniquement de la résolution temporelle du contrôleur : à 10 ns, une opération à 25 MHz implique uniquement 4 pas de temps par cycle, ce qui est très limité pour bien définir la forme des horloges. À cette fréquence, les horloges horizontales seront essentiellement carrées puisqu'il n'y a pas de place pour définir une pente de montée ou de descente. On pourrait arguer qu'à cette fréquence, CCCP se comportera comme un contrôleur conventionnel, avec des horloges à seulement deux niveaux, ce dont la grande majorité des utilisateurs de EMCCD se contente ! La principale raison pour laquelle l'opération d'un EMCCD à plus haute fréquence n'a pas encore été testée avec CCCP est que seules les versions de CCCP 2.0 et 2.1 permettent des vitesses d'acquisition de plus de 12.5 MHz (par l'ajout d'un deuxième AFE). Donc, la caméra construite pendant cette thèse, qui utilise la version 1.0 de CCCP ne pourrait pas être opérée à plus de 12.5 MHz. La conception d'un CCCP ayant un pas de temps de moins de 10 ns permettrait de piloter un EMCCD à haute vitesse tout en ayant la possibilité de bien contrôler la forme des horloges. Une telle modification n'est pas simple, cependant : elle nécessite l'utilisation de mémoires intégrées à un FPGA pour obtenir des temps d'accès inférieurs à 5 ns.

### 9.3 Améliorations proposées au design des EMCCDs

La diminution de l'injection de charge générée pendant le transfert vertical par le modelage des horloges semble avoir atteint sa limite : les données présentées au

chapitre 6 montrent que certaines parties du EMCCD sont presque complètement dépourvues de CIC. La diminution de la CIC se jouera maintenant au niveau du design des EMCCDs. Certaines modifications ne présentent aucun nouveau défi technologique et pourraient être appliquées dès maintenant :

- La capacité des pixels pourrait être diminuée. Elle est présentement d'environ 100000 électrons, ce qui est outrageusement grand par rapport aux besoins du comptage de photons. En créant des pixels d'une capacité de 1000 à 10000 électrons, on crée des zones d'imagerie et d'entreposage à plus faible capacité (en termes de farads), donc qui peuvent être pilotées plus rapidement et avec des horloges de moindre amplitude ;
- Les zones d'imagerie et d'entreposage pourraient être divisées pour utiliser plus de 2 quatuors d'horloges. La fréquence de déplacement des charges dans ces sections pourrait ainsi être augmentée, générant moins de CIC ;
- La sensibilité des amplificateurs de sortie des EMCCD est beaucoup trop faible (elle est de l'ordre de  $1 \mu\text{V}/\text{électron}$ ), ce qui produit un bruit de lecture réel très élevé (50-60 électrons à 10 MHz). Ce choix semble avoir été fait pour accommoder la très grande capacité ( $10^6$  électrons) du registre EM. Pour vaincre ce bruit de lecture, un gain EM très élevé ( $> 1000$ , voir chapitres 4 et 5) est nécessaire, ce qui crée beaucoup d'injection de charge lors du transfert horizontal. Une sensibilité de 10 à 20  $\mu\text{V}$  par électrons pour l'amplificateur EM permettrait probablement d'obtenir des bruits de l'ordre de 10 électrons, même à haute fréquence pixel, ce qui permettrait de diminuer le gain EM d'autant (puisque c'est le rapport du gain EM sur le bruit de lecture réel qui importe). L'injection de charge serait ainsi diminuée sensiblement ;
- La bande passante des amplificateurs de sortie pourrait être augmentée. Présentement, e2v ne conseille pas le pilotage des EMCCD à une fréquence pixel de plus de 15 MHz. À fréquence plus élevée, probablement que la sensibilité de la sortie diminuera sous la barre du  $\mu\text{V}/\text{électron}$ . Une bande passante plus

élevée permettrait d'éviter cet effet, au prix d'un bruit de lecture réel plus élevé. Une fréquence d'opération optimale pourrait être calculée ;

- Si le bruit de lecture réel est diminué, et donc que le gain EM nécessaire est moins grand, le registre EM pourrait être constitué de moins d'éléments, ce qui diminuera l'injection de charge de manière proportionnelle, tout en diminuant, quoi que marginalement, le facteur de bruit (Robbins & Hadwen (2003) et figure 1.16) ;
- Les horloges horizontales conventionnelles ( $R_{\phi 1}$  et  $R_{\phi 3}$ ) sont actuellement communes aux registres EM et conventionnel. L'amplitude de  $R_{\phi 1}$  et  $R_{\phi 3}$  dans le registre conventionnel est beaucoup trop élevée, puisqu'il n'y a que quelques électrons à déplacer alors que leur amplitude est ajustée pour pouvoir déplacer tous les électrons du dernier élément du registre EM. Ceci crée beaucoup d'injection de charge dans le registre conventionnel. L'utilisation d'horloges indépendantes permettrait de régler ce problème, tout en permettant un meilleur contrôle de l'ETC ;
- Une quantité appréciable d'électrons semblent être générés par effet thermique (voir chapitre 5) dans le registre EM. Cette caractéristique indésirable n'a pas reçu beaucoup d'attention pour l'instant et une source importante de bruit pourrait être supprimée si ce processus était mieux compris. On peut penser que la surface (et donc, le volume) des éléments du registre EM pourrait être diminuée, ce qui diminuerait la quantité d'électrons générés par effet thermique.

D'un autre côté, le raffinement des procédés de fabrication, qui permettraient de diminuer la quantité de trappes à la surface du CCD, participerait grandement à diminuer l'injection de charge, du moins celle générée lors du transfert vertical (chapitre 6).

## 9.4 Autres applications des EMCCDs

En permettant au EMCCD d'être utilisé dans le mode où il est le plus efficace, le mode comptage de photon, le contrôleur développé au cours de cette thèse ouvre la porte à plusieurs nouvelles applications. Premièrement, il devient plus intéressant d'utiliser un EMCCD sur des concepts d'instruments déjà existants. Deuxièmement, il rend possible de nouvelles techniques d'observation.

La spectrométrie à haute résolution ( $R > 30000$ ) est une application évidente des EMCCDs. Dans les bandes R, I et Z, les raies OH sont brillantes, mais la brillance du ciel entre les raies OH est extrêmement faible et les observations y sont normalement limitées par le bruit de lecture. Pour bien soustraire l'émission du ciel, qui varie dans le temps, on utilise la technique du *nod and shuffle* (Glazebrook & Bland-Hawthorn, 2001), qui consiste à regarder successivement, sur une période de l'ordre d'une trentaine de secondes, un objet et une zone de ciel (le *nod*). Pour vaincre le bruit de lecture du CCD, plutôt que de lire le CCD avant chaque *nod*, on déplace les charges de la zone image du CCD vers une zone masquée (le *shuffle*), pour exposer le ciel. Ensuite, on ramène les charges de l'objet à leur emplacement d'origine, on masque les charges du ciel et on ramène le télescope sur l'objet. On peut ainsi intégrer à la fois sur un objet et sur le ciel pendant une période de temps appréciable avant de faire la lecture. Cette technique, quoi que très alléchante, apporte sa dose de problèmes. L'émission des raies OH n'est pas stable dans le temps et l'intensité des raies OH de l'objet n'est pas exactement la même que celle du ciel puisque la fréquence du *nod* n'est pas très élevée. La stabilité photométrique du ciel doit être parfaite sur toute la période d'intégration puisque, par exemple, le passage d'un petit nuage pendant une période d'exposition du ciel peut grandement dégrader la validité des données. De plus, le temps de déplacement du télescope, de la fermeture et de l'ouverture de l'obturateur, et du déplacement des charges, induit une diminution du temps effectif où le CCD est exposé, ce qui diminue l'efficacité de l'observation. En utilisant un EMCCD, qui n'est pas limité par le bruit de lecture, on peut implanter un *nod and no shuffle*, où on déplace le télescope entre l'objet et le

ciel, et où on lit le EMCCD à chaque fois. Le faible bruit du EMCCD permettrait également d'augmenter la fréquence des *nod*. On pourrait penser à un mécanisme permettant de déplacer légèrement le plan focal du télescope sans avoir à déplacer tout le télescope (une lame de verre qu'on bascule devant la fente du spectromètre), ce qui permettrait une fréquence de *nod* très rapide, une meilleure suppression des raies OH et une plus grande proportion du temps où le CCD est exposé.

À basse résolution, et dans les bandes plus rouges que la bande R, les spectromètres sont souvent limités par les raies OH. L'absence de bruit de lecture du EMCCD permettrait de toujours observer les objets à haute résolution pour résoudre l'émission du ciel, ce qui permettrait de bien la soustraire et de *voir* entre les raies. Puis, il suffirait de dégrader numériquement (par *binning*) la résolution spectrale pour augmenter le rapport signal à bruit du spectre pour voir les faibles sources. Ainsi, on obtient un spectromètre à résolution variable, qui n'est pas affecté par l'émission du ciel.

La vitesse de lecture élevée et le faible bruit que permet le EMCCD rend également possible la photométrie multi-bande multiplexée. En changeant rapidement les filtres devant la caméra (BVRI ou bandes étroites, par exemple), on peut prendre des images successives d'un objet en plusieurs couleurs et rechercher des variations de luminosité *et* de couleur. La caméra développée au cours de cette thèse étant dominée par le bruit de courant sombre après 5 secondes, on pourrait envisager une application de photométrie à 4 bandes où on obtient une image de toutes les bandes à chaque 20 secondes.

À première vue, le EMCCD n'est pas très bien adapté aux spectromètres à transformée de Fourier (FTS), puisque la caméra d'un FTS voit toujours la moitié du flux de la plage spectrale observée. Souvent, le bruit de lecture du CCD n'est pas le facteur limitant. Cependant, il arrive qu'on place un filtre à bande moyenne ou étroite devant un FTS pour restreindre sa plage spectrale et augmenter sa résolution. Dans ce cas, le bruit de lecture peut dominer et un EMCCD pourrait être intéressant. Également, il serait très avantageux de pouvoir balayer le FTS rapidement pour rendre les observations moins sujettes aux variations photométriques du ciel. Ce-

pendant, le temps de déplacement et l'asservissement des miroirs du FTS limitent la durée minimale des poses (Bernier et al., 2008). Le problème majeur vient du fait que l'asservissement du FTS se fait sur la *position* des miroirs puisque le CCD doit être exposé une certaine période de temps pour vaincre son bruit de lecture. De plus, le déplacement (accélération, arrêt) des miroirs cause des vibrations, qui impliquent un temps mort pour permettre la stabilisation<sup>b</sup>. Avec un EMCCD, qui se contente facilement des courtes poses, l'asservissement des miroirs pourrait se faire en *vitesse*. Le FTS déplacerait en permanence et à vitesse constante ses miroirs, et le EMCCD opérerait à vitesse moyenne ou élevée. La vitesse de déplacement des miroirs serait ajustée pour que le déplacement soit considéré comme négligeable sur une seule pose du EMCCD. Ainsi, on éviterait les temps morts causés par les vibrations puisque les miroirs ne subiraient pas d'accélération. De plus, on augmenterait la fréquence de balayage, ce qui permettrait de diminuer la susceptibilité de l'instrument aux variations photométriques du ciel.

Bien entendu, la plage d'efficacité du EMCCD se situe aux très faibles flux. À plus fort flux, la saturation des pixels (en comptage de photon) ou le facteur de bruit du EMCCD le rend inefficace en comparaison avec les CCDs conventionnels. Cependant, il ne faut pas oublier qu'un EMCCD est aussi un CCD conventionnel : les EMCCD ont sont dotés d'une sortie conventionnelle, qui ne subit pas de multiplication d'électrons, et qui peut atteindre les mêmes niveaux de bruit que les CCDs les moins bruités. En dotant un instrument d'un EMCCD, on ne limite donc pas l'utilisation de l'instrument aux seuls faibles flux. Lorsqu'il y a suffisamment de lumière pour vaincre le bruit de lecture, il suffit de lire le EMCCD à travers sa sortie conventionnelle. En fait, en dotant un instrument d'un EMCCD, on augmente sa versatilité. La lecture rapide, le comptage de photons, tout comme les intégrations longues sont possibles. À l'observateur de choisir le mode d'opération le plus avantageux !

---

<sup>b</sup>On peut toutefois profiter de ce temps mort pour faire la lecture du CCD...



## 9.5 Remarques finales

Cette thèse a permis une avancée significative de la sensibilité des EMCCDs : la caméra CCCP/CCD97 est dominée par le bruit de Poisson pour les flux supérieurs à 0.002 photon/pixel/image, tout en ayant un taux de détection des photons de 85%. Elle permet d'atteindre, pour les flux de 0.1 photon/pixel/seconde et moins, un rapport SB donné en 2 à 5 fois moins de temps que les autres caméras qui utilisent la même puce EMCCD. En comparaison aux systèmes à comptage de photon basés sur les tubes amplificateurs, la différence est encore plus importante : un facteur 4 à 6 sépare les deux technologies. En comparaison aux CCDs conventionnels, ce facteur est supérieur à 10.

Cette percée technologique permettra de développer de nouvelles techniques d'observation. En étant limité presque exclusivement par le bruit de Poisson de la lumière observée, on peut imaginer des systèmes où la résolution spatiale, spectrale et temporelle sera totalement adaptative. Le système opérerait toujours à la résolution maximale et, en fonction du flux observé, on lisserait sur la plage de temps, l'aire ou la région spectrale nécessaire à l'obtention d'un rapport signal à bruit donné. Ceci permettra de supprimer des sources indésirables *avant* le lissage : raies OH, rayons cosmiques, traces de satellites, périodes nuageuses, etc. Ainsi, le gain en rapport signal à bruit d'une observation ne se limitera pas au seul gain apporté par la caméra. Avec un peu d'imagination, la caméra pourra agir comme un levier qui décuplera l'efficacité des futurs instruments.



# Chapter 10

## Conclusion (english)

### 10.1 $H\alpha$ and HI kinematics comparison

It was demonstrated that the spatial resolution difference between the HI and  $H\alpha$  data is not the sole responsible of the kinematical differences observed in spiral galaxies. The  $H\alpha$  gas is optically thick, and the HI gas is optically thin with a larger scale height than the  $H\alpha$ . Until now, these differences are not taken into account while processing these data to extract the rotation curves of the galaxies. It is an important observation, as the rotation curves have an impact on the dark matter distribution models, which in turn have cosmological implications.

The combination of kinematical data from various sources (HI,  $H\alpha$ , stellar absorption lines, molecular gas, ...) allows one to better map the rotation of the galaxies. The extended distribution of the HI gas has an undisputed value for the study of the dark matter distribution as it extends well beyond the optical disk. At the centre of the galaxies, however, the ionized gas seems to better map the motions of the disk.

The dark halo models must be compared with the data of several galaxies to be validated. To better constrain the dark halo parameters, an extensive sample of multi-wavelength data is mandatory. However, in order to reach a kinematical reso-

lution of, say,  $20 \text{ km s}^{-1}$ , the required spectral resolution is of the order of  $\sim 15000$ . At this high resolution, the quantity of light detected is very low, and it is a tedious task to observe a large sample of galaxies. Higher sensitivity instrumentation is needed in order to accomplish this task. This thesis, which presents a new camera, tries to fill this need.

## 10.2 Faint flux imaging

The first versions of CCCP demonstrated that the reduction of the CIC generated during the read-out of the EMCCD is possible. The low CIC level achieved with CCCP allows one to operate the EMCCD in photon counting mode, which nulls the excess noise factor induced by the multiplication register (see chapters 4, 5 et 6). The operation of the EMCCD in photon counting mode requires a high frame rate: the high resolution data ( $R \simeq 15000$ ) presented in chapter 5 were acquired at a minimum rate of 2 frames per second. For lower resolution data (narrow band imaging, for example) the incoming flux is higher and the frame rate must be higher too. For small EMCCDs (such as the CCD97,  $512 \times 512$  pixels), this is not a problem. However, for larger format EMCCDs, the read-out speed might be insufficient for proper photon counting operation. For example, a  $2048 \times 2048$  EMCCD<sup>a</sup> would require 0.4 second to read-out at a pixel rate of 10 MHz. One can already expect linearity problems at high flux. An obvious solution is to read-out the EMCCD at a higher rate, 20 MHz for example. Another solution is to design an EMCCD with more outputs, which is the case for the  $240 \times 240$  CCD220 (Gach et al., 2009). The 2.0 and 2.1 versions of CCCP are designed to read-out up to 4 EM outputs. However, this feature is not yet tested, mainly for economical reasons: it requires 4 detector boards, which are costly. Moreover, there is no EMCCD other than the CCD220 that has more than one EM output.

Until now, CCCP was operated only at 10 MHz. The results of Mackay et al. (2008) suggests that operating the EMCCD at a higher pixel rate might lower the

---

<sup>a</sup>Such an EMCCD does not exist yet...

CIC rate. Theoretically, CCCP is capable of a higher pixel rate, up to 25 MHz. This limit is imposed by the time step of the controller: with a 10 ns time step, a read-out at 25 MHz implies only 4 time step per pixel, which is limited to properly define the clocks shape. At this frequency, CCCP would behave like a conventional controller, being able to produce only two levels for every clock. On the other hand, this behaviour is the same as all the EMCCD controller available today, which EMCCD users are contented with! The operation of the EMCCD at a higher pixel rate was not tried because it is only the versions 2.0 and 2.1 of CCCP that allow a sampling frequency higher than 12.5 MHz (with the help of a second AFE). The camera built in this thesis, which uses the version 1.0 of CCCP, could not operate at a pixel rate higher than 12.5 MHz. A new design of CCCP, which would have a smaller time step, would allow the driving of the EMCCD at a faster rate, while preserving CCCP's capability of shaping the clocks. This modification, however, requires the use of memory embedded into an FPGA in order to reach an access time lower than 5 ns. This would require a deep redesign of CCCP.

### 10.3 Proposed improvements to the EMCCD design

The method used to lower the CIC generated during the vertical transfer seems to have reached a limit: the data presented in chapter 6 shows that some regions of the EMCCD are nearly free of vertical CIC. In order to lower the CIC generation rate even more, one has to rethink the design of the EMCCD. Some modifications, which do not represent a technological challenge, could be readily applied:

- The pixel's capacity could be lowered. It is of 100000 electrons, which is outrageously high with regards to the photon counting needs. With pixels with a capacity of 1000 to 10000 electrons, the imaging and storage zones would have a lower capacitance, which in turn can be driven faster or with lower amplitude clocks;
- The imaging and storage zones could be split-up to use more than two quartets

of clocks. The displacement frequency of the charges in these zones could be increased, which could generate less CIC ;

- The output sensitivity of the EMCCD is too low (about  $1 \mu\text{V}/\text{electron}$ ), which induces a high read-out noise (50–60 electrons at 10 MHz). This design choice was made (by e2v) to support the high capacity ( $\sim 10^6$  electrons) of the EM register. In order to beat the large read-out noise, a high EM gain must be used ( $> 1000$ , see chapters 4 and 5), which induces a high CIC level during the horizontal transfer. With a sensitivity of  $10\text{--}20 \mu\text{V}/\text{electron}$ , a read read-out noise of 10 electrons could be reached, even at a high pixel rate. The EM gain could be lowered to get the same effective read-out noise, generating less CIC;
- The bandwidth of the output node of the EMCCD could be raised. Right now, e2v does not recommend clocking the EMCCD at a higher pixel rate than 15 MHz. At a higher frequency, the output sensitivity will be lower because it is beyond the cut-off frequency of the low-pass filter of the output node. A higher bandwidth would allow a higher read-out rate, at the price of a higher read-out noise. An optimum operating frequency could be calculated;
- If the real read-out noise is lowered, the required EM gain is lower. If the required EM gain is lower, the gain could be obtained with fewer elements in the EM register, which could reduce the CIC rate, while marginally reducing the effective noise factor (Robbins & Hadwen (2003) and figure 1.16);
- The conventional horizontal clocks ( $R_{\phi 1}$  and  $R_{\phi 3}$ ) are common to both the EM and conventional register. The amplitude of  $R_{\phi 1}$  and  $R_{\phi 3}$  must be adjusted to carry the enormous quantity of electrons generated in the EM register. In the conventional register, the amplitude is too large when compared to the few electrons to move around. A lot of CIC is generated in the conventional horizontal register. By using independent clocks for the EM and conventional horizontal register, fewer CIC could be generated while allowing a better control of the CTE;

- An appreciable quantity of electrons are generated by thermal effect in the EM register (see chapter 5). This undesirable effect has not been studied deeply. This source of noise could be lowered if it was better understood. One could think that the surface, hence the volume, of the elements of the EM register could be made smaller. The amount of electrons generated by thermal effect could be lowered.

On the other hand, the improvements of the fabrication process, which could prevent traps from being generated, would greatly diminish the CIC generated during the vertical transfer (chapter 6).

## 10.4 New applications of the EMCCDs

By allowing the use of the EMCCD in its most efficient mode, the photon counting mode, the controller developed during this thesis allows the EMCCD to be used in many new applications. First, it is now more interesting to use it into existing instrumental designs. Second, it renders possible the development of new observation techniques.

The high resolution spectrometry ( $R > 30000$ ) is an obvious application for the EMCCD. In the R, I and Z bands, the OH alines are very bright, and the sky brightness between the OH lines is extremely low. The observations are often read-out noise limited. In order to properly subtract the time-varying sky emission, a technique known as *nod and shuffle* (Glazebrook & Bland-Hawthorn, 2001) is often used. This technique consists of successively looking at an object and the sky, over a relatively short period (of the order of a minute). In order to beat the read-out noise of the CCD, instead of reading-out the CCD at every nod, the charges are displaced to a masked region of the CCD to be hidden. This way, the charges for the object are hidden when the sky is exposed and the charges of the sky are hidden when the object is exposed. There can be many nods before the read-out is made, which allows the read-out noise to be mitigated. This technique is very appealing, but has

many drawbacks. The OH emission is not stable through the time and the intensity of the OH lines taken onto the object and onto the sky is not exactly the same since the nod frequency is not very high. The photometric stability of the sky must be perfect through the whole integration since the venue of a cloud during either the object of the sky integration will degrade the capability to properly subtract the sky emission from the object. Moreover, the time needed to move the telescope, open and close the shutter, lowers the time spent integrating. By using an EMCCD, which is not limited by the read-out noise, one could think of a *nod and no shuffle*, where the telescope is moved between the sky and the object, but the EMCCD is read every time. The low noise of the EMCCD would allow a higher frequency of nods, which would yield a better removal of the sky emission. One could think of a tip-tilt plate in front of the slit of the spectrometer that would allow a quick switch between the object and the sky without having to move the telescope. This would allow the nods to be made at a very high frequency, which could yield a better suppression of the OH lines and a higher duty cycle.

At low resolution, in bands redder than R, the spectrometers are usually limited by the OH lines. The low noise of the EMCCD would allow a spectrometer to be used always at a high resolution in order to resolve the OH lines. The OH lines could then be suppressed and the spectra could be binned to the required resolution or to the required SNR. This way, a variable resolution spectrometer with OH lines suppression would be created.

The read-out speed and the low noise of the EMCCD would also render possible wide and multi-band imaging. By changing rapidly BVRI filters in front of the camera, quick images could be taken to search for both luminosity and colour variations.

The EMCCD is not well adapted to Fourier transform spectrometers (FTS) since the camera of a FTS always sees half of the total flux of the whole spectral band. The read-out noise of the CCD is rarely the limiting factor. However, a medium or narrow band filter can be placed in front of the FTS to restrict its spectral span and rise its resolution. In this case, an EMCCD could be interesting. Moreover,



scanning the FTS very rapidly would be a great advantage to better cope with the varying photometric conditions of the sky. The time needed to move the mirrors and close the control loop of the FTS put a constraint on the minimum integration time (Bernier et al., 2008). The major problem comes from the servo-control of the FTS, which is locked on the *position* of the mirrors since the CCD must be exposed for an appreciable period of time to overcome its read-out noise. The accelerations experimented by the mirrors induces vibrations, which requires a dead time to wait for them to damp<sup>b</sup>. With an EMCCD, which can easily deal with small integration times, the servo-control could be locked on the *speed* of the mirrors. The FTS would move permanently, and at a constant speed, its mirrors, and the EMCCD would operate at a frame rate that would freeze this movement. This way, the dead times are avoided, and there are no vibrations since the mirrors do not sustain accelerations. Moreover, the scanning frequency can be higher, which lowers the impact of the varying photometric conditions.

Of course, when compared to a conventional CCD, the EMCCD is most efficient at low flux. At higher flux, the saturation of the pixels (in photon counting mode) or the excess noise factor of the EMCCD renders it inefficient. However, one must not forget that an EMCCD is also a conventional CCD: the EMCCD has a conventional output and it can reach the same noise floor as a conventional CCD. When one decides to use an EMCCD on an instrument, this does not mean that the instrument can be used only in extreme faint flux conditions. When the light flux is sufficient to overcome the read-out noise, the EMCCD can be operated as a conventional CCD. This way, when using an EMCCD on an instrument, one get a more versatile instrument. Fast read-out, photon counting as well as long exposures are possible. It is up to the observer to choose the operating mode that best suit its needs!

---

<sup>b</sup>One could argue that these dead times can be used to read-out the CCD.

## 10.5 Final remarks

This thesis represents a significant advance in the sensitivity of the EMCCDs: the CCCP/CCD97 camera is dominated by the Poisson noise for flux higher than 0.002 photon/pixel/image, while being able to detect 85% of the photons. At flux lower than 0.1 photon/pixel/second, the camera can reach a given SNR 2 to 5 times faster than any other EMCCD camera. When comparing it to photocathode-based photon counting systems, this ratio is from 4 to 6. For low fluxes, the camera is at least an order of magnitude faster than one based on a conventional CCD.

This technologic breakthrough will allow the development of new observation techniques. Since the camera is nearly exclusively limited by the Poissonian noise of the light, one could imagine systems where the spatial, spectral and temporal resolutions would be fully adaptive. The system would always operate at its maximum resolution and clever smoothing would then be applied to get exactly the required SNR. This would allow the removal of polluting signals such as OH lines, cosmic rays, satellites traces, or cloudy periods *before* the smoothing. This way, the gain in SNR would not be limited to the sole gain brought by the camera. With imagination, the camera could act as a lever which could increase even more the sensitivity of the next generation of instruments.

# Références

- Banghart, E. K., Lavine, J. P., Trabka, E. A., Nelson, E. T., & Burkey, B. C. 1991, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 38, 1162
- Barbieri, C. V., Fraternali, F., Oosterloo, T., Bertin, G., Boomsma, R., & Sancisi, R. 2005, *A&A*, 439, 947
- Barnes, E. I., Sellwood, J. A., & Kosowsky, A. 2004, *AJ*, 128, 2724
- Basden, A. G., Haniff, C. A., & Mackay, C. D. 2003, *MNRAS*, 345, 985
- Begeman, K. G. 1989, *A&A*, 223, 47
- Bernier, A., Charlebois, M., Drissen, L., & Grandmont, F. 2008, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Blais-Ouellette, S., Amram, P., Carignan, C., & Swaters, R. 2004, *A&A*, 420, 147
- Blais-Ouellette, S., Daigle, O., & Taylor, K. 2006, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 6269, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Flores, R., & Primack, J. R. 1986, *ApJ*, 301, 27
- Boksenberg, A. 1977, in *Astronomical Applications of Image Detectors with Linear Response*, edited by M. Duchesne and G. Lelievre. Proceedings of IAU Colloq, 40, 13
- Boomsma, R., Oosterloo, T. A., Fraternali, F., van der Hulst, J. M., & Sancisi, R. 2008, *A&A*, 490, 555
- Bosma, A. 1981, *AJ*, 86, 1825
- Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., Aune, S., Borgeaud, P., Carton, P.-H., Carty, M., Da Costa, J., Deschamps, H., Desforge, D., Eppellé, D., Gallais, P., Gosset, L.,

- Granelli, R., Gros, M., de Kat, J., Loiseau, D., Ritou, J.-., Roussé, J. Y., Starzynski, P., Vignal, N., & Vigroux, L. G. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4841, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 72–81
- Boulesteix, J., Georgelin, Y., Marcelin, M., & Monnet, G. 1984, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 445, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. A. Boksenberg & D. L. Crawford, 37–41
- Boyle, W. & Smith, G. 1970, *Bell Syst. Tech. J.*, 49, 1481
- Bronkalla, W., Notni, P., & Mutter, A. 1992, *Astronomische Nachrichten*, 313, 1
- Bryant, P. M. & Scoville, N. Z. 1999, *AJ*, 117, 2632
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., Gizis, J. E., & Brown, M. E. 2000, *AJ*, 120, 473
- Burkert, A. 1995, *ApJL*, 447, L25
- Carignan, C. & Freeman, K. C. 1985, *ApJ*, 294, 494
- Carignan, C., Hernandez, O., Beckman, J. E., & Fathi, K. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 390, Pathways Through an Eclectic Universe, ed. J. H. Knapen, T. J. Mahoney, & A. Vazdekis, 168–+
- Casertano, S. & van Gorkom, J. H. 1991, *AJ*, 101, 1231
- Chaboyer, B., Demarque, P., Kernan, P. J., & Krauss, L. M. 1998, *ApJ*, 494, 96
- Chang, C., Hu, C., & Brodersen, R. W. 1985, *Journal of Applied Physics*, 57, 302
- Chemin, L., Balkowski, C., Cayatte, V., Carignan, C., Amram, P., Garrido, O., Hernandez, O., Marcelin, M., Adami, C., Boselli, A., & Boulesteix, J. 2006, *MNRAS*, 366, 812

- Chung, E. J., Rhee, M., Kim, H., Yun, M. S., Heyer, M., & Young, J. S. 2009, *ApJS*, 184, 199
- Cocato, L., Gerhard, O., Arnaboldi, M., Das, P., Douglas, N. G., Kuijken, K., Merrifield, M. R., Napolitano, N. R., Noordermeer, E., Romanowsky, A. J., Capaccioli, M., Cortesi, A., de Lorenzi, F., & Freeman, K. C. 2009, *MNRAS*, 394, 1249
- Daigle, O. & Blais-Ouellette, S. 2010, in *Sensors, Cameras, and Systems for Industrial/Scientific Applications XI*, ed. E. Bodegom & V. Nguyen, Vol. 7536 (SPIE), 753–762
- Daigle, O., Carignan, C., Amram, P., Hernandez, O., Chemin, L., Balkowski, C., & Kennicutt, R. 2006a, *MNRAS*, 367, 469
- Daigle, O., Carignan, C., & Blais-Ouellette, S. 2006b, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 6276, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Daigle, O., Carignan, C., Gach, J., Guillaume, C., Lessard, S., Fortin, C., & Blais-Ouellette, S. 2009, *PASP*, 121, 866
- Daigle, O., Carignan, C., Hernandez, O., Chemin, L., & Amram, P. 2006c, *MNRAS*, 368, 1016
- Daigle, O., Gach, J.-L., Guillaume, C., Carignan, C., Balard, P., & Boisin, O. 2004, in *Optical and Infrared Detectors for Astronomy.*, ed. J. D. Garnett & J. W. Beletic, 219–227
- Daigle, O., Gach, J.-L., Guillaume, C., Lessard, S., Carignan, C., & Blais-Ouellette, S. 2008, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- de Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., & Rubin, V. C. 2001, *AJ*, 122, 2396
- de Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., & van der Hulst, J. M. 1996, *MNRAS*, 283, 18

- de Blok, W. J. G., Walter, F., Brinks, E., Trachternach, C., Oh, S., & Kennicutt, R. C. 2008, *AJ*, 136, 2648
- Derylo, G., Diehl, H. T., & Estrada, J. 2006, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6276, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Deul, E., Kuijken, K., & Valentijn, E. A. 2002, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 4836, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, 189–198
- Dicaire, I., Carignan, C., Amram, P., Hernandez, O., Chemin, L., Daigle, O., de Denus-Baillargeon, M.-M., Balkowski, C., Boselli, A., Fathi, K., & Kennicutt, R. C. 2008a, *MNRAS*, 385, 553
- Dicaire, I., Carignan, C., Amram, P., Marcelin, M., Hlavacek-Larrondo, J., de Denus-Baillargeon, M., Daigle, O., & Hernandez, O. 2008b, *AJ*, 135, 2038
- Diemand, J., Zemp, M., Moore, B., Stadel, J., & Carollo, C. M. 2005, *MNRAS*, 364, 665
- Downes, D., Reynaud, D., Solomon, P. M., & Radford, S. J. E. 1996, *ApJ*, 461, 186
- Dutton, A. A., Courteau, S., de Jong, R., & Carignan, C. 2005, *ApJ*, 619, 218
- e2v technologies. 2004, *Low-light Technical Note 4 Dark Signal and Clock-Induced Charge in L3Vision CCD Sensors*, Tech. rep., E2V Technologies, [http://www.e2vtechnologies.com/secure/datasheets/l3vision\\_ccds/low\\_light\\_tn4.pdf](http://www.e2vtechnologies.com/secure/datasheets/l3vision_ccds/low_light_tn4.pdf)
- Ekta, B. & Chengalur, J. N. 2010, *MNRAS*, 69
- Epinat, B., Amram, P., Marcelin, M., Balkowski, C., Daigle, O., Hernandez, O., Chemin, L., Carignan, C., Gach, J.-L., & Balard, P. 2008, *MNRAS*, 388, 500

- Fathi, K., Beckman, J. E., Zurita, A., Relaño, M., Knapen, J. H., Daigle, O., Hernandez, O., & Carignan, C. 2007a, *A&A*, 466, 905
- Fathi, K., Toonen, S., Falcón-Barroso, J., Beckman, J. E., Hernandez, O., Daigle, O., Carignan, C., & de Zeeuw, T. 2007b, *ApJL*, 667, L137
- Flores, R., Primack, J. R., Blumenthal, G. R., & Faber, S. M. 1993, *ApJ*, 412, 443
- Gach, J., Balard, P., Daigle, O., Destefanis, G., Feautrier, P., Guillaume, C., & Rothman, J. 2009, in *EAS Publications Series*, Vol. 37, *EAS Publications Series*, ed. P. Kern, 255–270
- Gach, J., Darson, D., Guillaume, C., Goillandeau, M., Boissin, O., Boulesteix, J., & Cavadore, C. 2004a, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 300, *Scientific Detectors for Astronomy, The Beginning of a New Era*, ed. P. Amico, J. W. Beletic, & J. E. Beletic, 603–610
- Gach, J.-L., Guillaume, C., Boissin, O., & Cavadore, C. 2004b, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 300, *Scientific Detectors for Astronomy, The Beginning of a New Era*, ed. P. Amico, J. W. Beletic, & J. E. Beletic, 611–614
- Gach, J.-L., Hernandez, O., Boulesteix, J., Amram, P., Boissin, O., Carignan, C., Garrido, O., Marcelin, M., Östlin, G., Plana, H., & Rampazzo, R. 2002, *PASP*, 114, 1043
- Gajar, S. & Burke, B. 1988, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 35, 2435
- García-Ruiz, I., Sancisi, R., & Kuijken, K. 2002, *A&A*, 394, 769
- Gentile, G., Salucci, P., Klein, U., Vergani, D., & Kalberla, P. 2004, *MNRAS*, 351, 903
- Gilmore, D. K., Kahn, S., & LSST Camera Team. 2007, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 38, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 982–+
- Glazebrook, K. & Bland-Hawthorn, J. 2001, *PASP*, 113, 197

- Hegyi, D. J. & Burrows, A. 1980, *AJ*, 85, 1421
- Hernandez, O., Carignan, C., Amram, P., Chemin, L., & Daigle, O. 2005, *MNRAS*, 360, 1201
- Hernandez, O., Fathi, K., Carignan, C., Beckman, J., Gach, J.-L., Balard, P., Amram, P., Boulesteix, J., Corradi, R. L. M., de Denus-Baillargeon, M.-M., Epinat, B., Relaño, M., Thibault, S., & Vallée, P. 2008, *PASP*, 120, 665
- Hernandez, O., Gach, J.-L., Carignan, C., & Boulesteix, J. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4841, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1472–1479
- Ives, D., Bezawada, N., Dhillon, V., & Marsh, T. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7021, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Jack, M. D. & Dyck, R. H. 1976, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 23, 228
- Janesick, J. R. 2001, *Scientific charge-coupled devices (Scientific charge-coupled devices, Bellingham, WA : SPIE Optical Engineering Press, 2001, xvi, 906 p. SPIE Press monograph, PM 83. ISBN 0819436984)*
- Jerram, P., Pool, P. J., Bell, R., Burt, D. J., Bowring, S., Spencer, S., Hazelwood, M., Moody, I., Catlett, N., & Heyes, P. S. 2001, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4306, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. M. Blouke, J. Canosa, & N. Sampat, 178–186
- Kassin, S. A., de Jong, R. S., & Weiner, B. J. 2006, *ApJ*, 643, 804
- Kennicutt, Jr., R. C., Armus, L., Bendo, G., Calzetti, D., Dale, D. A., Draine, B. T., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Grauer, A. D., Helou, G., Hollenbach, D. J., Jarrett, T. H., Kewley, L. J., Leitherer, C., Li, A., Malhotra, S., Regan, M. W., Rieke,



- G. H., Rieke, M. J., Roussel, H., Smith, J., Thornley, M. D., & Walter, F. 2003, *PASP*, 115, 928
- Kent, S. M. 1986, *AJ*, 91, 1301
- Khoshman, J., Khan, A., & Kordesch, M. 2008, *Surface and Coatings Technology*, 202, 2500 , protective Coatings and Thin Films 07, E-MRS Spring Meeting
- Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., Bullock, J. S., & Primack, J. R. 1998, *ApJ*, 502, 48
- Kuzio de Naray, R., McGaugh, S. S., de Blok, W. J. G., & Bosma, A. 2006, *ApJS*, 165, 461
- Lantz, E., Blanchet, J.-L., Furfaro, L., & Devaux, F. 2008, *MNRAS*, 386, 2262
- Lawrence, C. R., Scott, D., & White, M. 1999, *PASP*, 111, 525
- Leach, R. W., Beale, F. L., & Eriksen, J. E. 1998, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 3355, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. S. D'Odorico, 512–519
- Leroy, A. K., Walter, F., Bigiel, F., Usero, A., Weiss, A., Brinks, E., de Blok, W. J. G., Kennicutt, R. C., Schuster, K., Kramer, C., Wiesemeyer, H. W., & Roussel, H. 2009, *AJ*, 137, 4670
- Mackay, C., Basden, A., & Bridgeland, M. 2004, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 5499, *Optical and Infrared Detectors for Astronomy*. Edited by James D. Garnett and James W. Beletic. *Proceedings of the SPIE*, Volume 5499, pp. 203-209 (2004)., ed. J. D. Garnett & J. W. Beletic, 203–209
- Mackay, C., Law, N., & Stayley, T. D. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Madan, S., Bhaumik, B., & Vasi, J. 1983, *Electron Devices*, *IEEE Transactions on*, 30, 694

- Marcelin, M. 2007, in *Science Perspectives for 3D Spectroscopy*, ed. M. Kissler-Patig, J. R. Walsh, & M. M. Roth, 15–+
- Marcelin, M., Amram, P., Balard, P., Balkowski, C., Boissin, O., Boulesteix, J., Carignan, C., Daigle, O., de Denus Baillargeon, M.-M., Epinat, B., Gach, J.-L., Hernandez, O., Rigaud, F., & Vallée, P. 2008, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- McGaugh, S. S., Rubin, V. C., & de Blok, W. J. G. 2001, *AJ*, 122, 2381
- Milgrom, M. 1983, *ApJ*, 270, 365
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., Stadel, J., & Tozzi, P. 1999a, *ApJL*, 524, L19
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., & Lake, G. 1999b, *MNRAS*, 310, 1147
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563
- . 1997, *ApJ*, 490, 493
- Navarro, J. F. & Steinmetz, M. 2000, *ApJ*, 528, 607
- Oosterloo, T., Fraternali, F., & Sancisi, R. 2007, *AJ*, 134, 1019
- Relaño, M., Beckman, J. E., Daigle, O., & Carignan, C. 2007, *A&A*, 467, 1117
- Robbins, M. & Hadwen, B. 2003, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 50, 1227
- Rozas, M., Richer, M. G., López, J. A., Relaño, M., & Beckman, J. E. 2006, *A&A*, 455, 549
- Rubin, V. C., Kenney, J. D., Boss, A. P., & Ford, Jr., W. K. 1989, *AJ*, 98, 1246
- Sancisi, R. & Allen, R. J. 1979, *A&A*, 74, 73
- Sawada-Satoh, S., Ho, P. T. P., Muller, S., Matsushita, S., & Lim, J. 2007, *ApJ*, 658, 851

- Schramm, D. N. & Turner, M. S. 1998, *Reviews of Modern Physics*, 70, 303
- Shang, Y., Guan, Y., Zhang, W., & Ge, Q. 2008, in *Imaging Systems and Techniques, 2008. IST 2008. IEEE International Workshop on*, 232–236
- Shapiro, K. L., Genzel, R., Förster Schreiber, N. M., Tacconi, L. J., Bouché, N., Cresci, G., Davies, R., Eisenhauer, F., Johansson, P. H., Krajnović, D., Lutz, D., Naab, T., Arimoto, N., Arribas, S., Cimatti, A., Colina, L., Daddi, E., Daigle, O., Erb, D., Hernandez, O., Kong, X., Mignoli, M., Onodera, M., Renzini, A., Shapley, A., & Steidel, C. 2008, *ApJ*, 682, 231
- Shetty, R., Vogel, S. N., Ostriker, E. C., & Teuben, P. J. 2007, *ApJ*, 665, 1138
- Simon, J. D., Bolatto, A. D., Leroy, A., Blitz, L., & Gates, E. L. 2005, *ApJ*, 621, 757
- Sofue, Y. & Rubin, V. 2001, *ARAA*, 39, 137
- Sofue, Y., Tutui, Y., Honma, M., Tomita, A., Takamiya, T., Koda, J., & Takeda, Y. 1999, *ApJ*, 523, 136
- Starr, B. M., Buchholz, N., Rahmer, G., Penegor, J., Schmidt, R., Warner, M., Merrill, K. M., Claver, C. F., Ho, Y., Chopra, K., Mondaca, E., Shroff, C., & Shroff, D. 2004, in *Astrophysics and Space Science Library, Vol. 300, Scientific Detectors for Astronomy, The Beginning of a New Era*, ed. P. Amico, J. W. Beletic, & J. E. Beletic, 269–276
- Swaters, R. A., Sancisi, R., van Albada, T. S., & van der Hulst, J. M. 2009, *A&A*, 493, 871
- Tamburro, D., Rix, H., Leroy, A. K., Low, M., Walter, F., Kennicutt, R. C., Brinks, E., & de Blok, W. J. G. 2009, *AJ*, 137, 4424
- Tubbs, R. N., Baldwin, J. E., Mackay, C. D., & Cox, G. C. 2002, *A&A*, 387, L21
- Tulloch, S. 2006, in *Scientific Detectors for Astronomy 2005*, ed. J. E. Beletic, J. W. Beletic, & P. Amico, 303–+

- Tulloch, S. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 984, High Time Resolution Astrophysics : The Universe at Sub-Second Timescales, 148–161
- van den Bosch, F. C., Robertson, B. E., Dalcanton, J. J., & de Blok, W. J. G. 2000, *AJ*, 119, 1579
- van den Bosch, F. C. & Swaters, R. A. 2001, *MNRAS*, 325, 1017
- Walter, F., Brinks, E., de Blok, W. J. G., Bigiel, F., Kennicutt, R. C., Thornley, M. D., & Leroy, A. 2008, *AJ*, 136, 2563
- Warner, P. J., Wright, M. C. H., & Baldwin, J. E. 1973, *MNRAS*, 163, 163
- Wells, D. C. & Greisen, E. W. 1979, in *Image Processing in Astronomy*, ed. G. Sedmak, M. Capaccioli, & R. J. Allen, 445–+
- Wen, Y., Rauscher, B. J., Baker, R. G., Clampin, M. C., Fochie, P., Heap, S. R., Hilton, G., Jordan, P., Linder, D., Mott, B., Pool, P., Waczynski, A., & Woodgate, B. 2006, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 6276, High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy II*. Edited by Dorn, David A. ; Holland, Andrew D.. *Proceedings of the SPIE, Volume 6276*, pp. 62761H (2006).
- White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., & Frenk, C. S. 1993, *Nature*, 366, 429
- Williams, M. J., Bureau, M., & Cappellari, M. 2009, *MNRAS*, 400, 1665
- Zhang, W. D., Zhang, J., Lalor, A., Burton, D., Groeseneken, G., & Degraeve, R. 2002, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 49, 1868
- Zhao, H. 1996, *MNRAS*, 278, 488

# Annexe **A**

## Document de présentation du EMCCD au 3D-NTT

### **Introduction au document**

Ce document a été rédigé pour présenter le EMCCD à l'équipe du 3D-NTT. Des tests ont été réalisés avec une caméra EMCCD de Andor à l'observatoire du mont Mégantic pour comparer l'efficacité d'un EMCCD par rapport à une caméra à comptage de photon à tube amplificateur (IPCS). Suite à la distribution de ce document, il a été décidé que la caméra haute-résolution du 3D-NTT serait une caméra EMCCD. C'est ainsi qu'il a été décidé de construire CCCP.

# Comptage de photon avec un EMCCD

Olivier Daigle

## A.1 Introduction

### A.1.1 Rapport signal à bruit

Un système à comptage de photon parfait aurait un rapport signal à bruit représenté par

$$SN = \frac{S}{\sqrt{S}}, \quad (\text{A.1})$$

où  $S$  représente le nombre de photons émis par une source. Le bruit représente le bruit de comptage, qui résulte du processus Poissonien d'émission des photons. Si, par exemple, on compte 1000 photons provenant d'une source stable sur un intervalle de temps  $x$ , l'incertitude sur l'émissivité de la source pour toute période de temps  $x$  sera de  $\sqrt{1000} = 31.6$  photons.

Si l'efficacité quantique du système, c'est-à-dire la proportion de photons qui seront détectés, n'est pas de 100%, l'équation devra être modifiée ainsi :

$$SN = \frac{QeS}{\sqrt{QeS}}, \quad (\text{A.2})$$

où  $Qe$  représente l'efficacité quantique, 1.0 définissant un système capable de détecter tous les photons incidents.

La fraction de temps perdu lors de la lecture du système par rapport au temps d'intégration diminuera le nombre de photons détectés et le rapport signal à bruit :

$$SN = \frac{f_{exp}QeS}{\sqrt{f_{exp}QeS}}, \quad (\text{A.3})$$

où  $f_{exp}$  est la fraction de temps où le système intègre les photons.

Les divers systèmes sont sujets au bruit de courant sombre, c'est-à-dire des charges qui sont générées par un effet thermique dans les semiconducteurs, même

dans la parfait obscurité. Le bruit de courant sombre, ou bruit thermique, a une composante temporelle et influencera le rapport signal à bruit ainsi :

$$SN = \frac{f_{exp} QeS}{\sqrt{f_{exp} QeS + T}}, \quad (A.4)$$

où  $T$  est le taux de génération de charges en électrons par pixel par seconde.

Pour les CCDs, la conversion de la charge d'un pixel en tension par l'amplificateur de sortie ajoute un bruit à chaque lecture :

$$SN = \frac{f_{exp} QeS}{\sqrt{f_{exp} QeS + T + n\sigma^2}}, \quad (A.5)$$

où  $n$  est le nombre de lectures et  $\sigma$  est le bruit de l'amplificateur en électrons, souvent noté comme *bruit de lecture*.

Les CCDs sont également sujets au bruit d'injection de charge, soit des charges qui sont générées pendant le transfert des photo-électrons dans les registres lors de la lecture. Il peut être apparenté au bruit thermique, mais il s'applique seulement lors de la lecture et n'a donc pas de composante temporelle. Il affecte le rapport signal à bruit ainsi :

$$SN = \frac{f_{exp} QeS}{\sqrt{f_{exp} QeS + T + nC + n\sigma^2}}, \quad (A.6)$$

où  $C$  est l'injection de charge en électrons par pixel par lecture.  $C$  sera fonction du nombre de transferts verticaux et horizontaux nécessaires à la lecture du CCD. L'injection de charge sur les transferts verticaux et horizontaux ne se fait pas au même taux.

Selon le système utilisé, la dispersion des valeurs obtenues en sortie sera plus grande que la dispersion des photons reçus ( $\sqrt{S}$ ), par exemple lors d'un processus multiplicatif dont le gain est incertain. Un facteur de bruit  $F$  en résulte, noté par

$$F = \frac{\sigma_{out}}{\sigma_{in}}, \quad (A.7)$$

où  $\sigma_{in}$  est la dispersion du signal entrant, et  $\sigma_{out}$  est la dispersion du signal sortant. L'effet du facteur de bruit se traduira de la manière suivante :

$$SN = \frac{f_{exp} QeS}{\sqrt{F^2 f_{exp} QeS + F^2 T + nF^2 C + n\sigma^2}}. \quad (A.8)$$

Dans les cas où un gain  $G$  peut être appliqué aux charges avant qu'elles ne soient transformées en tension par l'amplificateur de sortie, l'effet sera de diminuer le bruit de lecture :

$$SN = \frac{f_{exp} QeS}{\sqrt{F^2 f_{exp} QeS + F^2 T + nF^2 C + n \frac{\sigma^2}{G^2}}}. \quad (A.9)$$

Un système à comptage de photon qui ne peut compter qu'un seul photon par pixel par image verra son efficacité diminuer lorsque le flux augmentera. Puisque l'émission de photons est un processus Poissonien, on peut estimer la proportion de photons comptés,  $g$  en fonction du flux moyen,  $\alpha$  selon

$$g = \frac{1 - e^{-\alpha}}{\alpha}. \quad (A.10)$$

Ainsi, l'effet sur le rapport signal à bruit se mesurera selon

$$SN = \frac{f_{exp} QeS}{\sqrt{F^2 f_{exp} QeS \frac{1}{g} + F^2 T + nF^2 C + n \frac{\sigma^2}{G^2}}}. \quad (A.11)$$

Dans le cas des systèmes à tube amplificateur, où un seul photon sera détecté sur plusieurs pixels,  $g$  sera diminué par la surface moyenne d'un photon puisque si deux photons ou plus tombent très près l'un de l'autre pendant la période d'intégration, un seul sera compté. Ainsi, l'équation A.10 doit être modifiée comme suit :

$$g = \frac{1 - e^{-a\alpha}}{a\alpha}, \quad (A.12)$$

où  $a$  représente l'aire moyenne couverte par un photon, en pixels.

L'efficacité d'un système à comptage de photon pourra être calculée en comparant son rapport signal à bruit à celui d'un système à comptage de photon parfait.



## A.2 Comparaison avec un IPCS à tube amplificateur

### A.2.1 Premières simulations

Les premiers tests fait en 2004 avec un EMCCD ont permis de déterminer les paramètres définis dans le tableau A.1.

Paramètre	EMCCD amp	EMCCD pc	FaNTOmM	CCD	unité
$Qe$	0.95	0.95	0.3	0.95	
$f_{exp}^{(1)}$	0.999989	0.999829	0.948	0.86	
$T$	0.001	0.001	0.00003	0.001	$\bar{e}/s$
$\sigma$	30	30	0	3	$\bar{e}$
$n$	1/15	15	40	1/15	images/s
$C$	0.08	0.05	0	0.08	$\bar{e}/image$
$G$	$\sim 1000$	$\sim 1000$	1	1	
$F^2$	2	1	1	1	
$a$	1	1	1	1	

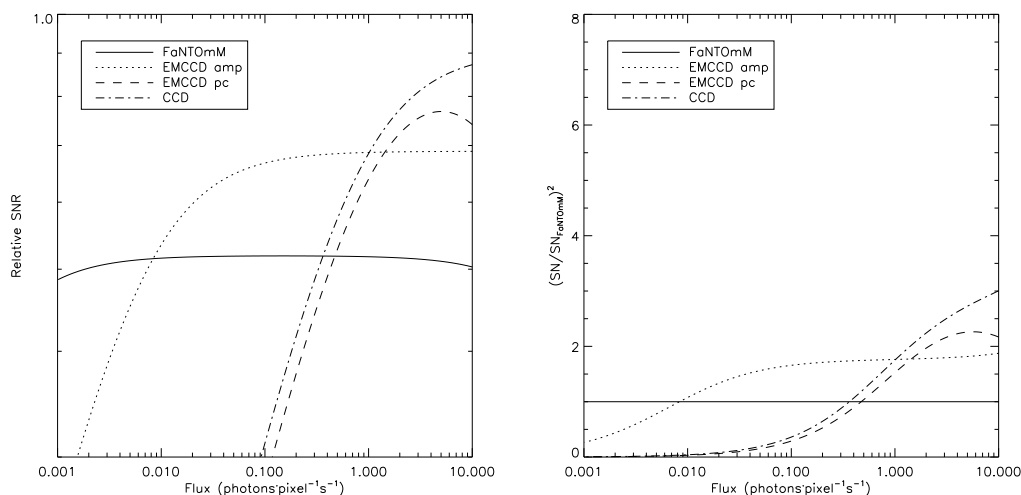
<sup>(1)</sup>EMCCD : 512 lignes à 3 MHz. FaNTOmM : 1024 lignes à 800 kHz. CCD : 1024 lignes à 100 kHz, 1024\*1024 pixels à 500 kHz.

**TABLE A.1:** Valeur des paramètres du rapport signal à bruit du EMCCD et de FaNTOmM obtenus lors des premiers tests.

Les performances d'un EMCCD en comptage de photons ont été simulées en fonction du flux et les courbes de rapport signal à bruit sont présentées dans panneau de gauche du graphique A.1. Le panneau de droite de ce graphique représente l'efficacité relative des systèmes EMCCD par rapport à FaNTOmM. L'efficacité est calculée par

$$\eta = \frac{SN^2}{SN_{FaNTOmM}^2}, \quad (A.13)$$

et représente le gain en temps d'intégration entre FaNTOmM et un autre système à comptage de photon.



**FIGURE A.1: Gauche :** Rapports signal à bruit pour les systèmes dont les paramètres sont définis dans le tableau A.1, par rapport à un système à comptage de photon parfait (équation A.1). **Droite :** Efficacité des systèmes à comptage de photon basés sur les EMCCD définis dans le tableau A.1 par rapport à FaNTOmM.

On s’aperçoit qu’il y a peu d’avantage à utiliser un EMCCD dans ces conditions. L’injection de charge est trop importante et dégrade les performances à très faible flux par rapport à une caméra du type de FaNTOmM. Depuis ce temps, l’injection de charge a été grandement diminuée et les performances des EMCCD en comptage de photon se sont accrues.

## A.2.2 Tests en labo

Des tests en laboratoire ont été effectués en 2006 avec une caméra EMCCD commerciale fabriquée par Andor, la DU-897. Cette caméra utilise un EMCCD 512x512 *back-thinned* de e2v technologies.

Les tests consistaient à observer une faible raie de l’argon avec la caméra FaNTOmM et avec un EMCCD. Un interféromètre de Fabry-Perot et un filtre interférentiel étaient placés devant les caméras. Un spectre à haut rapport signal à bruit a été observé (4 heures avec FaNTOmM) et des données à plus faible rapport signal à

bruit (48 canaux de 15 secondes) provenant de la caméra EMCCD et de FaNTOmM y ont été comparées. Dans le cas de FaNTOmM, environ 4000 photons par seconde étaient détectés, ce qui correspond à un niveau d'illumination typique obtenu lors de l'observation d'une galaxie.

Pour calculer le rapport signal à bruit de chacune des caméras, le spectre à haut rapport signal à bruit a été considéré comme ayant un rapport signal à bruit infini et la formule suivante a été utilisée :

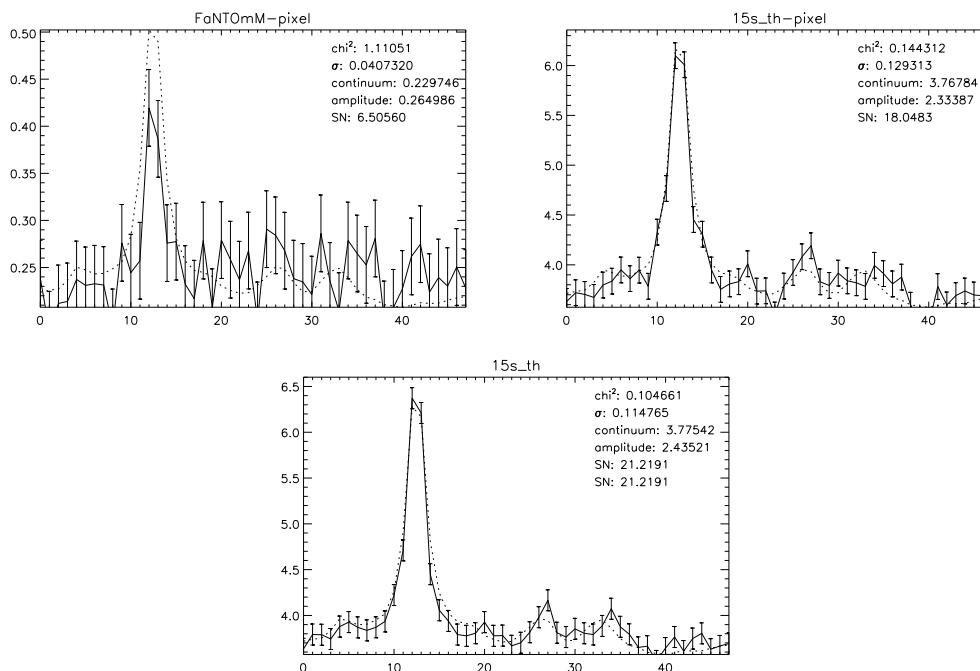
$$SN = \frac{A}{\sigma}, \quad (\text{A.14})$$

où  $\sigma$  est la dispersion de la résultante du spectre observé où le spectre à rapport signal à bruit infini a été soustrait. Pour ce faire, le spectre à rapport signal à bruit infini a été ajusté (niveau constant et amplitude) à celui de la caméra pour minimiser la différence entre les deux (minimisation  $\chi^2$ ).  $A$  représente l'amplitude de la plus forte raie du spectre de la caméra. Les résultats sont présentés à la figure A.2. Dans ces conditions, le rapport signal à bruit du EMCCD est supérieur par un facteur de 2.8 à celui de FaNTOmM.

Le pixel du EMCCD faisant  $16 \times 16 \mu m$  par rapport à celui de FaNTOmM qui fait  $25 \times 25 \mu m$ , il peut être intéressant de comparer le rapport signal à bruit des systèmes par unité de surface de détecteur. Les résultats sont présentés au bas de la figure A.2. Dans ce cas, le rapport signal à bruit du EMCCD est supérieur par un facteur de 3.25 à celui de FaNTOmM.

### A.2.3 Tests sur le ciel

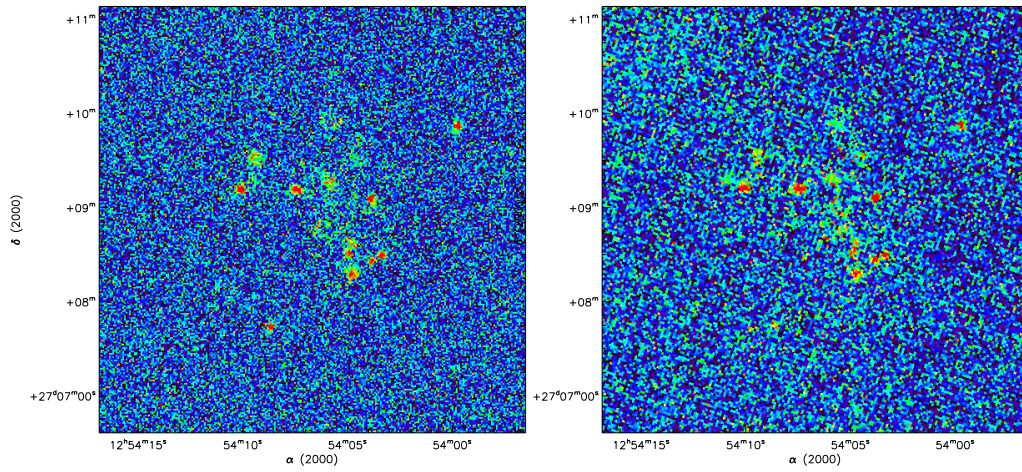
En février 2007, des tests sur le ciel ont été réalisés à l'Observatoire du mont Mégantic avec une caméra semblable à celle utilisée pour les tests de la section A.2.2. À ce moment, la galaxie à faible brillance de surface DDO 154 a été observée avec FaNTOmM et avec le EMCCD. Chaque observation a duré 5.5 heures. Les conditions d'observation n'étaient pas les mêmes : la phase de la lune était à environ 25% pour l'observation faite avec FaNTOmM et à 75% pour l'observation faite avec le EMCCD.



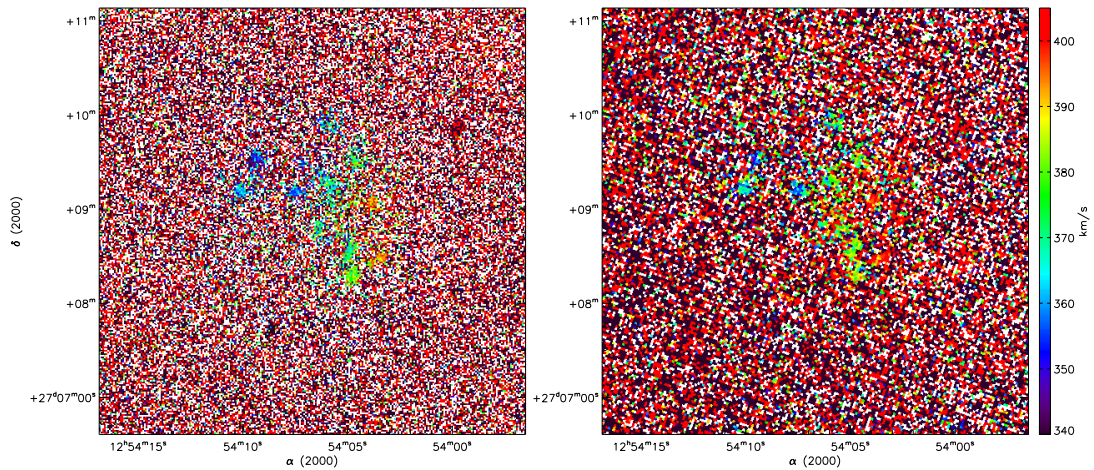
**FIGURE A.2:** Pour les quatre figures, le trait en pointillé représente le spectre à rapport signal à bruit infini qui a été ajusté aux données des caméras. L'axe vertical est en photons. **En haut à gauche :** Données FaNTOmM. **En haut à droite :** Données du EMCCD, pour le même nombre de pixels que les données FaNTOmM. **En bas :** Données du EMCCD, pour la même surface de détecteur que FaNTOmM.

Puisque les observations se font près de la longueur d'onde de l'hydrogène ionisé  $H\alpha$ , la lune a un impact considérable sur la brillance du ciel. En effet, les radicaux OH sont excités par la lumière de la lune et ils réémettent alors de la lumière à plusieurs longueurs d'onde près de  $H\alpha$ . Le ciel étant plus brillant, il est nécessaire d'intégrer plus longtemps pour avoir un rapport signal à bruit équivalent à celui obtenu lors d'une nuit sans lune. Les résultats de ces observations sont présentés dans les figures A.3 à A.5.

La figure A.3 montre la différence de résolution spatiale entre les deux caméras. Le pixel de FaNTOmM sur le ciel fait  $1.6''$  alors que celui du EMCCD fait  $1.024''$ . Les cartes de vitesses radiales de la figure A.4 montrent que les vitesses radiales sont mieux déterminées pour l'observation faite avec le EMCCD. Quantitativement, le



**FIGURE A.3:** Cartes du flux monochromatique de DDO 154. L'échelle de couleur n'est pas la même entre les deux figures. **Gauche :** EMCCD. **Droite :** FaNTOmM.



**FIGURE A.4:** Cartes de vitesses radiales brutes extraites des cubes de données de DDO 154. L'échelle de couleur est la même pour les deux figures. **Gauche :** EMCCD. **Droite :** FaNTOmM.

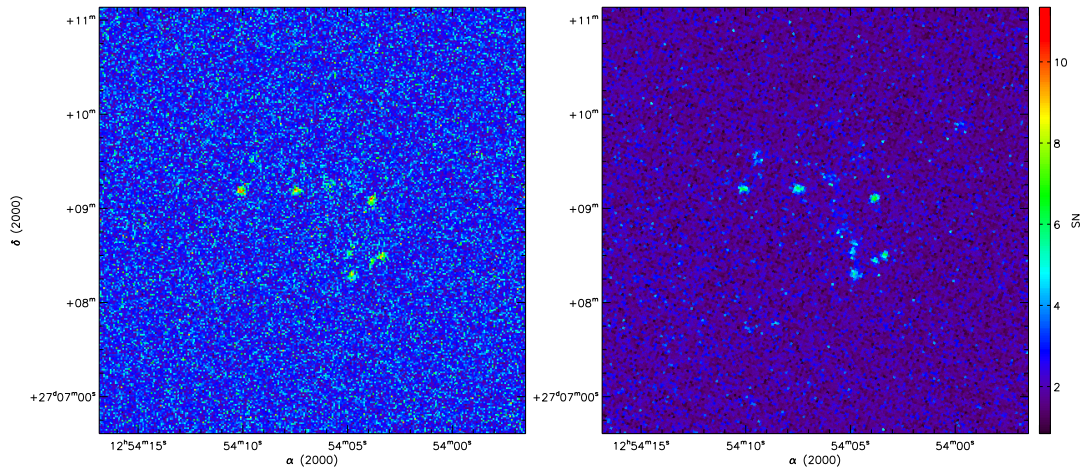


FIGURE A.5: Carte du rapport signal à bruit des pixels de chacune des caméras. L'échelle de couleur est la même pour les deux figures. **Gauche** : EMCCD. **Droite** : FaNTOmM.

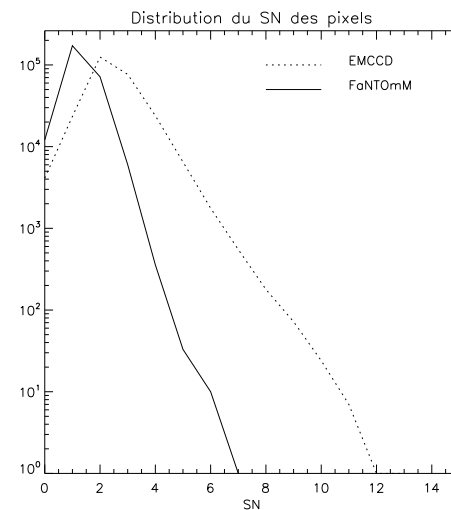


FIGURE A.6: Histogramme du rapport signal à bruit des pixels des observations des figures A.3 à A.5.

rapport signal à bruit des observations est montré à la figure A.5. On voit aisément que le rapport signal à bruit de l'observation faite avec le EMCCD est plus grand. L'histogramme du rapport signal à bruit des pixels est montré à la figure A.6. Alors que FaNTOmM plafonne à un rapport signal à bruit de 7, le EMCCD a certains pixels à 12, malgré le fait que le pixel sur le ciel couvre une moins grande surface. La différence de rapport signal à bruit entre les deux observations est de 1.8.

### A.2.4 Nouvelles simulations

Les données présentées aux sections A.2.2 et A.2.3 sont en contradiction avec celles obtenues par simulations à la section A.2.1. On peut expliquer en partie les différences par

1. L'injection de charge de la nouvelle caméra EMCCD est plutôt de l'ordre de 0.005 électron ;
2. Le paramètre  $a$  (équation A.12) de FaNTOmM a été considéré unitaire pour les premières simulations. Il serait probablement plutôt de l'ordre de 4 à 9 ;
3. L'efficacité quantique totale de FaNTOmM n'est probablement pas de 30%, mais plutôt de l'ordre de 15%. Ce paramètre n'a toutefois jamais été mesuré, mais les différences observées aux sections A.2.2 et A.2.3 en rapport signal à bruit entre FaNTOmM et le EMCCD ne peuvent pas s'expliquer si l'efficacité quantique de FaNTOmM est de l'ordre de 30%.

Ces nouveaux paramètres sont présentés dans la table A.2.

Les simulations de rapport signal à bruit utilisant ces données sont présentées à la figure A.7. L'effet du paramètre  $a$  sur l'efficacité de FaNTOmM se fait sentir aux grands flux : un plus grand nombre d'événements multiples seront comptés comme un seul photon. Ensuite, la diminution de son efficacité quantique d'un facteur 2 a diminué son rapport signal à bruit relatif d'un facteur  $\sqrt{2}$ . La diminution de l'injection de charge du EMCCD augmente ses performances surtout en mode

Paramètre	EMCCD amp	EMCCD pc	FaNTOmM	CCD	unité
$Qe$	0.95	0.95	0.15	0.95	
$f_{exp}^{(1)}$	0.999989	0.999829	0.948	0.86	
$T$	0.001	0.001	0.00003	0.001	$\bar{e}/s$
$\sigma$	15	15	0	3	$\bar{e}$
$n$	1/15	15	40	1/15	images/s
$C$	0.008	0.005	0	0.08	$\bar{e}/image$
$G$	$\sim 1000$	$\sim 1000$	1	1	
$F^2$	2	1	1	1	
$a$	1	1	4	1	

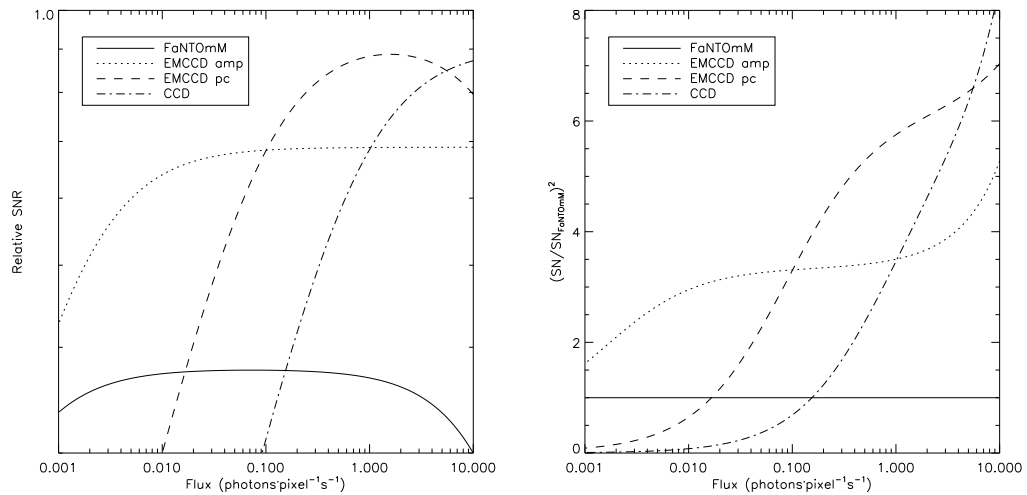
<sup>(1)</sup>EMCCD : 512 lignes à 3 MHz. FaNTOmM : 1024 lignes à 800 kHz. CCD : 1024 lignes à 100 kHz, 1024\*1024 pixels à 500 kHz.

**TABLE A.2:** Valeur des paramètres du rapport signal à bruit du EMCCD et de FaNTOmM obtenus lors des deuxième tests.

comptage de photon pur. Dans ce mode, plusieurs images par secondes sont lues, ce qui augmente l'effet de l'injection de charge par rapport au mode amplifié, où seulement une image est lue toutes les 15 secondes.

On s'aperçoit rapidement que ces nouvelles données rendent très avantageux l'utilisation d'un EMCCD pour le comptage de photons. Pour les flux de 0.01 à 1 photon/seconde, des flux typiques du comptage de photons, le EMCCD en mode amplifié est environ 3 fois plus efficace sur le ciel que FaNTOmM. Pour les flux supérieurs à 0.1 photon/seconde, le EMCCD en mode comptage est plus de 5 fois plus efficace que FaNTOmM. Cependant, la dégradation rapide de son rapport signal à bruit pour les flux moindres le rend moins intéressant pour observer un champ où la gamme dynamique est très large : les zones peu lumineuses seraient noyées dans le bruit.





**FIGURE A.7: Gauche :** Rapports signal à bruit pour les systèmes dont les paramètres sont définis dans le tableau A.2, par rapport à un système à comptage de photon parfait (équation A.1). **Droite :** Efficacité des systèmes à comptage de photon basés sur les EMCCD définis dans le tableau A.2 par rapport à FaNTOmM.

### A.3 Un nouveau contrôleur

L'injection de charge étant le facteur limitatif dominant pour utiliser un EMCCD en comptage de photon pur et s'affranchir du facteur de bruit,  $F$ , il a été décidé de construire un nouveau contrôleur pour tenter de diminuer cette source de bruit. Le but est d'obtenir les performances présentées dans le tableau A.3.

Selon Janesick (2001), l'injection de charge dans un CCD est caractérisée comme suit :

1. L'injection de charge est générée seulement sur le front montant des horloges, lorsqu'une phase sort de l'inversion. Le front descendant n'a pas d'impact ;
2. L'injection de charge diminue de manière exponentielle avec le temps de montée des horloges ;
3. L'injection de charge augmente de manière exponentielle avec la hauteur des horloges ;

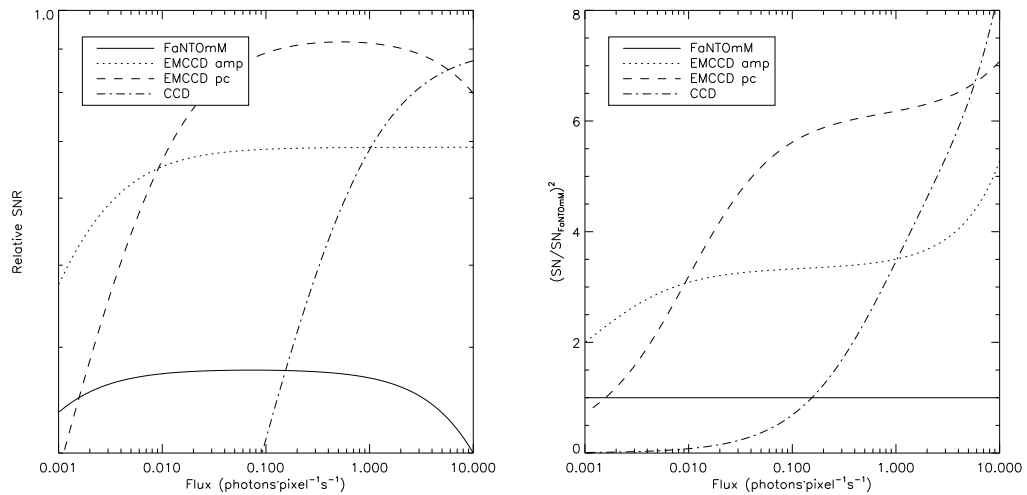
Paramètre	EMCCD amp	EMCCD pc	FaNTOmM	CCD	unité
$Qe$	0.95	0.95	0.15	0.95	
$f_{exp}^{(1)}$	0.999989	0.999829	0.948	0.86	
$T$	0.001	0.001	0.00003	0.001	$\bar{e}/s$
$\sigma$	15	15	0	3	$\bar{e}$
$n$	1/15	15	40	1/15	images/s
$C$	0.0008	0.0005	0	0.08	$\bar{e}/image$
$G$	$\sim 1000$	$\sim 1000$	1	1	
$F^2$	2	1	1	1	
$a$	1	1	4	1	

<sup>(1)</sup>EMCCD : 512 lignes à 3 MHz. FaNTOmM : 1024 lignes à 800 kHz. CCD : 1024 lignes à 100 kHz, 1024\*1024 pixels à 500 kHz.

**TABLE A.3:** Valeur des paramètres du rapport signal à bruit du EMCCD et de FaNTOmM envisagés avec le nouveau contrôleur.

4. L'injection de charge augmente avec le temps que l'horloge passe au niveau haut, c'est-à-dire le temps passé hors inversion ;
5. L'injection de charge augmente avec la diminution de la température d'opération ;
6. L'injection de charge augmente de manière linéaire avec le nombre de transferts ;
7. L'injection de charge a un comportement Poissonien.

L'approche envisagée pour diminuer l'injection de charge est de construire un séquenceur analogique où l'horloge envoyée à une phase du CCD pourra être formatée de manière très précise. Ceci permettra d'utiliser des horloges purement sinusoïdales pour les phases verticales et de contrôler le contenu fréquentiel des phases horizontales. Également, des horloges à 3 niveaux pourront être utilisées, ce

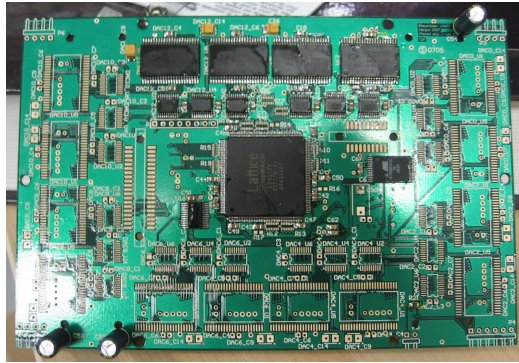


**FIGURE A.8: Gauche :** Rapports signal à bruit pour les systèmes dont les paramètres sont définis dans le tableau A.3, par rapport à un système à comptage de photon parfait (équation A.1). **Droite :** Efficacité des systèmes à comptage de photon basés sur les EMCCD définis dans le tableau A.3 par rapport à FaNTOmM.

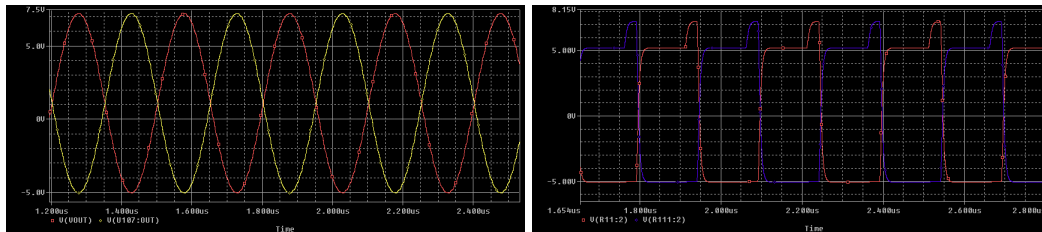
qui pourrait également diminuer l’injection de charge. Les performances espérées, reflétant les paramètres du tableau A.3, sont présentées à la figure A.8.

Le développement de ce nouveau contrôleur est passablement avancé. Le séquenceur, qui fournit les signaux analogiques basse puissance et basse tension est complété (figure A.9). L’amplificateur de puissance, qui amplifie en amplitude et en puissance les signaux basse tension fournis par le séquenceur, est conçu, de même que l’amplificateur de sortie et la section de conversion numérique.

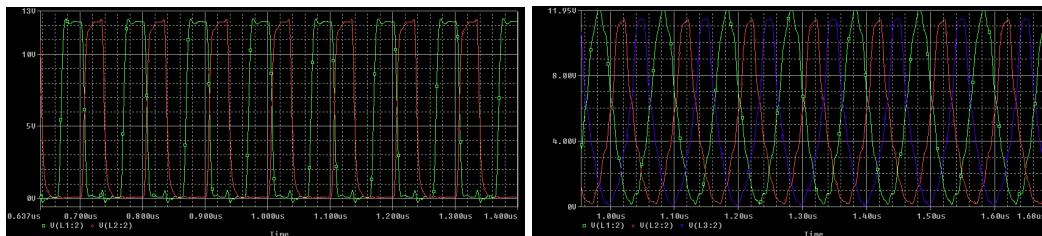
Les figures A.10 et A.11 montrent les simulations des amplificateurs de puissance. La résolution temporelle du séquenceur est amplement suffisante pour que le signal sinusoïdal injecté dans les phases verticales ressemble à un sinus parfait.



**FIGURE A.9:** Photo du séquenceur analogique du EMCCD. Le montage des pièces n'est pas terminé sur cette photo.



**FIGURE A.10:** Signaux des phases verticales fournis par l'amplificateur de puissances. Ces signaux sont simulés et la charge dans laquelle ils sont injectés représente la capacité, la résistance et l'inductance des phases verticales du EMCCD, incluant la capacité inter-phase. La fréquence montrée est de 3 MHz. **Gauche** : Horloge sinusoïdale. **Droite** : Signaux à 3 niveaux.



**FIGURE A.11:** Signaux des phases horizontales fournis par l'amplificateur de puissances. Ces signaux sont simulés et la charge dans laquelle ils sont injectés représente la capacité, la résistance et l'inductance des phases horizontales du EMCCD, incluant la capacité inter-phase. **Gauche** : Horloge carrée, où seulement deux phases sont simulées. La fréquence montrée est de 10 MHz. **Droite** : Horloge au contenu fréquentiel limité, où les 3 phases sont simulées.

## A.4 Conclusions

Le contrôleur en développement devrait permettre au minimum d'atteindre les performances telles que montrées à la figure A.7, qui permettrait d'utiliser le EMCCD en mode amplifié. Si les méthodes de formatage des horloges s'avèrent efficaces pour diminuer l'injection de charge, les performances présentées à la figure A.8 pourraient être atteintes, ce qui permettrait d'utiliser le EMCCD en mode comptage de photon et de s'affranchir du facteur de bruit induit par le processus multiplicatif. Le contrôleur final devrait donc permettre de construire une caméra dont l'efficacité sur le ciel sera de 3 à 6 fois supérieure à celle de FaNTOmM.

Ce contrôleur permettra de piloter aussi bien les CCD97 de e2v technologies, un EMCCD de  $512 \times 512$  pixels de  $16 \times 16 \mu m$ , que le CCD201-20, un EMCCD de  $1024 \times 1024$  pixels de  $13 \times 13 \mu m$ .



# Annexe **B**

## Brevet CCCP

Cette annexe présente le brevet concernant CCCP, déposé le 8 mai 2009. Le document a été rédigé par Maître Philip Conrad, agent de brevet chez Photon etc. inc. Seule la page couverture est reproduite ici.

Contribution : 10% Rédaction, 100% informations techniques et 90% fabrication du contrôleur.

Approved for use through 06/30/2010 OMB 0651-  
U.S. Patent and Trademark Office: U.S. DEPARTMENT OF COMMERCE

Under the Paperwork Reduction Act of 1995, no persons are required to respond to a collection of information unless it displays a valid OMB control number.

<b>Provisional Application for Patent Cover Sheet</b>					
This is a request for filing a PROVISIONAL APPLICATION FOR PATENT under 37 CFR 1.53(c)					
<b>Inventor(s)</b>					
Inventor 1					<input type="button" value="Remove"/>
Given Name	Middle Name	Family Name	City	State	Country i
Olivier		Daigle	Montreal		CA
All Inventors Must Be Listed – Additional Inventor Information blocks may be generated within this form by selecting the <b>Add</b> button.					<input type="button" value="Add"/>
<b>Title of Invention</b>		APPARATUS AND METHOD FOR LOW NOISE IMAGING			
Attorney Docket Number (if applicable)		EMCCD-US-P			
<b>Correspondence Address</b>					
Direct all correspondence to (select one):					
<input checked="" type="radio"/> The address corresponding to Customer Number			<input type="radio"/> Firm or Individual Name		
Customer Number			86038		
The invention was made by an agency of the United States Government or under a contract with an agency of the United States Government.					
<input checked="" type="radio"/> No.					
<input type="radio"/> Yes, the name of the U.S. Government agency and the Government contract number are:					



Approved for use through 06/30/2010 OMB 0651-  
U.S. Patent and Trademark Office: U.S. DEPARTMENT OF COMMERCE

Under the Paperwork Reduction Act of 1995, no persons are required to respond to a collection of information unless it displays a valid OMB control number.

**Entity Status**

Applicant claims small entity status under 37 CFR 1.27

 Yes, applicant qualifies for small entity status under 37 CFR 1.27

 No
**Warning**

Petitioner/applicant is cautioned to avoid submitting personal information in documents filed in a patent application that may contribute to identity theft. Personal information such as social security numbers, bank account numbers, or credit card numbers (other than a check or credit card authorization form PTO-2038 submitted for payment purposes) is never required by the USPTO to support a petition or an application. If this type of personal information is included in documents submitted to the USPTO, petitioners/applicants should consider redacting such personal information from the documents before submitting them to USPTO. Petitioner/applicant is advised that the record of a patent application is available to the public after publication of the application (unless a non-publication request in compliance with 37 CFR 1.213(a) is made in the application) or issuance of a patent. Furthermore, the record from an abandoned application may also be available to the public if the application is referenced in a published application or an issued patent (see 37 CFR 1.14). Checks and credit card authorization forms PTO-2038 submitted for payment purposes are not retained in the application file and therefore not publicly available.

**Signature**

Please see 37 CFR 1.4(d) for the form of the signature.

Signature	/plc/		Date (YYYY-MM-DD)	2009-05-08
First Name	Philip	Last Name	Conrad	Registration Number (If appropriate)
				34567

This collection of information is required by 37 CFR 1.51. The information is required to obtain or retain a benefit by the public which is file (and by the USPTO to process) an application. Confidentiality is governed by 35 U.S.C. 122 and 37 CFR 1.11 and 1.14. This collection is estimated to take 8 hours to complete, including gathering, preparing, and submitting the completed application form to the USPTO. Time will vary depending upon the individual case. Any comments on the amount of time you require to complete this form and/or suggestions for reducing this burden, should be sent to the Chief Information Officer, U.S. Patent and Trademark Office, U.S. Department of Commerce, P.O. Box 1450, Alexandria, VA 22313-1450. DO NOT SEND FEES OR COMPLETED FORMS TO THIS ADDRESS. **This form can only be used when in conjunction with EFS-Web. If this form is mailed to the USPTO, it may cause delays in handling the provisional application.**

**The Privacy Act of 1974 (P.L. 93-579)** requires that you be given certain information in connection with your submission on the attached form related to a patent application or patent. Accordingly, pursuant to the requirements of the Act, please be advised that: (1) the general authority for the collection of this information is 35 U.S.C. 2(b)(2); (2) furnishing of the information solicited is voluntary; and (3) the principal purpose for which the information is used by the U.S. Patent and Trademark Office is to process and/or examine your submission related to a patent application or patent. If you do not furnish the requested information, the U.S. Patent and Trademark Office may not be able to process and/or examine your submission, which may result in termination of proceedings or abandonment of the application or expiration of the patent.

The information provided by you in this form will be subject to the following routine uses:

1. The information on this form will be treated confidentially to the extent allowed under the Freedom of Information Act (5 U.S.C. 552) and the Privacy Act (5 U.S.C. 552a). Records from this system of records may be disclosed to the Department of Justice to determine whether disclosure of these records is required by the Freedom of Information Act.
2. A record from this system of records may be disclosed, as a routine use, in the course of presenting evidence at a court, magistrate, or administrative tribunal, including disclosures to opposing counsel in the course of settlement negotiations.
3. A record in this system of records may be disclosed, as a routine use, to a Member of Congress submitting a request involving an individual, to whom the record pertains, when the individual has requested assistance from that Member with respect to the subject matter of the record.
4. A record in this system of records may be disclosed, as a routine use, to a contractor of the Agency having need for the information in order to perform a contract. Recipients of information shall be required to comply with the requirements of the Privacy Act of 1974, as amended, pursuant to 5 U.S.C. 552a(m).
5. A record related to an International Application filed under the Patent Cooperation Treaty in this system of records may be disclosed, as a routine use, to the International Bureau of the World Intellectual Property Organization, pursuant to the Patent Cooperation Treaty.
6. A record in this system of records may be disclosed, as a routine use, to another federal agency for purposes of National Security review (35 U.S.C. 181) and for review pursuant to the Atomic Energy Act (42 U.S.C. 218(c)).
7. A record from this system of records may be disclosed, as a routine use, to the Administrator, General Services Administration or his/her designee, during an inspection of records conducted by GSA as part of that agency's responsibility to recommend improvements in records management practices and programs, under authority of 44 U.S.C. 2904 and 2906. Such disclosure shall be made in accordance with the GSA regulations governing inspection of records for that purpose, and any other relevant (i.e., GSA or Commerce) directive. Such disclosure shall not be used to make determinations about individuals.
8. A record from this system of records may be disclosed, as a routine use, to the public after either publication of the application pursuant to 35 U.S.C. 122(b) or issuance of a patent pursuant to 35 U.S.C. 151. Further, a record may be disclosed, subject to the limitations of 37 CFR 1.14, as a routine use, to the public if the record was filed in an application which became abandoned or in which the proceedings were terminated and which application is referenced by either a published application, an application open to public inspection or an issued patent.
9. A record from this system of records may be disclosed, as a routine use, to a Federal, State, or local law enforcement agency, if the USPTO becomes aware of a violation or potential violation of law or regulation.

# Annexe **C**

## Articles en tant qu'auteur secondaire

Cette annexe énumère les articles publiés ou soumis pour publication, où l'auteur de cette thèse est un auteur secondaire.

### **C.1 Articles instrumentaux**

#### **C.1.1 Sub Electron readout noise & photon counting devices**

Gach, J., Balard, P., Daigle, O., Destefanis, G., Feautrier, P., Guillaume, C., & Rothman, J., 2009, EAS Publications Series, Volume 37, pp.255-270<sup>a</sup>.

Contribution : 30% rédaction, 100% traitement des données concernant le EMCCD.

#### **C.1.2 3D-NTT : a versatile visitor instrument for the NTT**

Marcelin, M., Amram, P., Balard, P., Balkowski, C., Boissin, O., Boulesteix, J., Carignan, C., Daigle, O., de Denuis Baillargeon, M.-M., Epinat, B., Gach, J.-L., Hernandez, O., Rigaud, F., & Vallée, P., 2008, Ground-based and Airborne Instrumentation

---

<sup>a</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009EAS...37..255G>.

for Astronomy II. Edited by McLean, Ian S. ; Casali, Mark M. Proceedings of the SPIE, Volume 7014, pp. 55-63<sup>b</sup>.

Contribution : Rédaction de la section sur le mode haute résolution du 3D-NTT concernant l'imageur.

### **C.1.3 The imaging Bragg Tunable Filter**

Blais-Ouellette, S., Daigle, O., & Taylor, K., 2006, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy. Edited by McLean, Ian S. ; Iye, Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 6269, pp. 9-14<sup>c</sup>.

Contribution : 30% fabrication de l'instrument, 40% rédaction, 70% traitement des données.

## **C.2 Articles scientifiques**

### **C.2.1 On the relevance of the Tremaine-Weinberg method applied to an H $\alpha$ velocity field : Pattern speed determination in M100**

Hernandez, O., Carignan, C., Amram, P., Chemin, L., & Daigle, O., 2005, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 360, Issue 4, pp. 1201-1230<sup>d</sup>.

Contribution : 5% rédaction, 20% traitement des données.

---

<sup>b</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008SPIE.7014E.170M>.

<sup>c</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006SPIE.6269E.174B>.

<sup>d</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005MNRAS.360.1201H>.

### **C.2.2 $H\alpha$ kinematics of the *Spitzer* Infrared Nearby Galaxies Survey – II**

Dicaire, I., Carignan, C., Amram, P., Hernandez, O., Chemin, L., Daigle, O., de Denus-Baillargeon, M.-M., Balkowski, C., Boselli, A., Fathi, K., & Kennicutt, R. C., 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 385, Issue 2, pp. 553-605<sup>e</sup>.

Contribution : aide à la réduction des données, révision du manuscrit.

### **C.2.3 Deep fabry-perot $H\alpha$ observations of NGC 7793 : a very extended $H\alpha$ disk and a truly declining rotation curve**

Dicaire, I., Carignan, C., Amram, P., Marcelin, M., Hlavacek-Larrondo, J., de Denus-Baillargeon, M., Daigle, O., & Hernandez, O. 2008, The Astronomical Journal, Volume 135, Issue 6, pp. 2038-2047<sup>f</sup>.

Contribution : aide à la prise des données et à la réduction, révision du manuscrit.

### **C.2.4 GHASP : an $H\alpha$ kinematic survey of spiral and irregular galaxies – VI. New $H\alpha$ data cubes for 108 galaxies**

Epinat, B., Amram, P., Marcelin, M., Balkowski, C., Daigle, O., Hernandez, O., Chemin, L., Carignan, C., Gach, J.-L., & Balard, P., Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 388, Issue 2, pp. 500-550<sup>g</sup>.

Contribution : rédaction d'une partie de la section concernant la réduction de données. Aide à l'écriture de routines pour la réduction d'un échantillon exhaustif de galaxies. Aide à la réduction de données.

<sup>e</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.385..553D>.

<sup>f</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008AJ....135.2038D>.

<sup>g</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.388..500E>.

### **C.2.5 Evolution of structure in late-type spiral galaxies I : Ionized gas kinematics in NGC 628**

Fathi, K., Beckman, J. E., Zurita, A., Relaño, M., Knapen, J. H., Daigle, O., Hernandez, O., & Carignan, C., 2007, *Astronomy and Astrophysics*, Volume 466, Issue 3, pp.905-916

Contribution : Rédaction d'une partie de la section portant sur les observations. Aide à la réduction des données.

### **C.2.6 Quantifying resonant structure in NGC 6946 from two-dimensional kinematics**

Fathi, K., Toonen, S., Falcón-Barroso, J., Beckman, J. E., Hernandez, O., Daigle, O., Carignan, C., & de Zeeuw, T., 2007, *The Astrophysical Journal*, Volume 667, Issue 2, pp. L137-L140<sup>h</sup>.

Contribution : Aide à la réduction des données.

### **C.2.7 An evolutionary sequence of expanding hydrogen shells in galaxy discs**

Relaño, M., Beckman, J. E., Daigle, O., & Carignan, C., 2007, *Astronomy and Astrophysics*, Volume 467, Issue 3, pp.1117-1123<sup>i</sup>.

Contribution : Acquisition et réduction des données. Aide à la rédaction de la section concernant les observations.

---

<sup>h</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007ApJ...667L.137F>.

<sup>i</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007A%26A...467.1117R>.

### **C.2.8 Kinemetry of SINS high-redshift star-forming galaxies : Distinguishing rotating disks from major mergers**

Shapiro, K. L., Genzel, R., Förster Schreiber, N. M., Tacconi, L. J., Bouché, N., Cresci, G., Davies, R., Eisenhauer, F., Johansson, P. H., Krajnovic, D., Lutz, D., Naab, T., Arimoto, N., Arribas, S., Cimatti, A., Colina, L., Daddi, E., Daigle, O., Erb, D., Hernandez, O., Kong, X., Mignoli, M., Onodera, M., Renzini, A., Shapley, A., & Steidel, C., 2008, *The Astrophysical Journal*, Volume 682, Issue 1, pp. 231-251<sup>j</sup>.

Contribution : Acquisition et réduction des données  $H\alpha$  pour la création d'un échantillon de galaxies étalon.

### **C.2.9 Deep $H\alpha$ observations of NGC 253 : a very extended and possibly declining rotation curve ?**

L'article Larrondo et al. 2010 a été soumis à la revue *The Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* en janvier 2010. 13 pages, 7 figures.

Auteurs : Hlavacek-Larrondo, J., Carignan, C., Daigle, O., de Denus-Baillargeon, M.-M., Hernandez, O., Epinat, B. & Marcelin, M.

Contribution : Aide à l'acquisition, écriture des routines de pré-réduction des données et aide à la réduction des données. Aide à la rédaction de la section concernant les observations et la réduction de données. Révision du manuscrit.

---

<sup>j</sup>Disponible à <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008ApJ...682..231S>.

